

Direction des bibliothèques

AVIS

Ce document a été numérisé par la Division de la gestion des documents et des archives de l'Université de Montréal.

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

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

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

NOTICE

This document was digitized by the Records Management & Archives Division of Université de Montréal.

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

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

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



Université de Montréal

Potentiel d'observation de la technicouleur à l'aide de l'expérience
ATLAS

par
Jonathan Ferland

Département physique
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en physique

Juin, 2009

© Jonathan Ferland, 2009.



Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

**Potentiel d'observation de la technicoleur à l'aide de l'expérience
ATLAS**

présentée par:

Jonathan Ferland

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Manu Paranjape,	président-rapporteur
Georges Azuelos,	directeur de recherche
Paul Taras,	membre du jury
Luc Marleau,	examineur externe
Pavel Winternitz,	représentant du doyen de la FES

Thèse acceptée le:

RÉSUMÉ

Malgré l'extraordinaire succès du Modèle Standard à décrire de façon cohérente les particules fondamentales et leurs interactions, ce modèle a de sérieuses faiblesses car il ne prédit pas la valeur de plusieurs paramètres et il est sujet à un ajustement fin (*fine tuning*) si on l'extrapole à très haute énergie. Plusieurs arguments théoriques et phénoménologiques suggèrent que cette description n'est pas complète. Les contraintes de plus en plus sévères sur les paramètres de cette théorie amènent certains physiciens à élaborer des méthodes alternatives pour générer la masse. Plusieurs de ces modèles ont donc été développés. Parmi les plus connus se trouvent la supersymétrie et la technicouleur.

Dans le cadre théorique d'une théorie de jauge respectant la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$, les particules n'ont pas de masse. Afin de les générer, le Modèle Standard fait appel au mécanisme de Higgs. Suite à la brisure de la symétrie électrofaible, la seule observable prédite est l'existence du boson de Higgs. On considère cette particule, associée au mécanisme de génération de la masse, comme l'une des pièces maîtresses qui validera notre compréhension de la physique des hautes énergies.

La technicouleur, ou plus généralement les modèles de brisure forte de la symétrie électrofaible, remplace le Higgs par une particule composite formée de fermions obéissant à une interaction forte. La phénoménologie est essentiellement définie par les états liés permis par la nouvelle interaction. On note un regain d'intérêt pour cette catégorie de modèles. D'ailleurs, plusieurs mesures leur étant propres pourront s'effectuer au LHC. Enfin, de nombreux progrès récents dans ce domaine ont permis l'élaboration de nouveaux modèles.

Parmi les processus de technicouleur, le secteur vectoriel des techni-mésos est particulièrement prometteur. Nous analyserons deux signatures propres au modèle *strawman*, dont la combinaison nous permet d'extraire un paramètre de la théorie. Cette étude fait suite à un travail préliminaire effectué dans le cadre d'un groupe de travail aux Houches, où nous avons montré, à l'aide de la simulation rapide, la possibilité d'observer ces deux canaux. On base cette nouvelle étude sur la simulation détaillée du détecteur ATLAS. Certains bruits de fond sont générés en partie en simulation rapide, car la section efficace est très élevée. Une comparaison détaillée

de la simulation rapide avec la simulation complète permet de faire l'analyse avec une statistique suffisante de données. L'étude permet ensuite de déterminer la couverture obtenue dans l'espace des paramètres pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Finalement, nous discuterons d'un modèle alternatif (MWTC) qui offre une phénoménologie différente et nous aborderons le secteur vectoriel des techni-mésons et celui du boson de Higgs.

Mots clés : technicouleur, ATLAS, LHC, Higgs, simulation

ABSTRACT

The Standard Model of particle physics describes interactions among particles. In this picture, the Higgs mechanism is responsible for the mass description of the theory. The outcome of the symmetry breaking is the appearance of the Higgs boson as a physical state. This particle associated with the mass mechanism is believed to be an important key leading to the understanding of high energy physics.

Nevertheless, this model is not the end of the story. Many theoretical and phenomenological arguments lead physicists to believe that this description is not complete. The constraints on the Higgs sector are becoming stronger and model builders are wondering if an alternative approach would not be the solution. Many theories beyond the Standard Model have appeared to solve the problem of the Standard Model. Among them are the well known supersymmetry and technicolor models.

Technicolor and other similar constructions referred to as strong symmetry models, replace the Higgs by a composite particle whose constituent fermions are described by a strong interaction. The phenomenology of these models is essentially defined by the new bound states allowed by this strong interaction. Nowadays, these models are gaining in popularity and promise some striking signatures at LHC. Recent progress has been made in the field and new models are now available.

Among the signatures of technicolor, the vector techni-mesons are very promising. Here, we analyse two channels in this sector, in the context of the strawman model, whose combination allows us to extract a parameter of the theory. This study follows from our work at Les Houches, where we have shown, using fast simulation, that these channels are accessible at LHC. This new study is based on ATLAS full detector simulation and enables us to extract the allowed parameter space for an integrated luminosity of 10 fb^{-1} . Some backgrounds were partially simulated with fast simulation due to their large cross sections. A detailed comparison of fast and full simulation has been done in order to perform the analysis with better statistics. Finally, an alternative model will be discussed and its phenomenology for the vector and Higgs sector will be described.

Keys words : technicolor, ATLAS, LHC, Higgs, simulation

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	i
ABSTRACT	iii
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	viii
LISTE DES FIGURES	x
LISTE DES ANNEXES	xxx
NOTATION	xxxii
REMERCIEMENTS	xxxiii
CONTRIBUTIONS PERSONNELLES	xxxiv
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : LE MODÈLE STANDARD ET LA TECHNICOU- LEUR	3
1.1 Le Modèle Standard	3
1.1.1 Contenu de particules et interactions	3
1.1.2 Brisure de la symétrie électrofaible	5
1.2 Les modèles de Technicouleur	16
1.2.1 Modèle de Susskind et Weinberg	16
1.2.2 La Technicouleur étendue (<i>extended technicolor</i>)	19
1.2.3 La technicouleur rampante (<i>walking</i>)	22
1.2.4 Le modèle <i>strawman</i> de la technicouleur	28
1.2.5 Un modèle alternatif de la technicouleur : MWTC	29
CHAPITRE 2 : PHÉNOMÉNOLOGIE ET GÉNÉRATEURS MONTE- CARLO	30

2.1	Modèle <i>strawman</i>	30
2.2	Modèle alternatif : MWTC	37
2.3	Génération des événements	42
2.3.1	Générateurs Monte-Carlo	43
2.3.2	Modèle <i>Strawman</i>	45
2.3.3	Modèle alternatif	49
CHAPITRE 3 : LE DÉTECTEUR ATLAS ET LE LHC		52
3.1	Le LHC	52
3.2	Le Détecteur ATLAS	53
3.2.1	Le spectromètre à muons	54
3.2.2	Les calorimètres	55
3.2.3	Le détecteur interne	57
3.2.4	Le DAQ et le système de déclenchement	58
CHAPITRE 4 : SIMULATION DU DÉTECTEUR ET RECONSTRUCTION		61
4.1	La simulation rapide : ATLFAST	61
4.2	La simulation complète et la reconstruction des événements	63
4.2.1	Définition des particules	64
4.3	Comparaison ATLFAST et reconstruction complète	74
4.3.1	Distributions comparées : $WZ \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm \nu$	75
4.3.2	Distributions comparées : $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b_j$	79
4.3.3	Discussion	79
CHAPITRE 5 : ÉTUDE DU MODÈLE <i>STRAWMAN</i>		96
5.1	$\rho_{tc}^\pm \rightarrow W^\pm Z \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm \nu$	96
5.1.1	Préselection	96
5.1.2	Coupages d'analyse	97
5.1.3	Résultats	108
5.2	$\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi_{tc}^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b_j$	113
5.2.1	préselection	113
5.2.2	Coupages d'analyse	115

5.2.3	Méthode de coupure par vraisemblance (likelihood)	124
5.2.4	Résultats	127
5.3	Extraction de N_d	137
CHAPITRE 6 :ÉTUDE DU MODÈLE ALTERNATIF		141
CONCLUSION		163
BIBLIOGRAPHIEclxxvi

LISTE DES TABLEAUX

1.I Propriétés des différents fermions connus. I_3 est la troisième composante de l'isospin faible, Y l'hypercharge faible, Q la charge électrique et C la charge de couleur.	4
1.II Propriétés des techni-mésons dans le cas où $N_d=1$ et $N_{tc}=4$. I est l'isospin fort, J est le moment angulaire total, P est la parité tandis que C est la conjugaison de charge.	18
2.I Propriétés des techni-mésons dans le modèle MWTC. J est le moment angulaire total et P est la parité. Les trois techni-pions seront mangés par les W^\pm et Z	40
2.II Propriétés des échantillons de signal utilisés pour l'analyse $\rho_{tc}^\pm \rightarrow W^\pm Z \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm \nu$. N_{SimCom} correspond au nombre d'événements générés et reconstruits tandis que la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement est en pb. Seuls les états finaux contenant des électrons ou des muons sont inclus.	47
2.III Bruits de fond et leurs sections efficaces multipliées par le rapport d'embranchement pour l'étude de $\rho_{tc}^\pm \rightarrow W^\pm Z \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm \nu$. N_{SimCom} est le nombre d'événements produits en simulation et reconstruction complète alors que N_{ATLFAST} est le nombre produit en simulation rapide à l'aide d'ATLFAST. L'abréviation neg. signifie négatif.	48
2.IV Propriétés des échantillons de signal utilisés pour l'analyse $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi_{tc}^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp n_j$. N_{SimCom} correspond au nombre d'événements générés et reconstruits tandis que la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement est en pb. Seuls les états finaux contenant des électrons ou des muons sont inclus.	50
2.V Bruits de fond et leurs sections efficaces multipliées par le rapport d'embranchement pour l'étude de $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi_{tc}^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b_j$. N_{SimCom} est le nombre d'événements produits en simulation et reconstruction complète alors que N_{ATLFAST} est le nombre fait en simulation rapide à l'aide d'ATLFAST. neg. signifie négatif.	51

3.I	Résolution désirée et couverture en pseudorapidité pour les principaux sous-détecteurs de ATLAS.	54
4.I	Puretés et efficacités obtenues lors de l'identification des muons, électrons et jets en reconstruction complète pour le canal $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$	69
4.II	Puretés et efficacités obtenues lors de l'identification des muons, électrons, jets b et jets en reconstruction complète pour le canal $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$	71
4.III	Normalisation applicable aux événements de simulation rapide pour qu'ils correspondent à ceux de la simulation complète.	81
5.I	Nombre d'événements de bruit B et de signal S suite à l'application des coupures pour l'échantillon A10. Une fenêtre de une fois et demie la largeur du ρ_{tc}^{\pm} a été appliquée, sauf pour le deuxième chiffre de la ligne présélection, où l'ensemble des événements est compté. σ_s est la signifiante obtenue.	108
5.II	Nombre d'événements de bruit B et de signal S suite à l'application des coupures pour l'échantillon B6. Une fenêtre ovale dont les demis-axes sont équivalents à une fois et demie la largeur de la résonance dans chaque direction a été appliqué, sauf pour le deuxième chiffre de la ligne présélection, où l'ensemble des événements est compté. σ_s est la signifiante obtenue.	129
5.III	Mesure du nombre d'événements S, de l'efficacité et du rapport d'embranchement BR pour les échantillons A13 et B21.	139
6.I	Propriétés des techni-mésons dans le modèle MWTC. J est le moment angulaire total et P est la parité.	142

LISTE DES FIGURES

1.1	Potentiel de Higgs	6
1.2	Résultats combinés du Tevatron sur la masse du boson de Higgs (voir [9]). La ligne noire continue montre la mesure expérimentale alors que celle pointillée indique la valeur prédite pour le Higgs du Modèle Standard. Les zones verte et jaune correspondent respectivement à un et deux écart type d'éloignement à la valeur prédite.	9
1.3	Contrainte sur la masse du boson de Higgs en fonction de la masse du quark top obtenue lors du lissage électrofaible. Les intervalles montrent les régions où le lissage est compatible à moins d'un écart type pour certaines mesures. La zone verte montre les valeurs exclues par le LEP et la zone rouge est le résultat du lissage global.	9
1.4	Boucles contribuant à la correction de la masse du boson de Higgs .	10
1.5	Correction du propagateur des fermions permettant la définition d'une masse pour ces particules	20
1.6	Correction du propagateur des techni-mésons permettant la redéfinition d'une masse pour ces particules	20
1.7	Diagramme de Feynman pour un changement de saveur provenant d'un courant neutre en technicouleur.	22
1.8	Paramètre électrofaible T en fonction de S. Les ellipses indiquent les régions de confiance de 68 et 90 %. Les données utilisées et les détails théoriques des calculs se trouvent dans [27]	23
1.9	Exemple typique de l'évolution d'un couplage α en fonction de l'énergie q pour une interaction forte. (gauche) Comportement de type QCD. (droite) Comportement lors de la présence d'un point fixe. . .	24
1.10	Exemple de fonction β produisant un point fixe qui mènera à une évolution lente du couplage (<i>walking</i>).	25
1.11	Paramètres obliques T en fonction de S pour différentes masses du boson de Higgs. Résultat publié en 2008[10].	26

1.12	Diagramme de phase pour les théories à évolution lente du couplage (<i>walking</i>) basées sur $SU(N)$ [36]. Les courbes noires décrivent les techni-fermions qui sont dans une représentation fondamentale, les bleues une représentation à deux indices antisymétriques, les rouges une représentation à deux indices symétriques et les vertes une représentation adjointe. Pour chaque couleur, la ligne pleine vers le haut indique la limite où la liberté asymptotique est perdue tandis que la courbe pleine du bas est l'endroit où la symétrie chirale débute.	27
2.1	Diagramme de Feynman pour la production de ρ_{tc}^\pm et de a_{tc}^\pm via le mélange avec le boson de jauge W^\pm	32
2.2	Section efficace et largeur totale pour le ρ_{tc}^\pm en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le π_{tc}^\pm a été utilisée.	34
2.3	Rapports d'embranchement pour le ρ_{tc}^\pm en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le π_{tc}^\pm a été utilisée.	35
2.4	Rapports d'embranchement et largeur totale pour le π_{tc}^\pm en fonction de sa masse.	36
2.5	Section efficace multipliée par le rapport d'embranchement pour les canaux $pp \rightarrow \rho_{tc}^\pm \rightarrow W^\pm Z$ et $pp \rightarrow \rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi_{tc}^\pm$	38
3.1	Le LHC à Genève	52
3.2	Le détecteur ATLAS au LHC	53
3.3	Détecteur à muon d'ATLAS	55
3.4	Les calorimètres d'ATLAS	56
3.5	Détecteur interne d'ATLAS	58
3.6	Site expérimental d'ATLAS	59
3.7	Structure du système de déclenchement. Le schéma montre les connexions entre les ROD(<i>readout driver</i>) qui contiennent les données provenant du détecteur, le niveau 1 de déclenchement ainsi que le HLT(le <i>high level trigger</i> contient les niveaux 2 et 3). Le flot de données est aussi indiqué ainsi que les débits cibles pour les liens de communication.	60

4.1	Poids défini par l'algorithme d'identification des jets b.	67
4.2	Efficacité des électrons et des muons en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité. Les événements proviennent de l'échantillon A6.	70
4.3	Efficacité des électrons et des muons en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité. Les événements proviennent de l'échantillon B6.	72
4.4	Efficacité des jets et des jets b en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité. Les événements proviennent de l'échantillon B6.	73
4.5	Comparaison entre les distributions de l'énergie transverse manquante de la reconstruction complète en noir et la simulation rapide en rouge pour $Zb\bar{b}$. La courbe en bleu montre le résultat d'ATLFAST lorsque la distribution est étalée correctement.	76
4.6	Normalisation relative des données produites par ATLFAST et de celles venant de la reconstruction complète pour différentes distributions. On a obtenu la normalisation pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les lignes bleues correspondent aux valeurs obtenues par lissage tandis que les zones ombragées indiquent l'erreur sur ces dernières. Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$ provenant de $t\bar{t}$	77
4.7	Normalisation relative des données produites par ATLFAST et de celles venant de la reconstruction complète. (a) Normalisation de la distribution de l'impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z lorsqu'on utilise celui ayant la plus grande impulsion transverse. (b) Normalisation de la distribution de l'impulsion transverse manquante. (c) Normalisation provenant de la distribution de la Masse invariante du Z reconstruit. (d) Normalisation de la distribution de la Masse invariante du ρ_{tc}^{\pm} reconstruit. La ligne bleue correspond à la valeur moyenne tandis que la zone ombragée indique l'erreur sur cette dernière. Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$ provenant de $t\bar{t}$	78

- 4.8 Distributions utilisées lors de la détermination de la normalisation relative entre ATLFast et la reconstruction complète. Les courbes noires montrent la reconstruction complète, les rouges, ATLFast sans renormalisation et les bleues ATLFast renormalisé. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$ provenant de $t\bar{t}$ 80
- 4.9 Normalisation relative des données produites par ATLFast et de celles venant de la reconstruction complète pour différentes distributions. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les lignes bleues correspondent aux valeurs obtenues par lissage tandis que les zones ombragées indiquent l'erreur sur ces dernières. Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$ provenant de $Zb\bar{b}$ 84
- 4.10 Normalisation relative des données produites par ATLFast et de celles venant de la reconstruction complète pour différentes distributions. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les lignes bleues correspondent aux valeurs obtenues par lissage tandis que les zones ombragées indiquent l'erreur sur ces dernières. Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$ provenant de Zbj 85
- 4.11 Normalisation relative des données produites par ATLFast et de celles venant de la reconstruction complète pour différentes distributions. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les lignes bleues correspondent aux valeurs obtenues par lissage tandis que les zones ombragées indiquent l'erreur sur ces dernières. Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$ provenant de Zjj 86

- 4.12 Normalisation relative des données produites par ATLFAST et de celles venant de la reconstruction complète pour différentes distributions. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les lignes bleues correspondent aux valeurs obtenues par lissage tandis que les zones ombragées indiquent l'erreur sur ces dernières. Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$ provenant de $t\bar{t}$ 87
- 4.13 Normalisation relative des données produites par ATLFAST et de celles venant de la reconstruction complète. (a) Normalisation de la distribution de l'impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z lorsqu'on utilise celui avec la plus grande impulsion transverse. (b) Normalisation de la distribution de l'impulsion transverse manquante. (c) Normalisation de la distribution de la Masse invariante du Z reconstruit. (d) Normalisation de la distribution de la Masse invariante du ρ_{tc}^{\pm} reconstruit. La ligne bleue correspond à la valeur moyenne tandis que la zone ombragée indique l'erreur sur cette dernière. Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}bj$ provenant de $Zb\bar{b}$ 88
- 4.14 Normalisation relative des données produites par ATLFAST et de celles venant de la reconstruction complète. (a) Normalisation de la distribution de l'impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z lorsqu'on utilise celui avec la plus grande impulsion transverse. (b) Normalisation de la distribution de l'impulsion transverse manquante. (c) Normalisation de la distribution de la Masse invariante du Z reconstruit. (d) Normalisation de la distribution de la Masse invariante du ρ_{tc}^{\pm} reconstruit. La ligne bleue correspond à la valeur moyenne tandis que la zone ombragée indique l'erreur sur cette dernière. Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}bj$ provenant de Zbj 88

- 4.15 Normalisation relative des données produites par ATLFAST et de celles venant de la reconstruction complète. (a) Normalisation de la distribution de l'impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z lorsqu'on utilise celui avec la plus grande impulsion transverse. (b) Normalisation de la distribution de l'impulsion transverse manquante. (c) Normalisation de la distribution de la Masse invariante du Z reconstruit. (d) Normalisation de la distribution de la Masse invariante du ρ_{tc}^{\pm} reconstruit. La ligne bleue correspond à la valeur moyenne tandis que la zone ombragée indique l'erreur sur cette dernière. Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}bj$ provenant de Zjj. 89
- 4.16 Normalisation relative entre les données produites par ATLFAST et celles provenant de la reconstruction complète. (a) Normalisation provenant de la distribution de l'impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z lorsque celui ayant la plus grande impulsion transverse est utilisé. (b) Normalisation provenant de la distribution de l'impulsion transverse manquante. (c) Normalisation provenant de la distribution de la Masse invariante du Z reconstruit. (d) Normalisation provenant de la distribution de la Masse invariante du ρ_{tc}^{\pm} reconstruit. La ligne en bleu correspond à la valeur moyenne tandis que la zone ombragée indique l'erreur sur cette dernière. Les données utilisées sont les candidats à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}bj$ provenant de $t\bar{t}$ 89
- 4.17 Distributions utilisées lors de la détermination de la normalisation relative entre ATLFAST et la reconstruction complète. Les courbes noires montrent la reconstruction complète, les rouges ATLFAST sans renormalisation et les bleues ATLFAST renormalisé. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$ provenant de Zbb. 90

- 4.18 Distributions utilisées lors de la détermination de la normalisation relative entre ATLFast et la reconstruction complète. Les courbes noires montrent la reconstruction complète, les rouges ATLFast sans renormalisation et les bleues ATLFast renormalisé. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$ provenant de Zbj. 91
- 4.19 Distributions utilisées lors de la détermination de la normalisation relative entre ATLFast et la reconstruction complète. Les courbes noires montrent la reconstruction complète, les rouges ATLFast sans renormalisation et les bleues ATLFast renormalisé. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$ provenant de Zjj. 92
- 4.20 Distributions utilisées lors de la détermination de la normalisation relative entre ATLFast et la reconstruction complète. Les courbes noires montrent la reconstruction complète, les rouges ATLFast sans renormalisation et les bleues ATLFast renormalisé. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$ provenant de $t\bar{t}$ 93
- 4.21 Illustration du problème d'isolation des électrons. 94
- 4.22 Nombre d'électrons suite à l'application des critères de définition des particules en fonction de ΔR_{isol} et de ΔR_{iden} . ΔR_{isol} est la distance en η et ϕ utilisée pour la coupure d'isolation alors que ΔR_{iden} est celle utilisée pour éliminer le chevauchement des électrons avec les jets. 95
- 4.23 Nombre de jets suite à l'application des critères de définition des particules en fonction de ΔR_{isol} et de ΔR_{iden} . ΔR_{isol} est la distance en η et ϕ utilisée pour la coupure d'isolation alors que ΔR_{iden} est celle utilisée pour éliminer le chevauchement des électrons avec les jets. 95

- 5.1 Comparaison entre l'impulsion longitudinale réelle et celle reconstruite pour le neutrino provenant de la désintégration du W pour l'échantillon A6. 98
- 5.2 Comparaison des distributions de la masse invariante reconstruite du Z pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune et vert montrent les contributions de $t\bar{t}$, ZZ et WZ respectivement. Le signal de référence est en rouge et correspond à l'échantillon A10. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Les zones ombragées sont celles exclues par la coupure et correspondent à trois fois la largeur du Z. 100
- 5.3 Comparaison des distributions de l'impulsion transverse du lepton provenant du Z pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Le lepton ayant la plus grande impulsion est utilisé. Les courbes en bleu, jaune et vert montrent les contributions de $t\bar{t}$, ZZ et WZ respectivement. Le signal de référence est en rouge et correspond à l'échantillon A10. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La zone ombragée est celle exclue par la coupure et sera variable selon l'échantillon de signal utilisé. 100
- 5.4 Signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse du lepton provenant du Z. Le lepton ayant la plus grande impulsion transverse est utilisé. Les données correspondent à l'échantillon A10. La ligne en jaune indique la signifiante précédant l'application de cette coupure. La ligne en bleu indique la valeur optimale de la coupure. 101
- 5.5 Valeur de la coupure sur l'impulsion transverse du lepton provenant du Z qui maximise la signifiante en fonction des échantillons utilisés. Les lignes continues en bleu indiquent la valeur moyenne pour un groupe d'échantillons à une même masse du ρ_{tc}^{\pm} . La ligne en jaune indique la tendance globale pour la variation de la coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} 101

- 5.6 Comparaison des distributions de l'impulsion transverse manquante pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune et vert montrent les contributions de $t\bar{t}$, ZZ et WZ respectivement. Le signal de référence est en rouge et correspond à l'échantillon A10. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La zone ombragée est celle exclue par la coupure et sera variable selon l'échantillon de signal utilisé. 103
- 5.7 Signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse manquante. Les données correspondent à l'échantillon A10. La ligne en jaune indique la signifiante précédant l'application de cette coupure. La ligne en bleu indique la valeur optimale de la coupure. 103
- 5.8 Valeur de la coupure sur l'impulsion transverse manquante qui maximise la signifiante en fonction des échantillons utilisés. Les lignes continues en bleu indiquent la valeur moyenne pour un groupe d'échantillons à une même masse du ρ_{tc}^{\pm} . La ligne en jaune indique la tendance globale pour la variation de la coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} 104
- 5.9 Comparaison des distributions de l'impulsion transverse du Z reconstruit pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune et vert montrent les contributions de $t\bar{t}$, ZZ et WZ respectivement. Le signal de référence est en rouge et correspond à l'échantillon A10. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La zone ombragée est celle exclue par la coupure et sera variable selon l'échantillon de signal utilisé. 104
- 5.10 Signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse du Z reconstruit. Les données correspondent à l'échantillon A10. La ligne en jaune indique la signifiante précédant l'application de cette coupure. La ligne bleue indique la valeur optimale de la coupure. 105

- 5.11 Valeur de la coupure sur l'impulsion transverse du Z reconstruit qui maximise la signifiante en fonction des échantillons utilisés. Les lignes continues en bleu indiquent la valeur moyenne pour un groupe d'échantillons à une même masse du ρ_{tc}^{\pm} . La ligne jaune indique la tendance globale pour la variation de la coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} 105
- 5.12 Comparaison des distributions de l'impulsion transverse du W reconstruit pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune et vert montrent les contributions de $t\bar{t}$, ZZ et WZ respectivement. Le signal de référence est en rouge et correspond à l'échantillon A10. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La zone ombragée est celle exclue par la coupure et sera variable selon l'échantillon de signal utilisé. 106
- 5.13 Signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse du W reconstruit. Les données correspondent à l'échantillon A10. La ligne jaune indique la signifiante précédant l'application de cette coupure. La ligne bleue indique la valeur optimale de la coupure. 106
- 5.14 Valeur de la coupure sur l'impulsion transverse du W reconstruit qui maximise la signifiante en fonction des échantillons utilisés. Les lignes continues en bleu indiquent la valeur moyenne pour un groupe d'échantillons à une même masse du ρ_{tc}^{\pm} . La ligne en jaune indique la tendance globale pour la variation de la coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} 107

- 5.15 Distribution cumulative de la contribution des bruits de fond à la masse reconstruite du ρ_{tc}^{\pm} . Les événements restants correspondent à ceux ayant survécu aux coupures du groupe d'échantillons à 250 GeV. L'histogramme en vert montre la contribution de $t\bar{t}$, celui en orange montre l'addition de la contribution de ZZ à ce dernier. L'histogramme bleu montre la contribution totale lorsque le bruit WZ leur est ajouté. La ligne noire montre le résultat du lissage tandis que l'histogramme rouge montre la contribution totale attendue pour l'échantillon A10. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} 111
- 5.16 Masse du ρ_{tc}^{\pm} reconstruit pour l'échantillon A10. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La courbe noire montre le résultat du lissage de l'histogramme. 111
- 5.17 Masse invariante reconstruite du ρ_{tc}^{\pm} pour une pseudo-expérience. Les points noirs montrent cette dernière alors que la courbe en bleu est le résultat du lissage de ces données. L'histogramme jaune montre le bruit de fond attendu alors que la courbe pointillée bleue est le résultat du lissage de l'histogramme jaune. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} 112
- 5.18 Efficacité de reconstruction par échantillon pour l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$. Les lignes en bleu indiquent la moyenne obtenue par groupe d'échantillons alors que les zones ombragées en bleu indiquent l'erreur provenant des fluctuations statistiques. 112
- 5.19 Section efficace multipliée par le rapport d'embranchement minimal requis pour obtenir une signifiante de 5 pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} en fonction de la masse de ρ_{tc}^{\pm} pour le canal $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z$. 114
- 5.20 Limite sur la masse du π_{tc}^{\pm} permettant une découverte ayant une signifiante de 5 en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} . Les courbes de niveau indiquent la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement de $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z$. La zone en mauve indique la région où une découverte à 5σ n'est pas possible à 10 fb^{-1} tandis que celle ombragée en jaune montre l'espace où les données ont été extrapolées. 114

- 5.21 Comparaison entre la masse reconstruite du ρ_{tc}^{\pm} (a) et la différence de masse entre le ρ_{tc}^{\pm} et le π_{tc}^{\pm} (b). Les courbes bleues indiquent le lissage obtenu dans les deux situations. 115
- 5.22 Comparaison des distributions de la masse invariante reconstruite du Z pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune, vert et mauve montrent les contributions de $t\bar{t}$, Zjj, Zbj et Zbb̄ respectivement. Le signal de référence est en rouge. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Les zones ombragées sont celles exclues par la coupure et correspondent à trois fois la largeur du Z. 117
- 5.23 Comparaison des distributions de l'impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^{\pm} pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Le jet ayant la plus grande impulsion transverse est utilisé. Les courbes en bleu, jaune, vert et mauve montrent les contributions de $t\bar{t}$, Zjj, Zbj et Zbb̄ respectivement. Le signal de référence est en rouge. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La zone ombragée est celle exclue par la coupure et sera variable selon l'échantillon de signal utilisé. 117
- 5.24 Signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^{\pm} . Le jet ayant la plus grande impulsion transverse est utilisé. Les données correspondent à l'échantillon B6. La ligne en jaune indique la signifiante précédant l'application de cette coupure. La ligne en bleu indique la valeur optimale de la coupure. 118
- 5.25 Valeur de la coupure sur l'impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^{\pm} qui maximise la signifiante en fonction des échantillons utilisés. Le jet ayant la plus grande impulsion transverse est utilisé. La ligne en jaune indique la tendance globale pour la variation de la coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} 118

- 5.26 Comparaison des distributions de l'impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^{\pm} pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Le jet ayant la plus petite impulsion transverse est utilisé. Les courbes en bleu, jaune, vert et mauve montrent les contributions de $t\bar{t}$, Zjj , Zbj et $Zb\bar{b}$ respectivement. Le signal de référence est en rouge. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La zone ombragée est celle exclue par la coupure et variera selon l'échantillon de signal utilisé. 120
- 5.27 Signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^{\pm} . Le jet ayant la plus petite impulsion transverse est utilisé. Les données correspondent à l'échantillon B6. La ligne en jaune indique la signifiante précédant l'application de cette coupure. La ligne en bleu indique la valeur optimale de la coupure. 120
- 5.28 Valeur de la coupure sur l'impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^{\pm} qui maximise la signifiante en fonction des échantillons utilisés. Le jet ayant la plus petite impulsion transverse est utilisé. La ligne jaune indique la tendance globale pour la variation de la coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} 121
- 5.29 Comparaison des distributions de l'impulsion transverse manquante pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune, vert et mauve montrent les contributions de $t\bar{t}$, Zjj , Zbj et $Zb\bar{b}$ respectivement. Le signal de référence est en rouge. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La zone ombragée est celle exclue par la coupure et sera variable selon l'échantillon de signal utilisé. 121
- 5.30 Signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse manquante. Les données correspondent à l'échantillon B6. La ligne jaune indique la signifiante précédant l'application de cette coupure. La ligne bleue indique la valeur optimale de la coupure. . . 122

- 5.31 Valeur de la coupure sur l'impulsion transverse manquante qui maximise la significiance en fonction des échantillons utilisés. La ligne jaune indique la tendance globale pour la variation de la coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} 122
- 5.32 Comparaison des distributions de l'impulsion transverse du Z reconstruit pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune, vert et mauve montrent les contributions de $t\bar{t}$, Zjj , Zbj et $Zb\bar{b}$ respectivement. Le signal de référence est en rouge. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Les zones ombragées sont celles exclues par la coupure et seront variables selon l'échantillon de signal utilisé. 123
- 5.33 Significiance en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse du Z reconstruit. Les données correspondent à l'échantillon B6. La ligne pointillée en jaune indique la significiance précédant l'application de cette coupure. Celle continue en jaune montre la significiance lorsque la contrainte sur l'impulsion minimale requise est appliqué. Les lignes bleues indiquent les valeurs optimales de la coupure. La zone entre les deux lignes bleues est celle conservée. 123
- 5.34 Valeur de la coupure sur l'impulsion transverse du Z reconstruit qui maximise la significiance en fonction des échantillons utilisés. Les triangles inversés indiquent la limite supérieure à cette variable tandis que les triangles normaux montrent la limite inférieure. Les lignes pointillées indiquent la tendance globale pour la variation de la coupure maximale en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} . Celles continues indiquent la tendance globale pour la variation de la coupure minimale. 125

- 5.35 Comparaison des distributions de l'impulsion transverse du π_{tc}^{\pm} reconstruit pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune, vert et mauve montrent les contributions de $t\bar{t}$, Zjj , Zbj et $Zb\bar{b}$ respectivement. Le signal de référence est en rouge. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Les zones ombragées sont celles exclues par la coupure et seront variables selon l'échantillon de signal utilisé. 125
- 5.36 Signifiance en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse du π_{tc}^{\pm} reconstruit. Les données correspondent à l'échantillon B6. La ligne pointillée jaune indique la signifiance précédant l'application de cette coupure. Celle continue en jaune montre la signifiance lorsque la contrainte sur l'impulsion minimale requise est appliqué. Les lignes bleues indiquent les valeurs optimales de la coupure. La zone entre les deux lignes bleues est celle conservée. 126
- 5.37 Valeur de la coupure sur l'impulsion transverse du π_{tc}^{\pm} reconstruit qui maximise la signifiance en fonction des échantillons utilisés. Les triangles inversés indiquent la limite supérieure à cette variable tandis que les triangles normaux montrent la limite inférieure. Les lignes pointillées indiquent la tendance globale pour la variation de la coupure maximale en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} . Celles continues indiquent la tendance globale pour la variation de la coupure minimale. 126
- 5.38 Fonctions de densité de probabilité utilisées lors de la définition du *likelihood*. 128
- 5.39 Comparaison des distributions des *likelihood* du bruit en bleu et du signal en rouge. Les normalisations font en sorte que les aires sous les courbes sont unitaires. 129
- 5.40 Signifiance en fonction de la coupure appliquée sur le *likelihood*. La ligne en bleu indique la valeur optimale. 130

- 5.41 Distribution de la contribution du bruit de fond dans le plan défini par la masse du π_{tc}^{\pm} et la différence entre la masse du ρ_{tc}^{\pm} et celle du π_{tc}^{\pm} . La figure du haut montre la distribution en trois dimensions alors que les deux figures du bas montrent les projections selon les axes. Les événements sont ceux ayant survécu aux coupures de l'échantillon B6 du signal. Les lignes bleues montrent le résultat du lissage obtenu en trois dimensions. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} 132
- 5.42 Distribution de la contribution du signal dans le plan défini par la masse du π_{tc}^{\pm} et la différence entre la masse du ρ_{tc}^{\pm} et celle du π_{tc}^{\pm} . La figure du haut montre la distribution en trois dimensions alors que les deux figures du bas montrent les projections selon les axes. Les événements sont ceux ayant survécu aux coupures de l'échantillon B6 du signal. Les lignes bleues montrent le résultat du lissage obtenu en trois dimensions. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} 133
- 5.43 Distribution des événements d'une pseudo expérience dans le plan défini par la masse du π_{tc}^{\pm} et la différence entre la masse du ρ_{tc}^{\pm} et celle du π_{tc}^{\pm} . La figure du haut montre la distribution en trois dimensions alors que les deux figures du bas montrent des tranches parallèles aux axes et passant par le sommet du signal. Les événements sont ceux ayant survécu aux coupures de l'échantillon B6 du signal. Les points noirs montrent la pseudo expérience alors que la courbe en bleu est le résultat du lissage de ces données. L'histogramme jaune montre le bruit de fond attendu alors que la courbe pointillée en bleu est le résultat du lissage de l'histogramme jaune. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} 135
- 5.44 Efficacité de reconstruction par échantillon pour l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi_{tc}^{\pm} \rightarrow \text{llbj}$ 136

5.45	Limite sur la masse du π_{tc}^{\pm} permettant une découverte avec une signifi- fiance de 5 en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} . Les courbes de niveau indiquent la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement de $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi_{tc}^{\pm}$. La zone en mauve indique la région où une découverte à 5σ n'est pas possible à 10 fb^{-1}	136
5.46	Rapport des facteurs cinématiques pour la production du $W^{\pm}Z$ et du $Z\pi_{tc}^{\pm}$ en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} pour différentes masses du π_{tc}^{\pm} . La ligne bleue indique l'endroit où le rapport est unitaire. . . .	138
5.47	Contour de masse du π_{tc}^{\pm} et du ρ_{tc}^{\pm} permettant une découverte avec une signifi- fiance de 5σ . La zone en mauve indique la région où une découverte à 5σ n'est pas possible pour $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi_{tc}^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}b\bar{j}$ à 10 fb^{-1} , alors que celle jaune correspond au contour de masse inacces- sible pour le canal $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$	139
6.1	M_V en fonction de M_A pour différentes valeurs du couplage g_t	146
6.2	Largeur totale du η_{tc} en fonction de sa masse et pour différente valeurs du couplage r_g et de la masse du $a_{1,tc}$. On a utilisé $g_t=2$ et $M_A=500 \text{ GeV}$	146
6.3	Largeur totale du $a_{0,tc}^0$ en fonction de sa masse et pour différente valeurs du couplage r_g et de la masse du η_{tc}^{\pm} . On a utilisé $g_t=2$ et $M_A=500 \text{ GeV}$	147
6.4	Largeur totale du $a_{0,tc}^{\pm}$ en fonction de sa masse et pour différente valeurs du couplage r_g et de la masse du $a_{1,tc}$. On a utilisé $g_t=2$ et $M_A=500 \text{ GeV}$	147
6.5	Largeur totale du ρ_{tc}^0 en fonction de sa masse et pour différente valeurs du couplage g_t et de la masse du Higgs. On a utilisé $M_{\eta_{tc}^{\pm}}=100$ GeV et $M_{a_{0,tc}}=100 \text{ GeV}$	148
6.6	Largeur totale du ρ_{tc}^{\pm} en fonction de sa masse et pour différente valeurs du couplage g_t et de la masse du Higgs. On a utilisé $M_{\eta_{tc}^{\pm}}=100$ GeV et $M_{a_{0,tc}}=100 \text{ GeV}$	148

6.7	Largeur totale du $a_{1,tc}^0$ en fonction de sa masse et pour différentes valeurs du couplage g_t et de la masse du $a_{0,tc}$. On a utilisé $r_g=0.1$, $M_h=100$ GeV et $M_{\eta_{tc}}=100$ GeV.	149
6.8	Largeur totale du $a_{1,tc}^\pm$ en fonction de sa masse et pour différentes valeurs du couplage g_t et de la masse du $a_{0,tc}$. On a utilisé $r_g=0.1$, $M_h=100$ GeV et $M_{\eta_{tc}}=100$ GeV.	149
6.9	Largeur totale du $V_{4,tc}$ en fonction de sa masse et pour différentes valeurs du couplage g_t . On a utilisé $r_g=0.1$, $M_h=100$ GeV, $M_{\eta_{tc}}=100$ GeV et $M_{a_{0,tc}}=100$ GeV.	150
6.10	Largeur totale du Higgs en fonction de sa masse et pour différentes valeurs du couplage g_t . On a utilisé $r_g=0.1$, $k_2=0.5$, $re_1=0.5$ et $re_2=0.5$. La ligne pointillée indique la largeur du Higgs dans le Modèle Standard.	150
6.11	Rapports d'embranchement pour le η_{tc} en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le $a_{0,tc}$ a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_A=500$	151
6.12	Rapports d'embranchement pour le η_{tc} en fonction de sa masse. Une masse de 500 GeV pour le $a_{0,tc}$ a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_A=500$	151
6.13	Rapports d'embranchement pour le $a_{0,tc}^+$ en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le η_{tc} a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_A=500$	152
6.14	Rapports d'embranchement pour le $a_{0,tc}^+$ en fonction de sa masse. Une masse de 500 GeV pour le η_{tc} a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_A=500$	152
6.15	Rapports d'embranchement pour le $a_{0,tc}^0$ en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le η_{tc} a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_A=500$	153
6.16	Rapports d'embranchement pour le $a_{0,tc}^0$ en fonction de sa masse. Une masse de 500 GeV pour le η_{tc} a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_A=500$	153

- 6.17 Rapports d'embranchement pour le ρ_{tc}^+ en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le η_{tc} a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_h=100$ 154
- 6.18 Rapports d'embranchement pour le ρ_{tc}^+ en fonction de sa masse. Une masse de 500 GeV pour le η_{tc} a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_h=100$ 154
- 6.19 Rapports d'embranchement pour le ρ_{tc}^0 en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le h a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_\eta=100$ 155
- 6.20 Rapports d'embranchement pour le ρ_{tc}^0 en fonction de sa masse. Une masse de 500 GeV pour le h a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_\eta=100$ 155
- 6.21 Rapports d'embranchement pour le $a_{1,tc}^+$ en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le $a_{0,tc}$ a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$, $m_\eta=100$ et $m_h=100$. 156
- 6.22 Rapports d'embranchement pour le $a_{1,tc}^+$ en fonction de sa masse. Une masse de 500 GeV pour le $a_{0,tc}$ a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$, $m_\eta=100$ et $m_h=100$. 156
- 6.23 Rapports d'embranchement pour le $a_{1,tc}^0$ en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le $a_{0,tc}$ a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$ et $r_g=0.1$ 157
- 6.24 Rapports d'embranchement pour le $a_{1,tc}^0$ en fonction de sa masse. Une masse de 500 GeV pour le $a_{0,tc}$ a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$ et $r_g=0.1$ 157
- 6.25 Rapports d'embranchement pour le $V_{4,tc}$ en fonction de sa masse. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$, $m_h=100$, $m_\eta=100$ et $m_{a_{0,tc}}$ 158
- 6.26 Rapports d'embranchement pour le $h \rightarrow \gamma\gamma$ en fonction de sa masse. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$ et $S_{etc}=0.1$ 158

6.27	Rapports d'embranchement pour le h en fonction de sa masse. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$, $re_1=0.5$, $re_2=0.5$ et $k_2=0.5$. La ligne pointillée indique le rapport d'embranchement du $h \rightarrow \gamma\gamma$ dans le Modèle Standard.	159
6.28	Rapports d'embranchement pour le h en fonction de sa masse. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=5$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$, $re_1=0.5$, $re_2=0.5$ et $k_2=0.5$. La ligne pointillée indique le rapport d'embranchement du $h \rightarrow \gamma\gamma$ dans le Modèle Standard.	159
6.29	Section efficace de $pp \rightarrow Zh$ lorsque $m_A=500$	160
6.30	Section efficace de $pp \rightarrow Zh$ lorsque $g_t=5$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$, $re_1=0.5$, $re_2=0.5$ et $k_2=0.5$	160
6.31	Section efficace de $pp \rightarrow W^+h$ lorsque $m_A=500$	161
6.32	Section efficace de $pp \rightarrow W^+h$ lorsque $g_t=5$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$, $re_1=0.5$, $re_2=0.5$ et $k_2=0.5$	161
6.33	Section efficace de $pp \rightarrow \gamma h$ lorsque $m_A=500$	162
6.34	Section efficace de $pp \rightarrow \gamma h$ lorsque $g_t=5$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$, $re_1=0.5$, $re_2=0.5$ et $k_2=0.5$	162

LISTE DES ANNEXES

Annexe I : Article ATL-PHYS-CONF-2008-003 clxv

NOTATION

ATLAS	<i>A Toroidal LHC ApparatuS</i>
b	quark de type b
B	nombre d'événements du bruit de fond
BR	rapport d'embranchement
CT	contre terme
cm	centimètre
e	électron
E	énergie
η	pseudorapacité
f_π	constante de désintégration du pion
F_π	constante de désintégration du techni-pion
fb	femtobarn
ϕ	angle polaire dans le détecteur
g, g'	couplage électro-faible
GeV	gigaélectronvolt
γ	photon
h	particule de Higgs
km	kilomètre
l^+	lepton chargé positivement
Λ	échelle d'énergie
LEP	<i>Large Electron-Positron collider</i>
LHC	<i>Large Hadron Collider</i>
m	mètre
M	masse
μ	muon
ν	neutrino
N_d	nombre de doublet d'isospin faible
N_f	nombre de techni-fermion
ns	nanoseconde
p	impulsion

ψ	champ de fermion
q	quark quelconque
Q	charge électrique
QCD	chromodynamique quantique (<i>quantum chromo dynamic</i>)
s	seconde
S	Nombre d'événements du signal
σ	section efficace
σ_s	signifiante
t	quark de type t
T	Tesla
T_3	troisième projection de l'isospin faible
TeV	teraélectronvolt
τ	lepton tau
v	valeur dans le vide du triplet de Higgs
W	particule W
Y	hypercharge
Z	Particule Z

REMERCIEMENTS

Un grand remerciement à M. Azuelos, pour l'aide lors des difficultés rencontrées, et pour m'avoir permis de réaliser ce projet jusqu'à la toute fin. Les nombreuses discussions que nous avons eues ont été très importantes à la réalisation de ce projet.

J'aimerais aussi remercier Mme Vachon qui m'a permis de contribuer au système de déclenchement des jets, et qui m'a conseillé judicieusement lors de nos discussions. J'ai aussi une pensée spéciale pour M. Krauss qui m'a aidé à mieux comprendre les générateurs Monte-Carlo ainsi qu'à M. Saninno et Lane pour leurs nombreuses discussions à propos de la théorie de la technicouleur. Sans votre aide, ce serait encore un sujet obscur à mes yeux.

Un gros merci à l'équipe Atlas-Montréal pour votre bonne humeur et votre joie de vivre. Vous avez su rendre agréable les moments les plus pénibles de la thèse.

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

CONTRIBUTIONS PERSONNELLES

L'étude de la technicouleur que je présente dans cette thèse n'est pas le fruit de mon unique travail. Certaines sections ont été produites en collaboration avec d'autres équipes de recherche, et certaines de mes contributions à d'autres sujets de recherche n'ont pas été mentionnées. Ces quelques paragraphes résumeront mon implication dans divers sujets de recherche ainsi que ma contribution à l'étude de la technicouleur dans ATLAS.

Le chapitre 1 présente un résumé de la théorie permettant de comprendre les modèles de technicouleur existants. Je n'ai aucunement contribué à la construction de ces modèles, et ce chapitre est basé sur mes nombreuses discussions avec Kenneth Lane et Francesco Sannino afin de comprendre leurs modèles respectifs.

Suite aux discussions avec K. Lane, j'ai choisi de me joindre au groupe de travail des Houches afin de contribuer à l'étude de la technicouleur. Le choix de la combinaison des canaux WZ et $Z\pi_{tc}$ est mon choix et n'était pas envisagé comme réalisable au LHC par le groupe de travail. Cette étude préliminaire faite pour Les Houches est disponible en annexe. Ce travail montre la possibilité d'observer le ρ_{tc} et son partenaire axial a_{tc} . Les simulations effectuées sont basées sur la simulation rapide du détecteur ATLAS, et une étude plus approfondie s'impose.

L'étude présentée dans cette thèse est basée sur une simulation complète du détecteur et fait usage des derniers outils de reconstruction et logiciels de la collaboration. L'idée que je veux aborder à ce moment est de montrer qu'à partir de la mesure des sections efficaces des canaux WZ et $Z\pi_{tc}$, on peut extraire un paramètre important du modèle et ainsi contraindre l'espace des paramètres.

Le chapitre 2 décrit la phénoménologie du modèle strawman de la technicouleur. J'ai choisi de le présenter de façon à mettre en évidence ce paramètre reliant les deux canaux. Ce chapitre introduit aussi les concepts fondamentaux du modèle MWTC. J'y décris aussi les générateurs Monte-Carlo utilisés. Le modèle strawman est inclus dans les versions récentes de Pythia, mais le modèle MWTC n'est présent dans aucun générateur.

Ma contribution à l'étude du modèle MWTC a débuté par l'inclusion du modèle dans le générateur Sherpa. Pour ce faire, le programme a dû être modifié afin de

rendre l'inclusion de nouveaux modèles plus simple. J'ai effectué un séjour de 4 mois auprès de l'équipe Sherpa à l'université de Durham en Angleterre afin de participer à ces modifications du programme. Au cours de cette période, j'ai aussi écrit le modèle MWTC dans Sherpa. Je ne parle pas de ce travail dans la thèse.

À cette époque, le programme Sherpa n'était pas efficacement utilisé par la collaboration ATLAS. J'ai donc pris en main l'écriture d'une interface permettant d'exécuter Sherpa via le logiciel de la collaboration. Cette interface s'est avérée très utile, et je suis demeuré le principal responsable de l'interface de Sherpa pour la collaboration ATLAS jusqu'à la fin de ma thèse.

Le chapitre 2 montre aussi les échantillons utilisés. Afin de produire les données nécessaires à l'étude du modèle strawman, les ressources informatiques du RQCHP (réseau québécois de calcul de haute performance) ont été utilisées. Ainsi, 300 processeurs de la grappe Mammouth ont été utilisés pendant 4 mois à temps plein pour effectuer la simulation des échantillons. Au cours de ma thèse, j'ai été responsable de l'installation et de la mise à jour des logiciels ATLAS sur les ordinateurs du RQCHP ainsi que sur ceux du groupe ATLAS de l'Université de Montréal.

Le chapitre 3 décrit brièvement l'expérience ATLAS. Ma contribution à l'aspect technique de l'expérience s'est limitée au système de déclenchement. L'équipe de l'université McGill est très impliquée dans le système de déclenchement des jets. Je me suis joint à leur groupe, et suis devenu responsable de l'intégration *online* de ce système. Mes responsabilités étaient d'optimiser les algorithmes afin qu'ils respectent les contraintes de temps d'exécution, d'effectuer les migrations logicielles imposées par la collaboration, ainsi que d'assurer le bon fonctionnement de l'ensemble du système de déclenchement lorsque exécuté dans l'environnement réel au CERN.

Afin de reproduire les conditions réelles d'exécution des algorithmes du système de déclenchement, l'Université McGill a acquis un banc test. J'ai été l'administrateur de ce banc test, et j'ai installé la suite de logiciel ATLAS pour l'exécution en conditions réelles. Cette installation a permis de faire des mesures de fuite de mémoire et de performance, difficiles à réaliser au CERN étant donné la grande durée d'exécution requise. Lors de la fin des tests, ce banc test était un des trois seuls existants dans le monde avec celui de Rome, et celui du CERN. Au cours

de cette période, j'ai voyagé au CERN afin d'être présent pour le déploiement et l'intégration de l'infrastructure logicielle du système de déclenchement.

Le chapitre 4 décrit les types de simulation utilisés. Ces simulations ont été développées et validées par la collaboration. La comparaison d'AtLfast et de la reconstruction complète que j'ai effectuée sert à valider l'augmentation de la statistique de certains bruits de fond. Cette étude est ensuite utilisée au chapitre 5 afin de montrer que la combinaison des canaux WZ et $Z\pi_{tc}$ à 10 fb^{-1} permet d'extraire l'angle de mélange χ pour le modèle strawman.

Finalement, le chapitre 6 est une collaboration avec l'équipe de F. Sannino au Danemark. Cette équipe est l'auteur du modèle MWTC (*minimal walking technicolor*). Lors d'un séjour auprès de cette équipe, j'ai participé à l'écriture du modèle dans le programme LanHep. Son exécution permet de produire les fichiers contenant les règles de Feynman pour le programme CalHep. À ce moment, j'ai aussi inclus le modèle dans Sherpa. Par la suite, plusieurs améliorations ont été apportées par le groupe au modèle, et je n'ai pas été en mesure de mettre à jour le modèle dans le programme Sherpa. Ceci était principalement causé par l'apparition de nouvelles structures de Lorentz rendant difficile la mise à jour.

Nous avons opté pour faire une étude plus approfondie dans le cadre de CalcHep plutôt qu'avec Sherpa. Suite à de nombreuses discussions sur l'espace de paramètres à utiliser, j'ai généré la totalité des données utilisées, et j'ai produit les figures montrées au chapitre 6 pour le modèle minimal (MWTC). Le groupe du Danemark a finalement opté pour l'étude d'un modèle similaire ayant un contenu de particules plus simple (NMWTC).

INTRODUCTION

La compréhension du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible est sans doute l'élément central des programmes de recherche du Tévatron et du LHC. L'explication de ce mécanisme permettra entre autre d'éclairer l'origine des masses pour les particules élémentaires. Le modèle le plus courant est basé sur le mécanisme de Higgs. Ce dernier prévoit l'existence d'une nouvelle particule scalaire appelé boson de Higgs.

Les expériences menées au LEP et au Tévatron ont tenté sans succès de découvrir cette particule. Les différentes observables électrofaibles semblent indiquer une faible masse, mais la limite sur celle-ci est constamment repoussée. La non découverte de cette particule, combinée avec le désir d'obtenir un modèle exempt des divergences reliées au secteur de Higgs ont mené à l'éclosion d'une multitude de nouvelles idées.

L'une d'elle, la technicouleur, est inspirée de l'interaction forte de couleur. Dans le cadre d'un tel modèle, il est possible d'expliquer l'origine des masses comme résultant de la dynamique des particules. Le chapitre 1 décrira brièvement le mécanisme de Higgs ainsi que ses problèmes les plus apparents. On en profitera aussi pour introduire la technicouleur de la façon dont cette théorie fut développée historiquement, c'est-à-dire comme une simple copie de la chromodynamique quantique, puis pour répondre à différentes difficultés de ce modèle. On expliquera simplement en quoi consiste les modèles plus récents et comment ils sont des versions augmentées du modèle d'origine.

Parmi ces modèles récents, nous en aborderons deux. Le plus répandu est le modèle strawman. Le chapitre 2 décrira la phénoménologie du secteur des technimésos qui nous intéresse pour une recherche expérimentale. On y déterminera un contour d'espace de phase où la combinaison des canaux $\rho_{tc}^+ \rightarrow WZ \rightarrow lll\nu$ et $\rho_{tc}^+ \rightarrow Z\pi_{tc}^+ \rightarrow llbj$ permet de déterminer un paramètre important du modèle, l'angle de mélange χ entre les bosons de jauge électrofaibles et les techni-pions.

On introduira aussi dans ce chapitre un modèle alternatif. Sa phénoménologie sera discutée au chapitre 6. Le chapitre 2 résume aussi des échantillons utilisés dans l'étude du modèle strawman. Les différents générateurs utilisés y seront décrits et

les caractéristiques de génération d'événements seront énumérées.

Le chapitre 3 décrit brièvement l'expérience ATLAS tandis que le chapitre 4 décrit la simulation de cette expérience. Dans ce chapitre, on décrira comment les événements sont contruits et analysés. On aura recours à la simulation rapide ATLF-FAST afin d'augmenter les statistiques de certains échantillons, avec une attention particulière à la méthode utilisée pour combiner les événements provenant de la simulation complète avec ceux venant d'ATLF-FAST.

Le chapitre 5 décrit l'analyse des canaux $\rho_{tc}^+ \rightarrow WZ \rightarrow ll\nu$ et $\rho_{tc}^+ \rightarrow Z\pi_{tc}^+ \rightarrow llbj$ afin de permettre l'extraction de l'angle χ . Cette analyse, basée sur une pseudo expérience, tente aussi de montrer les limites sur les paramètres qui rendent possible l'observation de ces canaux.

Finalement, le chapitre 6 est consacré au modèle alternatif. on y décrit la phénoménologie du secteur des techni-mésons obtenue à l'aide du générateur Cal- cHep. On y discute brièvement des implications de ce modèle pour le LHC.

CHAPITRE 1

LE MODÈLE STANDARD ET LA TECHNI-COULEUR

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard, élaboré en 1967 par Glashow, Weinberg et Salam, se base sur des interactions de type « vecteur moins axial » (V-A). Les interactions faible, forte et électromagnétique sont décrites par une théorie de jauge [1–3]. Ce type de théorie, basé sur une description d'invariance sous une ou plusieurs symétries, fait apparaître des particules médiatrices des interactions : les bosons de jauge. En présence d'une symétrie exacte, ces particules médiatrices ne possèdent pas de masse afin de ne pas violer l'invariance de jauge [4]. Ces nouveaux champs se combinent aux champs libres du Modèle Standard pour faire apparaître les termes d'interactions. Quant à l'origine des masses, le mécanisme de Higgs est inséré ad hoc afin de briser la symétrie.

1.1.1 Contenu de particules et interactions

Le Modèle Standard est une description mathématique des interactions entre particules fondamentales. On associe à chacune d'elles un ensemble de nombres quantiques nécessaire pour cette description. Le tableau 1.I résume les propriétés de base des fermions connus à ce jour.

Une théorie de jauge décrivant ces particules et leurs interactions suppose un groupe de symétrie. Dans le cas du Modèle Standard, on utilise une invariance de jauge locale décrite par le groupe $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. L'indice c indique la couleur, Y est l'hypercharge et L indique que l'isospin faible ne s'applique qu'aux fermions gauches. Ceci reflète l'absence de neutrino d'hélicité droite. On organise les fermions en multiplet d'isospin faible :

$$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, \quad (1.1)$$

$e_R, \mu_R, \tau_R, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$

Fermion	Nom	I_3	Y	Q	C	Masse
e_L	électron	$-\frac{1}{2}$	-1	-1	-	0.511 MeV
e_R		0	-2	-1		
ν_{eL}	neutrino électronique	$\frac{1}{2}$	-1	0		~ 0
μ_L	muon	$-\frac{1}{2}$	-1	-1	-	105.6 MeV
μ_R		0	-2	-1		
$\nu_{\mu L}$	neutrino muonique	$\frac{1}{2}$	-1	0		~ 0
τ_L	lepton tau	$-\frac{1}{2}$	-1	-1	-	1776.8 MeV
τ_R		0	-2	-1		
$\nu_{\tau L}$	neutrino taunique	$\frac{1}{2}$	-1	0		~ 0
u_L	haut (<i>up</i>)	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	r,g,b	1.7 MeV
u_R		0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$		
d_L	bas (<i>down</i>)	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	r,g,b	3.9 MeV
d_R		0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$		
s_L	étrange (<i>strange</i>)	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	r,g,b	76 MeV
s_R		0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$		
c_L	charme (<i>charm</i>)	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	r,g,b	1.27 GeV
c_R		0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$		
b_L	beauté (<i>bottom</i>)	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	r,g,b	4.26 GeV
b_R		0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$		
t_L	top (<i>top</i>)	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	r,g,b	172.5 GeV
t_R		0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$		

Tableau 1.I – Propriétés des différents fermions connus. I_3 est la troisième composante de l'isospin faible, Y l'hypercharge faible, Q la charge électrique et C la charge de couleur.

Une fois les multiplets d'isospin définis, on peut écrire le Lagrangien du Modèle Standard. La transformation de jauge locale définira la dérivée covariante à utiliser dans ce Lagrangien. La transformation du secteur électrofaible s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \psi &\rightarrow \psi' = e^{igI_\alpha\beta^\alpha + ig'\frac{Y}{2}\beta'}\psi \\
 W_\mu^\alpha &\rightarrow W_\mu'^\alpha = W_\mu^\alpha + \partial_\mu\beta^\alpha + \epsilon^{\alpha\nu\gamma}\beta^\nu W_\mu^\gamma \\
 B_\mu &\rightarrow B_\mu' = B_\mu + \partial_\mu\beta' \\
 \partial_\mu &\rightarrow D_\mu = \partial_\mu - igI_\alpha W_\mu^\alpha - ig'\frac{Y}{2}B
 \end{aligned} \tag{1.2}$$

avec $I_\alpha = \frac{\tau_\alpha}{2}$ l'isospin faible. Les champs vectoriels W_μ^α et B_μ sont respectivement associés à la partie $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Dans cette notation, la charge électrique

est reliée aux charges d'isospin faible et d'hypercharge faible par la relation de Gell-Mann-Nishijima :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.3)$$

Les termes de masse des fermions sont de la forme : $m\bar{\psi}_L\psi_R$. Mais comme les champs de chiralité gauche (ψ_L) et droite (ψ_R) n'ont pas les mêmes nombres quantiques d'isospin et d'hypercharge, ces termes ne sont pas invariants sous la transformation de jauge du Modèle Standard :

$$\bar{\psi}'_L\psi'_R = e^{-ig_L I_{3L}\beta^a - ig' \frac{Y_L}{2}\beta'} \bar{\psi}_L e^{ig_R I_{3R}\beta^a + ig' \frac{Y_R}{2}\beta'} \psi_R \neq \bar{\psi}_L\psi_R \quad (1.4)$$

Toutes les particules du Modèle Standard ne possèderaient pas de masse s'il faut respecter les symétries du système. Il faut donc trouver un mécanisme pour faire apparaître la masse aux différentes particules. La méthode adoptée porte le nom de mécanisme de Higgs.

1.1.2 Brisure de la symétrie électrofaible

1.1.2.1 Le mécanisme de Higgs

Afin de donner une masse aux différentes particules, on peut introduire un nouveau champ ϕ appelé champ de Higgs [5–7]. Avec cet ajout, on désire conserver l'invariance dans le Lagrangien, même si l'état fondamental ne respecte pas cette symétrie. À ce nouveau champ s'associe un potentiel tel qu'illustré à la figure 1.1.

L'état fondamental ne se trouvera pas à $\phi=0$, mais plutôt à $\phi \neq 0$. Sur la figure 1.1, deux choix existent pour le vide. La brisure apparaît lorsque l'on choisit un de ces états. On appelle ce mécanisme brisure spontanée de la symétrie.

Le Lagrangien associé à ce nouveau champ est donné par :

$$L_\phi = (D^\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) + \mu^2(\phi^\dagger\phi) - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (1.5)$$

On choisit alors de prendre ϕ , le champ scalaire complexe, comme un doublet d'isospin faible avec $Y=1$:

$$\phi = \begin{pmatrix} h^+ \\ h \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

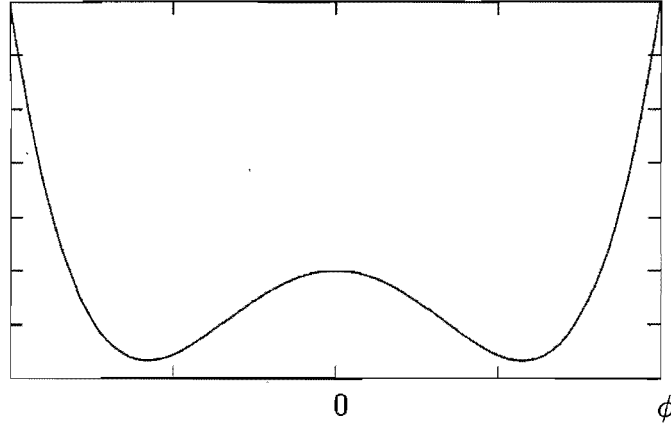


Figure 1.1 – Potentiel de Higgs

On peut aussi choisir l'état fondamental comme suit (choix arbitraire) :

$$\langle \phi \rangle_{\text{vide}} = \phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

où v est la valeur dans le vide du champ de Higgs donnée par :

$$v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} \quad (1.8)$$

Dans ce cas, la masse des bosons de jauge provient du terme $(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi)$.

$$\begin{aligned} (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) &= \phi^\dagger (\partial^\mu + igI^\alpha W_\alpha^\mu + ig' \frac{Y}{2} B^\mu) (\partial_\mu + igI^\alpha W_{\alpha\mu} + ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \phi \\ &= \phi^\dagger (igI^\alpha W_\alpha^\mu + ig' \frac{Y}{2} B^\mu) (igI^\alpha W_{\alpha\mu} + ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \phi + \text{autres termes} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Lorsque la symétrie se brise, on peut réécrire le champ de Higgs par rapport au

champ dans le vide : $\phi = \phi_0 + h$. Pour ϕ_0 on a :

$$\begin{aligned} (igI^\alpha W_{\alpha\mu} + ig'\frac{Y}{2}B_\mu)\phi_0 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'B_\mu & gW_\mu^1 - igW_\mu^2 \\ gW_\mu^1 + igW_\mu^2 & -gW_\mu^3 + g'B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\ &= \frac{v}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} gW_\mu^1 - igW_\mu^2 \\ -gW_\mu^3 + g'B_\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.10)$$

L'équation 1.9 devient alors :

$$\frac{(vg)^2}{8}(W^{1\mu}W_\mu^1 + W^{2\mu}W_\mu^2) + \frac{v^2}{8}(-gW^{3\mu} + g'B^\mu)(-gW_\mu^3 + g'B_\mu) + \text{autres termes} \quad (1.11)$$

Cette dernière donne des termes de masse. Pour ce faire, il suffit de redéfinir des états de masse à partir de ceux de jauge. On définit alors :

$$\begin{aligned} W_\mu^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - W_\mu^2) \\ W_\mu^- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + W_\mu^2) \\ Z_\mu &= W_\mu^3 \cos(\theta_w) - B_\mu \sin(\theta_w) \\ A_\mu &= W_\mu^3 \sin(\theta_w) + B_\mu \cos(\theta_w) \end{aligned} \quad (1.12)$$

avec

$$\cos(\theta_w) = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \sin(\theta_w) = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.13)$$

On obtient alors :

$$(D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) = \frac{(vg)^2}{8}(W^{+\mu}W_\mu^+ + W^{-\mu}W_\mu^-) + \frac{(vg)^2}{8\cos^2(\theta_w)}(Z^\mu Z_\mu) + \text{autres termes} \quad (1.14)$$

D'où les masses des bosons de jauge :

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{vg}{2} \\ M_Z &= \frac{vg}{2\cos(\theta_w)} \\ M_A &= 0 \end{aligned} \quad (1.15)$$

Ce mécanisme ne permet pas d'expliquer la masse des fermions. Pour ce faire, on doit introduire des termes d'interactions entre le boson de Higgs et les fermions. Ces termes, appelés couplages de Yukawa [8], font apparaître la masse lorsque le champ de Higgs acquiert une valeur non nulle dans le vide. Cette interaction est invariante sous la transformation de jauge du Modèle Standard, mais elle introduit un paramètre indéterminé pour chaque fermion du modèle. De plus, le champ h qui survit à la brisure de la symétrie est la particule associée à un état physique observable appelé boson de Higgs.

La recherche intense du boson de Higgs au LEP et au Tevatron exclut une masse inférieure à 114.4 GeV et une masse entre 160 et 170 GeV. La figure 1.2 (voir [9]) montre le résultat combiné des expériences CDF et D0 au Tevatron. La ligne noire continue montre la mesure expérimentale alors que celle pointillée indique la valeur prédite pour le Higgs du Modèle Standard. Les zones verte et jaune correspondent respectivement à un et deux écart type d'éloignement à la valeur prédite. Outre ces observations directes, les mesures électrofaibles suggèrent que la masse du Higgs serait de 77^{+28}_{-22} GeV. La figure 1.3 (voir [10]) montre la masse du Higgs en fonction de la masse du quark top qui est permise par le lissage des mesures électrofaibles. Les intervalles montrent les régions où le lissage résultant est compatible à moins d'un écart type. La zone verte montre les valeurs exclues par le LEP et la zone rouge est le résultat du lissage global. Cette tension entre la valeur idéale pour satisfaire le secteur électrofaible et son exclusion par les mesures directes justifie de chercher un modèle alternatif de brisure de la symétrie électrofaible.

1.1.2.2 Les faiblesses du mécanisme de Higgs

Bien que le point faible le plus apparent du Modèle Standard soit la non-observation, jusqu'à présent, du boson survivant à la brisure de symétrie, d'autres aspects posent problème. Le Modèle Standard laisse quelques éléments inexpliqués.

Parmi ces questions se trouve l'origine de la masse des fermions. Bien que les termes de Yukawa dans le Lagrangien du Modèle Standard donnent effectivement les masses, rien n'explique la présence ou la valeur de ceux-ci. De plus, rien n'explique la valeur dans le vide du champ de Higgs $v = 246$ GeV.

Demeure également le problème de la divergence quadratique de la masse du

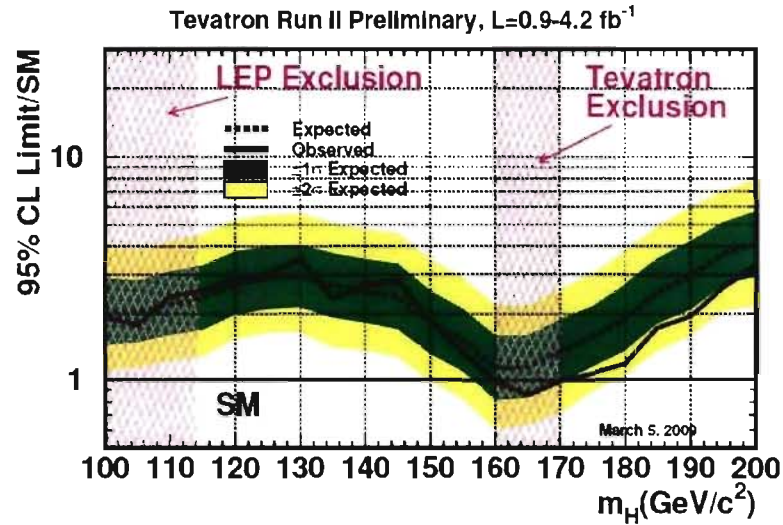


Figure 1.2 – Résultats combinés du Tevatron sur la masse du boson de Higgs (voir [9]). La ligne noire continue montre la mesure expérimentale alors que celle pointillée indique la valeur prédite pour le Higgs du Modèle Standard. Les zones verte et jaune correspondent respectivement à un et deux écart type d'éloignement à la valeur prédite.

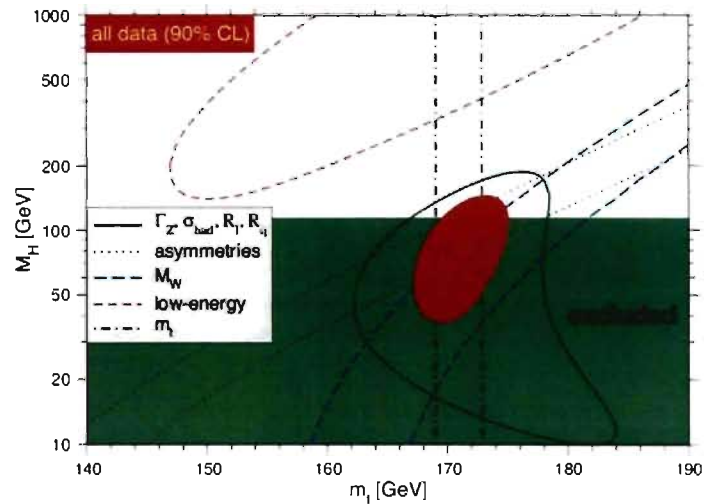


Figure 1.3 – Contrainte sur la masse du boson de Higgs en fonction de la masse du quark top obtenue lors du lissage électrofaible. Les intervalles montrent les régions où le lissage est compatible à moins d'un écart type pour certaines mesures. La zone verte montre les valeurs exclues par le LEP et la zone rouge est le résultat du lissage global.

Boson de Higgs. Afin de bien comprendre ce point, considérons la figure 1.4.

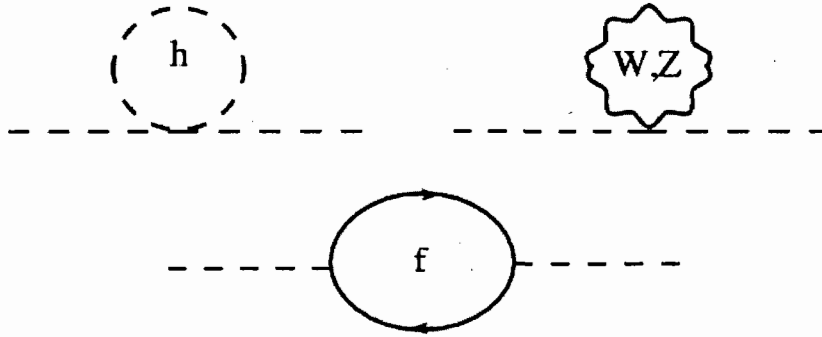


Figure 1.4 – Boucles contribuant à la correction de la masse du boson de Higgs

Ces boucles contribueront à la correction radiative de la masse du Higgs. La contribution sera de la forme [11] :

$$(\delta M_h)^2 = \frac{v^2}{8\pi^2} \Lambda^2 [6M_W^2 + 3M_Z^2 + M_h^s - 12M_t^2] \quad (1.16)$$

où Λ est l'échelle maximum d'énergie de validité du Modèle Standard, M_W est la masse du W et M_h^s la masse du Higgs tel que définie par le Lagrangien (soit $\frac{\mu}{\sqrt{2}}$), M_Z la masse du Z et M_t celle du top. Une fois la théorie renormalisée, la masse sera de la forme :

$$M_h^2 = M_h^{s,2} + \delta M_h^2 + CT \quad (1.17)$$

où CT signifie contre-termes (contribution des ordres supérieurs lors de la renormalisation). Deux points importants ressortent de cette relation. D'abord, même si la masse initiale est nulle, celle corrigée pourrait être arbitrairement grande. En fait, la valeur sera principalement déterminée par l'échelle d'énergie où la nouvelle physique intervient, Λ , car la correction est quadratique en ce paramètre (voir équation 1.16).

Le deuxième problème est étroitement lié au premier. Bien que la masse du Boson de Higgs soit instable sous les corrections radiatives, on doit aussi inclure les contre-termes provenant de la renormalisation. Si le Modèle Standard doit être valable jusqu'à l'échelle de masse de Planck, soit $\Lambda \approx 10^{19}$ GeV, les contre-termes devraient compenser les corrections radiatives, et ce, sur environ 15 ordres de gran-

deur afin que la masse demeure raisonnablement faible. Encore une fois, ceci semble non naturel. Cet ajustement extrême des paramètres de la renormalisation est appelé *fine tuning*.

Deux grandes écoles de pensée existent pour répondre en partie à ces questions. La première propose la supersymétrie [12]. Cette théorie consiste à associer à chaque fermion du Modèle Standard un nouveau partenaire scalaire, et inversement, chaque boson reçoit un partenaire fermion. Étant donné que ces partenaires ont les mêmes propriétés, mais un spin différent, on peut annuler exactement les boucles fermioniques par celles bosoniques dans le calcul de la correction de la masse du boson de Higgs. Le mécanisme de Higgs doit tout de même agir pour générer la masse des différentes particules. Cette théorie possède plusieurs caractéristiques attrayantes. Les plus discutées sont l'existence d'un candidat à la matière sombre ainsi que l'unification des couplages à haute énergie.

La seconde alternative s'appelle aujourd'hui brisure forte (ou dynamique) de la symétrie électrofaible. Cette méthode utilise la dynamique du système de particules pour expliquer les masses, plutôt que d'introduire un nouveau scalaire. Étant donné l'absence de boson de Higgs standard dans ce cas, il est normal de ne pas retrouver les questions évoquées plus haut. Parmi ces modèles de brisure forte, la technicouleur a sans doute été un des précurseurs majeurs et les sections suivantes en font une brève introduction.

1.1.2.3 La brisure induite par QCD

Le principe fondateur de la technicouleur est l'utilisation de la dynamique d'un système fermionique similaire à la chromodynamique quantique (CDQ, ou plus communément QCD) pour expliquer l'origine de la brisure électrofaible. Afin de bien cerner les éléments clés qui ont permis le développement de ces modèles, revenons à l'ingrédient de base, la QCD.

La QCD est la théorie qui décrit l'interaction forte entre les quarks. On connaît à ce jour 6 quarks différents. Généralement, cette interaction est décrite par une invariance de jauge locale à l'aide du groupe $SU(3)$ de couleur. Le Lagrangien le plus général, qui demeure invariant sous ces transformations et qui est renormalisable,

est donné par [13] :

$$\begin{aligned}
L_{\text{QCD}} = & -\frac{1}{4}F_a^{\mu\nu}F_{\mu\nu}^a + \bar{q}_L i\gamma^\mu D_\mu q_L + \bar{q}_R i\gamma^\mu D_\mu q_R \\
& - \bar{q}_L M q_R - \bar{q}_R M^\dagger q_L + \frac{g_s^2}{64\pi^2} \theta \epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} F_{\mu\nu}^a F_{\lambda\sigma}^a
\end{aligned} \tag{1.18}$$

$$\begin{aligned}
D_\mu &= \partial_\mu + \frac{ig_s}{2} \lambda_a G_\mu^a \\
F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f^{abc} G_{b\mu} G_{c\nu}
\end{aligned}$$

où le boson de jauge G_μ^a est appelé gluon, g_s est la constante de couplage qui décrit l'interaction forte, λ_a sont les générateurs du groupe, f^{abc} la constante de structure du groupe (pour $SU(3)$ c'est un tenseur complètement antisymétrique), $q_{L,R}$ sont les champs de quark de chiralité gauche et droite, tandis que θ est un paramètre arbitraire. Ce dernier ne fait pas partie de la description originale de QCD, mais peut être inséré lors d'une description plus générale. Ce terme sert à définir correctement le vide et insère une symétrie supplémentaire dans le système. Lorsque cette symétrie se brise, une particule appelée l'axion est formée. L'existence de cette dernière étant hypothétique, nous n'aborderons pas le terme en θ dans la suite de cette discussion de la QCD.

Si on considère les trois premiers quarks du tableau 1.I, on remarque que les masses sont relativement basses par rapport à l'échelle de la QCD, $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 300\text{MeV}$. Le Lagrangien pour ces trois quarks, dans la limite où les masses sont nulles, devient :

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4}F_a^{\mu\nu}F_{\mu\nu}^a + \bar{q}_L i\gamma^\mu D_\mu q_L + \bar{q}_R i\gamma^\mu D_\mu q_R \tag{1.19}$$

De plus, ce Lagrangien est invariant sous les transformations de saveur de la

forme :

$$\begin{aligned} q'_L &= \begin{pmatrix} u'_L \\ d'_L \\ s'_L \end{pmatrix} = U_L \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \\ s_L \end{pmatrix} = U_L q_L \\ q'_R &= \begin{pmatrix} u'_R \\ d'_R \\ s'_R \end{pmatrix} = U_R \begin{pmatrix} u_R \\ d_R \\ s_R \end{pmatrix} = U_R q_R \end{aligned} \quad (1.20)$$

à condition que U soit une transformation unitaire locale : $U_L U_L^\dagger = U_R U_R^\dagger = 1$.
Ce Lagrangien est donc symétrique sous les transformations décrites par le groupe :

$$U(3)_L \times U(3)_R = SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_V \times U(1)_A$$

où les indices A et V signifient respectivement axial et vectoriel.

Mais comme ces quarks ont une masse, cette symétrie est brisée vers :

$$SU(3)_V \times U(1)_V$$

Le théorème de Goldstone [14] implique alors l'existence de $8 + 1 = 9$ bosons de Goldstone : 3 pions(π), 4 kaons(K), un eta(η) et la particule omega(ω). Bien que ces particules devraient être sans masse, les états liés de quarks ont une valeur non nulle dans le vide, ce qui permet l'acquisition d'une masse. Dans ce cas, le terme de masse du pion est de la forme [13] :

$$M^2 = M_0^2 + (m_u + m_d) \langle \pi | \bar{q}q | \pi \rangle = -\frac{1}{f_\pi^2} (m_u + m_d) \langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle \quad (1.21)$$

où M est la masse totale, M_0 la masse provenant de la brisure de symétrie et m_u , m_d sont les masses des quarks *up* et *down*.

Une façon alternative d'interpréter cette brisure de symétrie est de remarquer que les termes de masse pour ces quarks brisent la symétrie chirale de façon explicite (par opposition à spontanée). Dans ce cas, le théorème de Goldstone ne tient plus et on obtient des particules appelées bosons pseudo Nambu-Goldstone [14, 15]. Ces

particules ont les mêmes propriétés que les bosons de Goldstone, mais elles peuvent avoir une masse non nulle.

En résumé, la présence d'un terme de masse pour les quarks dans le Lagrangien impose la brisure de la symétrie chirale d'où l'apparition des pions comme bosons de Goldstone. Une approche plus naturelle consiste à dire que lorsque l'énergie diminue, il est plus favorable énergétiquement de former des condensats de quark anti-quark, d'où l'existence des pions. Ces derniers, qui ont une valeur dans le vide non nulle, sont responsables de la masse des quarks, d'où la brisure de la symétrie chirale. Ces deux approches, où l'on inverse la cause et l'effet, sont équivalentes, mais elles permettent d'éclairer différents aspects de la physique sous-jacente.

Cette théorie a deux propriétés importantes : le confinement et la liberté asymptotique. Le confinement explique la présence des hadrons par le fait que la force entre deux quarks augmente avec la distance. Ceci exclut aussi l'existence de quarks libres à basse énergie. La liberté asymptotique est le nom que l'on donne au fait que lorsque l'énergie augmente, la force entre les quarks diminue.

Comme la QCD sous la forme de l'équation 1.19 n'est pas perturbative à toutes les échelles, on doit développer une théorie effective pour les basses énergies. Ceci nous permet de décrire les états liés existants à basse énergie, plutôt que d'utiliser leurs descriptions en terme de quarks. Les mésons apparaissent alors comme faisant partie de l'octet de mésons de $SU(3)$: $3 \oplus \bar{3} = 8 + 1$. On choisit donc un champ de méson qui sera élément de ce groupe. Afin de simplifier, on utilise une notation matricielle pour $SU(3)$.

$$U = e^{\frac{i\pi^k \lambda_k}{f_\pi}} \quad (1.22)$$

où π^k est un vecteur contenant les huit bosons de Goldstone provenant de la brisure, λ_k sont des matrices, générateurs du groupe et f_π est la constante de désintégration du pion ($f_\pi = 130$ MeV). U est donc une matrice qui inclut les huit champs à la fois.

Utilisant ce champ U , on peut définir la limite basse énergie pour la QCD

[13, 16] :

$$L_{\pi}^{\text{eff}} = \frac{f_{\pi}^2}{4} \text{Tr} [(D^{\mu}U)^{\dagger} D_{\mu}U] + \frac{f_{\pi}^2}{4} \text{Tr} [\chi U^{\dagger} U \chi^{\dagger}] \quad (1.23)$$

Afin de simplifier les calculs davantage, concentrons-nous uniquement sur les pions. Ici, la symétrie chirale de la section précédente se réduit à une description dans $SU(2)$ plutôt que $SU(3)$ (il y a 2 quarks au lieu de 3). Dans cette situation, la matrice U est réduite à $U = e^{\frac{i\vec{\tau}\cdot\vec{\pi}}{f_{\pi}}}$ où $\vec{\tau}$ sont les matrices de Pauli et $\vec{\pi}$ est un vecteur de pion. Le Lagrangien effectif pour les basses énergies du pion (terme cinétique) est alors :

$$L_{\pi}^{\text{eff}} = \frac{f_{\pi}^2}{4} \text{Tr} [(D^{\mu}U)^{\dagger} D_{\mu}U] \quad (1.24)$$

Dans cette notation pour les pions, l'hypercharge doit aussi être décrite par la matrice¹ :

$$Y = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

En utilisant la définition de la dérivée covariante pour les interactions faibles, on peut calculer $D^{\mu}U$ en développant U en série :

$$\begin{aligned} D^{\mu}U &= (\partial_{\mu} + igI^{\alpha}W_{\alpha\mu} + ig'\frac{Y}{2}B_{\mu})U \\ &= \partial_{\mu}U + \begin{pmatrix} gW_{\mu}^3 + g'B_{\mu} & gW_{\mu}^1 - igW_{\mu}^2 \\ gW_{\mu}^1 + igW_{\mu}^2 & -gW_{\mu}^3 + g'B_{\mu} \end{pmatrix} (1 + \dots) \\ &= \begin{pmatrix} gW_{\mu}^3 + g'B_{\mu} & gW_{\mu}^1 - igW_{\mu}^2 \\ gW_{\mu}^1 + igW_{\mu}^2 & -gW_{\mu}^3 + g'B_{\mu} \end{pmatrix} + \text{autres termes} \end{aligned} \quad (1.25)$$

Si on insère ce résultat dans 1.24 on trouve :

$$\frac{(f_{\pi}g)^2}{8} (W^{1\mu}W_{\mu}^1 + W^{2\mu}W_{\mu}^2) + \frac{f_{\pi}^2}{8} (gW^{3\mu} - g'B^{\mu})(gW_{\mu}^3 - g'B_{\mu}) + \text{autres termes} \quad (1.26)$$

Utilisant les définitions 1.12 pour définir les états de masse à partir de ceux de

¹En notation chirale, les pions sont décrits par $\langle \bar{q}q \rangle = \langle \bar{q}_L q_R \rangle + \langle \bar{q}_R q_L \rangle$. Si l'on applique la transformation de jauge de l'équation 1.2, on retrouve cette définition de l'hypercharge.

jauge, nous obtenons :

$$L_{\pi}^{\text{eff}} = \frac{(f_{\pi}g)^2}{8}(W^{+\mu}W_{\mu}^{+} + W^{-\mu}W_{\mu}^{-}) + \frac{f_{\pi}^2}{8}(g^2 + g'^2)Z^{\mu}Z_{\mu} + \text{autres termes} \quad (1.27)$$

D'où les masses des bosons de jauge :

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{g}{2}f_{\pi} \\ M_Z &= \frac{g}{2\cos(\theta_w)}f_{\pi} \\ M_A &= 0 \end{aligned} \quad (1.28)$$

Cette méthode donne le bon rapport de masse, mais comme $f_{\pi}=92\text{MeV}$, on trouve $M_W=30\text{ MeV}$ et $M_Z=34\text{ MeV}$, qui ne sont pas les bonnes masses. La QCD fournit donc un exemple complet pour expliquer la brisure de la symétrie électrofaible à l'aide de la dynamique d'un système de fermion. Utilisons maintenant ces idées pour élaborer une nouvelle dynamique appelée technicouleur qui nous donnera les bonnes masses. (Pour une discussion intéressante de cette méthode de brisure de symétrie, voir [17].)

1.2 Les modèles de Technicouleur

1.2.1 Modèle de Susskind et Weinberg

L'idée originale de Susskind et Weinberg [18, 19] a été de supposer l'existence d'une nouvelle interaction fondamentale de type QCD, mais à une échelle plus élevée. On peut mieux comprendre cette idée en considérant l'équation 1.28. En la comparant avec l'équation 1.15, on trouve les bonnes masses des bosons de jauge si $f_{\pi} = v = 246\text{ GeV}$. On peut alors imaginer l'existence d'une nouvelle interaction semblable à QCD, mais à une échelle d'énergie supérieure. Il y aurait de nouveaux états semblables aux pions qui seraient responsables de la brisure de la symétrie électrofaible. Afin de bien distinguer la valeur f_{π} du pion de celle de la technicouleur, on notera la constante de désintégration du techni-pion F_{π} .

Détaillons sommairement le contenu de ce modèle. QCD étant basée sur une interaction de couleur, on appelle alors la nouvelle interaction technicouleur. Mais

plutôt que de stipuler l'existence de trois technicouleurs, on en suppose un nombre N_{tc} . Le groupe de symétrie pour l'interaction forte devient $SU(N_{tc})$. On suppose aussi l'existence de N_f saveurs de ces nouveaux techni-quarks sans masse. Dans ce cas, la symétrie chirale équivalente à celle de la QCD devient :

$$SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R \times U(1)_V \times U(1)_A \quad (1.29)$$

Afin de simplifier, on choisit d'organiser les techni-quarks en doublets d'isospin faible. Supposons l'existence de N_d doublets. Nous pouvons utiliser notre connaissance de QCD pour développer la phénoménologie. On peut réévaluer la constante de désintégration du pion pour une nouvelle échelle d'énergie et pour un nombre de couleurs différent. On trouve alors :

$$F_\pi = \sqrt{\frac{N_{tc}}{3}} \frac{\Lambda_{tc}}{\Lambda_{QCD}} f_\pi \quad (1.30)$$

De cette façon, il y aura N_d doublets qui contribueront à la vev. La supposition $F_\pi = v$ devient alors :

$$v = \sqrt{F_\pi^2(1) + F_\pi^2(2) + \dots + F_\pi^2(N_d)} = \sqrt{N_d} F_\pi \quad (1.31)$$

Il est généralement plus utile de combiner les deux dernières équations pour obtenir la correspondance entre les deux échelles :

$$\Lambda_{tc} = \sqrt{\frac{3}{N_{tc} N_d}} \frac{v}{f_\pi} \Lambda_{QCD} \quad (1.32)$$

À l'aide de ces trois relations, nous pouvons explorer la phénoménologie d'un tel modèle. Considérons le cas simple où $N_d=1$ et $N_{tc}=4$. Les états liés de techni-quarks seront de la forme $\bar{q}q$ ou $qqqq$. Les mésons sont associés aux modes de Goldstone de la brisure de la symétrie chirale, tandis que les baryons apparaissent dans la description de l'interaction forte.

Intéressons-nous d'abord aux mésons. La symétrie chirale de l'équation 1.29 (avec $N_f = 2$) sera brisé vers $SU(N_f)_V \times U(1)_V$. Il y aura dans ce modèle 3+1 bosons de Goldstone ainsi que des techni-mésons correspondants aux niveaux ex-

cités associés à ces états. Le tableau 1.II montre ces différents états ainsi que leurs propriétés.

État	I(J ^{PC})	Notation spectroscopique $^{2S+1}L_J$
π_{tc}^\pm, π_{tc}^0	1(0 ⁻⁺)	1S_0
η_{tc}	0(0 ⁻⁺)	
$\rho_{tc}^\pm, \rho_{tc}^0$	1(1 ⁻⁻)	3S_1
ω_{tc}	0(1 ⁻⁻)	
$a_{0,tc}^\pm, a_{0,tc}^0$	1(0 ⁺⁺)	3P_0
$f_{0,tc}^0$	0(0 ⁺⁺)	
$a_{1,tc}^\pm, a_{1,tc}^0$	1(1 ⁺⁺)	3P_1
$f_{1,tc}^0$	0(1 ⁺⁺)	

Tableau 1.II – Propriétés des techni-mésons dans le cas où $N_d=1$ et $N_{tc}=4$. I est l'isospin fort, J est le moment angulaire total, P est la parité tandis que C est la conjugaison de charge.

Parmi ces états, trois seront mangés (π_{tc}^\pm, π_{tc}^0) par les W^\pm et Z. On peut évaluer la masse de ces techni-hadrons par analogie avec la QCD. Par exemple, la masse du η_{tc} peut être évaluée en se basant sur celle de la QCD [20] ($M_\eta=547$ MeV, $N_{tc}=4$ et $N_d=1$) :

$$M_{\eta_{tc}} \approx \frac{3}{N_{tc}} \sqrt{\frac{3}{N_{tc}N_d}} \frac{v}{f_\pi} M_\eta \approx 1 \text{ TeV} \quad (1.33)$$

Le spectre observable est composé de quelques mésons massifs, ainsi que de plusieurs baryons. Le cas de ces derniers est problématique. Comme ce modèle ne possède aucun mécanisme pour permettre la désintégration de ces états vers des particules du Modèle Standard, l'état le plus léger sera stable et aura des conséquences cosmologiques. Les effets causés par un tel scénario ont été explorés et il a été conclu que de tels états ne peuvent exister [21] sous cette forme.

On peut aussi compliquer le spectre de particules en permettant plus d'un doublet. Dans ce cas, la phénoménologie devient plus complexe. Les bosons de Goldstone supplémentaires ne seront pas mangés par les états de jauge et seront donc problématiques à cause de leurs faibles masses. En effet, si la symétrie était exacte, ces états n'auraient pas de masse. Dans le cas d'une symétrie presque exacte, on pourrait observer ces états avec des masses faibles par rapport à l'échelle de la

technicouleur. De tels états n'ont pas été observés. De plus, afin d'éliminer les possibles anomalies, il serait nécessaire d'introduire des familles complètes. Il y aurait alors des techni-leptons et possiblement des leptoquarks complexifiant la phénoménologie. Ce modèle plus complet est connu sous le nom de Farhi-Susskind [22].

Mais avant de discuter de cas aussi élaborés, tentons de régler les problèmes déjà existants : les fermions sont encore sans masse, les baryons ont besoin d'un mécanisme pour se désintégrer et dans le cas de plusieurs saveurs, les bosons de Goldstone non mangés sont trop légers. La technicouleur étendue apporte la solution à ces problèmes.

1.2.2 La Technicouleur étendue (*extended technicolor*)

L'idée générale pour régler les différents problèmes rencontrés dans la section précédente est d'augmenter (étendre) la symétrie afin de rendre possible l'existence de nouveaux bosons de jauge à haute énergie. Ces nouvelles particules régleront certaines difficultés du modèle de Susskind et Weinberg. Habituellement, on procède en définissant un nouveau groupe d'invariance G qui comprend une partie du Modèle Standard et la technicouleur. À basse énergie, cette nouvelle symétrie se brise et des bosons de jauge apparaissent. Le détail de cette brisure dépend fortement de la définition du groupe G . Pour simplifier, on choisit souvent ce dernier de la forme $SU(N_{etc})$ où l'indice etc indique qu'il s'agit de la technicouleur étendue.

Ces nouveaux bosons de jauge sont très massifs, d'où l'impossibilité de les observer directement. Par contre, comme le groupe G englobe une partie du Modèle Standard et la technicouleur, nous pouvons coupler fermion et techni-fermion via ces nouvelles particules. Cette nouvelle interaction permet d'expliquer les masses des fermions. En effet, le diagramme de la figure 1.5 montre une contribution au propagateur du fermion qui inclut ces bosons de jauge, permettant d'obtenir une masse pour les fermions.

Afin d'évaluer approximativement la masse du fermion, il faut écrire le Lagrangien à basse énergie de la technicouleur étendue. Si on suppose la brisure de cette symétrie à une échelle d'énergie Λ_{etc} , les interactions fermion - techni-fermion seront

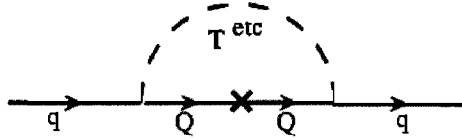


Figure 1.5 – Correction du propagateur des fermions permettant la définition d'une masse pour ces particules

alors décrites par [20] :

$$\alpha_{ab} \frac{\bar{Q} \gamma_\mu T^a Q \bar{Q} \gamma^\mu T^b Q}{\Lambda_{etc}^2} + \beta_{ab} \frac{\bar{Q} \gamma_\mu T^a \psi \bar{\psi} \gamma^\mu T^b Q}{\Lambda_{etc}^2} + \gamma_{ab} \frac{\bar{\psi} \gamma_\mu T^a \psi \bar{\psi} \gamma^\mu T^b \psi}{\Lambda_{etc}^2} \quad (1.34)$$

où ψ est pour un fermion du Modèle Standard, Q est un techni-fermion et T^a un des nouveaux bosons de jauge. Les termes α_{ab} , β_{ab} et γ_{ab} dépendent de la définition du groupe G . Ils ont une importance capitale pour la phénoménologie de ce modèle. En effet, le terme en α_{ab} modifiera la masse des techni-mésons associés à la technicouleur. La figure 1.6 montre l'exemple d'un techni-pion. Ce mécanisme permet d'augmenter la masse des mésons trop légers vers des masses acceptables. On règle donc en partie le problème de la présence de bosons de Goldstone non-mangés dans le cas de plus d'un doublet de techni-fermions.

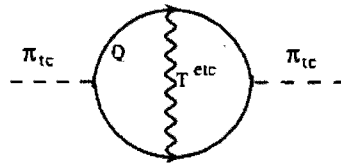


Figure 1.6 – Correction du propagateur des techni-mésons permettant la redéfinition d'une masse pour ces particules

Le deuxième terme, celui en β_{ab} , est responsable de la masse des fermions. On peut évaluer la boucle montrée à la figure 1.5 et obtenir [20] :

$$m = \frac{g_{etc}^2}{\Lambda_{etc}^2} \langle \bar{Q} Q \rangle_{etc} = \beta \frac{N_{tc} \Lambda_{tc}^3}{\Lambda_{etc}^2} \quad (1.35)$$

Il est intéressant de noter que jusqu'à maintenant, les fermions étaient tou-

jours sans masse. Cette façon simple d'introduire une brisure de symétrie s'avère suffisante pour donner des masses aux fermions. Cependant, dans ce cas, tous les fermions ont des masses du même ordre de grandeur, ce qui n'est pas observé. On peut entre autre remédier à ce problème en supposant que la brisure de symétrie se fait en plusieurs étapes au lieu d'une seule. En effet, supposons la brisure $G \rightarrow G_1 \rightarrow G_2 \rightarrow G_3 \rightarrow \text{TC} + \text{SM} + \dots$, il y aura alors trois échelles de brisure différentes Λ_{etc}^i . On associera un ensemble de bosons de jauge à chacune de ces étapes. Si on suppose que ces ensembles de particules ont des couplages différents selon la famille considérée, on peut expliquer la hiérarchie des masses.

De plus, ces nouveaux bosons de jauge massifs sont responsables de la désintégration des techni-baryons. Ce modèle n'est donc plus contraint cosmologiquement par les baryons.

Par contre, il révèle d'autres problèmes. Par exemple, le terme en γ_{ab} implique des courants neutres qui changent la saveur. La figure 1.7 montre un exemple de diagramme de Feynman pour un courant neutre changeant de saveur (FCNC). L'état propre dans la base interaction pour les quark légers est :

$$\begin{aligned} d' &= \cos \theta_c d + \sin \theta_c s \\ s' &= \sin \theta_c s - \cos \theta_c d \end{aligned} \quad (1.36)$$

où θ_c est l'angle de Cabibo. Puisque les bosons de jauge de ETC se couplent différemment aux différentes générations, les FCNC apparaissent. Les contraintes expérimentales sur ce terme sont très sévères. En effet, les limites sur les Λ_{etc}^i provenant des définitions de masse des fermions impliquent des courants neutres qui changent la saveur, trop importants pour s'accorder aux mesures expérimentales. L'absence expérimentale de changement de saveur implique, par l'équation 1.34, des valeurs de Λ_{etc}^i grandes, ce qui entraîne, par l'équation 1.35, des masses de fermion faibles. On doit alors trouver une façon de réduire les contraintes sur les courants neutres, tout en expliquant les masses des fermions.

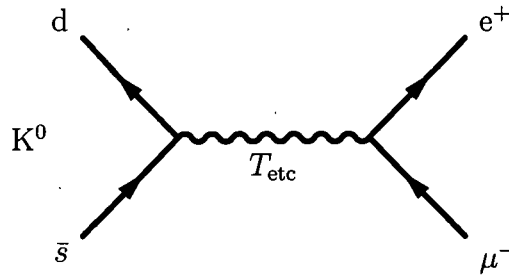


Figure 1.7 – Diagramme de Feynman pour un changement de saveur provenant d'un courant neutre en technicouleur.

1.2.3 La technicouleur rampante (*walking*)

Les problèmes de la technicouleur étendue, telle que présentée dans la section précédente, ont historiquement mené à la conclusion que la technicouleur était exclue. La motivation principale venait des prédictions pour les courants neutres changeant la saveur, mais les prédictions du paramètre S [23–26] étaient aussi problématiques. Ce paramètre est un des trois proposés par Peskin et Takeuchi pour décrire l'effet de nouvelles particules ou interactions sur les mesures électrofaibles. Ils décrivent les corrections aux propagateurs des bosons de jauge W , Z et du photon causées par de nouvelles particules ou interactions. Par convention, le Modèle Standard seul fixe S , T et U à zéro. La figure 1.8 montre les prédictions de la technicouleur étendue ainsi que les limites expérimentales de l'époque [27]. Sachant que la technicouleur étendue favorisait les valeurs de S largement positives et que la valeur mesurée était négative mais compatible avec 0, on croyait que la technicouleur rendait son dernier souffle.

Les calculs effectués jusqu'alors étaient basés sur les notions connues de la QCD. Entre autres, les calculs de renormalisation utilisaient les fonctions β de QCD. Afin de comprendre les développements récents en technicouleur, on doit aborder la renormalisation.

Généralement, les théories présentent des divergences dans la définition de certaines observables. Ces infinités n'étant pas physiques, on doit régulariser la théorie. Pour appliquer cette procédure, on peut imposer une échelle limite Λ dans les calculs et la faire disparaître à la toute fin. Cette procédure implique généralement le remplacement des constantes de la théorie par des fonctions de l'énergie. Les constantes de couplage ne sont plus des constantes, mais des fonctions de l'échelle

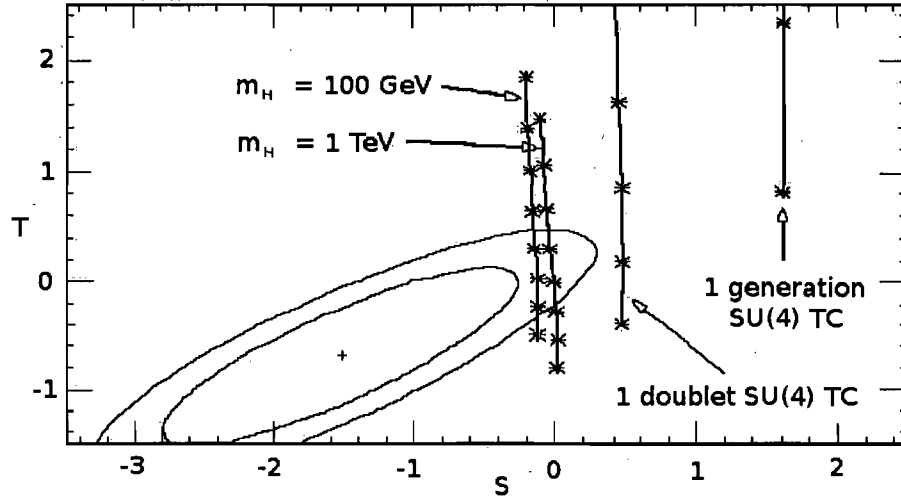


Figure 1.8 – Paramètre électrofaible T en fonction de S . Les ellipses indiquent les régions de confiance de 68 et 90 %. Les données utilisées et les détails théoriques des calculs se trouvent dans [27]

où elles sont mesurées. On notera $\alpha_g(\mu)$ la fonction du couplage associée à g où μ est l'échelle d'énergie.

Lors d'une mesure physique, le résultat ne doit pas dépendre de cette coupure Λ . Si on demande que la renormalisation soit indépendante de cette échelle, on obtient des contraintes sur les fonctions possibles pour les constantes de couplage. On appelle cette méthode groupe de renormalisation. Par exemple, les corrections au vertex Γ_r sont données par l'équation du groupe de renormalisation [28] :

$$\left(\mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta \frac{\partial}{\partial g} - \gamma_m \right) \Gamma_r = 0 \quad (1.37)$$

avec g la constante de couplage et β la fonction de renormalisation de la constante de couplage définie par :

$$\beta_g(\mu) = \mu \frac{\partial \alpha_g(\mu)}{\partial \mu} \quad (1.38)$$

tandis que γ_m est l'opérateur de dimension anormale pour la masse. Ce dernier est défini par :

$$\gamma_m = \frac{\mu}{m} \frac{\partial m}{\partial \mu} \quad (1.39)$$

L'équation de Calan-Symanzik [29, 30] contrôle cet opérateur de dimension

anormale. On peut solutionner l'équation pour trouver la relation entre les opérateurs qui génèrent la masse des condensats de fermion (voir équation 1.34) à différentes énergies [31] :

$$\langle \bar{Q}Q \rangle_{\text{etc}} = \langle \bar{Q}Q \rangle_{\text{tc}} \exp \left(\int_{\Lambda_{\text{tc}}}^{\Lambda_{\text{etc}}} \frac{d\mu}{\mu} \gamma(\mu) \right) \quad (1.40)$$

On peut aussi calculer γ_m en théorie des perturbations [32] :

$$\gamma_m(\mu) = \frac{3C_2(\mathbf{R})}{2\pi} \alpha_{\text{tc}}(\mu) + O(\alpha_{\text{tc}}^2(\mu)) \quad (1.41)$$

avec $C_2(\mathbf{R})$ l'opérateur de Casimir de la représentation \mathbf{R} du champ. (L'opérateur de Casimir est un invariant similaire au moment cinétique L^2 pour le groupe de rotation.)

Revenons à l'équation 1.35. La partie gauche de l'équation demeure valide, mais le membre de droite ne l'est que pour une théorie de de jauge Yang-Mills. Afin d'obtenir cette équation, il faut solutionner la relation 1.40 qui donne :

$$\langle \bar{Q}Q \rangle_{\text{etc}} \approx \ln \left(\frac{\Lambda_{\text{etc}}}{\Lambda_{\text{tc}}} \right)^{\gamma_m} \langle \bar{Q}Q \rangle_{\text{tc}} \quad (1.42)$$

Ici intervient la notion d'évolution lente du couplage (*walking*). En effet, si la théorie présente un point fixe, de tel sorte que le couplage demeure à peu près constant sur une large étendue d'énergie comme illustré à la figure 1.9, on trouve plutôt [20] :

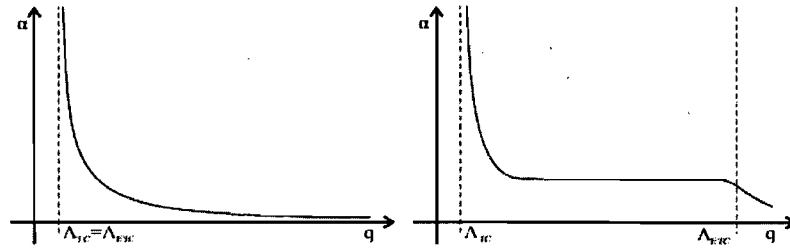


Figure 1.9 – Exemple typique de l'évolution d'un couplage α en fonction de l'énergie q pour une interaction forte. (gauche) Comportement de type QCD. (droite) Comportement lors de la présence d'un point fixe.

$$\langle \bar{Q}Q \rangle_{\text{etc}} \approx \left(\frac{\Lambda_{\text{etc}}}{\Lambda_{\text{tc}}} \right)^{\gamma_m(\alpha^c)} \langle \bar{Q}Q \rangle_{\text{tc}} \quad (1.43)$$

où α^c est la valeur du couplage au point fixe. La figure 1.9 (gauche) montre l'évolution de la constante de couplage de QCD et (droite) un exemple d'évolution pour un point fixe. On dit qu'elle est *walking* car son comportement est presque constant sur une large plage d'énergie. C'est possible si la fonction β prend la forme de la figure 1.10. Afin de préserver la liberté asymptotique et le confinement, le couplage à haute énergie sera faible. Lorsque l'énergie diminuera, la fonction β approchera de 0 dans une certaine plage d'énergie, causant une quasi-stabilité du couplage comme indiqué sur la figure 1.9. Lorsque l'énergie diminue encore plus bas, l'effet du point fixe diminue et le couplage reprend son évolution plus rapide.

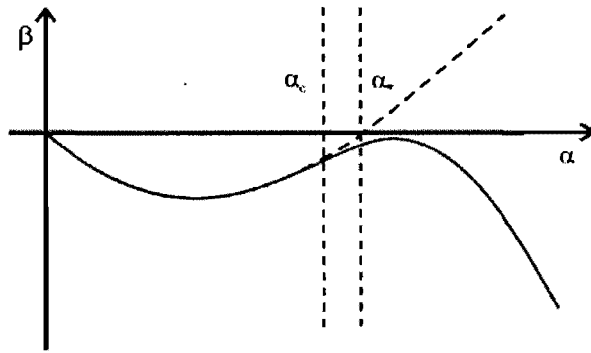


Figure 1.10 – Exemple de fonction β produisant un point fixe qui mènera à une évolution lente du couplage (*walking*).

Ceci permet de relâcher les contraintes entre les courants neutres et les masses des fermions. Comme l'indique l'équation 1.35, la masse sera définie par $\langle \bar{Q}Q \rangle$ et par Λ_{etc} . Si on permet des valeurs de $\langle \bar{Q}Q \rangle$ plus grandes, alors Λ_{etc} peut aussi être plus grand, réduisant les courants neutres qui changent la saveur. Certaines études récentes [33] indiquent même que cette méthode pourrait expliquer la masse du quark top.

Les contraintes sur les courants neutres ayant été relâchées, il ne reste plus que le problème des paramètres électrofaibles. Les calculs utilisés pour produire les résultats de la figure 1.8 se basaient sur une version simplifiée du modèle. Des études plus récentes montrent [31, 34] que si l'on tient compte du cas général, le résultat est moins en désaccord. Dans le cas de certains modèles [33, 35], ces paramètres sont même parfaitement en accord. De plus, la valeur actuelle du paramètre S est

compatible avec zéro et les marges d'erreurs s'étendent sur les valeurs positives. La figure 1.11 montre le resultat en 2008[10]. La valeur trouvée est $S=0.07$ alors que les résultats provenant du pôle du Z donne $S=-0.04$. Cette figure montre les contraintes électrofaibles obtenues sur S et T pour différentes masses du boson de Higgs. Le problème des contraintes électro-faibles est donc moins sévère de nos jours.

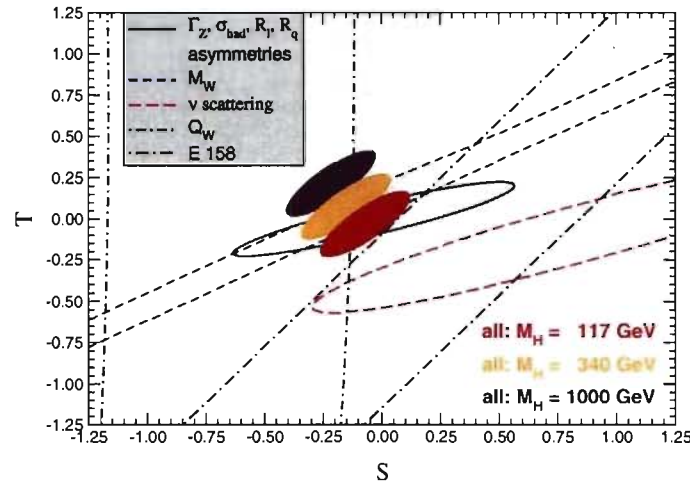


Figure 1.11 – Paramètres obliques T en fonction de S pour différentes masses du boson de Higgs. Résultat publié en 2008[10].

Les modèles de technicouleur disponibles à ce jour se basent sur différentes manières d'obtenir un point fixe dans la théorie. Lors de la construction d'un modèle de technicouleur, on désire conserver deux aspects importants de QCD : la brisure de la symétrie chirale (due au confinement) et la liberté asymptotique. La première explique la présence des états liés responsables de la brisure de la symétrie électrofaible, tandis que la seconde équivaut à demander la conservation du comportement d'une interaction forte.

La figure 1.12 montre le diagramme de phase pour le groupe $SU(N)$ [36]. Les courbes noires décrivent une représentation fondamentale (voir plus bas), les bleues une représentation à deux indices antisymétriques, les rouges une représentation à deux indices symétriques et les vertes une représentation adjointe. Pour chaque couleur, la ligne pleine vers le haut indique la limite où la liberté asymptotique est perdue tandis que la courbe pleine du bas est l'endroit où la symétrie chirale débute. La région en couleur correspond donc à la présence d'un point fixe tel que

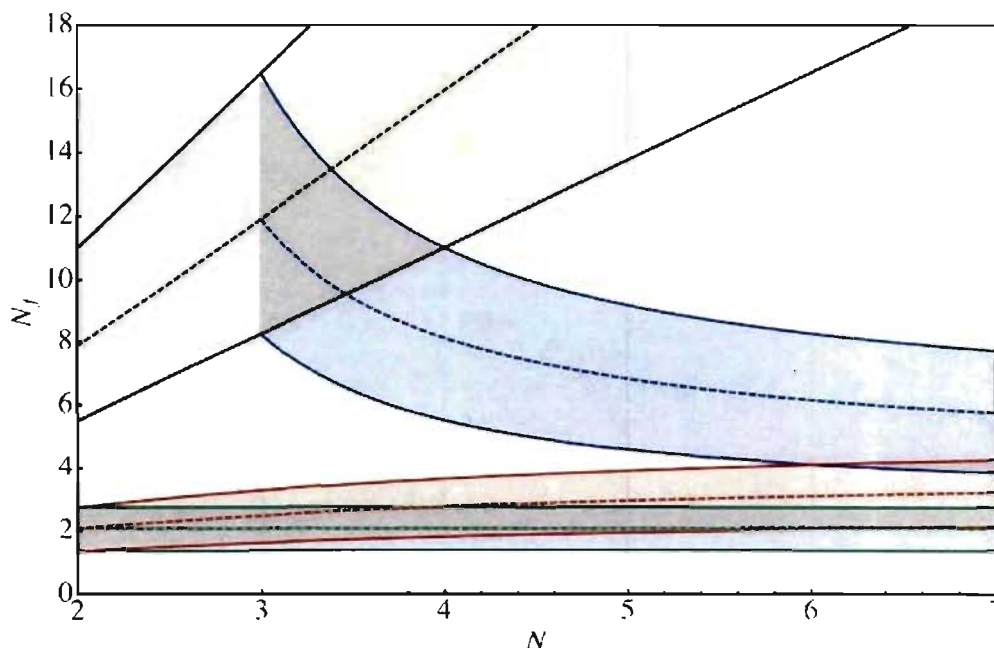


Figure 1.12 – Diagramme de phase pour les théories à évolution lente du couplage (*walking*) basées sur $SU(N)$ [36]. Les courbes noires décrivent les techni-fermions qui sont dans une représentation fondamentale, les bleues une représentation à deux indices antisymétriques, les rouges une représentation à deux indices symétriques et les vertes une représentation adjointe. Pour chaque couleur, la ligne pleine vers le haut indique la limite où la liberté asymptotique est perdue tandis que la courbe pleine du bas est l'endroit où la symétrie chirale débute.

décrit auparavant.

Quelques mots sur la théorie des groupes

La théorie des groupes est abondamment utilisée dans la description des interactions. Dans ce cadre mathématique, l'interprétation physique peut être difficile à discuter. Il est utile de transformer cette description en une équivalente, utilisant nos connaissances de l'algèbre linéaire. Ainsi, les éléments du groupe sont associés à des matrices, alors que l'opération sur les éléments devient une multiplication de matrices.

Un groupe peut être représenté par un ensemble restreint de matrices appelées générateurs. Ces dernières sont utilisés pour engendrer l'espace en entier. La description mathématique d'une théorie des interactions utilisera les générateurs du groupe de symétrie. La représentation n'est pas unique. Il existe diverses ensembles

de générateurs décrivant le même groupe. La représentation fondamentale est celle basée sur la description de plus petite dimension, qui soit indivisible.

Les générateurs d'un groupe de Lie (ou groupe de transformations continues) doivent respecter l'algèbre du groupe. En terme de matrice pour les groupes continues, ceci se traduit par des règles de commutation. Si X_a , X_b et X_c sont des générateurs, ils doivent respecter la relation :

$$[X_a, X_b] = if_{abc}X_c \quad (1.44)$$

où f_{abc} est la constante de structure du groupe. Bien qu'il existe plusieurs représentations, les plus utiles sont généralement celles de plus petites dimensions. Par exemple, la représentation adjointe est obtenue lorsque la définition des générateurs respecte :

$$(X_c)_{ab} = -if_{abc}X_c \quad (1.45)$$

Il est aussi possible de combiner les matrices d'une représentation afin d'obtenir des générateurs différents. La représentation à indices symétriques est obtenue lorsqu'une combinaison totalement symétrique des générateurs de la représentation fondamentale est utilisée. De même, la représentation antisymétrique est celle pour la combinaison totalement antisymétrique.

1.2.4 Le modèle *strawman* de la technicouleur

Le modèle *strawman* [37, 38] de la technicouleur est le premier à avoir utilisé la technicouleur à évolution lente du couplage. Ce modèle est apparu à la fin des années 1990 et a servi de banc de test pour les études liées à la technicouleur au LEP et au Tevatron.

Dans ce modèle, un nombre N_f de nouveaux fermions est inclus dans la représentation fondamentale de $SU(N)$. Ces fermions s'organisent en N_d doublets d'isospin faible. Comme le montre la figure 1.12, la représentation fondamentale des fermions implique qu'il en faut un grand nombre. Ce modèle suppose une symétrie $SU(N)$ pour la technicouleur (on utilise souvent $N=4$), ce qui implique un nombre indéterminé, mais large, de fermions. Ce modèle est construit sur des arguments phénoménologiques et demeure incomplet à ce jour.

Comme le nombre de doublets est grand et que la phénoménologie peut devenir complexe, il est courant de simplifier. En effet, paramétriser les mélanges entre les différents techni-mésos provenant des différents doublets serait compliqué et nécessiterait un nombre de paramètres plus grand. On pose alors que le secteur associé au doublet menant aux techni-mésos les plus légers sera isolé des autres doublets. De cette façon, on réduit le nombre d'états à étudier et on dit alors que le modèle en est un de basse échelle (*low scale technicolor*). Nous aborderons la phénoménologie de ce modèle à la section 2.1. Généralement, cette phénoménologie se répètera à différentes échelles et pourrait mener à un large éventail d'états observables au LHC si l'écart entre les échelles est relativement petit.

De plus, lors de la construction du modèle, il était accepté que l'évolution lente du couplage ne serait pas en mesure d'expliquer la masse du quark top. On insère alors, une interaction supplémentaire afin d'expliquer la phénoménologie de la troisième famille. Elle contribuera à la masse du b et t. Le modèle *strawman* utilise la top-couleur [39]. On dit généralement qu'il s'agit d'un modèle de technicouleur assisté de la top-couleur [40] ou encore TC². Nous discuterons les implications de ce type de modèle à la section 2.1.

1.2.5 Un modèle alternatif de la technicouleur : MWTC

Le modèle minimal de la *walking* technicouleur MWTC [41] est progressivement apparu à partir de 2005. Ce dernier se veut un modèle complet qui pourra servir de banc de test pour les futures expériences du LHC. Afin de simplifier au maximum, le modèle fixe différents aspects de la théorie. Par exemple, les nouveaux fermions sont au nombre de deux dans une représentation adjointe de $SU(2)$ de technicouleur et forment un doublet d'isospin faible. On doit insérer une famille complète afin de fixer l'anomalie de Witten [42]. Nous obtiendrons donc un nouveau doublet de leptons.

Nous aborderons la phénoménologie de ce modèle à la section 2.2. Ce modèle diffère du modèle *strawman* car les interactions sont définies par un Lagrangien effectif provenant d'une théorie sous-jacente plutôt que par des arguments phénoménologiques. De plus, le spectre d'états observables est basé sur la représentation adjointe plutôt que sur la fondamentale.

CHAPITRE 2

PHÉNOMÉNOLOGIE ET GÉNÉRATEURS MONTE-CARLO

Les différents modèles de technicouleur actuellement disponibles font appel à diverses méthodes pour expliquer l'évolution lente du couplage. Bien que ces idées soient cruciales, elles ne mènent pas à des prédictions précises. De façon générale, on doit écrire une théorie effective valide à basse énergie, où nous pourrions alors prédire différentes observables.

Lorsqu'on a une description effective cohérente, on doit intégrer la phénoménologie associée dans un générateur Monte-Carlo. Ceci permet entre autres le calcul et la simulation des différentes observables accessibles aux expériences du LHC.

Ce chapitre décrit brièvement la phénoménologie des modèles *strawman* et MWTC. Nous décrirons également les différents générateurs utilisés ainsi et l'intégration du modèle MWTC dans CALHEP. Finalement, nous discuterons des échantillons choisis pour une analyse plus complète dans le cadre de l'expérience ATLAS.

2.1 Modèle *strawman*

Le modèle *strawman* [37, 38] de la technicouleur contient N_f nouveaux fermions sans masse dans une représentation fondamentale de $SU(N_{tc})$. Ces fermions sont organisés en N_d doublets d'isospin faible (Q_u, Q_d) . Ils ont des charges électriques (q_u, q_d) , paramètres du modèle.

Afin d'obtenir les conditions requises pour une évolution lente du couplage de technicouleur, il est important d'avoir plusieurs doublets. Ces nouveaux fermions, similaires aux quarks de la QCD, pourront former des condensats et produire des techni-hadrons. En principe, la phénoménologie d'un tel modèle s'avère complexe, en raison du grand nombre de nouvelles particules composites ainsi que des multiples interactions et mélanges entre elles. On peut cependant simplifier cette description. La méthode communément utilisée suppose que le doublet de techni-quarks associé aux hadrons les plus légers est indépendant des autres doublets, et va produire les effets dominants à basse énergie.

Cette idée sert principalement à simplifier le modèle et à assurer un plus petit nombre de paramètres. On appelle souvent ce modèle *low-scale* technicouleur afin de bien mettre en valeur cette approximation du modèle *strawman*. De nos jours, ces deux noms se réfèrent généralement à la version simplifiée.

Bien que les doublets ne se mélangent pas entre eux, ils produisent tous des bosons de Goldstone à la même échelle d'énergie. Ces derniers ont des contributions équivalentes en ce qui concerne la brisure de symétrie. Dans cette situation, l'équation 1.31 pour la valeur du champs de Higgs dans le vide (vev) demeure :

$$v = \sqrt{N_d} F_\pi \quad (2.1)$$

Ces techni-hadrons sont constitués de techni-mésons et techni-baryons. Les techni-baryons étant des états plus lourds et plus complexes que les techni-mésons, ils seront moins abondamment produits au LHC, ce qui explique le choix des techni-mésons pour l'étude de la technicouleur. Le tableau 1.II, utilisé pour décrire les mésons dans le modèle de Susskind et Weinberg est toujours valide. Ainsi, plusieurs états plus ou moins légers peuvent mener à des observations directes au LHC. Par exemple, parmi l'ensemble des techni-pions, trois deviennent les composantes longitudinales des W^+, W^- et Z , leur donnant ainsi une masse. Les techni-pions restants seront relativement légers et pourraient être accessibles à l'observation dans l'expérience ATLAS.

Ces techni-pions sont les états propres de jauge. Après la brisure de la symétrie, les techni-pions qui restent physiquement seront un mélange des techni-pions états de jauge. Dans cette description, les composantes longitudinales des bosons de jauge seront des techni-pions, ou inversement, nous mélangerons les techni-pions aux bosons de jauge :

$$|\Pi_{tc}\rangle = \sin\chi |W_L\rangle + \cos\chi |\pi_{tc}\rangle \quad (2.2)$$

où Π_{tc} est le champ de jauge des techni-pions, π_{tc} le champ de masse des techni-pions, W_L le champ de masse des W et Z tandis que χ est l'angle de mélange défini

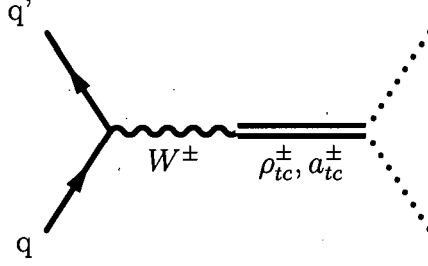


Figure 2.1 – Diagramme de Feynman pour la production de ρ_{tc}^{\pm} et de a_{tc}^{\pm} via le mélange avec le boson de jauge W^{\pm} .

par [43] :

$$\sin\chi \approx \frac{F_{\pi}}{v} = \frac{1}{\sqrt{N_D}} \quad (2.3)$$

Nous noterons que les techni-pions non mangés peuvent être observés et leur observation mènera à des mesures directes des paramètres de la brisure de la symétrie électrofaible.

Ce mélange des états de jauge utilisé pour produire les états de masse sert aussi de mécanisme pour la production des mésons vectoriels. Par exemple, un W^{\pm} produit pourrait se transformer en ρ_{tc}^{\pm} ou en a_{tc}^{\pm} puisqu'il a les mêmes nombres quantiques. La figure 2.1 montre le diagramme de Feynman pour une telle production.

Une étude en simulation rapide dans ATLAS[44] des résonances ρ_{tc}^{\pm} et a_{tc}^{\pm} se désintégrant en $Z\pi_{tc}^{\pm} \rightarrow llbj$ (l est un lepton, b in jet b et j un jet léger) à démontré que le a_{tc}^{\pm} a un potentiel de découverte plus bas que le ρ_{tc}^{\pm} . Cette note technique dont je suis auteur est incluse en annexe I et à été publié dans [45] et on n'en donnera plus de détails ici. Ce signal est intéressant car il met en évidence trois résonances : les $\rho_{tc}^{\pm}/a_{tc}^{\pm}$ et le techni-pion, ce qui étaiert fortement la thèse de la technicouleur. Il y est démontré que ces deux états peuvent interférer entre eux et compliquer l'extraction du signal. Nous avons trouvé que le ρ_{tc}^{\pm} peut être observé à une luminosité de 10 fb^{-1} ou moins pour différents scénarios alors que le a_{tc}^{\pm} demande au moins 50 à 100 fb^{-1} pour être distingué du bruit. Lorsque ces états sont suffisamment séparés en masse, ils peuvent être étudiés séparément. Dans cette situation, le ρ_{tc}^{\pm} nécessite une plus basse luminosité intégrée pour être observé que le a_{tc}^{\pm} . Pour cette raison, nous n'étudierons ici que le ρ_{tc}^{\pm} .

Parmi les processus de technicouleur implémentés dans le générateur PYTHIA

(voir section 2.3), on trouve la production du techni-méson ρ_{tc}^\pm du modèle *strawman*. PYTHIA permet l'étude de la production et de la désintégration de cette particule.

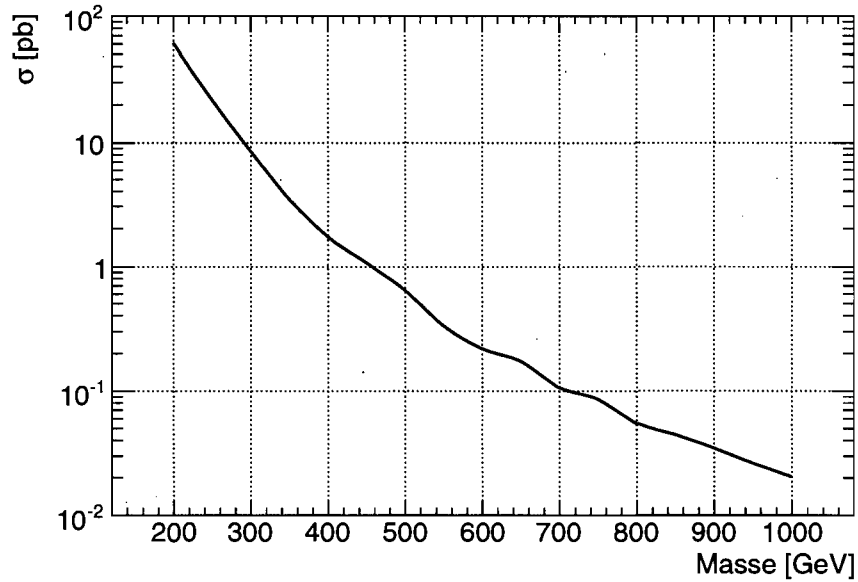
Afin de simplifier l'analyse de ce modèle, établissons certaines conventions pour la génération d'événements. Ce choix des paramètres est une supposition raisonnable basée sur notre compréhension du modèle, et qui nous servira de point de repère. Il est commun de fixer les charges des techni-quarks à ($q_u=1, q_d=0$). Afin de respecter les critères d'évolution lente du couplage de technicouleur, on établit le nombre de doublets de techni-quarks à $N_d=9$. Ceci implique que l'angle de mélange est $\sin\chi=\frac{1}{3}$. Afin de simplifier l'espace de phase, le spectre des techni-mésons respecte les conventions suivantes :

1. Tous les vecteurs ont une masse égale à une échelle d'énergie donnée (M_V)
2. Tous les vecteurs axiaux ont une masse définie par l'échelle axiale d'énergie (M_A)
3. Les techni-particules chargées ont la même masse que les neutres
4. Les partenaires de parité des techni-pions (π'_{tc}) ont une masse deux fois plus grande que celle des techni-pions

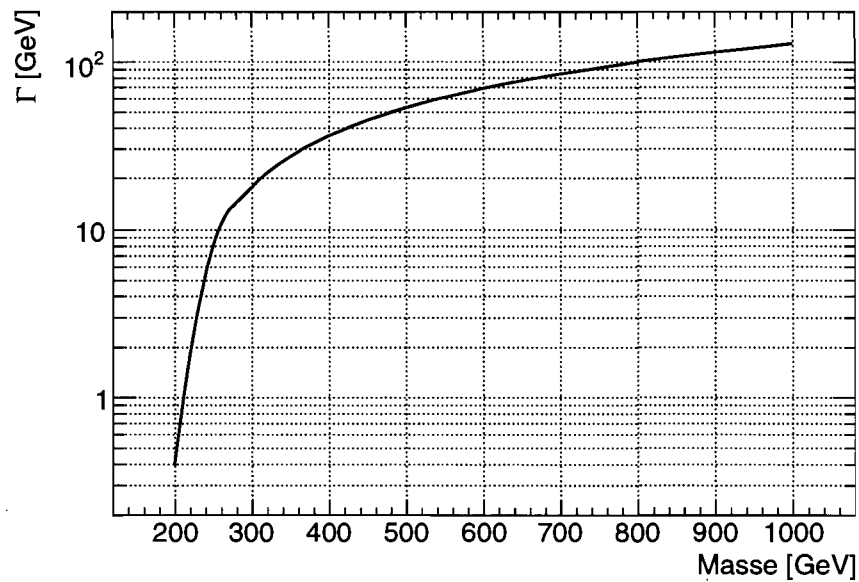
À l'aide de ces règles et conventions, on peut étudier le modèle *strawman* plus en détail. Par exemple, la figure 2.2(a) montre la section efficace de production au LHC($\sqrt{s}=14$ TeV) du ρ_{tc}^\pm pour une masse du π_{tc}^\pm de 100 GeV tandis que la figure 2.2(b) montre sa largeur totale. Pour des masses du ρ_{tc}^\pm plus grandes que 500 GeV, on obtiendra une section efficace inférieure à 1 pb. Nous aurons donc besoin d'une plus grande luminosité pour l'observer. Dans cette situation, la très grande largeur rendra les bruits plus importants. La présente étude favorisera les faibles masses.

Le ρ_{tc}^\pm a un temps de vie court, ce qui implique sa désintégration dès sa production. La figure 2.3 montre les principaux rapports d'embranchement pour le ρ_{tc}^\pm en fonction de sa masse et pour un π_{tc}^\pm ayant une masse de 100 GeV. Dans cet exemple, le canal de désintégration le plus important est le mode $\rho_{tc}^\pm \rightarrow \pi_{tc}^0 \pi_{tc}^\pm$, à la condition que la cinématique le permet. Il est probable que ce canal de désintégration ne soit pas ouvert car les masses des techni-pions obtiennent une plus grande contribution de la de *walking* technicouleur que les techni-vecteurs[46].

Bien que le mode de désintégration pion-pion du ρ_{tc}^\pm soit dominant, on doit



(a) Section efficace de production du ρ_{tc}^{\pm} pour une masse du π_{tc}^{\pm} de 100 GeV.



(b) Largeur totale du ρ_{tc}^{\pm} pour une masse du π_{tc}^{\pm} de 100 GeV.

Figure 2.2 – Section efficace et largeur totale pour le ρ_{tc}^{\pm} en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le π_{tc}^{\pm} a été utilisée.

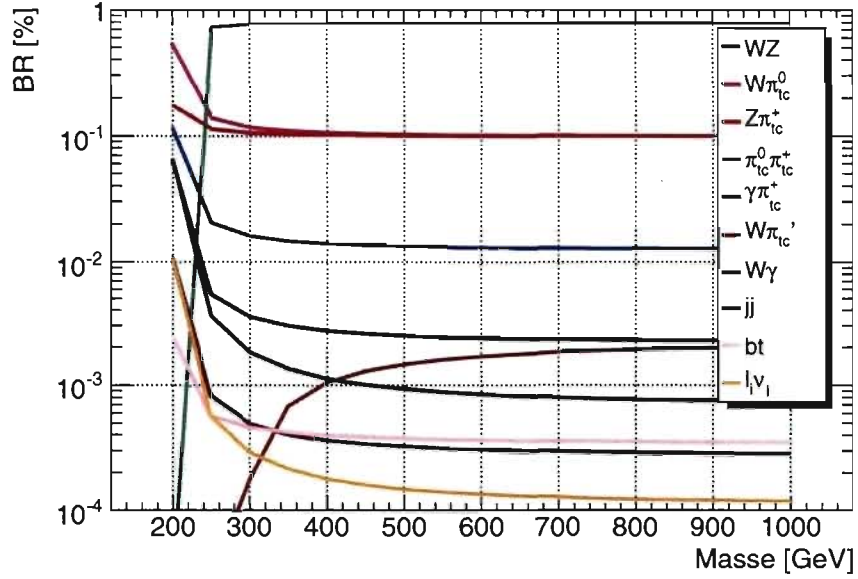
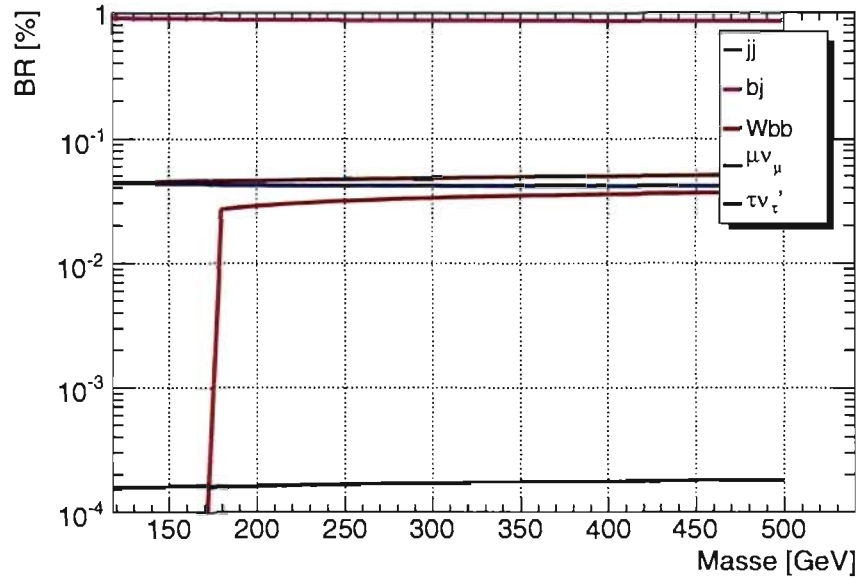
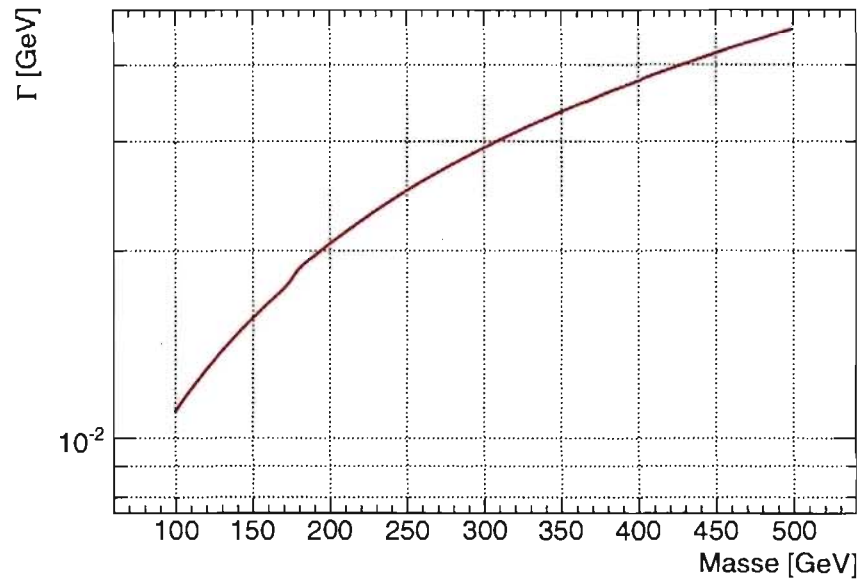


Figure 2.3 – Rapports d'embranchement pour le ρ_{tc}^{\pm} en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le π_{tc}^{\pm} a été utilisée.

généralement avoir recours à d'autres canaux. Parmi ceux-ci, les trois plus importants sont respectivement le $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}\pi_{tc}^0$, $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi_{tc}^{\pm}$ et $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z$. En raison des modes de désintégration des techni-pions, ces trois canaux ainsi que ceux ayant de plus faibles amplitudes sont très importants. La figure 2.4(a) montre le rapport d'embranchement pour les différents canaux de désintégration du π_{tc}^{\pm} . Le mode dominant est celui impliquant un jet b ainsi qu'un jet léger. Comme la probabilité d'obtenir ce mode par rapport aux autres est de l'ordre de 95%, et qu'un état final à 4 jets, dont 2 jets b, serait impossible à distinguer du bruit de fond venant de la QCD, nous ne pouvons pas observer le ρ_{tc}^{\pm} par son canal pion-pion.

Par contre, la faible largeur du techni-pion (voir figure 2.4(b)) nous permettrait de le reconstruire par sa désintégration en jets si on associe sa production à celle d'une autre particule ne se désintégrant pas hadroniquement. De cette manière, la particule additionnelle permettrait de réduire le bruit de fond et de bien sélectionner l'événement. D'autre part, la relation 2.2 montre que les canaux WZ et $Z\pi_{tc}^{\pm}$ auront des couplages similaires, mais avec une différence définie par l'angle χ . Ainsi, si on mesure ces deux canaux de désintégration du ρ_{tc}^{\pm} en même temps, on pourrait extraire χ et obtenir N_d .

(a) Rapports d'embranchement pour le π_{tc}^{\pm} (b) Largeur totale du π_{tc}^{\pm} .Figure 2.4 – Rapports d'embranchement et largeur totale pour le π_{tc}^{\pm} en fonction de sa masse.

Les sections efficaces de ces deux canaux seront de la forme [43] :

$$\sigma_{WZ} = Ck_{WZ} \sin^4(\chi) \quad (2.4)$$

$$\sigma_{Z\pi} = Ck_{Z\pi} \sin^2(\chi) \cos^2(\chi) \quad (2.5)$$

où C est une constante, k_{WZ} et $k_{Z\pi}$ sont les facteurs cinématiques. On obtient le rapport de la section efficace de WZ à $Z\pi_{tc}^{\pm}$:

$$\frac{\sigma_{WZ}}{\sigma_{Z\pi}} = \frac{k_{WZ}}{k_{Z\pi}} \tan^2(\chi) \quad (2.6)$$

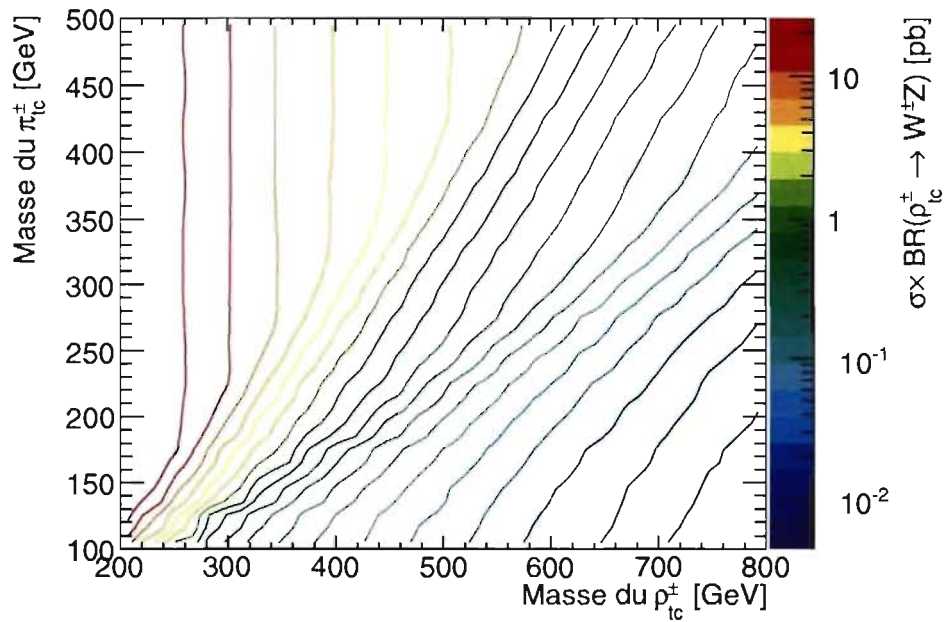
Cette relation montre que si la cinématique est fixée, on peut mesurer l'angle χ .

La figure 2.5 montre les sections efficaces multipliées par les rapports d'embranchements pour la production de ces deux canaux. Les sections efficaces sont fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} et de celle du π_{tc}^{\pm} .

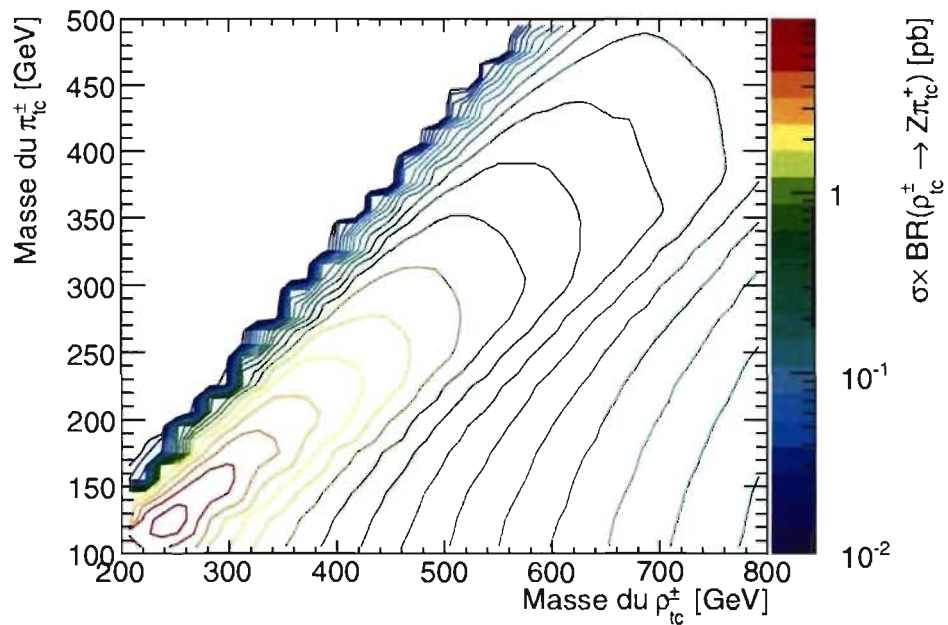
À la figure 2.4(a), le techni-pion ne semble pas avoir de couplage significatif au quark top. Comme celui-ci a le rôle du Higgs pour les fermions, nous pouvons nous demander pourquoi la production du top n'est pas plus importante pour de plus grandes masses. Il s'agit d'un phénomène introduit après le modèle *strawman*. En effet, la technicouleur étendue ne pouvant expliquer la masse du quark top, une nouvelle interaction dans le secteur du top s'avère nécessaire : la top-couleur[39, 40]. Cette interaction étant responsable de la grande masse du top, on ne peut coupler qu'une fraction de cette dernière aux techni-pions. Ainsi, pour les grandes masses du π_{tc}^{\pm} , le canal dominant sera toujours la production d'un jet b associée à un jet léger.

2.2 Modèle alternatif : MWTC

Le modèle MWTC[41] se compose de deux nouveaux technifermions Q_u et Q_d . Afin que ces nouvelles particules puissent expliquer l'évolution lente du couplage de la technicouleur, elles sont organisées dans un doublet d'isospin faible, et se trouvent dans une représentation adjointe de $SU(2)$ de technicouleur. De plus, comme mentionné au chapitre 1, nous éviterons les anomalies en incluant un dou-



(a) Section efficace multipliée par le rapport d'embranchement pour le canal $pp \rightarrow \rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z$ en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} et de la masse du π_{tc}^{\pm} .



(b) Section efficace multipliée par le rapport d'embranchement pour le canal $pp \rightarrow \rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi_{tc}^{\pm}$ en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} et de la masse du π_{tc}^{\pm} .

Figure 2.5 – Section efficace multipliée par le rapport d'embranchement pour les canaux $pp \rightarrow \rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z$ et $pp \rightarrow \rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi_{tc}^{\pm}$.

blet de nouveaux leptons N_L et L .

Comme pour le modèle *strawman*, les degrés de liberté accessibles aux énergies du LHC sont les techni-mésons et les techni-baryons. Ces derniers ont des masses de l'ordre de l'échelle Λ_{etc} ou plus, ce qui les rend difficilement accessibles dans les expériences actuelles. Par contre, les techni-mésons ont un potentiel de découverte. De plus, jumelés avec les nouveaux leptons, ils pourront former un ensemble de signatures possibles du modèle.

Les techni-quarks forment un doublet d'isospin faible :

$$\begin{pmatrix} Q_u^a \\ Q_d^a \end{pmatrix}_L, Q_{u,R}^a, Q_{d,R}^a \quad (2.7)$$

avec $a=1,2,3$ l'indice de la représentation adjointe. De la même manière, le doublet de lepton est :

$$\begin{pmatrix} N \\ L \end{pmatrix}_L, N_R, L_R \quad (2.8)$$

Ici, les charges ne sont pas définies de façon unique, mais plutôt en fonction d'un paramètre réel y . Afin d'éviter les anomalies de jauge, l'hypercharge est définie par :

$$Y(Q_L) = \frac{y}{2} \quad (2.9)$$

$$Y(Q_{u,R}^a, Q_{d,R}^a) = \left(\frac{y+1}{2}, \frac{y-1}{2} \right)$$

$$Y(L_L) = -\frac{3y}{2}$$

$$Y(N_R, L_R) = \left(\frac{-3y+1}{2}, \frac{-3y-1}{2} \right) \quad (2.10)$$

Ainsi, la relation de Gell-Mann-Nishijima pour la charge électrique est respectée. Les mésons seront alors des états composés de $Q\bar{Q}$. Le tableau 2.I résume les nombres quantiques des différents techni-mésons existants avant la brisure de symé-

trie.

État	J^P
π_{tc}^\pm, π_{tc}^0	0^-
η_{tc}	0^-
$a_{0,tc}^\pm, a_{0,tc}^0$	0^+
$f_{0,tc}^0 = h$	0^+
$\rho_{tc}^\pm, \rho_{tc}^0$	1^-
$a_{1,tc}^\pm, a_{1,tc}^0$	1^+
$V_{4,tc}$	1^-

Tableau 2.I – Propriétés des techni-mésons dans le modèle MWTC. J est le moment angulaire total et P est la parité. Les trois techni-pions seront mangés par les W^\pm et Z .

Lors de la brisure de la symétrie électrofaible, les trois techni-pions deviendront les composantes longitudinales des W^\pm et Z . Le Higgs (h) est ici un état composite similaire au σ de la QCD. Nous avons utilisé ses interactions afin de paramétriser le secteur ETC du modèle. En effet, l'extension ETC dans MWTC doit être obtenue par une description paramétrique en fonction des couplages de Yukawa.

On définit le secteur de Higgs par 4 paramètres. La masse du Higgs m_h est un paramètre libre alors que l'on décrit les interactions par trois couplages λ , λ' et λ'' . Ces trois derniers proviennent des termes d'interaction linéaire ($\text{Tr}[M]$ pour λ''), d'ordre deux ($\text{Tr}[MM^\dagger]$ pour λ) et quartique ($\text{Tr}[MM^\dagger MM^\dagger]$ pour λ') dans la définition du potentiel. M est la matrice décrivant les champs nécessaires au mécanisme de Higgs. Elle inclut les mésons $f_{0,tc}^0$ ainsi que les bosons de Golstone présent. Les détails de ces définitions sont disponibles dans [41] équations 10 et 23. La définition de la vev relie ces variables entre elles :

$$v^2 = \frac{m_h}{2(\lambda + \lambda' + \lambda'')} \quad (2.11)$$

On obtient les masses des techni-mésons à partir de cette description des interactions ETC par le secteur de Higgs. Ainsi, les techni-mésons scalaires et pseudo-

scalaires ont les masses :

$$\begin{aligned} m_s &= 4v^2\lambda'' \\ m_{p-s} &= 2v^2(\lambda' + \lambda'') \end{aligned} \quad (2.12)$$

Les secteurs vectoriel et axial se mélangent aux bosons de jauge du Modèle Standard. On doit alors diagonaliser des matrices de masse afin d'obtenir les états propres de masse. On définit leurs valeurs des masses associées par (dans la base $[\gamma, Z, \rho_{tc}^0, a_{1,tc}^0, V_{4,tc}]$ et $[W^\pm, \rho_{tc}^\pm, a_{1,tc}^\pm]$, voir annexe B de [41]) :

$$\begin{aligned} m_{v,p-v}^n &= \begin{pmatrix} \frac{g'^2 M_V^2 (1+2y^2+w)}{g_t^2} & -\frac{gg' M_V^2 w}{g_t^2} & -\frac{g' M_V^2}{\sqrt{2g_t}} & \frac{g' M_A^2 (1-x)}{\sqrt{2g_t}} & -\frac{2yg' M_V^2}{\sqrt{2g_t}} \\ -\frac{gg' M_V^2 w}{g_t^2} & \frac{g^2 M_V^2 (1+w)}{g_t^2} & -\frac{g M_V^2}{\sqrt{2g_t}} & -\frac{g M_A^2 (1-x)}{\sqrt{2g_t}} & 0 \\ -\frac{g' M_V^2}{\sqrt{2g_t}} & -\frac{g M_V^2}{\sqrt{2g_t}} & M_V^2 & 0 & 0 \\ \frac{g' M_A^2 (1-x)}{\sqrt{2g_t}} & -\frac{g M_A^2 (1-x)}{\sqrt{2g_t}} & 0 & M_A^2 & 0 \\ -\frac{2yg' M_V^2}{\sqrt{2g_t}} & 0 & 0 & 0 & M_V^2 \end{pmatrix} \\ m_{v,p-v}^c &= \begin{pmatrix} \frac{g^2 M_V^2 (1+w)}{g_t^2} & -\frac{g M_V^2}{\sqrt{2g_t}} & -\frac{g M_A^2 (1-x)}{\sqrt{2g_t}} \\ -\frac{g M_V^2}{\sqrt{2g_t}} & M_V^2 & 0 \\ -\frac{g M_A^2 (1-x)}{\sqrt{2g_t}} & 0 & M_A^2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.13)$$

où g et g' sont les couplages électrofaibles de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ qui caractérisent la force des interactions impliquants le secteur vectoriel. Ils tiennent le même rôle que dans le Modèle Standard, mais sont définis par le modèle et les contraintes électrofaibles. Le couplage g_t caractérise les interactions entre les composites scalaires et ceux vectoriels. Étant donné la multiplicité de ces états, plusieurs couplages de la sorte sont requis. On introduit ainsi les paramètres r_1 , r_2 , r_3 et r_s . Ils expriment les forces d'interaction entre diverses particules. Ces variables sont exprimées en fonction de g_t . On retrouve une discussion de ces paramètres dans [47, 48].

Les masses des vecteurs et vecteurs axiaux sont arbitraires, mais liés par des contraintes. Ainsi, on laisse l'échelle de masse des vecteurs M_V comme paramètre

libre et on trouve l'échelle de masse des vecteurs axiaux M_A :

$$M_A^2 = M_V^2 + \frac{1}{2}v^2 g_t^2 r_2 \quad (2.14)$$

Les paramètres x et w sont des constructions permettant d'alléger l'écriture. On les définit par :

$$\begin{aligned} w &= \frac{v^2 g_t^2}{4M_V^2} (1 + r_2 - 2r_3) \\ x &= \frac{v^2 g_t^2}{2M_A^2} r_3 \end{aligned} \quad (2.15)$$

Ces paramètres contrôlent la phénoménologie des techni-mésons. Le chapitre 6 décrira le secteur du Higgs et survolera le secteur vectoriel afin d'en tirer les canaux intéressants pour le LHC.

2.3 Génération des événements

Pour étudier la phénoménologie de ces modèles, on doit développer des générateurs d'événements pouvant produire les conditions expérimentales désirées. Ces programmes ne servent pas seulement d'outils de simulation des conditions initiales, ce sont aussi des outils menant au calcul des probabilités, distributions angulaires ainsi que des interférences pour un processus ou ensemble de processus. Dans la plupart des situations, l'état final est difficile, voir impossible à calculer analytiquement. On doit alors avoir recours à une paramétrisation ou à des calculs numériques.

On développe les générateurs Monte-Carlo pour produire les états initiaux correspondants à une expérience donnée. Ces générateurs calculent ensuite les sections efficaces et rapports d'embranchements pour un état final partonique. Certains générateurs se spécialisent dans l'hadronisation et dans le calcul des radiations à l'état initial et final. Parfois, on intègre toutes ces étapes en un seul programme. Par la suite viennent les étapes de simulation d'une expérience. On produit les interactions particule-matière ainsi que la réponse d'un détecteur séparément de la génération. Nous décrirons les générateurs Monte-Carlo utilisés dans la section 2.3.1, tandis que la simulation du détecteur et la reconstruction des événements

sera décrite au chapitre 4.

2.3.1 Générateurs Monte-Carlo

La méthode Monte-Carlo vise à simuler un processus ou à calculer une valeur numérique en utilisant des procédés aléatoires. Dans le cas des générateurs d'événements, on doit effectuer une intégrale multiple sur l'espace de phase afin d'obtenir la section efficace différentielle. On évalue souvent cette intégration par la méthode Monte-Carlo. Chaque générateur a son utilité et on doit parfois le combiner à un autre afin de bien représenter la physique à simuler. Voici une liste des différents générateurs utilisés ici ainsi que leurs principales caractéristiques :

- **PYTHIA 6.406**[49] : Ce programme, écrit en fortran, (aujourd'hui aussi disponible en C++) est l'un des plus populaires. Il permet de calculer les sections efficaces pour une large gamme de modèles prédéfinis et permet l'implantation de nouveaux modèles par les utilisateurs. Il tient aussi compte des corrections radiatives pour les états initiaux et finaux et effectue l'hadronisation des partons dans l'état final provenant de l'interaction primaire ou des fragments des protons. La section efficace produite est valide à l'ordre dominant dans la théorie des perturbations et les événements sont produits sans poids. On effectue l'hadronisation à l'aide du modèle des cordes de Lund (*Lund string model*) [50] tandis que les corrections radiatives partoniques sont faites dans le cadre du modèle des gerbes partoniques (*parton shower*)[51].
- **MADGRAPH 4.0** [52–56] : Ce programme est également écrit en fortran. Son design cherche à rendre son utilisation la plus simple possible. On peut, par exemple, donner un état initial et final sur une interface Web en lui demandant de générer le code source correspondant à tous les diagrammes existants dans le modèle spécifié. L'exécution de ce code source fournira les sections efficaces totale et partielle à l'ordre dominant de la théorie des perturbations pour tous les processus indépendants existants. Les événements produits peuvent avoir ou non un poids. Ce générateur n'inclut pas le rayonnement QED ou QCD aux états final et initial ni l'hadronisation. Afin d'inclure ces effets physiques, on doit passer les événements par un autre programme de simulation capable de faire seulement ces étapes. Les programmes les plus couramment utilisés sont

PYTHIA et HERWIG. Dans le cas présent, tous les événements provenant de MADGRAPH ont ensuite été traités par PYTHIA.

- ACERMC 3.4 [57, 58] : Écrit en fortran, ce programme se base en partie sur les éléments de matrice calculés par MADGRAPH. Ce générateur se spécialise dans la production de bruits de fond provenant du Modèle Standard pour le LHC. Les valeurs des sections efficaces sont à l'ordre dominant de la théorie des perturbations et les événements de sortie sont sans poids. Ce générateur n'inclut pas les radiations aux états final et initial ni l'hadronisation. Afin d'ajouter ces contributions, on a passé tous les événements provenant de ce programme à PYTHIA.
- MC@NLO 3.3[59–61] : Ce programme, écrit en fortran, calcule la section efficace de certains processus au deuxième ordre dominant dans la théorie des perturbations. On peut effectuer l'hadronisation par méthode de gerbe partonique, mais dans le cas présent, c'est HERWIG et JIMMY qui ont fait les corrections radiatives aux états finaux et initiaux et l'hadronisation. Les événements produits sont avec des poids, soit continus, soit avec valeur de ± 1 .
- HERWIG 6.510[62, 63] et JIMMY 4.31.2[64] : JIMMY est un programme fortran qui permet de simuler les interactions multiples entre hadrons. Entre autres, on l'utilise pour calculer les états créés à partir des fragments des protons au LHC. Quant au programme fortran HERWIG, il a la même fonctionnalité que PYTHIA. Il permet de calculer la section efficace à l'ordre dominant de la théorie des perturbations et de faire les corrections radiatives dans l'état final et initial. Il est aussi en mesure de faire l'hadronisation par méthode des gerbes partoniques, basée sur l'algorithme de branchement cohérent (*coherent branching algorithm*)[65]. Dans le cas présent, aucun événement n'a été produit par ce logiciel, mais tous les produits de MC@NLO ont été traités par JIMMY et HERWIG.
- CALCHEP 2.4.5 [66, 67] : Ce programme écrit en C permet de sélectionner les états initiaux et finaux et de générer les topologies consistantes avec le modèle spécifié. Ce générateur fait tous les calculs au niveau partonique à l'ordre dominant de la théorie des perturbations. Il permet entre autres

le calcul automatique des largeurs partielles d'une résonance ainsi que la génération d'événements sans poids. Il permet aussi l'implémentation de nouveaux modèles.

- SHERPA [68] : Ce programme entièrement écrit en C++ génère des événements sans poids dans le cadre de différents modèles à l'ordre dominant dans la théorie des perturbations. Son interface permet aussi l'implantation de nouveaux modèles. On inclut les radiations à l'état final et initial et l'hadronisation par la méthode de l'élément de matrice correspondant à la gerbe partonique (*Matrix element matching parton shower* [69]).

2.3.2 Modèle *Strawman*

Le modèle *Strawman* de la technicouleur est inclus dans les processus par défaut de PYTHIA. Néanmoins, certaines améliorations récentes telle que l'incorporation du techni-méson a_{tc} n'était pas encore officiellement incluses lors de la génération des événements. S. Mrenna à implanté ces nouvelles fonctionnalités dans PYTHIA[70] et on utilise cette version non-officielle pour la présente étude. Les versions plus récentes de PYTHIA contiennent ces modifications. Bien que les canaux choisis pour l'étude de la technicouleur soient complémentaires et étroitement liés, nous séparerons leur étude afin de faciliter l'analyse. Le nombre d'événements produits dans chaque scénario correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} .

Les figures 2.5(a) et 2.5(b) montrent les sections efficaces multipliées par le rapport d'embranchement pour les canaux $pp \rightarrow \rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z$ et $pp \rightarrow \rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi_{tc}^{\pm}$. Elles permettent de définir l'espace de phase accessible pour 10 fb^{-1} . Plusieurs points de référence sont choisis dans l'espace de phase et sont décrits dans les sections suivantes. Idéalement, une statistique infinie serait utilisée pour chacun de ces échantillons. Ceux-ci seraient utilisés pour déterminer les efficacités de reconstruction et permettraient de modéliser les distributions obtenues lors de l'analyse. Ces dernières pourraient alors être comparées à des pseudo-expériences afin de discuter de l'observabilité.

Nous verrons au chapitre 4 que la simulation rapide de l'expérience ATLAS et la reconstruction des événements sont très longues. Pour cette raison, il est impossible d'obtenir de grandes statistiques, particulièrement pour les bruits de

fond. Les échantillons utilisés lors de l'analyse ont une statistique correspondant à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et constituent alors des pseudo-expériences. Ces échantillons de référence seront utilisés pour lisser les bruits de fond et les signaux, et ainsi valider l'utilisation des fonctions de lissage utilisées au chapitre 5.

Le nombre d'événements de signal et de bruit de fond est obtenu en lissant la pseudo-expérience par la fonction de lissage. Les paramètres utilisés pour cette dernière sont libres et indépendants de ceux obtenus pour les échantillons de référence. Les efficacités et autres effets de la simulation et de la reconstruction des événements sont obtenus pour les échantillons de référence, et ensuite appliqués aux pseudo-expériences.

2.3.2.1 $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$ et bruits de fond

Les événements générés pour le canal $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z$ ont été produits par PYTHIA. Nous avons respecté les conventions décrites à la section 2.1. Entre autres, nous avons utilisé $N_d=9$ et $\sin\chi=\frac{1}{3}$. Le tableau 2.II montre les différents échantillons. Les valeurs de $\sigma \times \text{BR}(pp \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu)$ sont en pb et correspondent au rapport d'embranchement pour les canaux électron et muon à l'état final. N_{SimCom} correspond au nombre d'événements générés, simulés et reconstruits. Nous avons reconstruit tous les événements du signal après une simulation complète et détaillée du détecteur.

Les bruits de fond qui contribuent à l'état final à 3 leptons ainsi que leurs principales caractéristiques sont résumés au tableau 2.III. Tous sont produits à l'aide de MC@NLO. Ils ont ensuite été hadronisés par HERWIG et JIMMY. Les sections efficaces multipliées par le rapport d'embranchement, montrées au tableau 2.III, sont évaluées au deuxième ordre dominant dans la théorie des perturbations. On a produit les événements en utilisant les fonctions de distribution de probabilité des partons(*pdf*) CTEQ5M1[71] et tous les autres paramètres mis à leurs valeurs de défaut.

La section efficace de $t\bar{t}$, au tableau 2.III, est celle pour le cas où les quarks top peuvent se désintégrer librement. Afin de diminuer le nombre d'événements à enregistrer, un filtre à été appliqué à la génération de ce bruit. Le filtre impose la présence d'un lepton. Il a une efficacité de 50%. Les événements prove-

Échantillon	Masse (ρ_{tc}^{\pm}) [GeV]	Masse (π_{tc}^{\pm}) [GeV]	$\sigma \times \text{BR}$ [pb]	N_{SimCom}
A1	225	100	0.019	200
A2	225	125	0.132	1350
A3	250	125	0.055	550
A5	250	150	0.134	1350
A6	225	175	0.344	3450
A7	250	175	0.259	2550
A8	275	175	0.113	1150
A9	300	175	0.051	500
A10	250	200	0.271	2700
A11	275	200	0.201	1950
A12	300	200	0.101	1000
A13	325	200	0.044	450
A14	275	225	0.195	1950
A15	300	225	0.157	1600
A16	325	225	0.084	850
A17	300	250	0.157	1600
A18	325	250	0.117	1200
A19	350	250	0.071	700

Tableau 2.II – Propriétés des échantillons de signal utilisés pour l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$. N_{SimCom} correspond au nombre d'événements générés et reconstruits tandis que la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement est en pb. Seuls les états finaux contenant des électrons ou des muons sont inclus.

Processus	$\sigma \cdot \text{BR}$ [pb]	Poids	N_{SimCom}	N_{ATLFAST}
$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$	833.0	± 1 (13% neg.)	597 100	5 866 066
$ZZ \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm l^\mp$	0.68	± 1 (16.5% neg.)	9950	0
$W^+Z \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm \nu$	0.43	± 1 (14% neg.)	9850	0
$W^-Z \rightarrow l^\pm l^\mp l^\mp \nu$	0.27	± 1 (14% neg.)	9950	0

Tableau 2.III – Bruits de fond et leurs sections efficaces multipliées par le rapport d'embranchement pour l'étude de $\rho_{tc}^\pm \rightarrow W^\pm Z \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm \nu$. N_{SimCom} est le nombre d'événements produits en simulation et reconstruction complète alors que N_{ATLFAST} est le nombre produit en simulation rapide à l'aide d'ATLFAST. L'abréviation neg. signifie négatif.

nant de MC@NLO sont produits avec poids. Ceci se produit car des diagrammes d'ordre différent en α_s doivent s'annuler dans un certain espace de phase. De plus, les interférences entre les diagrammes existant (LO et NLO) peuvent engendrer des poids négatifs. Il faut soustraire la contribution ayant un poids négatif plutôt que l'additionner. On a produit des poids de ± 1 seulement. La fraction de poids négatif est de l'ordre de 15%. Ce nombre d'événements avec poids négatif est important, car il permet de normaliser correctement les distributions. En effet, une entrée négative signifie qu'un événement équivalent avec un poids contraire n'aurait pas dû être présent. La normalisation n'est donc pas obtenue à partir du nombre réel d'événements produits, mais plutôt par le nombre que représente cet ensemble. N_{ATLFAST} et N_{SimCom} indiquent respectivement le nombre produit en simulation rapide par ATLFAST et le nombre fait en reconstruction complète. Nous présenterons la description et validation de ces étapes au chapitre 4.

2.3.2.2 $\rho_{tc}^\pm \rightarrow \pi_{tc}^\pm Z \rightarrow l^\pm l^\mp bj$ et bruits de fond

Les événements générés pour le canal $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi_{tc}^\pm$ ont été produits par PYTHIA. Comme pour la section 2.3.2.1, nous avons respecté les conventions décrites à la section 2.1. Entre autres, on a utilisé $N_d=9$ et $\sin\chi=\frac{1}{3}$. Le tableau 2.IV montre les différents échantillons étudiés. Les valeurs de $\sigma \times \text{BR}(pp \rightarrow Z\pi^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp bj)$ sont en pb et correspondent au rapport d'embranchement pour les canaux électron ou muon à l'état final. N_{SimCom} correspond au nombre d'événements générés, simulés et

reconstruits. On a reconstruit tous les événements du signal à l'aide de la simulation complète du détecteur.

Nous avons résumé au tableau 2.V les bruits de fonds qui contribuent à l'état final à deux leptons et à deux jets dont un jet b ainsi que leurs principales caractéristiques. Le $t\bar{t}$ est le même échantillon que pour l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow WZ \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$ présenté au tableau 2.III. Les bruits de fond Zjj et Zbj ont été produits avec MADGRAPH. Leur section efficace a été obtenue au premier ordre. Quant à $Zb\bar{b}$, on a utilisé le générateur ACERMC pour obtenir la section efficace au premier ordre. Afin d'évaluer tous les bruits au second ordre, nous avons appliqué un facteur multiplicatif de 1.25 à ces trois derniers bruits. À ce jour, il n'existe aucune évaluation précise de la section efficace au second ordre de ces trois processus.

2.3.3 Modèle alternatif

À ce jour, aucun générateur n'a inclus le modèle MWTC. On doit donc l'intégrer dans l'un d'eux afin de faciliter l'étude de sa phénoménologie et de permettre la génération d'événements. Les auteurs du modèle ont élaboré un Lagrangien effectif, valable à basse énergie [41].

On peut utiliser ce dernier grâce à un programme pouvant extraire les règles de Feynman automatiquement. Le programme LANHEP [72, 73] permet de faire ce calcul. L'information produite est dans un format compatible avec le générateur CALCHEP et constitue son avantage principal.

À partir de ces règles de Feynman, on peut aussi inclure ce modèle dans les autres générateurs. Une version préliminaire pour SHERPA est disponible, mais elle ne contient pas la totalité du modèle. Les difficultés à inclure ce modèle dans de nouveaux générateurs proviennent principalement de deux facteurs : le nombre très grand de règles de Feynman ainsi que l'existence de structures de Lorentz non supportées par les générateurs rend la tâche difficile. Les structures de Lorentz dans les générateurs Monte-Carlo décrivent la connection entre les impulsions et les spins. Par exemple, la règle de Feynman pour un vertex $W^+W^-\gamma$ sera $-ie[(p-q)_{\lambda}g_{\nu\mu} - (q-k)_{\mu}g_{\lambda\nu} + (k-p)_{\nu}g_{\mu\lambda}]$ dans une convention donnée sur l'impulsion entrante k du photon et les impulsions entrantes p et q des W^- et W^+ . Cette structure inclut le couplage $-ie$ et le reste est appelé structure de Lorentz.

Échantillon	Masse (ρ_{tc}^{\pm}) [GeV]	Masse (π_{tc}^{\pm}) [GeV]	$\sigma \times \text{BR}$ [pb]	N_{SimCom}
B1	225	100	0.337	3350
B2	250	100	0.202	2050
B3	275	100	0.132	1350
B4	300	100	0.097	1000
B5	225	125	0.404	4050
B6	250	125	0.600	6000
B7	275	125	0.255	2550
B8	300	125	0.142	1450
B9	325	125	0.092	950
B10	250	150	0.241	2600
B11	275	150	0.395	3950
B13	325	150	0.170	1700
B14	350	150	0.102	1050
B15	275	175	0.147	1500
B16	300	175	0.274	2750
B17	325	175	0.253	2550
B18	350	175	0.210	2100
B19	375	175	0.119	1200
B20	300	200	0.088	900
B21	325	200	0.197	2000
B22	350	200	0.189	1900
B23	375	200	0.164	1650
B24	400	200	0.142	1450
B25	375	225	0.146	1450

Tableau 2.IV – Propriétés des échantillons de signal utilisés pour l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi_{tc}^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}nj$. N_{SimCom} correspond au nombre d'événements générés et reconstruits tandis que la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement est en pb. Seuls les états finaux contenant des électrons ou des muons sont inclus.

Processus	$\sigma \cdot \text{BR}$ [pb]	Poids	N_{SimCom}	N_{ATLFAST}
$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b}$	833.0	± 1 (13% neg.)	597 100	5 866 066
$Z(\rightarrow l^\pm l^\mp)jj$	430.0	1	429 750	4 275 615
$Z(\rightarrow l^\pm l^\mp)bj$	13.8	1	13 550	139 832
$Z(\rightarrow l^\pm l^\mp)b\bar{b}$	70.0	1	69 400	699 752

Tableau 2.V – Bruits de fond et leurs sections efficaces multipliées par le rapport d'embranchement pour l'étude de $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi_{tc}^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp bj$. N_{SimCom} est le nombre d'événements produits en simulation et reconstruction complète alors que N_{ATLFAST} est le nombre fait en simulation rapide à l'aide d'ATLFAST. neg. signifie négatif.

Étant donné que la version du modèle produite pour CALHEP est plus à jour que celle de SHERPA et contient la description complète du modèle, nous l'utiliserons pour décrire la phénoménologie au chapitre 6.

CHAPITRE 3

LE DÉTECTEUR ATLAS ET LE LHC

3.1 Le LHC

Le *Large Hadron Collider* (LHC) basé à Genève est un collisionneur protons sur protons avec une énergie au centre de masse de 14 TeV. Situé 100 m sous terre, cet anneau circulaire a une longueur de 26 659 m. Afin de maintenir les particules sur la trajectoire circulaire et de focaliser le faisceau, des aimants supra-conducteurs pouvant fournir des champs de près de 10 T seront utilisés. Les différentes caractéristiques de ce collisionneur se trouvent sur la page internet du LHC[74]. La figure 3.1 illustre le LHC et la chaîne d'accélérateurs nécessaires à son fonctionnement.

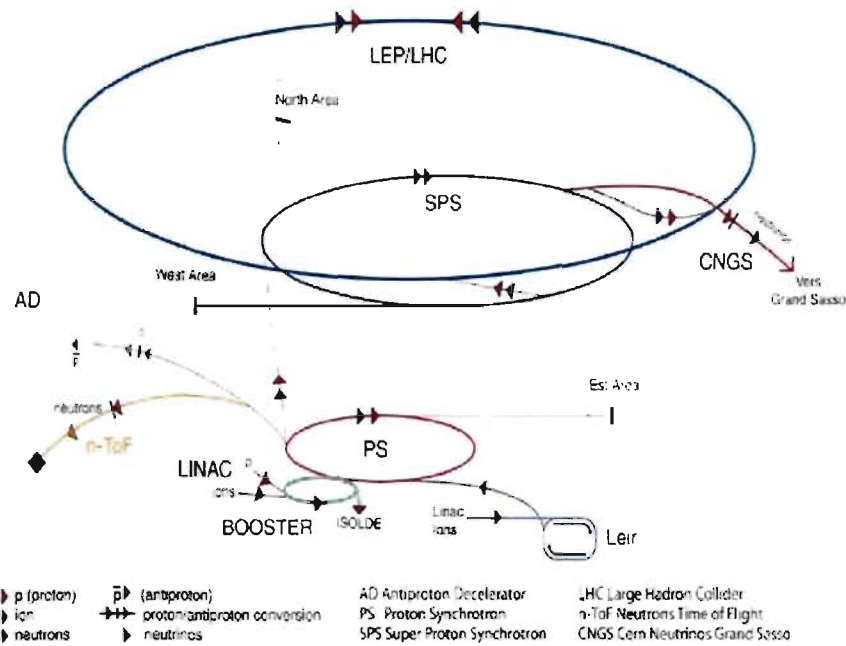


Figure 3.1 – Le LHC à Genève

On enverra les protons dans deux tubes à vide par paquets de $1,15 \times 10^{11}$ protons avec un espacement entre les paquets qui permettra un croisement de ces derniers toutes les 25 ns. Cet espacement implique la présence de 2808 paquets à

la fois dans les tubes annulaires du LHC. Les protons seront dirigés dans un sens pour un tube et dans le sens inverse pour l'autre. Cette configuration permet de choisir l'emplacement des collisions en déterminant le croisement des deux tubes. Chaque paquet de protons sera injecté dans le LHC avec une énergie de 450 GeV pour être ensuite accéléré jusqu'à 7 TeV. Une caractéristique particulière de cet accélérateur est sa très haute luminosité : $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Plusieurs détecteurs utiliseront ce collisionneur en mode collision protons sur protons. Le LHC-B[75] se concentrera sur l'étude du meson B et de la violation CP. Le détecteur CMS[76] servira, comme ATLAS[77], un but général. Il permettra de sonder le Modèle Standard et de découvrir des phénomènes au-delà du Modèle Standard.

Le LHC peut également fonctionner en mode de collisions d'ions de plomb sur ions de plomb. Pour étudier ces événements, on construit le détecteur ALICE[78].

3.2 Le Détecteur ATLAS

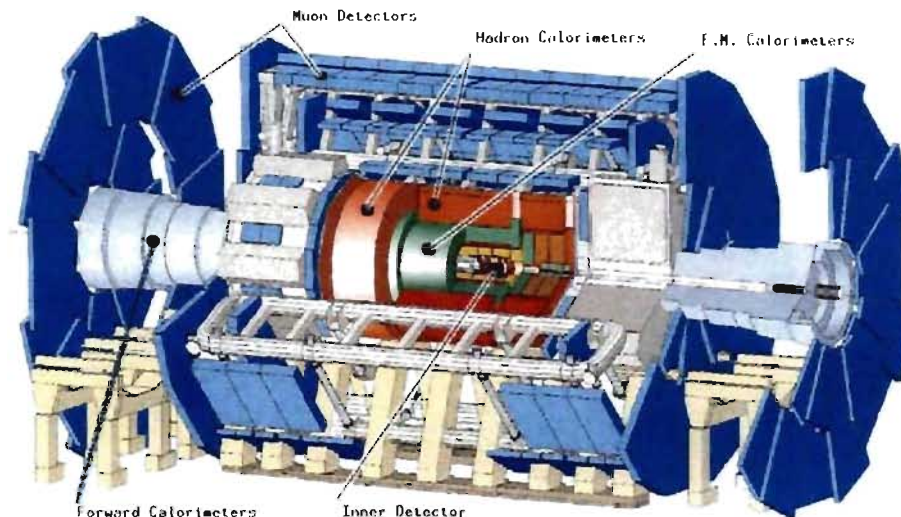


Figure 3.2 – Le détecteur ATLAS au LHC

Le détecteur ATLAS est conçu pour permettre l'exploration de la physique au-delà du Modèle Standard. Sa conception permet entre autres une large couverture en pseudorapidité, une bonne mesure des jets ainsi qu'une bonne identification des

saveurs de quarks lourds et des leptons. La figure 3.2 montre le détecteur ainsi que ses principales composantes.

Le tableau 3.I montre les résolutions et la couverture en pseudorapidité des principales composantes du détecteur. La couverture angulaire pour le système de déclenchement est parfois absente ou réduite afin de respecter les contraintes de temps et d'acceptance des algorithmes. Les sections suivantes décriront très sommairement les sous-systèmes de l'expérience. Pour obtenir une description technique plus complète, on trouvera une documentation détaillée sur le détecteur dans [79].

Composante	Résolution	Couverture en η	
		Mesure	Déclenchement
Trace	$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0.05\% p_T \oplus 1\%$	± 2.5	
Calorimètre (EM)	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
Calorimètre (HAD) baril et bouchon zone avant	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$	± 3.2	± 3.2
	$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
Spectromètre à muons	$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 10\% \text{ à } 1 \text{ TeV}$	± 2.7	± 2.4

Tableau 3.I – Résolution désirée et couverture en pseudorapidité pour les principaux sous-détecteurs de ATLAS.

3.2.1 Le spectromètre à muons

Le système de détection des muons définit la taille immense du détecteur. Ils sont positionnés à l'extérieur des calorimètres et du détecteur interne car ces particules interagissent faiblement avec la matière. L'enveloppe externe correspond alors au détecteur à muons. La figure 3.3 montre une image des composantes de ce système.

La méthode de détection des muons consiste à courber leurs trajectoires dans un champ magnétique et mesurer la trace de ces particules. Pour ce faire, deux aimants toroïdaux sont disponibles. Celui du baril crée un champ efficace jusqu'à des pseudorapidités de 1.6 tandis que celui du *end-cap* couvre de 1.0 à 2.7. Leur pouvoir de courbure dépend de la région et est généralement non-uniforme.

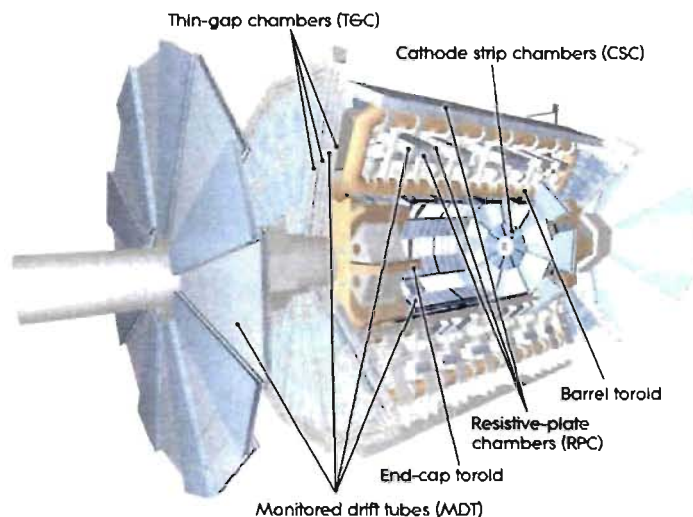


Figure 3.3 – Détecteur à muon d'ATLAS

Pour mesurer les traces, on utilise des tubes à dérive(MDT) et des chambres à bandes(CSC). De conception similaire à la traditionnelle chambre à fils, ils ont cependant été conçus pour une utilisation combinée avec le détecteur interne et les calorimètres, afin d'obtenir des performances supérieures. Le tableau 3.I résume l'acceptance et la résolution désirées de ce système.

La reconstruction finale des muons est une combinaison de plusieurs systèmes. Il est par exemple possible de combiner le point d'origine de l'interaction mesuré par le détecteur interne avec les traces provenant à la fois du détecteur interne et des calorimètres ainsi qu'avec le détecteur à muons.

3.2.2 Les calorimètres

Les calorimètres servent à mesurer l'énergie des particules. Étant donné les différentes propriétés et types d'interactions possibles pour les particules dans ATLAS, on doit avoir un système complexe de calorimétrie. L'ensemble est divisé en deux sections : le calorimètre électro-magnétique(EM) et le hadronique(HAD). Chacun des ces sous-systèmes se divise aussi selon sa couverture spatiale afin d'exploiter les informations utiles des autres composantes comme celles du détecteur interne. L'ensemble permet la couverture des objets électro-magnétiques ayant une pseudorapidité maximale de 3.2 tandis que les objets hadroniques peuvent être

reconstruits jusqu'à 4.6. La figure 3.4 illustre l'ensemble des calorimètres dans ATLAS.

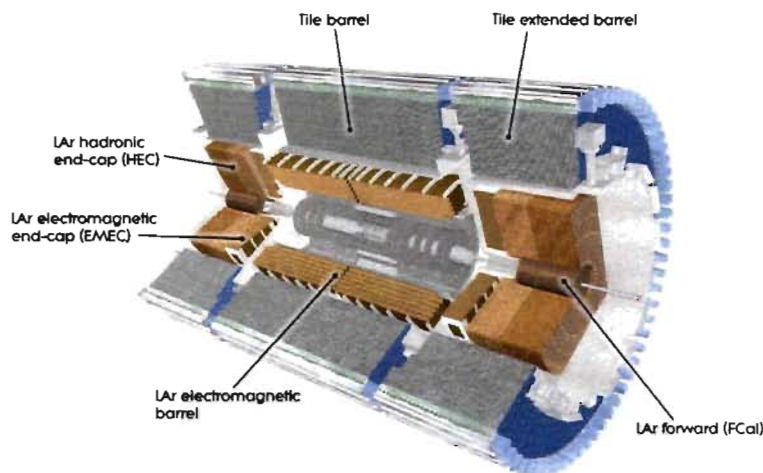


Figure 3.4 – Les calorimètres d'ATLAS

Le calorimètre électro-magnétique, essentiel pour la reconstruction des électrons et photons, est divisé en plusieurs segments. Ses composantes principales sont le baril et le *end-cap*. Tous deux utilisent une technologie d'argon liquide et de plomb. Leur couverture en pseudorapidité va jusqu'à 1.475 pour le baril et se situe entre 1.374 et 3.2 pour le *end-cap*. Ces couvertures correspondent à celle du détecteur de trace. Pour discerner les photons des électrons, les deux détecteurs sont utilisés.

Le calorimètre hadronique sert principalement à reconstruire les jets et à définir l'énergie manquante dans le détecteur. Nous définirons ces deux objets au chapitre 4. Étant donné la plus grande couverture spatiale nécessaire pour ces objets, les sous-détecteurs hadroniques couvriront aussi les régions avant de l'expérience. Les principales composantes sont le calorimètre à tuiles, le baril étendu, le *end-cap* et le calorimètre avant. Le calorimètre à tuiles et le baril étendu se composent de scintillateurs et d'acier. Ils ont une couverture en pseudorapidité jusqu'à 1.0 pour les tuiles et de 0.8 à 1.7 pour le baril. Le *end-cap* est constitué d'argon liquide et de cuivre. Il couvre les régions allant de 1.5 à 3.2 en pseudorapidité. Enfin, le détecteur avant est une technologie de cuivre et d'argon liquide ainsi que tungstène et argon liquide. Sa couverture spatiale va de 3.1 à 4.9.

Les calorimètres de l'expérience ATLAS contiennent plusieurs autres composants secondaires. Ces modules sont importants au fonctionnement de l'ensemble du système. Pour une description complète de ces systèmes, voir le guide technique de l'expérience ATLAS[79]. Le tableau 3.I résume les acceptances et résolutions des calorimètres.

Le système de calorimétrie est essentiel à l'identification de plusieurs particules. Les photons et électrons seront arrêtés dans le calorimètre EM. La mesure calorimétrique combinée aux traces du détecteur interne permet de faire la distinction entre ces deux particules. Les particules hadroniques déposeront une fraction de leur énergie dans le calorimètre EM et seront ensuite arrêtées par le calorimètre HAD. Ces mesures calorimétriques combinées avec les traces permettent de définir les jets. Lorsque ce système est aussi combiné avec le détecteur à muons, on peut définir l'énergie transverse manquante.

3.2.3 Le détecteur interne

Le détecteur interne est composé de plusieurs sous-détecteurs et mesure précisément les vertex et les traces. La courbure des traces servant à reconstruire les impulsions, le détecteur interne est immergé dans un champ magnétique de 2 T produit par un solénoïde. L'ensemble du système de détection interne mesure 6.2 m de long pour un diamètre de 2.1 m. La reconstruction du vertex, essentielle pour la reconstruction des jet b, couvre les pseudorapidités allant jusqu'à 2.5 tandis que la reconstruction des traces est efficace dans le TRT (*transition radiation tracker*) jusqu'à 2.0. La figure 3.5 illustre le détecteur interne.

Il se compose principalement de pixels à semi-conducteur, de détecteurs à bandes et de détecteur de trace. Les deux premiers systèmes sont constitués d'une technologie à semi-conducteur et mesurent précisément l'endroit où l'interaction a débuté. Habituellement, ce système sert aussi dans la définition des traces, car ce sont les premières mesures de la trajectoire dans le champ magnétique. La mesure de la courbure de la trace, induite par le champ magnétique, permet de mesurer l'impulsion. Le système de trace est aussi utile pour discerner les électrons des pions.

Le détecteur interne et plusieurs de ses composantes ne sont pas pris en compte

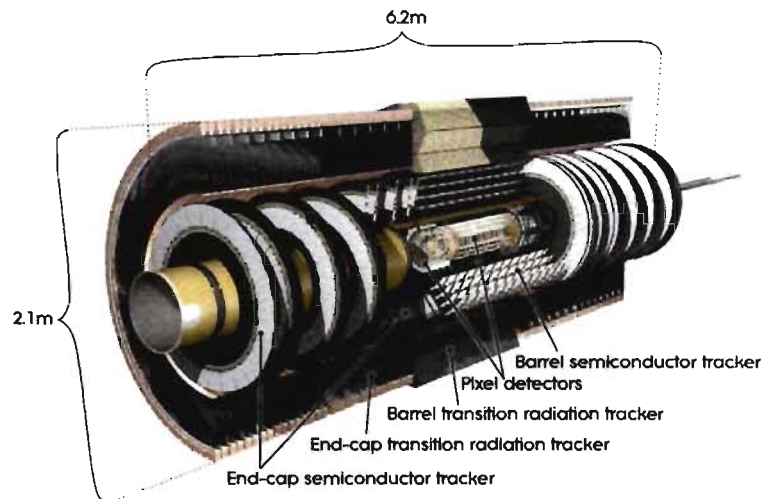


Figure 3.5 – Détecteur interne d'ATLAS

par le système de déclenchement. En effet, avec sa très fine granularité, le détecteur interne génère un volume de données impressionnant et rend difficile la reconstruction rapide des traces. La couverture angulaire ainsi que la résolution de ce système sont présentés au tableau 3.I.

3.2.4 Le DAQ et le système de déclenchement

Le système de déclenchement et d'acquisition de données (DAQ) a pour but de réduire la quantité de données à enregistrer et à analyser. Avec un croisement de faisceau toutes les 25 ns, il serait impossible de gérer la quantité d'information créée par le détecteur. Le système de déclenchement se compose de trois niveaux indépendants. Le premier est électronique et installé à même le détecteur dans la cave. Il doit effectuer une décision en moins de $2.5 \mu\text{s}$. Lorsqu'un segment de décision correspond aux critères de déclenchement du premier niveau, les données sont dirigées vers une cave de service où elles sont temporairement disponibles pour le deuxième niveau. La figure 3.6 montre un schéma de la zone expérimentale d'ATLAS. On voit sur cette image la cave, plusieurs caves de service ainsi que la zone en surface. Les niveaux deux et trois du déclenchement sont appliqués par des logiciels et les calculs sont effectués dans la zone de surface.

La figure 3.7 montre la structure et l'interconnexion des diverses composantes du

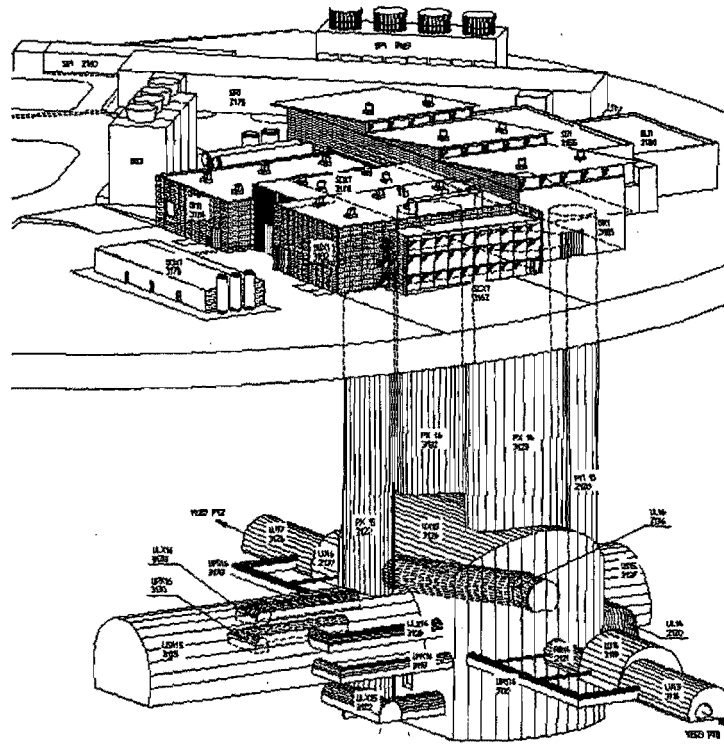


Figure 3.6 – Site expérimental d'ATLAS

système de déclenchement. Les données provenant des divers sous-détecteurs sont disponibles via les ROD (*readout driver*). Afin de synchroniser le flot de données, il est nécessaire de retenir l'information correspondant à plusieurs croisements de faisceaux. Les ROS (*readout system*) servent à retenir les données, jusqu'à ce que le système de déclenchement rejette l'événement, ou transfère l'information au HLT (*high level trigger*).

Parallèlement aux ROS et ROD, l'électronique du premier niveau analyse certaines informations et décide de la poursuite du processus ou de l'effacement (non-enregistrement) des données. À l'aide de ces informations du premier niveau, le système d'acquisition peut définir une région d'intérêt (ROI). Par la suite, elle est utilisée au deuxième niveau afin de récupérer l'information de certains sous-détecteurs (via les ROS) dans les régions où il y a une activité. Cette stratégie permet une reconstruction partielle des événements, même si elle est basée sur des informations incomplètes. Le but principal de cette stratégie est un gain en performance obtenu grâce à une réduction de la quantité de données utilisée pour

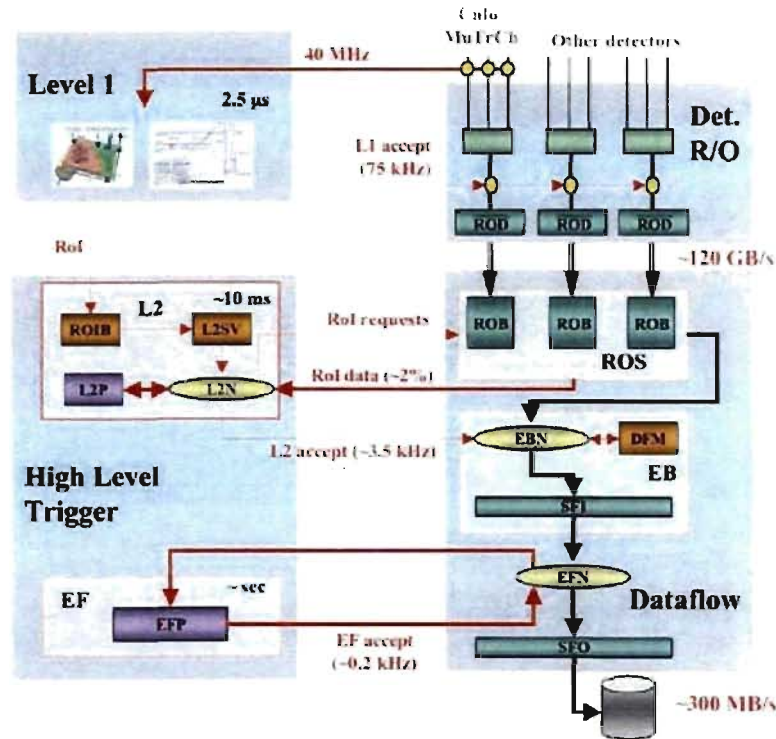


Figure 3.7 – Structure du système de déclenchement. Le schéma montre les connexions entre les ROD (*readout driver*) qui contiennent les données provenant du détecteur, le niveau 1 de déclenchement ainsi que le HLT (le *high level trigger* contient les niveaux 2 et 3). Le flot de données est aussi indiqué ainsi que les débits cibles pour les liens de communication.

reconstruire les objets.

Enfin, le troisième niveau utilise les résultats du niveau précédent et accède à la totalité de l'information du détecteur (transférés depuis les ROS vers un stockage local) pour reconstruire les événements. À ce moment, les données sont regroupées par événement et il est possible de les reconstruire en utilisant tous les sous-systèmes. Cette étape est plus lente et nécessite des capacités acceptables de rejet pour les deux premiers niveaux. À la fin de cette étape, les données sont enregistrées à un taux de 200 Hz avec une taille moyenne de 1.3 MOctets par événement. Le traitement de reconstruction final sera alors exécuté et l'analyse pourra avoir lieu.

CHAPITRE 4

SIMULATION DU DÉTECTEUR ET RECONSTRUCTION

La simulation du détecteur est une étape essentielle pour l'analyse de données. Elle permet de rattacher un modèle théorique à une mesure. La simulation doit généralement rendre compte des capacités d'une expérience et de ses limites et inefficacités. En fonction de la disponibilité des ressources de calcul informatique, on fait appel à une simulation rapide ou à une simulation complète. Les sections suivantes décriront brièvement ces deux simulations dans le cadre d'ATLAS et expliqueront comment elles sont utilisées lors de l'analyse.

4.1 La simulation rapide : ATLFAST

La simulation rapide d'ATLAS a pour nom ATLFAST[80]. Elle a pour but de produire des distributions de quadrivecteurs des particules avec des résolutions similaires à celles attendues après reconstruction, et ce, avec un temps de calcul très court. Ce type de simulation ne permet pas une évaluation correcte des efficacités de reconstruction, mais permet de définir les objets mesurés de manière assez réaliste.

La première étape de cette reconstruction consiste à définir des cellules contenant les dépôts d'énergie. Ainsi, les différentes particules stables seront réparties dans des fenêtres carrées en η et ϕ de 0.1×0.1 pour des $|\eta|$ inférieures à 3 et de 0.2×0.2 pour des $|\eta|$ de 3 à 5. Lors de cette répartition, toutes les particules chargées ayant une impulsion transverse de plus de 0.5 GeV auront une trajectoire corrigée afin de tenir compte de la présence du champ magnétique de 2 T dans la zone précédant les calorimètres. Enfin, les cellules sont regroupées en *cluster* (amas) autour de celles ayant un minimum de 1.5 GeV d'impulsion transverse. On définit les proto-jets à l'aide d'un algorithme de cône. Un jet est constitué des *clusters* compris dans un cône de taille $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.4$. On conservera ceux ayant une énergie transverse de plus de 10 GeV pour la définition des différents objets.

Les premières particules définies sont les photons. On extrait les photons de la liste des particules stables. Tout d'abord, on convolue les valeurs des angles

des photons avec des distributions gaussiennes, afin de simuler la résolution du détecteur. Une impulsion transverse supérieure à 10 GeV est requise. Par la suite, en comparant les valeurs de η et ϕ des photons avec celles des cellules, on peut vérifier l'isolation des photons. Si l'énergie dans un cône de taille 0.2 autour du photon est plus grande que celle du photon à 10 GeV près, il n'est alors pas considéré comme isolé.

Ensuite on définit les leptons. La méthode générale est très similaire à celle du photon, mais on applique une coupure par défaut de 5 GeV pour l'impulsion transverse minimale. Dans ce cas, la différence majeure est qu'on modifie l'impulsions des électrons en fonction de la résolution attendue. Dans le cas des muons, la correction des impulsions est différente. La correction est fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité. Les critères d'isolation pour les muons et les électrons sont les mêmes que ceux définis pour les photons.

Une fois les photons, électrons et muons identifiés, on retire de la liste les *clusters* leur étant associés. L'énergie des particules qui restent devient celle des *clusters* après correction, pour rendre compte de la résolution des calorimètres. On recherchera des jets dans des cônes et on gardera ceux ayant une énergie transverse supérieure à 15 GeV. Si on trouve un b à une distance maximale de 0.2 du centre du jet, avec $\eta < 2.5$, on identifie le jet comme un jet b. À ce moment, les jets sont définis, mais non calibrés.

Finalement, on peut définir l'énergie transverse manquante. Toutes les particules reconstruites, les jets et les *clusters* non utilisés sont additionnés vectoriellement et définissent le négatif de l'impulsion transverse manquante. L'énergie de chaque cellule est corrigée de la même manière que les jets afin de rendre compte de la résolution.

Les différents objets sont maintenant définis. Cette simulation ne tient pas compte de la probabilité de mal identifier certaines particules. Par exemple, les électrons ne passent pas pour des photons. De plus, l'acceptance de chaque objet est très élevée. Par exemple, si un quark b était présent, un jet b serait alors reconstruit. Afin de corriger les lacunes importantes dans le secteur des jets, on intègre une extension appelée ATLFastB. Elle permet de calibrer les jets en fonction de leur emplacement et de leur nature. Par exemple, on ne calibrera pas un jet b de

la même manière qu'un jet léger. De plus, on peut définir une efficacité d'identification des jets b . Dans le cas présent, on a fixé la probabilité de trouver un jet b à partir d'un quark b à 50% avec un taux de rejet des quarks légers de $1/230$, ce qui correspond à ce qui a été estimé par simulation complète du détecteur.

4.2 La simulation complète et la reconstruction des événements

La principale faiblesse de la simulation rapide est son incapacité à prédire les acceptances, résolutions et efficacités. La simulation complète, à l'inverse, se veut plus réaliste et prédictive. Pour ce faire, on enregistre chaque composante du détecteur dans une base de données. Les caractéristiques ainsi que la position de chacune sont notées avec la plus grande précision possible. Cette liste de composantes inclut les câbles et autres matériaux inertes présents lors de l'expérience, mais qui ne jouent pas un rôle dans la détection des particules.

On utilise alors le programme GEANT4[81, 82] écrit en C++ pour effectuer la simulation. Ce programme permet de définir des volumes de matériaux bien définis et de calculer les interactions particule-matière pour une géométrie donnée. Cette étape, où on fournit une liste des quadrivecteurs des particules entrant dans le détecteur ainsi que des volumes de matériaux dans lesquels il y a interaction, est définie comme la simulation de l'expérience.

La simulation GEANT des interactions entre les particules et l'ensemble du détecteur permet d'obtenir, étape par étape, le développement des différentes gerbes électromagnétiques et hadroniques. La digitalisation permet d'interpréter ces dépôts d'énergie dans la matière. Cette étape permet aussi de simuler les effets électroniques de la mesure (bruits électronique, saturation, etc).

On effectuera le premier niveau de déclenchement lors de la digitalisation, car il est aussi électronique. Après cette étape, les données simulées sont identiques à celles générées par l'expérience : un format identique et des étapes subséquentes totalement indépendantes de la source de ces données.

On peut alors transférer les données au système de déclenchement des niveaux deux et trois. On utilise les résultats du système de déclenchement du premier niveau dans la reconstruction des événements au second niveau afin de définir les différentes particules. Si les événements ne proviennent pas des données générées

par ce système, mais qu'ils sont plutôt le résultat de la digitalisation, alors on effectuera la simulation du système de déclenchement de premier niveau.

La reconstruction produira des fichiers ESD (*event summary data*) et sa version simplifiée, le AOD (*analysis object data*). Ce dernier contient les événements dans un format "orienté objet". On peut ainsi retrouver les différents types de particules et les utiliser lors d'une analyse. Malheureusement, les définitions de particules ne sont pas uniques, impliquant un mélange des différents objects. Par exemple, on peut trouver un photon dans la liste d'électrons, de photons et de jets. On utilise différents outils pour l'analyse des données sous forme AOD. Un des outils principaux développés par la collaboration est le programme EV (*eventview*)[83]. Bien que nous ayons fait notre analyse initiale à l'aide de cet outil, nous l'avons abandonné car certains problèmes ont mené à une basse efficacité d'identification des muons et parce que nous obtenions quelques inconsistences avec l'information vraie des événements.

On a plutôt créé et utilisé un programme d'analyse C++ pour lire les fichiers AOD, extraire les particules en respectant certaines conventions et produire des fichiers dans un format analysable dans le cadre de ROOT[84]. La section suivante décrit les définitions de particules utilisées pour la présente analyse.

4.2.1 Définition des particules

Nous avons étudié les données produites en reconstruction complète dans le cadre des notes CSC (*Computing System Commissioning*)[85], impliquant l'utilisation de paramètres et de version de logiciel prédéfinis. Le projet des notes CSC visait à tester l'infrastructure logiciel et matériel du modèle d'analyse distribuée des données. Bien que l'on n'ait pas inclus les résultats de la présente étude dans la version finale de ces notes, on a respecté toutes les contraintes liées à sa publication.

La génération des événements, simulation, reconstruction ainsi que le code d'analyse ont été exécutés dans le cadre de la version 12.0.6.5 du logiciel "athena" de la collaboration ATLAS. Nous avons produit les trois premières étapes localement à l'aide des outils et des paramètres officiels de la collaboration. Nous avons développé un programme d'analyse selon les besoins de la présente étude, et basé sur le modèle de données disponible à ce moment. Ceci implique malheureusement

la présence de certaines erreurs et d'informations inutilisables ou corrompues.

Le contexte des notes CSC ne fixe pas la définition des particules. Néanmoins, peu de flexibilité est possible. Afin d'être consistants avec les signaux similaires, la plupart des groupes de travail ont utilisé les mêmes définitions. Voici celles utilisées dans la présente étude :

muon : Les muons sont sélectionnés les premiers. On effectue une boucle sur tous les muons reconstruits par l'algorithme STACO(*muonboy*). L'algorithme STACO utilise une méthode statistique pour combiner les deux sous-détecteurs. Même si un sous-système était absent, on pourrait reconstruire et identifier les muons. Afin de sélectionner les vrais muons bien reconstruits, on n'accepte que ceux qui ont la propriété d'être combinés. Ce critère signifie que les traces dans le détecteur interne et celles dans le spectromètre à muons sont consistantes entre elles. Parmi les muons reconstruits, ceux qui ont une impulsion transverse supérieure à 20 GeV et ayant une pseudorapidité $|\eta|$ inférieure à 2.5 sont conservés. Enfin, on conserve les candidats si aucun muon n'a déjà été identifié à une distance minimale de 0.1 en η et ϕ . Une définition simple du critère d'isolation a été imposée. Elle sera décrite plus bas lors de la description de l'isolation des électrons.

électron : Les électrons peuvent être produits par plusieurs algorithmes du logiciel ATLAS. Pour conserver uniquement ceux qui sont associés à la reconstruction des électrons, on applique une coupure sur l'algorithme auteur de la particule. Par exemple, certains électrons peuvent provenir de la simulation via les gerbes électromagnétiques. Ils ne devraient pas se trouver dans la liste des électrons finaux. Parfois, certaines erreurs les font apparaître dans la liste. On utilise seulement ceux provenant des algorithmes EGamma (auteur 1 ou 3). Parmi ceux-ci, on conserve les électrons ayant une impulsion transverse supérieure à 20 GeV et une pseudorapidité $|\eta|$ inférieure à 2.5. De plus, afin d'obtenir une bonne sélection, le groupe de performance EGamma a établi une coupure basée sur la combinaison de différents sous-systèmes. Cette dernière se nomme isEM. Il existe trois choix prédéfinis : relâché, moyen et stricte. Dans le cas présent, on applique la définition moyenne, impliquant que la forme de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre est acceptable, que

les signaux du détecteur interne sont consistants avec ceux des calorimètres et que certaines composantes du système de traces n'ont pas été utilisées. Enfin, on conserve les candidats si aucun muon ou électron n'a déjà été identifié à une distance minimale de 0.1 en η et ϕ . Dans la version 12 du logiciel de reconstruction, aucune donnée d'isolation des électrons n'est utilisable. En effet, une erreur dans le code source produit des données corrompues pour l'isolation des électrons. On a ainsi appliqué un critère d'isolation simpliste aux électrons et muons. Si un jet reconstruit tel que décrit à la section suivante, se trouve à une distance en η et ϕ inférieure à 0.7, on considère alors le lepton comme étant non isolé. On conserve les électrons et muons qui respectent ce critère d'isolation.

jet : Les jets sont définis à partir des tours calorimétriques. On utilise un algorithme de cône de taille 0.7. Deux types d'algorithme de reconstruction des jets sont généralement utilisés : les cônes et les k_t . L'algorithme de cône définit un cône de taille fixe et tente de maximiser l'énergie des tours calorimétriques présentes à l'intérieur du volume défini par le cône. Cet algorithme est un des plus simples et il est très répandu, mais n'est pas protégé contre les divergences colinéaires et infra-rouges. Une définition d'un jet qui est protégé contre ces divergences implique que les jets produits sont insensibles au rayonnement des gluons mous ou colinéaires. Un exemple d'algorithme qui n'a pas ces divergences est le k_t . Ce dernier procède par itération, regroupant à chaque itération les proto-jets les plus rapprochés en énergie transverse relative. Cette approche cherche à retracer, en marche arrière, le processus de production des jets d'un point de vue théorique. Ici, l'algorithme de cône a été préféré au k_t . Parmi les jets, on conserve seulement ceux ayant une impulsion transverse supérieure à 20 GeV et une pseudorapidité $|\eta|$ inférieure à 4.5. Les jets b et légers sont définis en même temps. La figure 4.1 montre la valeur de vraisemblance (*likelihood*) associée à l'identification d'un jet b. Ce critère est construit à partir de la reconstruction du vertex secondaire provenant du b. Les traces associées au jet définissent un vertex d'interaction. La probabilité que ces traces soit consistantes avec l'hypothèse de l'existence du vertex secondaire permet de définir la vraisemblance. Le groupe de performance des

jets b préconise l'utilisation d'un poids de 2 lors de la définition des jets pour les notes CSC. Ainsi, tous ceux ayant un poids inférieur à 2 seront identifiés comme jets légers tandis que les autres seront les jets b. Enfin, on conserve les candidats si aucun électron, jet ou jet b n'a déjà été identifié à une distance minimale de 0.2 en η et ϕ .

Énergie transverse manquante : Cette observable est très souvent un élément essentiel à l'analyse mais elle est très difficile à bien définir. La méthode utilisée se base sur les cellules. Elle fait la somme vectorielle de l'énergie transverse déposée dans chaque cellule, compense pour la présence de muons et la perte d'énergie dans le cryostat entre le calorimètre hadronique et électromagnétique. Plusieurs autres algorithmes définissent l'énergie manquante. Celui utilisé dans la présente étude est le plus stable et le mieux validé pour la version de logiciel utilisée.

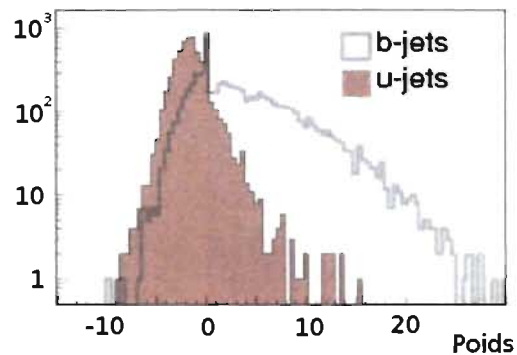


Figure 4.1 – Poids défini par l'algorithme d'identification des jets b.

À l'aide de ces définitions de particules, nous pouvons reconstruire les événements décrits au chapitre 2. Le tableau 4.I montre les puretés et efficacités obtenues lors de l'identification des muons, électrons et jets pour le canal $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$. On a défini l'efficacité identifiant les particules vraies dans une région d'acceptance correspondant à celles des particules reconstruites. Pour chacune d'entre elles, on recherche une particule reconstruite à une distance inférieure à 0.05 en η et ϕ pour les leptons et 0.1 pour les jets. L'efficacité devient alors le rapport du nombre de particules vraies sur le nombre de particules reconstruites associées. Inversement, la pureté consiste d'abord à identifier les particules reconstruites. Pour

chacune d'entre elles, on recherche une particule vraie à une distance inférieure à 0.05 en η et ϕ pour les leptons et 0.1 pour les jets. Le rapport de ces deux quantités est la pureté.

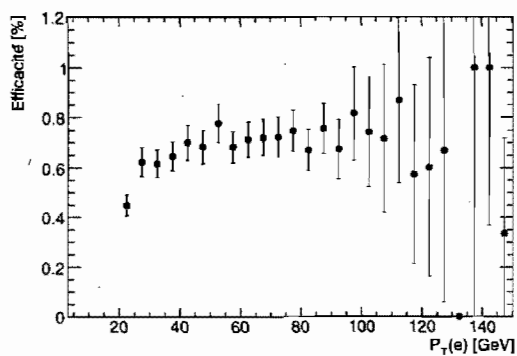
Les efficacités obtenues pour les électrons au tableau 4.I sont inférieures à celles des muons, à cause du choix "médium" de la variable isEM. En effet, afin de limiter les cas où les électrons reconstruits proviennent d'une mauvaise identification, on utilise ce choix plus restrictif. On réduit considérablement les contributions au bruit de fond provenant de la QCD. Cependant, les efficacités et puretés obtenues pour les jets sont plus incertaines. En effet, la définition d'un jet vrai a un impact important sur notre capacité à les sélectionner efficacement dans une région d'acceptance donnée. De plus, les jets vrais obtenus dans la version de logiciel utilisée sont parfois manquants, ou mal calibrés. Dans cette situation, les basses efficacité et pureté pour les jets sont principalement causées par la version de logiciel utilisé.

Les figures 4.2(a), 4.2(b), 4.2(c) et 4.2(d) montrent les efficacités des électrons et muon en fonctions de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité de la particule pour l'échantillon A6. Les erreurs sont statistiques et reflètent le nombre de particules dans l'intervalle mesuré. Cet échantillon ne contient pas de jet dur et devrait essentiellement être composé de leptons.

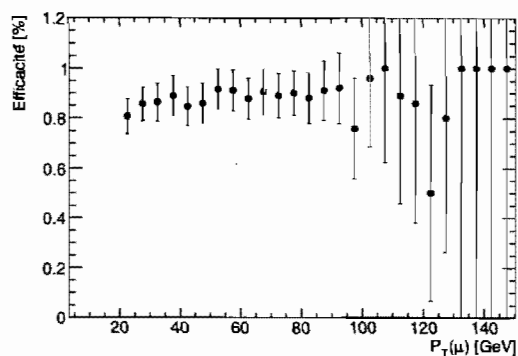
Le tableau 4.II montre les puretés et efficacités obtenues lors de l'identification des muons, électrons, jets b et jets pour le canal $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$. Les définitions de pureté et d'efficacité sont les mêmes que celles utilisées pour le cas $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$. Les efficacités et puretés obtenues pour les muons et pour les jets sont très similaires à celles obtenues dans le cas $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$. Par contre, l'identification des électrons se révèle légèrement moins efficace, car la présence de jets rend l'identification des électrons reconstruits plus difficile. L'efficacité obtenue pour les jets b est de l'ordre de 50% indiquant que l'imposition d'une inefficacité de 50% dans ATLFAST est justifiée. Par contre, similairement au cas $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$, les jets vrais sont plutôt incertains. Les valeurs obtenues pour les jets b et les jets sont donc entachées d'une plus grande incertitude. Pour ces deux canaux, il y a aussi une pollution des jets par les électrons, ce qui contribue à la basse pureté des jets. Nous discuterons plus en détail ce problème et de ses implications à la fin de ce chapitre.

Échantillon	Efficacité			Pureté		
	élec.	muon	jet	élec.	muon	jet
A1	71.0	93.5	80.8	100.0	97.2	69.5
A2	71.4	93.4	81.9	99.3	99.5	67.4
A3	67.7	94.2	81.7	100.0	99.8	65.6
A5	67.8	92.0	83.0	99.9	99.5	67.1
A6	69.1	93.0	81.1	99.5	99.4	65.6
A7	69.7	91.7	81.0	99.6	99.6	66.4
A8	69.3	92.6	81.3	99.9	99.7	67.7
A9	71.0	92.0	81.1	99.8	99.6	61.5
A10	69.1	92.4	82.5	99.9	99.7	65.8
A11	70.6	92.0	80.5	99.6	99.3	65.8
A12	70.4	91.2	80.3	99.7	99.9	65.1
A13	70.4	93.3	78.9	99.7	99.6	68.8
A14	71.4	92.1	81.8	99.7	99.6	66.9
A15	70.1	93.8	81.8	99.7	99.7	66.4
A16	69.9	92.3	78.8	99.9	99.8	66.0
A17	70.6	93.3	80.9	99.8	99.5	66.0
A18	71.0	92.8	80.8	99.8	99.6	65.9
A19	70.7	92.8	82.9	99.5	99.7	67.6

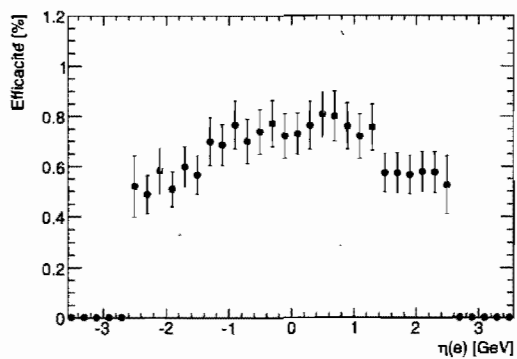
Tableau 4.I – Puretés et efficacités obtenues lors de l'identification des muons, électrons et jets en reconstruction complète pour le canal $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}\nu$.



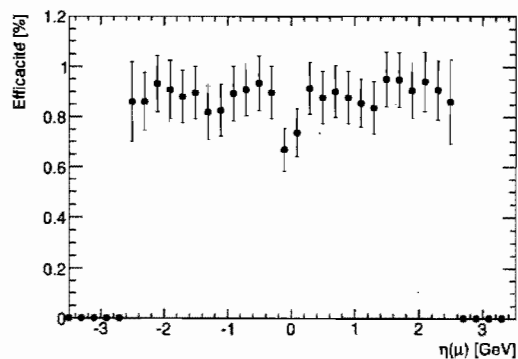
(a) Impulsion transverse des électrons.



(b) Impulsion transverse des muons.



(c) Pseudorapacité des électrons.

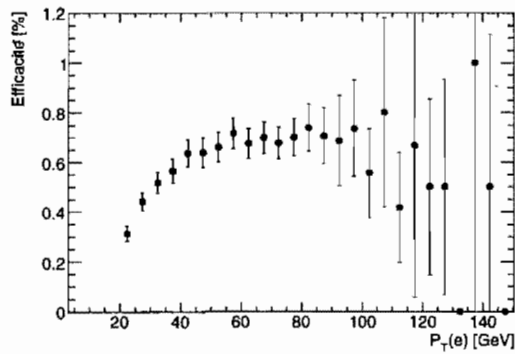


(d) Pseudorapacité des muons.

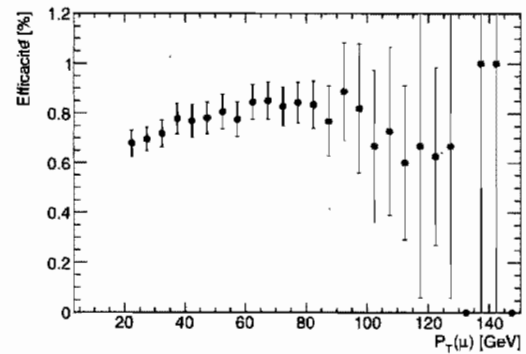
Figure 4.2 – Efficacité des électrons et des muons en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapacité. Les événements proviennent de l'échantillon A6.

Échantillon	Efficacité				Pureté			
	élec.	muon	jet b	jet	élec.	muon	jet b	jet
B1	66.1	92.4	46.1	81.0	99.6	93.5	71.0	66.8
B2	67.1	92.7	46.1	81.9	99.0	95.0	68.0	66.3
B3	65.9	92.0	52.1	80.8	98.7	95.2	69.5	67.1
B4	67.6	92.5	53.4	81.6	98.9	96.4	70.5	66.8
B5	64.0	92.6	43.3	80.5	99.4	91.4	70.6	65.9
B6	66.9	91.2	47.2	80.9	99.0	92.3	70.4	67.3
B7	66.2	92.0	48.3	80.2	99.2	93.7	68.6	67.1
B8	64.3	93.5	50.4	82.4	98.9	95.9	66.5	67.3
B9	65.0	91.7	53.3	80.3	99.0	94.9	68.0	68.4
B10	65.8	92.9	44.8	79.0	99.0	89.7	66.7	67.5
B11	64.5	91.9	47.3	80.6	98.9	92.1	69.1	67.2
B13	64.3	93.4	48.6	80.9	98.8	93.3	65.3	67.6
B14	63.4	93.0	52.8	81.2	98.8	92.6	69.4	67.2
B15	64.8	93.7	49.0	79.0	98.0	90.9	69.4	68.8
B16	65.7	93.2	50.4	79.2	98.9	90.4	68.7	68.2
B17	65.4	92.3	54.7	80.2	99.4	92.0	70.8	68.9
B18	62.7	92.2	53.6	79.7	99.1	92.5	68.1	68.0
B19	66.9	90.6	55.0	79.2	99.4	93.6	68.5	68.1
B20	63.0	94.1	49.3	79.5	98.8	87.8	68.0	69.6
B21	63.8	93.1	51.6	78.5	99.1	91.1	67.4	68.8
B22	62.8	91.6	51.9	80.4	99.0	90.7	69.3	68.4
B23	61.6	92.6	58.0	79.5	98.7	91.9	68.0	69.6
B24	65.5	92.4	55.7	79.7	98.0	92.9	66.5	69.3
B25	61.5	91.7	53.4	78.0	98.6	91.2	66.3	69.1

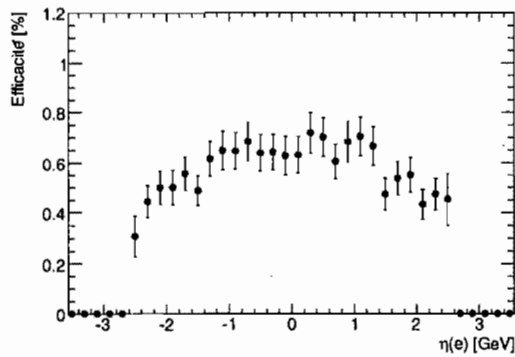
Tableau 4.II – Puretés et efficacités obtenues lors de l'identification des muons, électrons, jets b et jets en reconstruction complète pour le canal $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$.



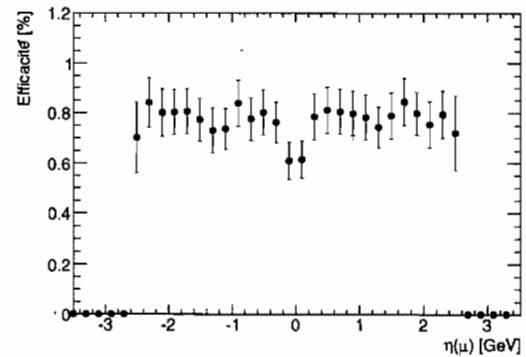
(a) Impulsion transverse des électrons.



(b) Impulsion transverse des muons.

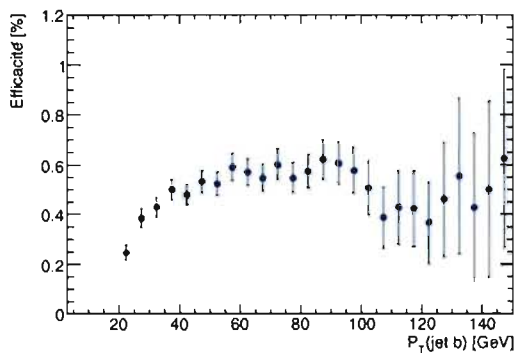


(c) Pseudorapidité des électrons.

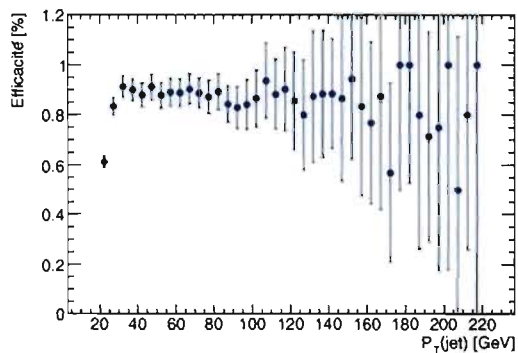


(d) Pseudorapidité des muons.

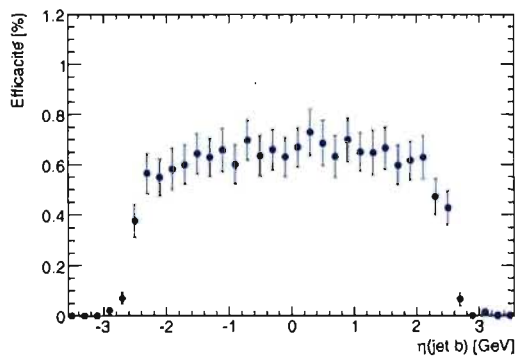
Figure 4.3 – Efficacité des électrons et des muons en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité. Les événements proviennent de l'échantillon B6.



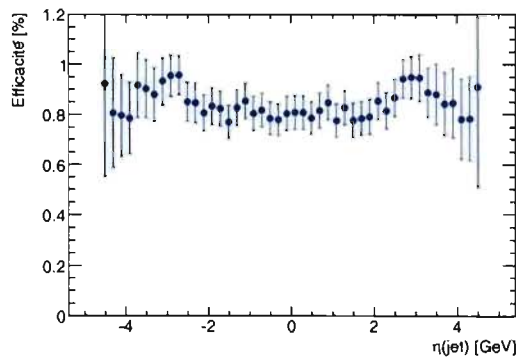
(a) Impulsion transverse des jets b.



(b) Impulsion transverse des jets.



(c) Pseudorapidité des jets b.



(d) Pseudorapidité des jets.

Figure 4.4 – Efficacité des jets et des jets b en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité. Les événements proviennent de l'échantillon B6.

Les figures 4.3(a), 4.3(b), 4.3(c) et 4.3(d) montrent les efficacités des électrons et muons en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité de la particule pour l'échantillon B6. Cet échantillon contient à la fois des leptons, au moins un jet et un jet b. On remarque que l'efficacité des leptons chute légèrement en présence de jets. Cette chute semble principalement affecter les électrons, et plus particulièrement ceux de basse impulsion transverse, ou étant dans la région centrale.

Les figures 4.4(a), 4.4(b), 4.4(c) et 4.4(d) montrent les efficacités des jets et des jets b en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité de la particule pour l'échantillon B6. On remarque que l'efficacité d'identification d'un jet b chute rapidement lorsque son impulsion transverse est inférieure à 60 GeV. Pour les impulsions plus grandes, l'efficacité des jets b semble saturer autour de 65 %. Finalement, on voit que l'efficacité des jets sature à 91%, mais comme la plupart des jets présents dans cet échantillon ont une impulsion transverse basse, l'efficacité mesurée est inférieure à cette limite.

4.3 Comparaison ATLFAST et reconstruction complète

Parmi les bruits de fond énumérés au chapitre 3, plusieurs ont de grandes sections efficaces et exigent un très grand nombre d'événements simulés. Dans le cas où les ressources informatiques sont limitées, on doit recourir à la simulation rapide. Pour être en mesure d'utiliser les événements simulés à l'aide d'ATLFAST, on doit vérifier leur validité.

En principe, la simulation rapide doit reproduire assez fidèlement les distributions, mais elle est moins fiable pour l'évaluation des efficacités. On peut alors renormaliser les événements afin qu'ils respectent l'acceptance obtenue par simulation complète. Quatre distributions ont été choisies pour valider l'utilisation des ces événements et déterminer la normalisation à utiliser. Ces variables sont significatives et nous les utiliserons par la suite lors de l'analyse.

4.3.1 Distributions comparées : $WZ \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm \nu$

On a comparé les événements candidats à une analyse donnée lorsque les pré-sélections définies à la section 4.2.1 ont été appliquées. On ne considère pas ceux n'ayant pas les acceptances ou topologies requises. Ici on exige donc qu'il y ait exactement 3 leptons reconstruits et préselectionnés. Ces événements rejetés modifient le nombre total d'événements seulement, et non les distributions. Cette comparaison ne constitue pas une validation du logiciel ATLFAST mais elle sert plutôt à déterminer la normalisation à utiliser pour les événements et à déterminer la limite de validité de cette approche.

L'impulsion transverse du lepton venant de la désintégration du Z est la première variable à être utilisée. On choisit le lepton avec la plus grande impulsion transverse. Il s'agit d'une variable importante, car on utilisera les leptons venant du Z pour sélectionner les événements.

Vient ensuite l'énergie transverse manquante. Les canaux à analyser utiliseront cette dernière pour reconstruire des particules ou supprimer certains bruits de fond. La simulation rapide a cependant le défaut de sous-évaluer cette quantité lorsqu'aucun neutrino n'est présent. La figure 4.5 montre la comparaison entre la simulation complète en noir et ATLFAST en rouge pour le bruit $Zb\bar{b}$. Pour solutionner ce problème, on doit redistribuer les événements.

La distribution venant de la simulation rapide est alors convoluée avec une fonction gaussienne centrée à 0 mais définie positivement. Nous avons trouvé qu'une largeur de gaussienne de 10 GeV est optimale. Une translation de -5.5 GeV est ensuite nécessaire pour faire correspondre les deux distributions. La courbe bleue de la figure 4.5 montre la distribution obtenue lorsqu'on applique cette correction aux événements simulés par ATLFAST.

La masse reconstruite du Z depuis les leptons est aussi un élément important de l'analyse. On inclut sa distribution dans la comparaison entre les deux simulations. Finalement, on basera les résultats sur la reconstruction de la masse invariante du ρ_{tc}^\pm . Ils est donc naturel de discuter de cette observable dans le contexte de la validité de la simulation.

Le tableau 2.III du chapitre 2 montre les différents bruits de fond contribuant à l'analyse $\rho_{tc}^\pm \rightarrow WZ \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm \nu$. Parmi ceux-ci, seul $t\bar{t}$ a une section efficace

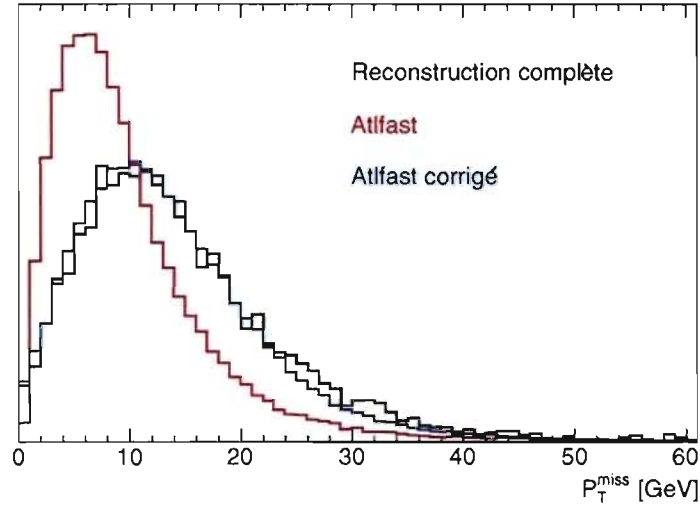
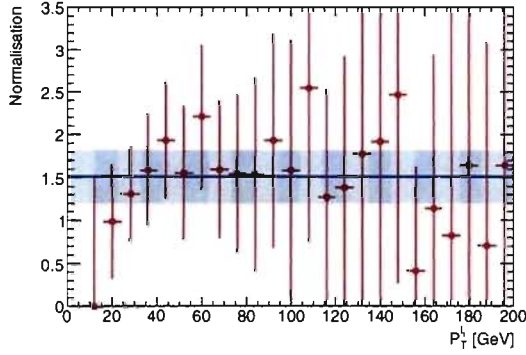


Figure 4.5 – Comparaison entre les distributions de l'énergie transverse manquante de la reconstruction complète en noir et la simulation rapide en rouge pour $Zb\bar{b}$. La courbe en bleu montre le résultat d'ATLFAST lorsque la distribution est étalée correctement.

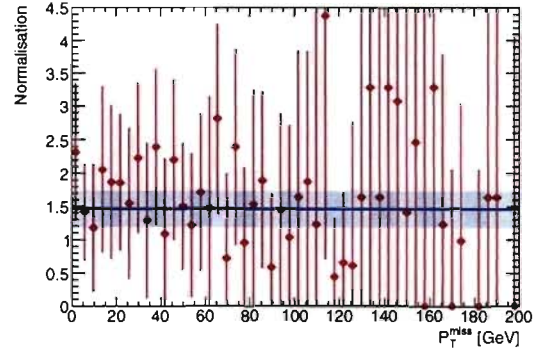
suffisamment grande pour nécessiter l'utilisation de la simulation rapide. La figure 4.6 montre les normalisations obtenues lors de la comparaison des quatre distributions mentionnées précédemment. On a d'abord normalisé les événements à 10 fb^{-1} . On obtient ensuite le rapport entre la distribution venant de la simulation complète et celle d'ATLFAST. Sur cette figure, les erreurs correspondent à la propagation des fluctuations statistiques lors du calcul du ratio. La figure 4.6(a) montre l'impulsion transverse du lepton venant de la désintégration du Z lorsqu'on utilise celui ayant la plus grande impulsion transverse.

La figure 4.6(b) montre l'impulsion transverse manquante alors que les figures 4.6(c) et 4.6(d) montrent les masses reconstruites du Z et ρ_{tc}^{\pm} .

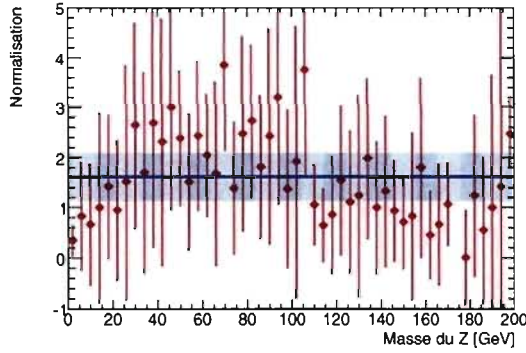
Les lignes bleues de la figure 4.6 montrent la valeur de la normalisation obtenue lors du lissage de la courbe. On a effectué cette opération en imposant la présence d'une normalisation constante. De plus, on a choisi la plage de données correspondant à la région de validité désirée. Les régions d'espace de phase avec plus de statistiques auront un poids plus important sur la normalisation. Ainsi, en variant la région de données utilisées et en modifiant le contexte du lissage, on peut estimer une erreur sur la normalisation obtenue. La région ombragée en bleu représente la



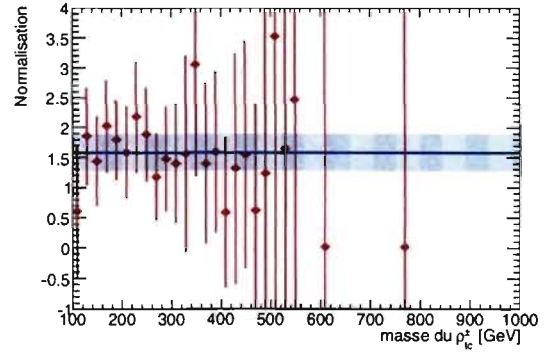
(a) Impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z. On utilise celui ayant la plus grande impulsion transverse.



(b) Impulsion transverse manquante.



(c) Masse invariante du Z reconstruite à partir de deux leptons.



(d) Masse invariante reconstruite du ρ_{tc}^{\pm}

Figure 4.6 – Normalisation relative des données produites par ATLFAS^T et de celles venant de la reconstruction complète pour différentes distributions. On a obtenu la normalisation pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les lignes bleues correspondent aux valeurs obtenues par lissage tandis que les zones ombragées indiquent l'erreur sur ces dernières. Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$ provenant de $t\bar{t}$.

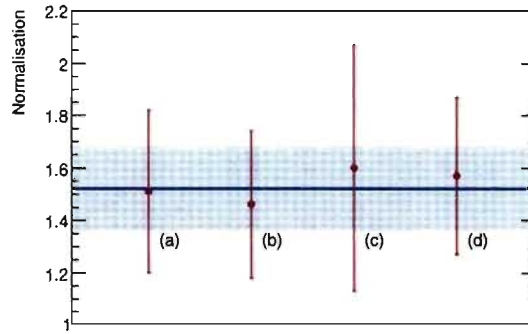


Figure 4.7 – Normalisation relative des données produites par ATLFast et de celles venant de la reconstruction complète. (a) Normalisation de la distribution de l’impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z lorsqu’on utilise celui ayant la plus grande impulsion transverse. (b) Normalisation de la distribution de l’impulsion transverse manquante. (c) Normalisation provenant de la distribution de la Masse invariante du Z reconstruit. (d) Normalisation de la distribution de la Masse invariante du ρ_{tc}^{\pm} reconstruit. La ligne bleue correspond à la valeur moyenne tandis que la zone ombragée indique l’erreur sur cette dernière. Les données utilisées sont candidates à l’analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$ provenant de $t\bar{t}$.

combinaison de l’erreur sur le lissage avec celle obtenue en variant les conditions.

La figure 4.7 montre les résultats obtenus pour les distributions de la figure 4.6. Les points a, b, c et d correspondent respectivement aux résultats des figures 4.6(a), 4.6(b), 4.6(c) et 4.6(d). La ligne bleue indique la valeur moyenne obtenue alors que la zone ombragée en bleu montre l’erreur sur cette dernière.

On peut utiliser cette normalisation pour comparer les distributions. La figure 4.8 compare les distributions provenant d’ATLFast ainsi que sa version renormalisée avec celles provenant de la simulation complète. Les points en bleu montrent les données de simulation rapide renormalisées ainsi que l’erreur associée. Lorsque normalisées correctement, les distributions provenant d’ATLFast sont généralement en accord avec la simulation complète. Le faible nombre d’événements disponibles pour la simulation complète explique les fluctuations de la courbe noire. Tous les événements étant normalisés pour 10 fb^{-1} , on a appliqué un facteur de normalisation de 10 à la simulation complète, amplifiant les fluctuations. Lors de l’analyse finale, nous normaliserons les distributions afin de rendre compte de leurs statistiques. Ainsi, une quantité de données correspondant à 1 fb^{-1} proviendra de la

simulation complète et 9 fb^{-1} de la simulation rapide.

4.3.2 Distributions comparées : $\rho_{t\bar{c}}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$

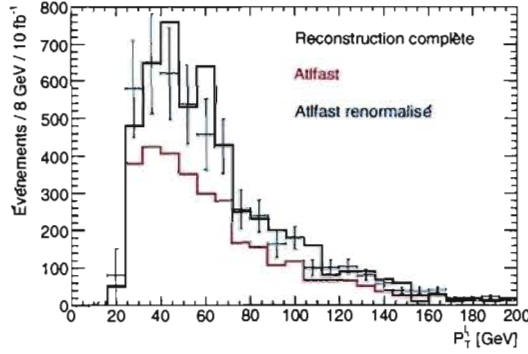
L'analyse $\rho_{t\bar{c}}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$ contient un plus grand nombre de bruits de fond ayant une grande section efficace, comme le montre le tableau 2.V. Il y a donc nécessité d'utiliser la simulation rapide. Les distributions utilisées pour la comparaison seront les mêmes que celles définies pour le bruit $t\bar{t}$ lors de l'analyse $\rho_{t\bar{c}}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$. On utilise les mêmes définitions de normalisation et luminosités. La préselection exige la présence de deux leptons et d'un jet étiqueté b.

Les figures 4.9, 4.10, 4.11 et 4.12 montrent les normalisations obtenues lors de la comparaison des quatre distributions mentionnées précédemment pour les événements venant de $Zb\bar{b}$, Zbj , Zjj et $t\bar{t}$. On a d'abord normalisé les événements à 10 fb^{-1} . On obtient ensuite le rapport entre la distribution de la simulation complète et celle d'ATLFAST. Sur ces figures, les erreurs correspondent à la propagation des fluctuations statistiques lors du calcul de ce ratio.

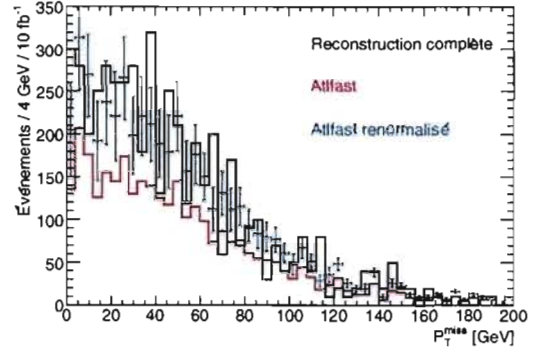
Pour les échantillons provenant de $Zb\bar{b}$, Zbj , Zjj et $t\bar{t}$, les résultats obtenus sont présentés aux figures 4.13, 4.14, 4.15 et 4.16. Les lignes bleues montrent la valeur de la normalisation obtenue lors du lissage des quatre points. On a fait cette opération en imposant la présence d'une normalisation constante. Les barres d'erreurs sont obtenues en combinant les erreurs statistiques des deux distributions utilisées pour définir la normalisation. Les régions où les erreurs sont grandes sont causées par le faible nombre d'événements dans l'intervalle considéré.

4.3.3 Discussion

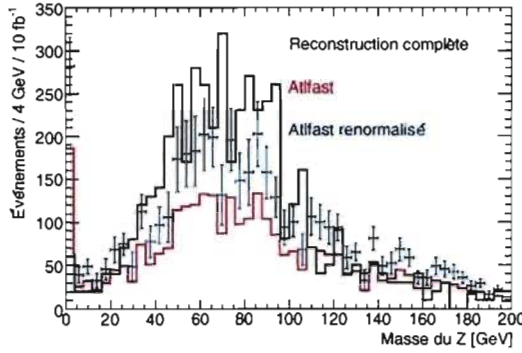
Le tableau 4.III résume les normalisations obtenues pour chaque échantillon. Sauf pour le cas $t\bar{t}$, les normalisations sont de l'ordre de l'unité. Cela indique que les fluctuations statistiques, obtenues après la combinaison de ces événements, seront plus ou moins réalistes. Par contre, les échantillons de $t\bar{t}$ de la simulation rapide causeront des fluctuations plus larges que celles attendues pour les 10 fb^{-1} de luminosité intégrée. Néanmoins, nous obtiendrons des fluctuations inférieures à celles obtenues si nous avons utilisé les données de simulation complète seules.



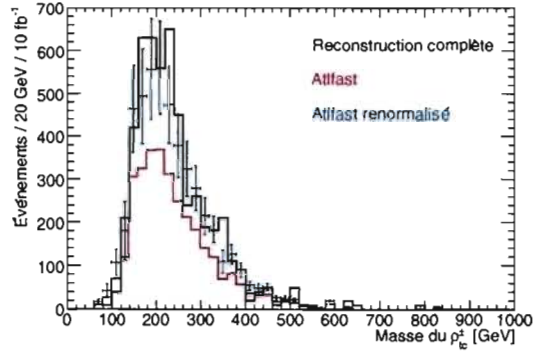
(a) Impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z. On utilise celui ayant la plus grande impulsion transverse.



(b) Impulsion transverse manquante.



(c) Masse invariante du Z reconstruite à partir de deux leptons.



(d) Masse invariante reconstruite du ρ_{tc}^{\pm} .

Figure 4.8 – Distributions utilisées lors de la détermination de la normalisation relative entre ATLFAS^T et la reconstruction complète. Les courbes noires montrent la reconstruction complète, les rouges, ATLFAS^T sans renormalisation et les bleues ATLFAS^T renormalisé. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$ provenant de $t\bar{t}$.

Heureusement, comme on le verra au chapitre 5, le bruit de fond $t\bar{t}$ après analyse est relativement faible et l'incertitude sera plutôt négligeable.

Échantillon	Analyse	Normalisation
$t\bar{t}$	$W^\pm Z \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm \nu$	1.52 ± 0.16
$Zb\bar{b}$	$Z\pi^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b_j$	0.71 ± 0.02
Zb_j	$Z\pi^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b_j$	0.74 ± 0.02
Zjj	$Z\pi^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b_j$	1.23 ± 0.06
$t\bar{t}$	$Z\pi^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b_j$	1.05 ± 0.04

Tableau 4.III – Normalisation applicable aux événements de simulation rapide pour qu'ils correspondent à ceux de la simulation complète.

Les figures 4.17(a), 4.17(b), 4.17(c) et 4.17(d) comparent les quatre distributions d'ATLFAST ainsi que leurs versions renormalisées avec les distributions de la simulation complète pour le bruit $Zb\bar{b}$. Les points bleus montrent les données de simulation rapide renormalisées et l'erreur associée. Ces distributions sont utiles pour déterminer la validité de la normalisation. Les figures 4.17(a), 4.17(b) et 4.17(c) montrent la validité de cette normalisation pour l'ensemble des données. Néanmoins, à la figure 4.17(d), les événements qui produisent des masses invariantes du ρ_{tc}^\pm inférieures à 200 GeV sont légèrement surévalués. On peut voir ceux provenant de Zb_j aux figures 4.18(a), 4.18(b), 4.18(c) et 4.18(d). La validité des événements venant de Zb_j est sensiblement la même que pour $Zb\bar{b}$. La description d'ATLFAST est consistante avec la simulation complète sauf quand on a une masse invariante du ρ_{tc}^\pm inférieure à 215 GeV. Dans ce cas, le nombre provenant de la simulation rapide sera sur-évalué.

Le cas des bruits Zjj et $t\bar{t}$ est différent. Les figures 4.19(a) et 4.20(a) montrent qu'on obtient une normalisation valide, et ce, pour des valeurs respectives supérieures à 60 et 45 GeV pour la distribution de l'impulsion transverse du lepton provenant du Z. Dans le cas de Zjj , on surévaluera le nombre d'événements présents dans la région inférieure à 60 GeV. Pour $t\bar{t}$, on le sous-évaluera pour des valeurs inférieures à 45 GeV.

Les figures 4.19(b) et 4.20(a) montrent les distributions de l'énergie manquante.

On constate que cette variable est sous-évaluée pour des valeurs inférieure à 25 et 45 GeV pour Z_{jj} et $t\bar{t}$ respectivement. La normalisation obtenue fonctionne correctement pour la masse invariante du Z et représente assez bien celle du ρ_{tc}^{\pm} . Par contre, on surévaluera cette dernière donnée pour des masses inférieures à 250 GeV.

Normalement, on ne s'attend pas à avoir un nombre d'événements inférieur pour ATLFast que pour une simulation complète. C'est pourtant le cas pour $t\bar{t}$ et Z_{jj} . Ce problème est en fait relié à celui de l'isolation des leptons, du moins pour le cas de $t\bar{t}$. ATLFast définit des leptons isolés, alors que la reconstruction complète (dans la version de logiciel utilisé) n'a pas de variable d'isolation disponible. Ainsi, ATLFast coupera plus d'événements et on obtiendra une normalisation supérieure à l'unité. Le problème est encore plus sévère lorsqu'il y a des jets b présents (puisque les mésons B peuvent se désintégrer leptoniquement) et que les leptons produits par sa désintégration sont non-isolés dans ATLFast, mais sont candidats à l'analyse pour la reconstruction complète. L'isolation aura aussi un effet sur Z_{jj} , car les leptons entourés de jets doivent être isolés pour qu'ATLFast les conserve.

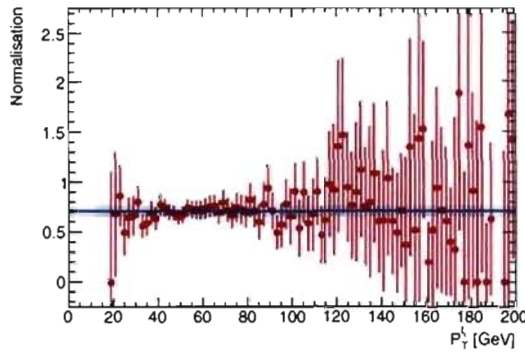
Comme on l'a vu dans les critères de définition des particules, une séparation minimale entre tous les objets est imposée. Ceci est important, car les algorithmes de reconstruction utilisés ont mélangé les particules dans les différents conteneurs. Pour cette raison, la plupart des électrons se trouvent dans le conteneur de jets. Afin d'éviter ce chevauchement, on ne garde que des leptons séparés des jets par une distance ΔR_{iden} .

La figure 4.21 illustre ce problème d'isolation. Soit un électron identifié dans le plan η - ϕ . Cet électron est représenté par l'étoile bleue. La région jaune indique l'endroit où le chevauchement sera éliminé et la région bleue montre la zone où l'isolation sera appliquée. Soit le jet j3, qui se trouve à l'extérieur des deux zones, alors les deux particules sont identifiées et l'électron est considéré isolé. Dans le cas du jet j2, les deux particules sont identifiées, mais l'électron n'est pas isolé et seul le jet est conservé. Si par contre on a le jet j1, on supposera que le jet résulte en fait de la gerbe produite par l'électron. L'électron seul sera identifié et aucun jet n'est défini dans la zone d'isolation. Dans cette situation, l'électron sera considéré isolé, même s'il ne l'est pas nécessairement.

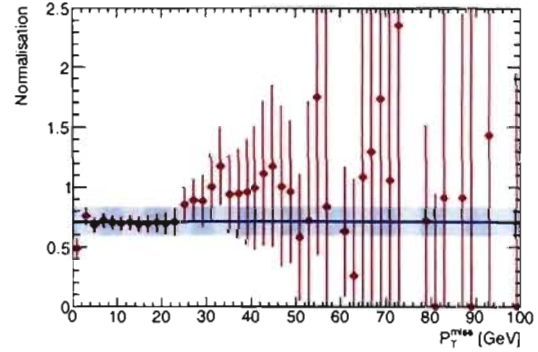
Les figures 4.22 et 4.23 montrent respectivement le nombre d'électrons et de jets pour différentes valeurs de ΔR_{iden} . Les données utilisées proviennent de l'échantillon A6, et doit contenir peu de jets. Une valeur de $\Delta R_{\text{iden}}=0.2$ a été utilisée.

Ces figures montrent bien l'importance d'éliminer le chevauchement. Avec lui, le nombre de jets serait trop grand, et les particules seraient tellement mélangées entre elles qu'il serait impossible d'interpréter leurs significations. Cette méthode de sélection a par contre un désavantage majeur : il rend impossible de définir un critère d'isolation fonctionnel basé sur la cinématique des particules.

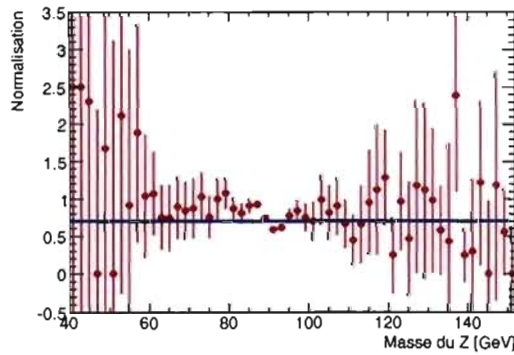
Ce problème d'isolation surestimera le nombre d'événements de bruit tout en sous-estimant le signal. Afin d'éliminer cette faiblesse, il faudrait utiliser une version plus récente du logiciel de simulation ATLAS afin d'avoir accès à de bonnes variables d'isolation basées sur les cellules autour des électrons, plutôt que sur les objets reconstruits.



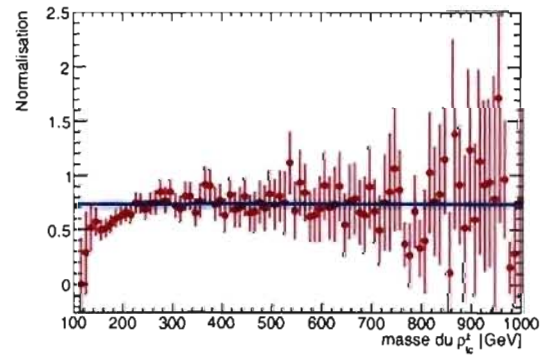
(a) Impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z. On utilise celui ayant la plus grande impulsion transverse.



(b) Impulsion transverse manquante.

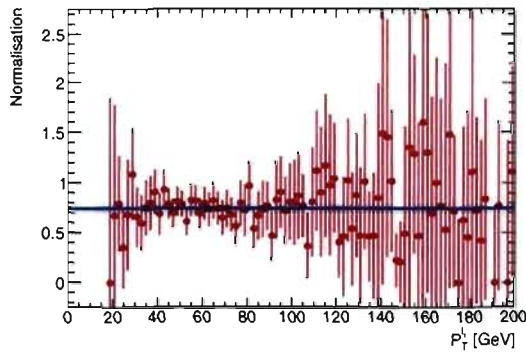


(c) Masse invariante du Z reconstruite à partir de deux leptons.

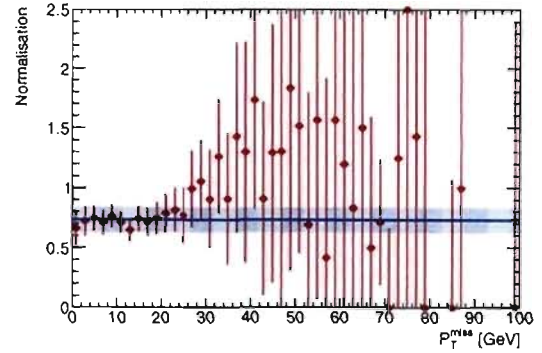


(d) Masse invariante reconstruite du ρ_{tc}^{\pm} .

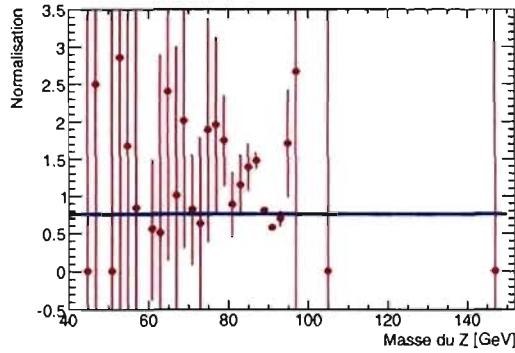
Figure 4.9 – Normalisation relative des données produites par ATLFASST et de celles venant de la reconstruction complète pour différentes distributions. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les lignes bleues correspondent aux valeurs obtenues par lissage tandis que les zones ombragées indiquent l'erreur sur ces dernières. Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$ provenant de $Zb\bar{b}$.



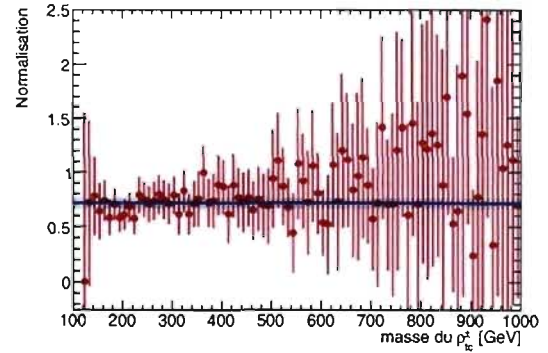
(a) Impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z. On utilise celui ayant la plus grande impulsion transverse.



(b) Impulsion transverse manquante.

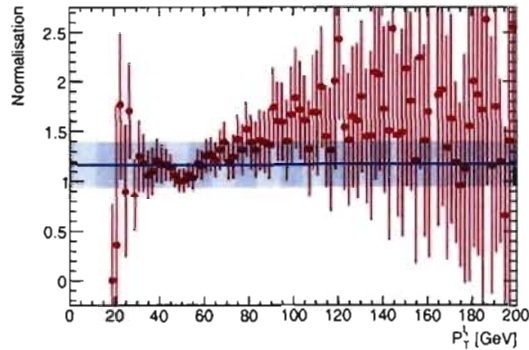


(c) Masse invariante du Z reconstruite à partir de deux leptons.

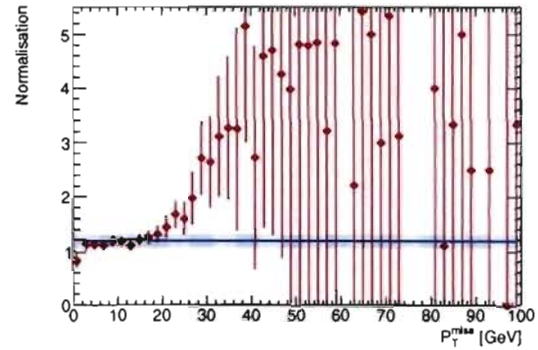


(d) Masse invariante reconstruite du ρ_{tc}^{\pm} .

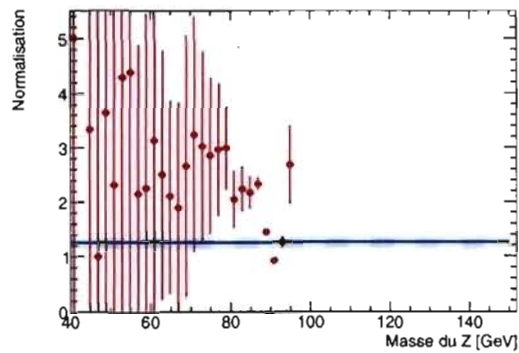
Figure 4.10 – Normalisation relative des données produites par ATLFASST et de celles venant de la reconstruction complète pour différentes distributions. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les lignes bleues correspondent aux valeurs obtenues par lissage tandis que les zones ombragées indiquent l'erreur sur ces dernières. Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$ provenant de Zbj .



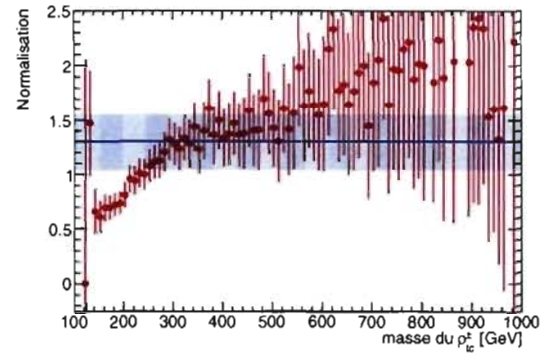
(a) Impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z. On utilise celui ayant la plus grande impulsion transverse.



(b) Impulsion transverse manquante.

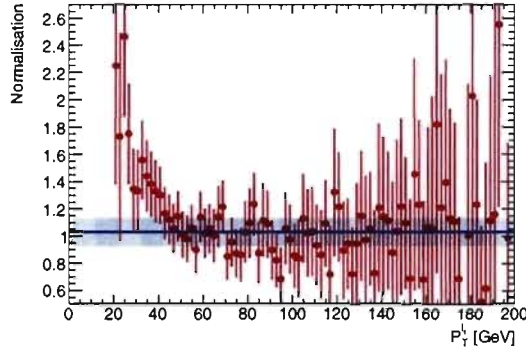


(c) Masse invariante du Z reconstruite à partir de deux leptons.

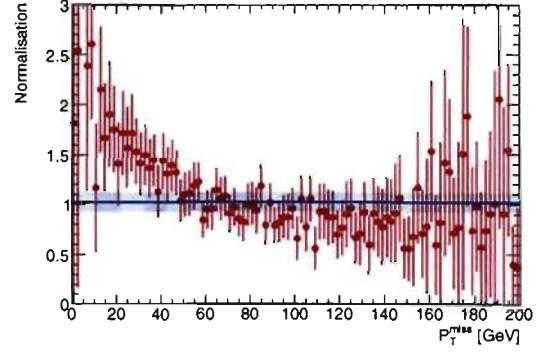


(d) Masse invariante reconstruite du ρ_{tc}^{\pm} .

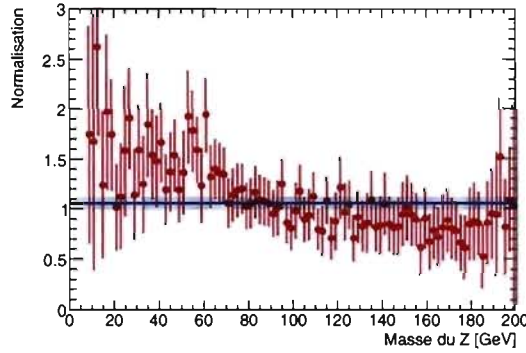
Figure 4.11 – Normalisation relative des données produites par ATLFAST et de celles venant de la reconstruction complète pour différentes distributions. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les lignes bleues correspondent aux valeurs obtenues par lissage tandis que les zones ombragées indiquent l'erreur sur ces dernières. Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bjj$ provenant de Zjj .



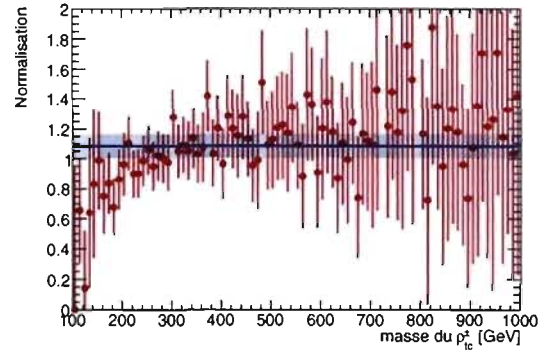
(a) Impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z. On utilise celui ayant la plus grande impulsion transverse.



(b) Impulsion transverse manquante.



(c) Masse invariante du Z reconstruite à partir de deux leptons.



(d) Masse invariante reconstruite du ρ_{tc}^{\pm} .

Figure 4.12 – Normalisation relative des données produites par ATLFAST et de celles venant de la reconstruction complète pour différentes distributions. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les lignes bleues correspondent aux valeurs obtenues par lissage tandis que les zones ombragées indiquent l'erreur sur ces dernières. Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$ provenant de $t\bar{t}$.

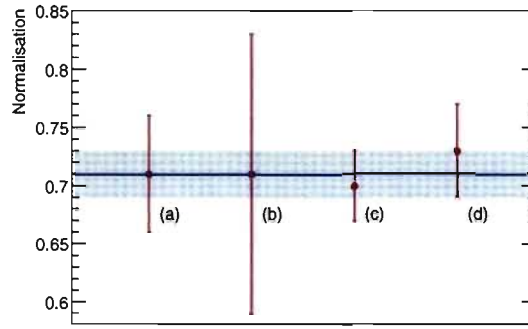


Figure 4.13 – Normalisation relative des données produites par ATLFast et de celles venant de la reconstruction complète. (a) Normalisation de la distribution de l’impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z lorsqu’on utilise celui avec la plus grande impulsion transverse. (b) Normalisation de la distribution de l’impulsion transverse manquante. (c) Normalisation de la distribution de la Masse invariante du Z reconstruit. (d) Normalisation de la distribution de la Masse invariante du ρ_{tc}^{\pm} reconstruit. La ligne bleue correspond à la valeur moyenne tandis que la zone ombragée indique l’erreur sur cette dernière. Les données utilisées sont candidates à l’analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}bj$ provenant de $Zb\bar{b}$.

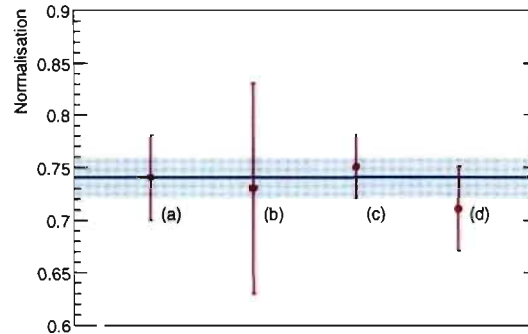


Figure 4.14 – Normalisation relative des données produites par ATLFast et de celles venant de la reconstruction complète. (a) Normalisation de la distribution de l’impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z lorsqu’on utilise celui avec la plus grande impulsion transverse. (b) Normalisation de la distribution de l’impulsion transverse manquante. (c) Normalisation de la distribution de la Masse invariante du Z reconstruit. (d) Normalisation de la distribution de la Masse invariante du ρ_{tc}^{\pm} reconstruit. La ligne bleue correspond à la valeur moyenne tandis que la zone ombragée indique l’erreur sur cette dernière. Les données utilisées sont candidates à l’analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}bj$ provenant de Zbj .

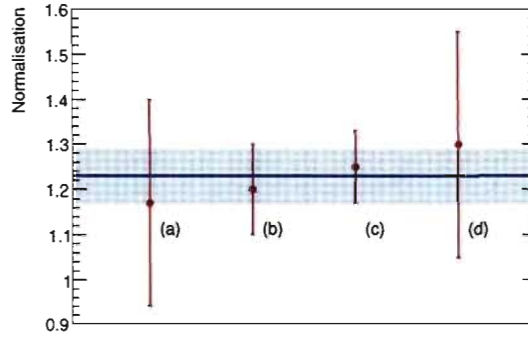


Figure 4.15 – Normalisation relative des données produites par ATLFast et de celles venant de la reconstruction complète. (a) Normalisation de la distribution de l’impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z lorsqu’on utilise celui avec la plus grande impulsion transverse. (b) Normalisation de la distribution de l’impulsion transverse manquante. (c) Normalisation de la distribution de la Masse invariante du Z reconstruit. (d) Normalisation de la distribution de la Masse invariante du ρ_{tc}^{\pm} reconstruit. La ligne bleue correspond à la valeur moyenne tandis que la zone ombragée indique l’erreur sur cette dernière. Les données utilisées sont candidates à l’analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}bj$ provenant de Zjj .

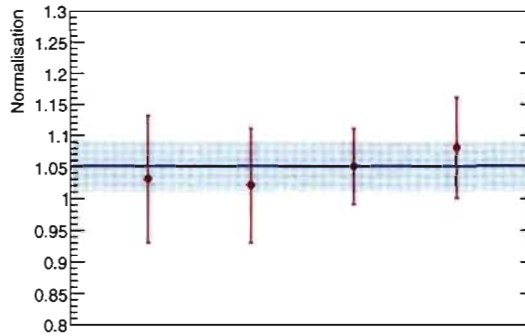
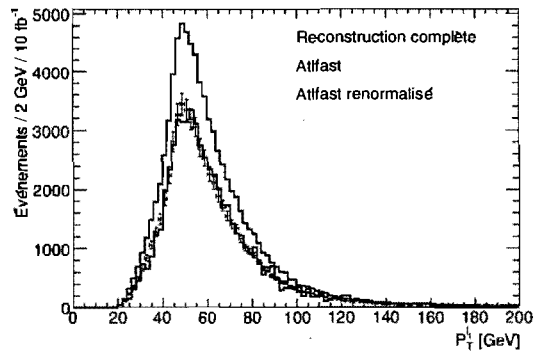
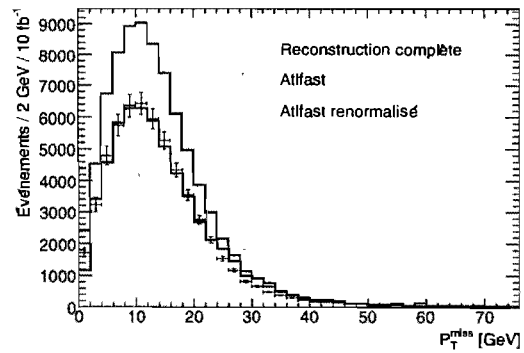


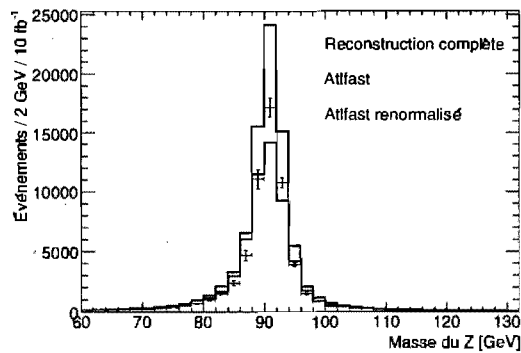
Figure 4.16 – Normalisation relative entre les données produites par ATLFast et celles provenant de la reconstruction complète. (a) Normalisation provenant de la distribution de l’impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z lorsque celui ayant la plus grande impulsion transverse est utilisé. (b) Normalisation provenant de la distribution de l’impulsion transverse manquante. (c) Normalisation provenant de la distribution de la Masse invariante du Z reconstruit. (d) Normalisation provenant de la distribution de la Masse invariante du ρ_{tc}^{\pm} reconstruit. La ligne en bleu correspond à la valeur moyenne tandis que la zone ombragée indique l’erreur sur cette dernière. Les données utilisées sont les candidats à l’analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi^{\pm} \rightarrow l^{\pm}bj$ provenant de $t\bar{t}$.



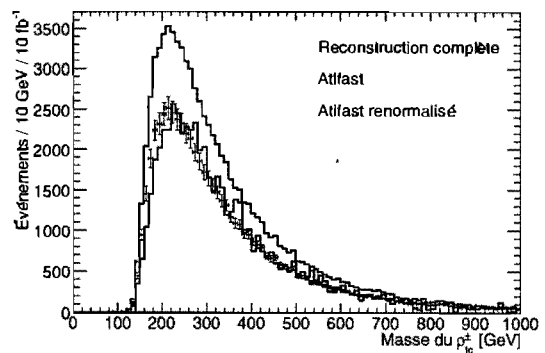
(a) Impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z. On utilise celui ayant la plus grande impulsion transverse.



(b) Impulsion transverse manquante.

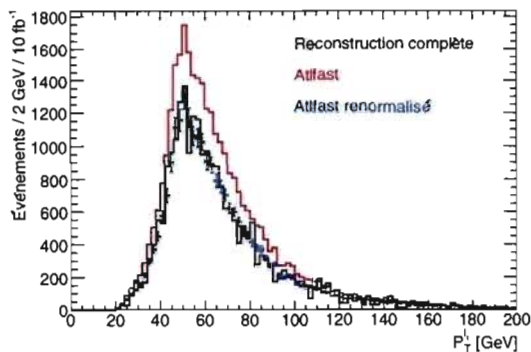


(c) Masse invariante du Z reconstruite à partir de deux leptons.

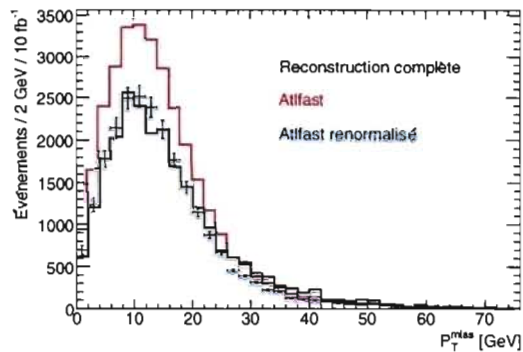


(d) Masse invariante reconstruite du ρ_{tc}^\pm .

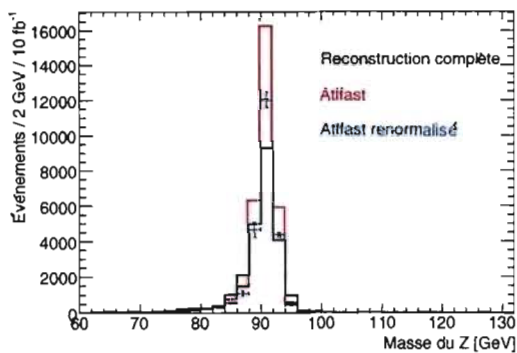
Figure 4.17 – Distributions utilisées lors de la détermination de la normalisation relative entre ATLFASST et la reconstruction complète. Les courbes noires montrent la reconstruction complète, les rouges ATLFASST sans renormalisation et les bleues ATLFASST renormalisé. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b\bar{j}$ provenant de $Zb\bar{b}$.



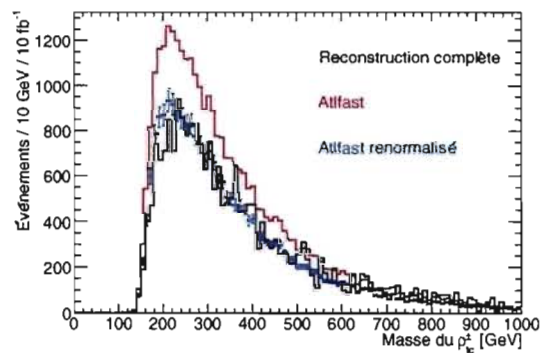
(a) Impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z. On utilise celui ayant la plus grande impulsion transverse.



(b) Impulsion transverse manquante.

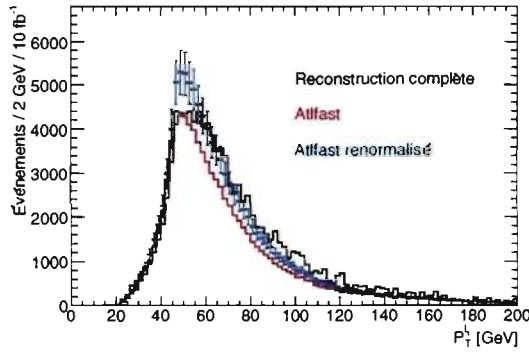


(c) Masse invariante du Z reconstruite à partir de deux leptons.

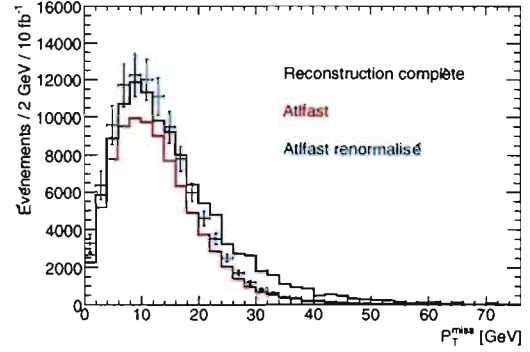


(d) Masse invariante reconstruite du ρ_{tc}^\pm .

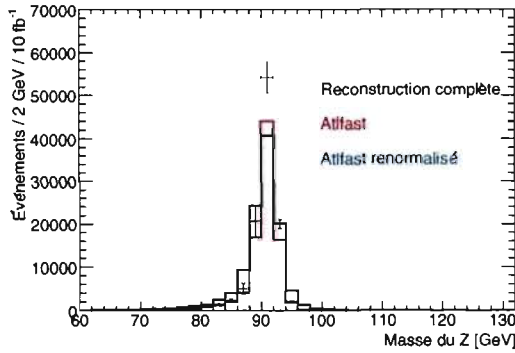
Figure 4.18 – Distributions utilisées lors de la détermination de la normalisation relative entre ATLFASST et la reconstruction complète. Les courbes noires montrent la reconstruction complète, les rouges ATLFASST sans renormalisation et les bleues ATLFASST renormalisé. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b\bar{j}$ provenant de $Zb\bar{j}$.



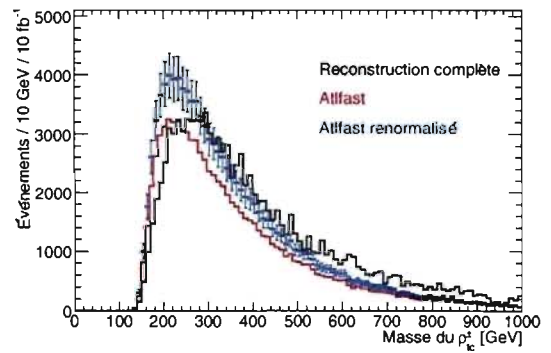
(a) Impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z. On utilise celui ayant la plus grande impulsion transverse.



(b) Impulsion transverse manquante.

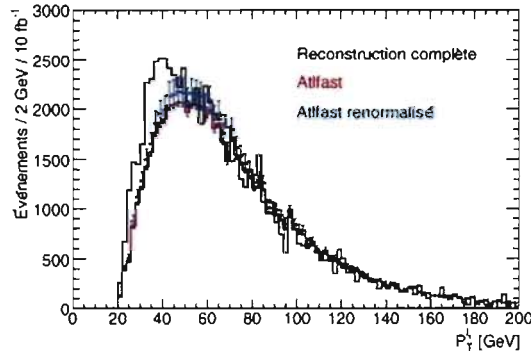


(c) Masse invariante du Z reconstruite à partir de deux leptons.

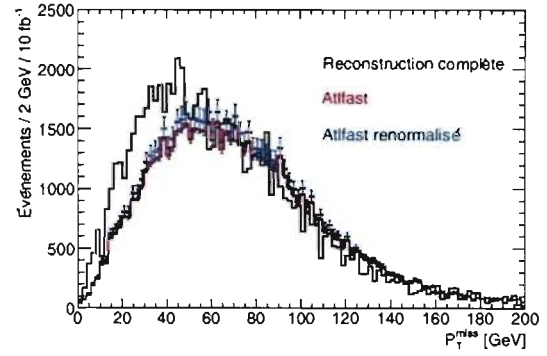


(d) Masse invariante reconstruite du ρ_{tc}^\pm .

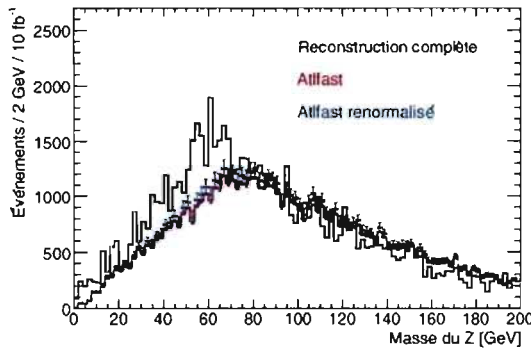
Figure 4.19 – Distributions utilisées lors de la détermination de la normalisation relative entre ATLFASST et la reconstruction complète. Les courbes noires montrent la reconstruction complète, les rouges ATLFASST sans renormalisation et les bleues ATLFASST renormalisé. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b\bar{j}$ provenant de Zjj .



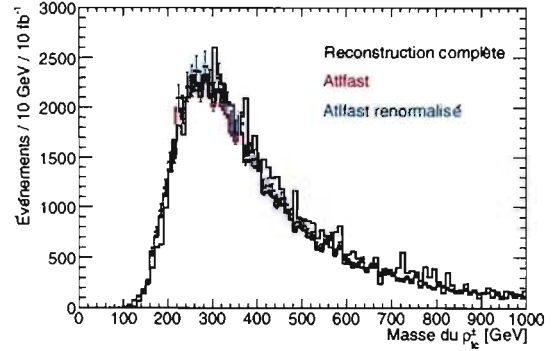
(a) Impulsion transverse du lepton provenant de la désintégration du Z. On utilise celui ayant la plus grande impulsion transverse.



(b) Impulsion transverse manquante.



(c) Masse invariante du Z reconstruite à partir de deux leptons.



(d) Masse invariante reconstruite du ρ_{tc}^\pm .

Figure 4.20 – Distributions utilisées lors de la détermination de la normalisation relative entre ATLFAST et la reconstruction complète. Les courbes noires montrent la reconstruction complète, les rouges ATLFAST sans renormalisation et les bleus ATLFAST renormalisé. La normalisation a été obtenue pour une luminosité de 10 fb^{-1} . Les données utilisées sont candidates à l'analyse $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b\bar{j}$ provenant de $t\bar{t}$.

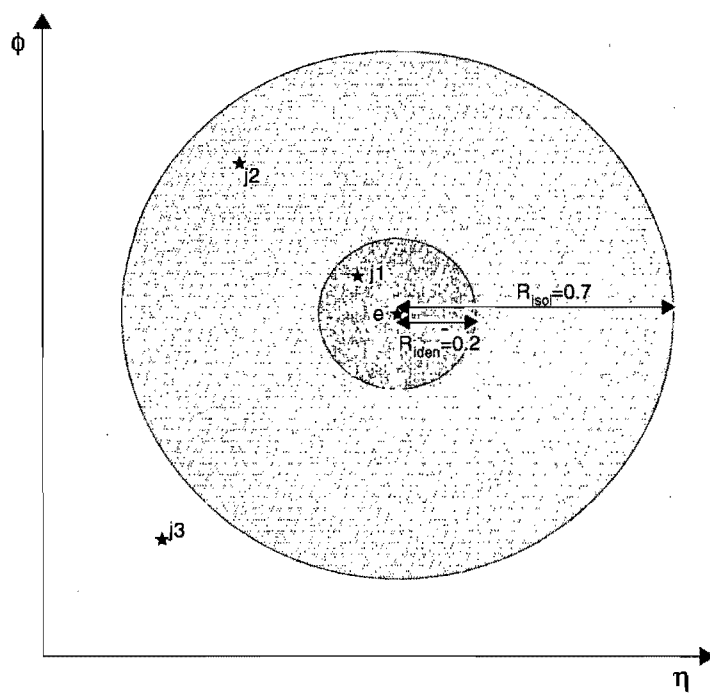


Figure 4.21 – Illustration du problème d'isolation des électrons.

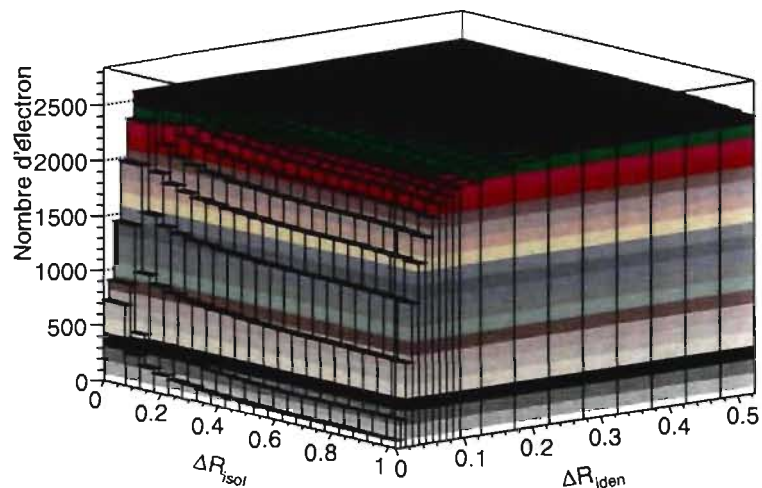


Figure 4.22 – Nombre d'électrons suite à l'application des critères de définition des particules en fonction de ΔR_{isol} et de ΔR_{iden} . ΔR_{isol} est la distance en η et ϕ utilisée pour la coupure d'isolation alors que ΔR_{iden} est celle utilisée pour éliminer le chevauchement des électrons avec les jets.

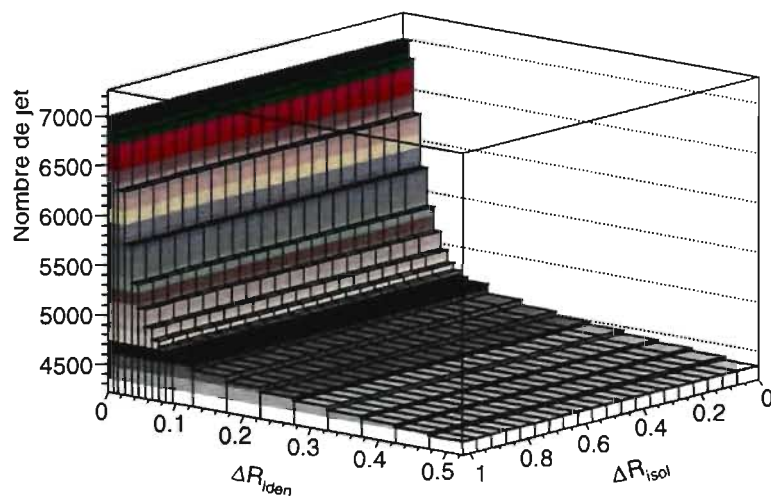


Figure 4.23 – Nombre de jets suite à l'application des critères de définition des particules en fonction de ΔR_{isol} et de ΔR_{iden} . ΔR_{isol} est la distance en η et ϕ utilisée pour la coupure d'isolation alors que ΔR_{iden} est celle utilisée pour éliminer le chevauchement des électrons avec les jets.

CHAPITRE 5

ÉTUDE DU MODÈLE *STRAWMAN*

La phénoménologie du modèle *Strawman* qui nous intéresse est décrite au chapitre 2. Habituellement, le secteur vectoriel des techni-mésons permet d'avoir accès à certaines informations propres au modèle utilisé. Dans le cas présent, la relation 2.3 du chapitre 2 relie l'angle de mélange χ au nombre de doublets dans le modèle. De plus, les sections efficaces de production de $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$ et de $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi_{tc}^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$ ont différentes dépendances en ce paramètre. Ainsi, on peut mesurer ces deux taux de production et en déduire le nombre de doublets de techni-fermions dans ce modèle.

Ce chapitre décrira d'abord la manière de sélectionner le canal $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$. On présente aussi la limite de découverte pour 10 fb^{-1} . Ensuite on décrira une procédure similaire pour le cas $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi_{tc}^{\pm} \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}bj$. Finalement, on combinera ces deux analyses pour extraire N_d .

5.1 $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$

Les événements utilisés pour l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}l^{\pm}\nu$ sont décrits à la section 2.3.2.1 du chapitre 2. Le tableau 2.II résume les caractéristiques de chaque échantillon généré. On a simulé tous les signaux et les bruits de fond en reconstruction complète sauf le cas de $t\bar{t}$, où seulement 10% des événements proviennent de cette simulation et où 90% sont produits à l'aide d'ATLFAST.

5.1.1 Préselection

La reconstruction du ρ_{tc}^{\pm} nécessite l'identification et la caractérisation des leptons et du neutrino provenant des W et Z. On sélectionne seulement les événements ayant trois leptons (électrons et muons) d'impulsion transverse de plus de 20 GeV.

a) $Z \rightarrow ll$

Les combinaisons de saveur doivent permettre la reconstruction du Z. Lorsqu'il y a plus d'un choix, on choisit la combinaison qui mène à la masse reconstruite la

plus près de celle acceptée.

b) $W \rightarrow l\nu$

Le lepton restant est attribué au W . L'énergie transverse manquante permet alors de reconstruire le W . En effet, en fixant la masse de cette particule, on peut obtenir une solution quadratique pour la composante longitudinale de l'impulsion du neutrino en fonction de l'énergie transverse manquante et des impulsion et énergie du lepton. Étant donné la présence de deux solutions pour la construction de l'impulsion du neutrino, on doit utiliser une condition permettant de sélectionner la bonne solution.

La figure 5.1 montre la comparaison entre l'impulsion longitudinale réelle et celle reconstruite pour le neutrino provenant de la désintégration du W pour différentes hypothèses pour l'échantillon A6. Les figures 5.1(a) et 5.1(b) montrent respectivement la résolution lorsque la valeur de l'impulsion longitudinale est minimale ou maximale. Quant aux figures 5.1(c) et 5.1(d), on y observe les cas où l'angle entre le W reconstruit et le neutrino obtenu est minimal ou maximal. Finalement, les figures 5.1(e) et 5.1(f) montrent la différence d'impulsion vraie et reconstruite lorsque l'énergie du W est minimale ou maximale.

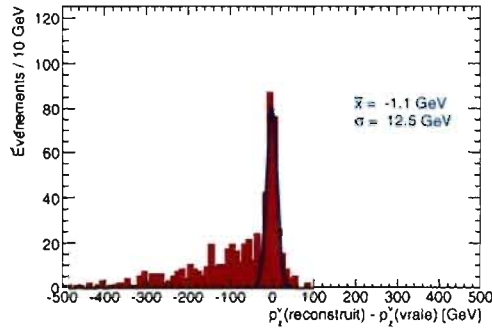
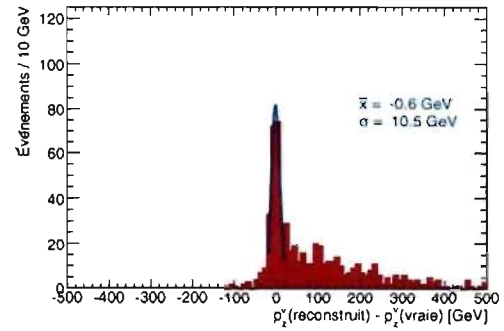
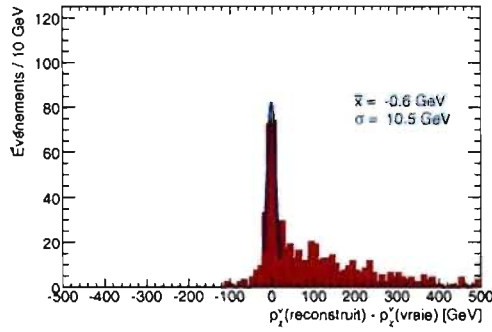
On retient la solution de la figure 5.1(e). En effet, le nombre d'événements bien reconstruits est supérieur aux autres hypothèses tout en ayant peu de cas où la reconstruction du neutrino sera très éloignée de la réalité.

5.1.2 Coupures d'analyse

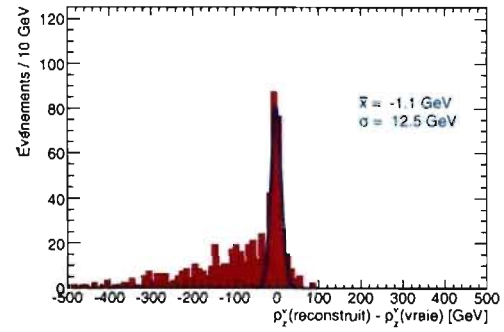
Lorsque les événements sont présélectionnés et que les W et Z sont reconstruits, on peut définir le ρ_{tc}^{\pm} et appliquer des critères de sélection qui réduisent le bruit tout en conservant le signal.

a) $Z \rightarrow ll$

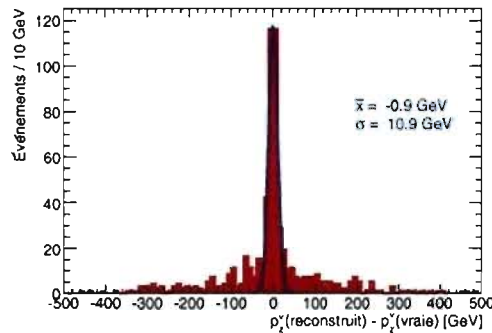
En premier lieu, on rejette les événements qui ne permettent pas la reconstruction du Z . La figure 5.2 montre la masse reconstruite du Z à l'aide des deux leptons pour l'échantillon A10 ainsi que pour les différents bruits de fond. Les zones ombragées montrent les événements rejetés et correspondent à ceux qui se trouvent hors d'une fenêtre qui a trois fois la largeur du Z reconstruit (1.9 GeV). Cette sélection permet de réduire considérablement la contribution de $t\bar{t}$ au bruit

(a) Minimise la valeur de p_z^ν reconstruit.(b) Maximise la valeur de p_z^ν reconstruit.

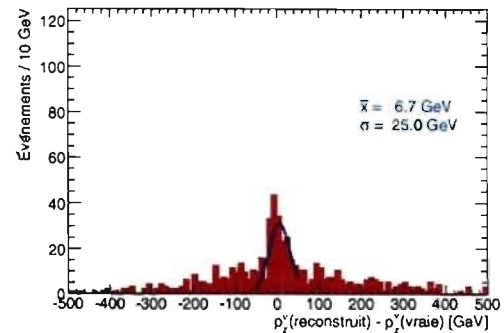
(c) Minimise l'angle entre le neutrino reconstruit et le lepton chargé.



(d) Maximise l'angle entre le neutrino reconstruit et le lepton chargé.



(e) Minimise l'énergie du W reconstruit.



(f) Maximise l'énergie du W reconstruit.

Figure 5.1 – Comparaison entre l'impulsion longitudinale réelle et celle reconstruite pour le neutrino provenant de la désintégration du W pour l'échantillon A6.

de fond.

b) $p_t(l)$

Ensuite vient la sélection sur un lepton originaire du Z. On utilise celui ayant la plus grande impulsion transverse. La figure 5.3 montre la distribution de l'impulsion transverse de ce lepton pour l'échantillon A10 ainsi que pour les différents bruits de fond. La zone ombragée correspond aux événements rejetés.

On trouve la valeur de la coupure appliquée en optimisant la signifiante. On définit la signifiante du signal comme :

$$\sigma_s = \frac{S}{\sqrt{B}} \quad (5.1)$$

où S est le nombre d'événements du signal compris dans une région définie par une fois et demie la largeur du ρ_{tc}^\pm et où B est le nombre provenant de la contribution du bruit de fond pour la même région que le signal. La figure 5.4 montre la variation de la signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse du lepton provenant du Z pour l'échantillon A10. La ligne bleue montre l'endroit où la coupure est optimale alors que la ligne jaune indique la valeur de la signifiante obtenue lorsque ce critère n'est pas appliqué.

La figure 5.5 montre la valeur optimale obtenue pour chaque échantillon. On regroupe les échantillons par ensemble correspondant à la même masse du ρ_{tc}^\pm . Pour chaque groupe d'échantillons, on calcule la valeur moyenne. Les lignes bleues montrent cette dernière pour les différents groupes d'échantillons. À l'aide de ces valeurs moyennes, on peut définir le comportement global en fonction de la masse du ρ_{tc}^\pm . La ligne jaune montre ce comportement, mais on utilise les valeurs moyennes lors de l'analyse, et non les valeurs prédites par la tendance. De cette façon, la coupure utilisée à la figure 5.3 correspond à celle obtenue pour le groupe d'échantillons à 250 GeV.

c) \cancel{E}_T

La troisième variable permettant de réduire le bruit de fond est l'impulsion transverse manquante. Comme le montre la figure 5.6 pour l'échantillon A10, les distributions du bruit et du signal sont différentes. La zone ombragée correspond aux événements rejetés. La figure 5.7 définit la valeur exacte de la coupure appliquée

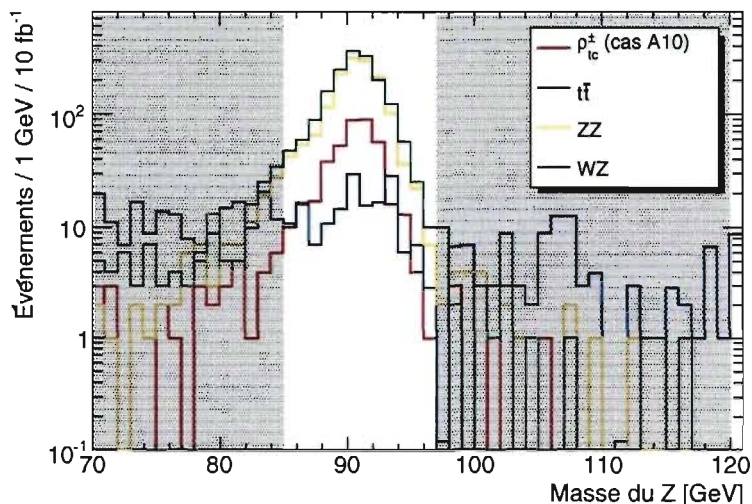


Figure 5.2 – Comparaison des distributions de la masse invariante reconstruite du Z pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune et vert montrent les contributions de $t\bar{t}$, ZZ et WZ respectivement. Le signal de référence est en rouge et correspond à l'échantillon A10. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Les zones ombragées sont celles exclues par la coupure et correspondent à trois fois la largeur du Z.

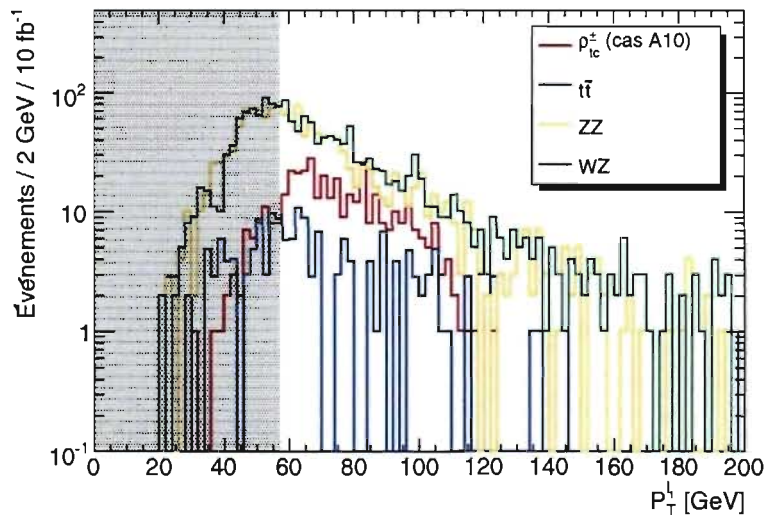


Figure 5.3 – Comparaison des distributions de l'impulsion transverse du lepton provenant du Z pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Le lepton ayant la plus grande impulsion est utilisé. Les courbes en bleu, jaune et vert montrent les contributions de $t\bar{t}$, ZZ et WZ respectivement. Le signal de référence est en rouge et correspond à l'échantillon A10. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La zone ombragée est celle exclue par la coupure et sera variable selon l'échantillon de signal utilisé.

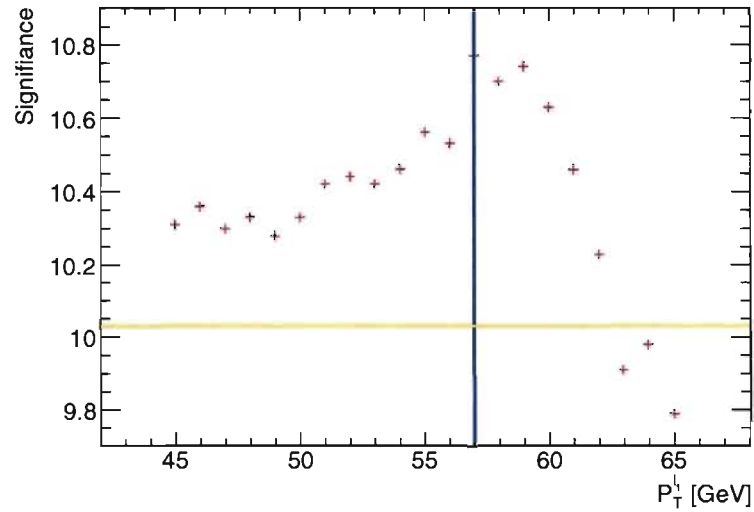


Figure 5.4 – Signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse du lepton provenant du Z. Le lepton ayant la plus grande impulsion transverse est utilisé. Les données correspondent à l'échantillon A10. La ligne en jaune indique la signifiante précédant l'application de cette coupure. La ligne en bleu indique la valeur optimale de la coupure.

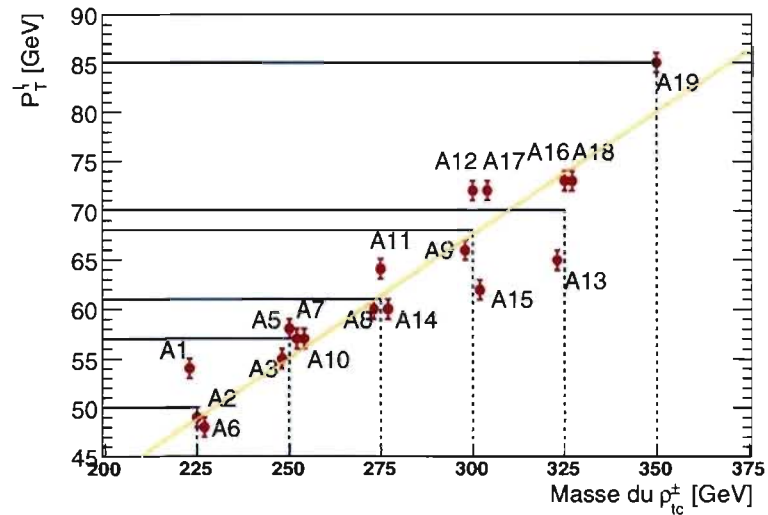


Figure 5.5 – Valeur de la coupure sur l'impulsion transverse du lepton provenant du Z qui maximise la signifiante en fonction des échantillons utilisés. Les lignes continues en bleu indiquent la valeur moyenne pour un groupe d'échantillons à une même masse du ρ_{tc}^{\pm} . La ligne en jaune indique la tendance globale pour la variation de la coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} .

pour cet échantillon. En effet, la figure montre la variation de la significiance en fonction de la coupure appliquée. La ligne bleue indique la valeur optimale alors que la ligne jaune montre la significiance sans l'application de ce critère. Comme pour la figure 5.5, la figure 5.8 montre la valeur optimale obtenue pour chaque échantillon. Ainsi, la coupure utilisée à la figure 5.6 correspond à celle obtenue pour le groupe d'échantillons à 250 GeV.

d) $p_t(Z)$

On peut ensuite utiliser l'information sur les W et Z reconstruits afin d'augmenter la significiance. La figure 5.9 montre l'impulsion transverse du Z reconstruit. Le signal de l'échantillon A10 a une distribution très différente de celle du bruit. La zone ombragée indique les événements rejetés par cette coupure. La figure 5.10 montre la significiance du signal de l'échantillon A10 en fonction de la coupure appliquée. La ligne bleue indique la valeur optimale alors que celle en jaune montre la significiance lorsque le coupure n'est pas appliquée. Similairement aux figures 5.5 et 5.8, la figure 5.11 montre la valeur optimale pour cette coupure obtenue pour chaque échantillon. Ainsi, la coupure utilisée à la figure 5.9 correspond à celle obtenue pour le groupe d'échantillons à 250 GeV.

d) $p_t(W)$

De la même manière, on peut contraindre l'impulsion transverse du W reconstruit. La figure 5.12 montre cette distribution pour l'échantillon A10 ainsi que pour le bruit de fond. La zone ombragée indique les événements rejetés par la coupure. À la figure 5.13, on voit la significiance du signal de l'échantillon A10 en fonction de la coupure appliquée. La ligne bleue indique la valeur optimale alors que la jaune montre la significiance lorsque le coupure n'est pas appliquée.

Quant à la figure 5.14, on y observe la valeur optimale pour cette coupure obtenue pour chaque échantillon. Les échantillons sont regroupés par ensemble correspondant à la même masse du ρ_{tc}^\pm . Pour chaque groupe, on calcule la valeur moyenne. Les lignes bleues montrent la valeur moyenne pour les différents groupes d'échantillons. À l'aide de ces valeurs moyennes, on peut définir le comportement global en fonction de la masse du ρ_{tc}^\pm . La ligne jaune montre ce comportement, mais on utilise les valeurs moyennes lors de l'analyse et non les valeurs prédites par la tendance. De cette façon, la coupure utilisée à la figure 5.12 correspond à celle

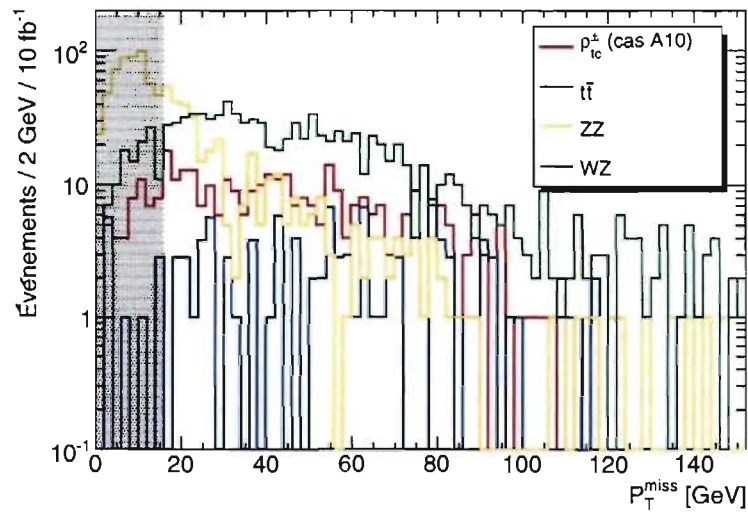


Figure 5.6 – Comparaison des distributions de l’impulsion transverse manquante pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune et vert montrent les contributions de $t\bar{t}$, ZZ et WZ respectivement. Le signal de référence est en rouge et correspond à l’échantillon A10. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La zone ombragée est celle exclue par la coupure et sera variable selon l’échantillon de signal utilisé.

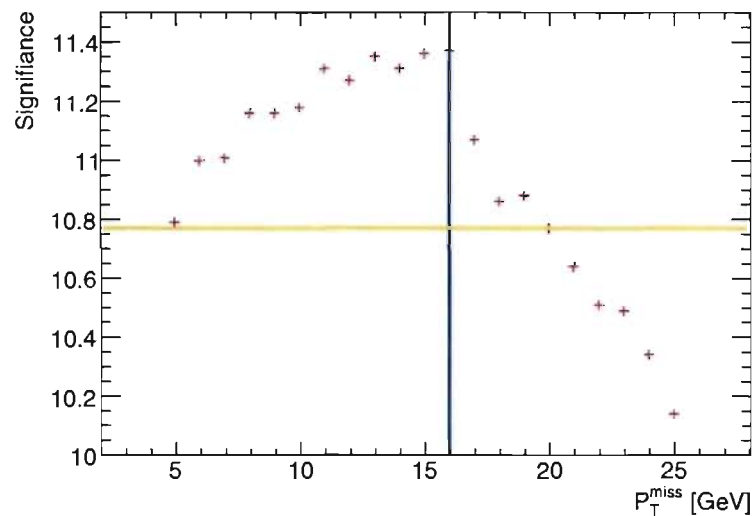


Figure 5.7 – Signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l’impulsion transverse manquante. Les données correspondent à l’échantillon A10. La ligne en jaune indique la signifiante précédant l’application de cette coupure. La ligne en bleu indique la valeur optimale de la coupure.

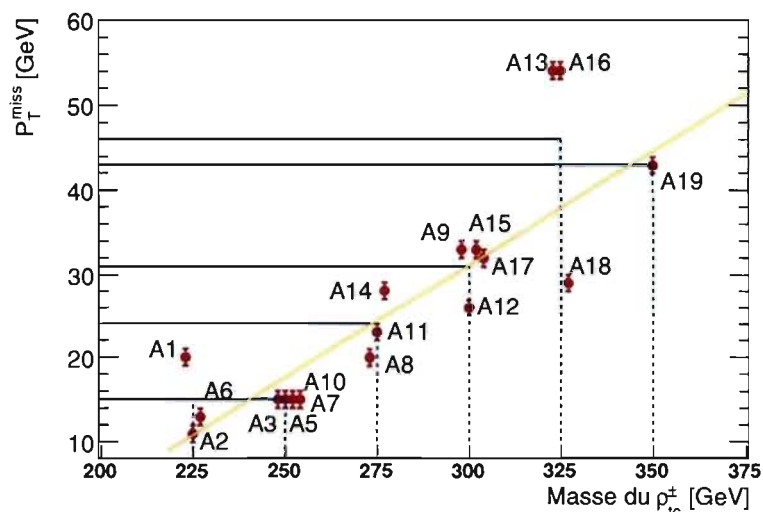


Figure 5.8 – Valeur de la coupure sur l'impulsion transverse manquante qui maximise la signifiante en fonction des échantillons utilisés. Les lignes continues en bleu indiquent la valeur moyenne pour un groupe d'échantillons à une même masse du ρ_{tc}^{\pm} . La ligne en jaune indique la tendance globale pour la variation de la coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} .

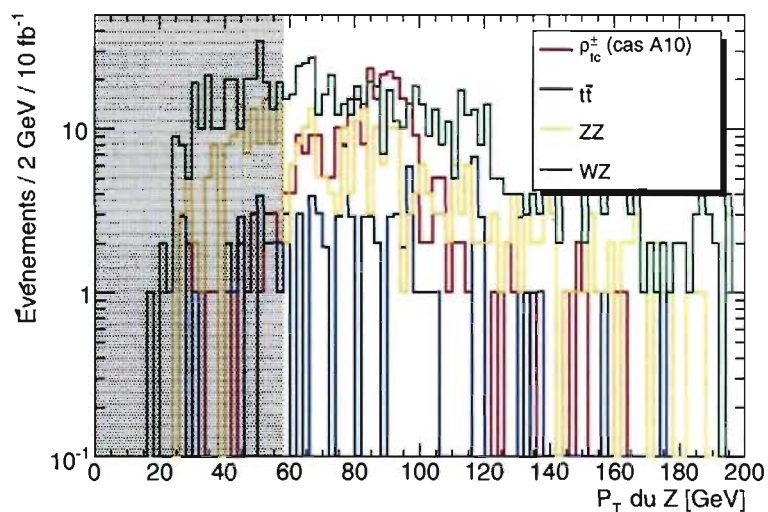


Figure 5.9 – Comparaison des distributions de l'impulsion transverse du Z reconstruit pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune et vert montrent les contributions de $t\bar{t}$, ZZ et WZ respectivement. Le signal de référence est en rouge et correspond à l'échantillon A10. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La zone ombragée est celle exclue par la coupure et sera variable selon l'échantillon de signal utilisé.

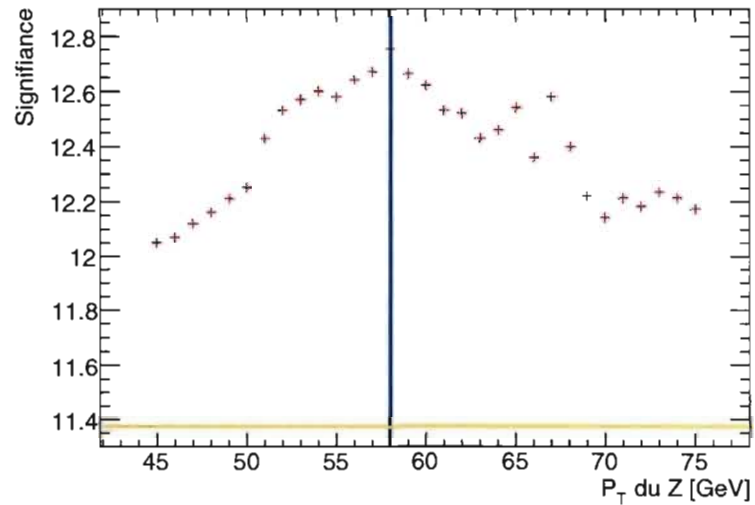


Figure 5.10 – Significance en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse du Z reconstruit. Les données correspondent à l'échantillon A10. La ligne en jaune indique la signifiante précédant l'application de cette coupure. La ligne bleue indique la valeur optimale de la coupure.

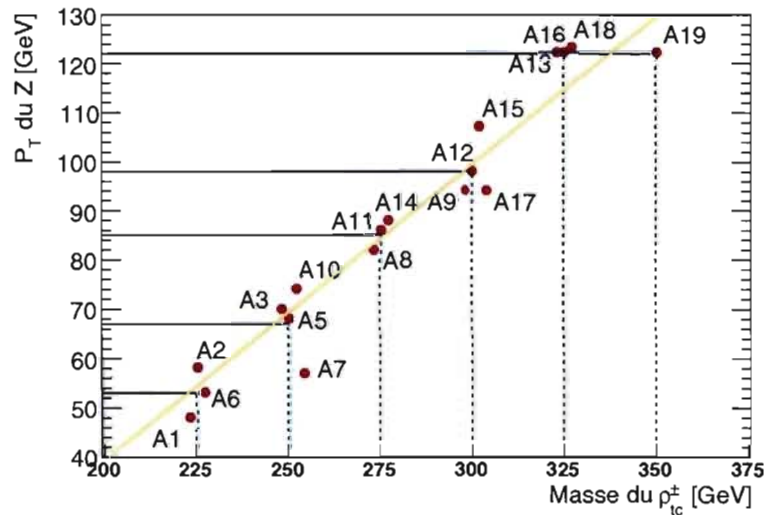


Figure 5.11 – Valeur de la coupure sur l'impulsion transverse du Z reconstruit qui maximise la signifiante en fonction des échantillons utilisés. Les lignes continues en bleu indiquent la valeur moyenne pour un groupe d'échantillons à une même masse du ρ_{tc}^{\pm} . La ligne jaune indique la tendance globale pour la variation de la coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} .

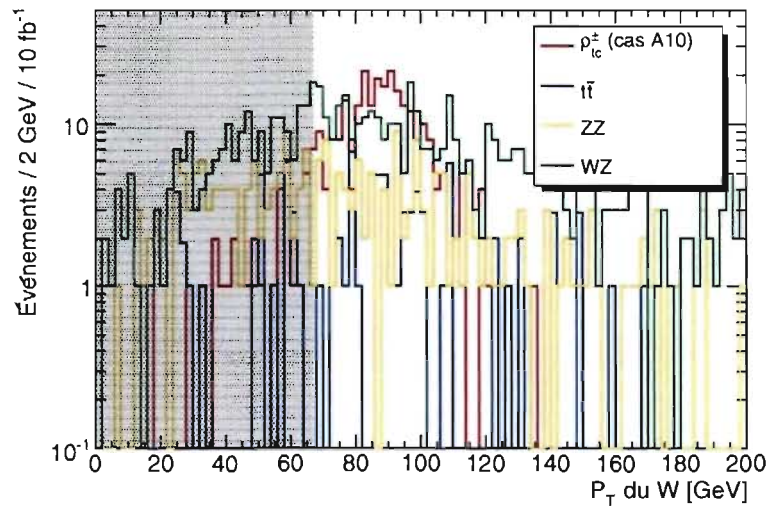


Figure 5.12 – Comparaison des distributions de l’impulsion transverse du W reconstruit pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune et vert montrent les contributions de $t\bar{t}$, ZZ et WZ respectivement. Le signal de référence est en rouge et correspond à l’échantillon A10. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La zone ombragée est celle exclue par la coupure et sera variable selon l’échantillon de signal utilisé.

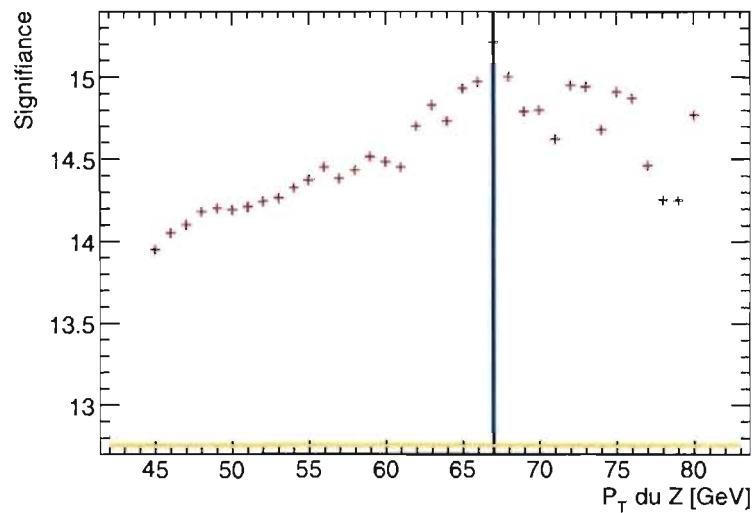


Figure 5.13 – Significance en fonction de la coupure appliquée sur l’impulsion transverse du W reconstruit. Les données correspondent à l’échantillon A10. La ligne jaune indique la signifiante précédant l’application de cette coupure. La ligne bleue indique la valeur optimale de la coupure.

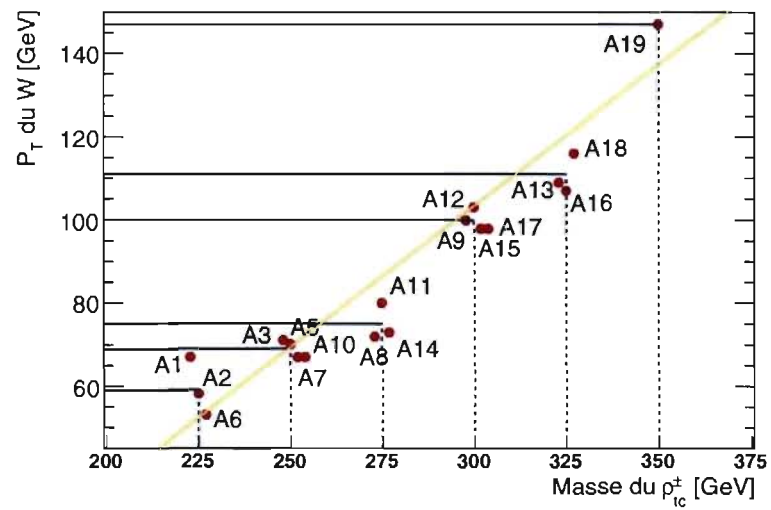


Figure 5.14 – Valeur de la coupure sur l’impulsion transverse du W reconstruit qui maximise la significiance en fonction des échantillons utilisés. Les lignes continues en bleu indiquent la valeur moyenne pour un groupe d’échantillons à une même masse du ρ_{tc}^{\pm} . La ligne en jaune indique la tendance globale pour la variation de la coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} .

obtenue pour le groupe d'échantillons à 250 GeV.

5.1.3 Résultats

Le tableau 5.I montre l'effet de l'application des coupures sur l'échantillon A10. La ligne présélection indique à la fois le nombre total d'événements de bruit et de signal ainsi que le nombre présent dans la fenêtre de largeur une fois et demie celle du ρ_{tc}^{\pm} . Les événements présélectionnés sont ceux ayant les caractéristiques décrites à la section 4.2.1 du chapitre 4. Les lignes suivantes du tableau montrent les nombres d'événements dans l'intervalle de la largeur du ρ_{tc}^{\pm} pour les différentes coupures.

Coupure	S	B	σ_s
présélection	359/439	1401/4379	9.6
$Z \rightarrow ll$	330	1083	10.0
$p_t(l)$	287	710	10.8
\cancel{E}_T	249	481	11.4
$p_t(Z)$	214	290	12.6
$p_t(W)$	196	174	14.9

Tableau 5.I – Nombre d'événements de bruit B et de signal S suite à l'application des coupures pour l'échantillon A10. Une fenêtre de une fois et demie la largeur du ρ_{tc}^{\pm} a été appliquée, sauf pour le deuxième chiffre de la ligne présélection, où l'ensemble des événements est compté. σ_s est la signifiante obtenue.

Une fois les événements sélectionnés, on peut comparer le bruit de fond au signal. Afin d'être en mesure d'extraire la contribution du signal lors d'une mesure ou d'exclure une région de l'espace de phase, on doit bien modéliser la contribution du bruit de fond. La figure 5.15 montre la forme de ce dernier lorsqu'on applique les coupures associées au groupe d'échantillons à 250 GeV, et ce, pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . On remarque d'abord que le nombre d'événements provenant de $t\bar{t}$ est faible. L'erreur de 11% sur la normalisation des événements de ATLFast, tel qu'introduite et décrite au chapitre 4, est donc de faible importance. La contribution principale au bruit de fond provient de sa composante irréductible : WZ.

On peut modéliser la forme exacte du bruit de fond par une fonction de Landau. La courbe noire de la figure 5.15 montre le lissage du bruit de fond par cette fonction. L'accord entre les deux est bon sur l'ensemble des masses utilisées pour la re-

construction du ρ_{tc}^{\pm} . Sur cette même figure, on ajoute la contribution de l'échantillon A10. Elle correspond à l'histogramme rouge.

On observe la contribution de cet échantillon seul à la figure 5.16. Sa forme correspond à une gaussienne et la courbe noire montre le lissage obtenu dans ce cas. La masse obtenue pour le ρ_{tc}^{\pm} est de 253 GeV tandis que la largeur(σ) est de 10 GeV. La queue est principalement causée par l'erreur induite par la reconstruction du W, mais elle est aussi due aux erreurs de reconstruction et aux effets de résolutions des leptons.

Pour démontrer que la modélisation du bruit et du signal est satisfaisante, on peut générer une pseudo-expérience qui introduira des fluctuations dans les résultats. Le nombre d'événements de signal et de bruit sera variable entre chaque pseudo-expérience et suivra une distribution de Poisson. Les fluctuations de l'histogramme respecteront aussi une distribution de Poisson. La figure 5.17 montre l'exemple d'une pseudo-expérience. Les points noirs indiquent les valeurs mesurées alors que l'erreur associée est purement statistique. La courbe en bleu indique le résultat du lissage obtenu en utilisant la modélisation du bruit et du signal. On peut ainsi extraire le nombre d'événements du bruit B et du signal S. L'histogramme jaune montre la contribution attendue du bruit de fond obtenue par simulation de l'expérience, tandis que la courbe pointillée en bleu montre le résultat du lissage de cet histogramme. Le résultat de cette pseudo-expérience est $S = 215 \pm 15$ et $B = 199 \pm 14$ et implique une significiance $\sigma_s = 15.3$. On a obtenu ces nombres en intégrant la distribution du signal et du bruit autour de la masse du ρ_{tc}^{\pm} dans une fenêtre ayant une fois et demie la largeur du ρ_{tc}^{\pm} obtenue par le lissage.

Si on compare ces valeurs à celles du tableau 5.I, on trouve qu'elles sont consistantes, tenant compte de l'erreur statistique. La pseudo-expérience a fait varier le nombre total d'événements selon une probabilité de Poisson, et les fluctuations de l'histogramme sont aussi nouvelles. Ainsi, la méthode de lissage de la somme du bruit et du signal par la fonction permet de bien représenter les événements originaux. Comme le lissage n'est pas basé sur des paramètres obtenus par un échantillon indépendant, il est possible d'utiliser les échantillons A1 - A19 comme des pseudo-expériences.

Nous ne pouvons pas relier immédiatement le nombre d'événements du signal

à la section efficace. On doit avoir recours à la simulation afin de déterminer les efficacités de reconstruction et de sélection. La figure 5.18 montre l'efficacité pour chaque échantillon simulé. Les lignes en bleu montrent l'efficacité moyenne par groupe d'échantillons, c'est-à-dire par masse de ρ_{tc}^{\pm} utilisée. Les zones ombragées montrent l'erreur provenant des fluctuations statistiques lors du calcul. Dans le cas présent, on définit l'efficacité comme le nombre d'événements mesurés S divisé par le nombre d'événements prédit par la section efficace sans aucune contrainte ou présélection. On peut alors diviser S par l'efficacité à cette masse de ρ_{tc}^{\pm} et par 10 fb^{-1} pour obtenir la section efficace.

On note que la forme de l'efficacité obtenue en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} est principalement définie par deux facteurs. Le premier est l'acceptance du détecteur et de la simulation, alors que le second est celle des critères de sélection. On devrait observer une acceptance du détecteur plutôt stable sur la plage d'impulsion des leptons utilisés. Quant aux changements d'acceptance causés par les différentes coupures, ils devraient disparaître lorsque le bruit de fond devient négligeable. En effet, lorsque le nombre d'événements du bruit de fond est négligeable, il devient inutile d'imposer des coupures plus sévères au signal. En résultat, l'efficacité globale devrait demeurer relativement stable après une certaine région de stabilisation, La figure 5.18 montre d'ailleurs ce comportement. Pour les masses de 325 et 350 GeV, le nombre d'événements du bruit devient petit et l'effet des coupures est moins important. On peut donc naturellement supposer qu'à une plus grande masse, l'efficacité sera constante.

À partir de ces efficacités et des mesures du signal S et du bruit de fond B pour les différentes masses de ρ_{tc}^{\pm} , on peut déterminer la section efficace limite observable pour 10 fb^{-1} . La figure 5.19 montre la valeur de la section efficace, multipliée par le rapport d'embranchement nécessaire à une découverte ayant une signifiante de 5 en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} . L'erreur correspond aux fluctuations statistiques provenant de la mesure de B et de S ainsi que de l'erreur provenant du calcul de l'efficacité.

Nous pouvons aussi relier cette limite sur la section efficace aux paramètres utilisés lors de la définition de nos échantillons. La figure 5.20 en montre un exemple. Si tous les paramètres utilisés pour le modèle demeurent fixes, mais qu'on laisse

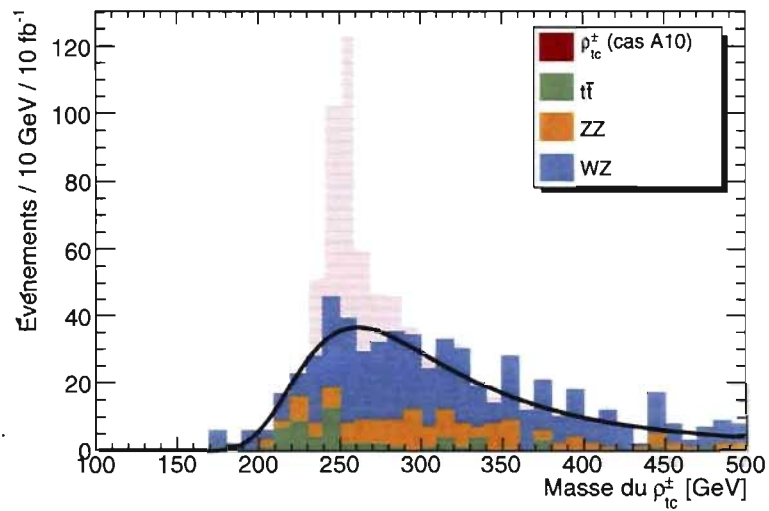


Figure 5.15 – Distribution cumulative de la contribution des bruits de fond à la masse reconstruite du ρ_{tc}^{\pm} . Les événements restants correspondent à ceux ayant survécu aux coupures du groupe d'échantillons à 250 GeV. L'histogramme en vert montre la contribution de $t\bar{t}$, celui en orange montre l'addition de la contribution de ZZ à ce dernier. L'histogramme bleu montre la contribution totale lorsque le bruit WZ leur est ajouté. La ligne noire montre le résultat du lissage tandis que l'histogramme rouge montre la contribution totale attendue pour l'échantillon A10. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} .

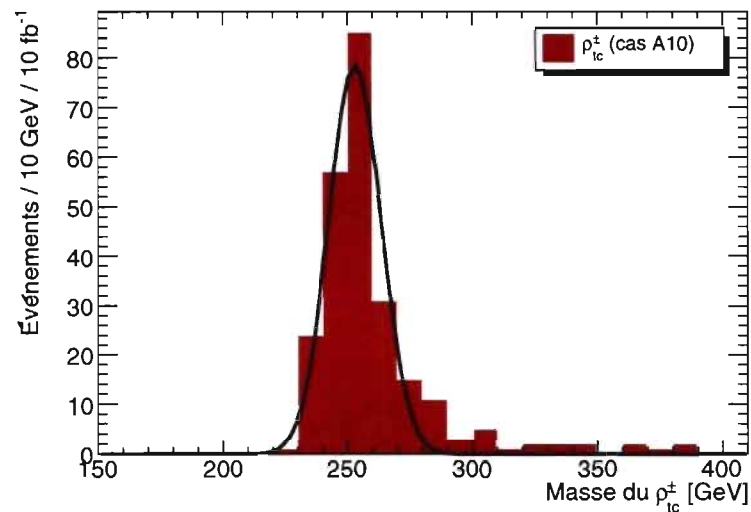


Figure 5.16 – Masse du ρ_{tc}^{\pm} reconstruit pour l'échantillon A10. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La courbe noire montre le résultat du lissage de l'histogramme.

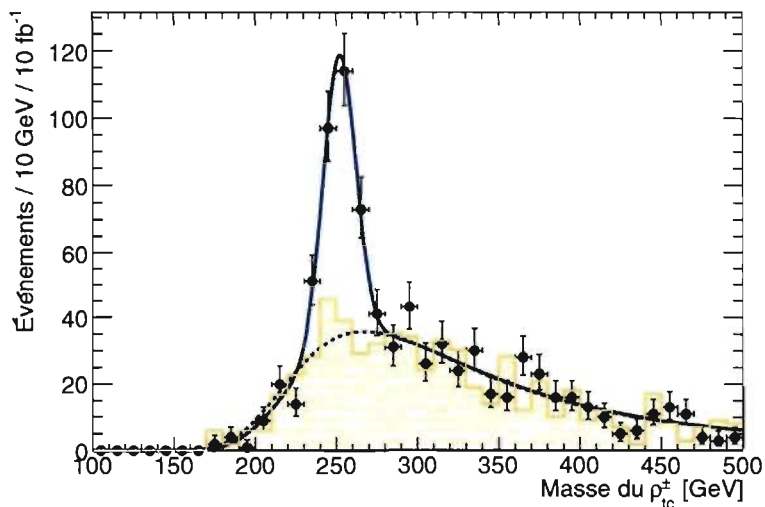


Figure 5.17 – Masse invariante reconstruite du ρ_{tc}^{\pm} pour une pseudo-expérience. Les points noirs montrent cette dernière alors que la courbe en bleu est le résultat du lissage de ces données. L'histogramme jaune montre le bruit de fond attendu alors que la courbe pointillée bleue est le résultat du lissage de l'histogramme jaune. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} .

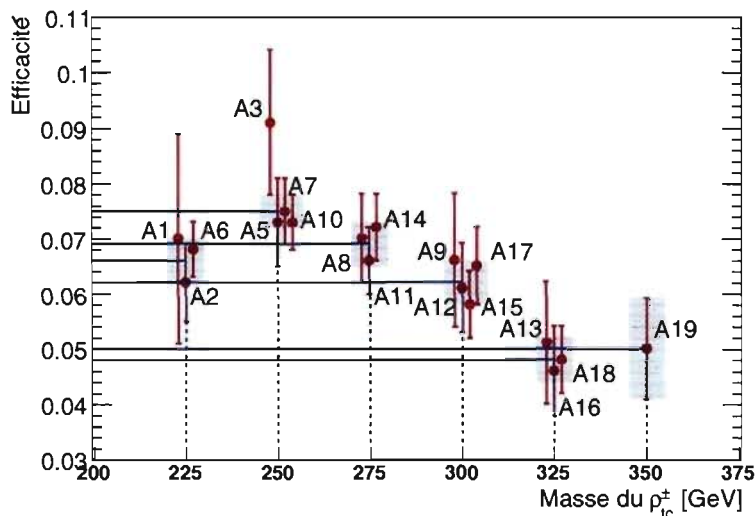


Figure 5.18 – Efficacité de reconstruction par échantillon pour l'analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow W^{\pm}Z \rightarrow l^{\pm}l^{\mp}\nu$. Les lignes en bleu indiquent la moyenne obtenue par groupe d'échantillons alors que les zones ombragées en bleu indiquent l'erreur provenant des fluctuations statistiques.

la masse du π_{tc}^\pm variable, on peut définir l'espace de paramètres menant à une découverte. Sur cette figure, les lignes de niveau montrent la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement du $\rho_{tc}^\pm \rightarrow W^\pm Z$ pour différentes masses du π_{tc}^\pm et du ρ_{tc}^\pm . La zone en mauve est celle où une découverte à 5σ n'est pas possible avec 10 fb^{-1} de données accumulées. La zone jaune montre la région de paramètres où aucune simulation n'a été faite. Ceci implique qu'on utilise une efficacité constante pour déterminer la section efficace. Dans cette même région, le bruit de fond est aussi considéré comme négligeable. Il est donc normal que dans cette région, la limite suive la courbe de niveau où la section efficace est constante.

5.2 $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi_{tc}^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b j$

On décrit les événements utilisés pour l'analyse $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi_{tc}^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b j$ à la section 2.3.2.2 du chapitre 2. Le tableau 2.IV résume les caractéristiques de chaque échantillon généré. On a simulé tous les signaux en reconstruction complète. Dans le cas des bruits de fond, seulement 10% des événements proviennent de cette simulation alors que 90% sont produits à l'aide d'ATLFAST.

5.2.1 préselection

La reconstruction du ρ_{tc}^\pm nécessite l'identification et la caractérisation des leptons et jets provenant des Z et π_{tc}^\pm . On sélectionne seulement les événements ayant deux leptons (électrons et muons) d'impulsion transverse de plus de 20 GeV ainsi que ceux ayant au moins un jet b et un jet léger. De plus, la saveur des leptons doit permettre la reconstruction du Z .

Lorsque les événements sont présélectionnés et les Z et π_{tc}^\pm reconstruits, on peut reconstruire le ρ_{tc}^\pm et appliquer des critères de sélection réduisant le bruit, tout en minimisant la perte du signal. Afin d'optimiser la significiance du signal et ainsi augmenter le potentiel de découverte, il est utile de ne pas prendre directement la masse du ρ_{tc}^\pm reconstruit comme observable. En effet, comme le montre la figure 5.21, la différence de masse entre le ρ_{tc}^\pm et le π_{tc}^\pm implique une meilleure résolution. La reconstruction de ces deux particules est corrélée, ce qui permet d'éliminer certaines erreurs lors de la combinaison. Les histogrammes rouges montrent les

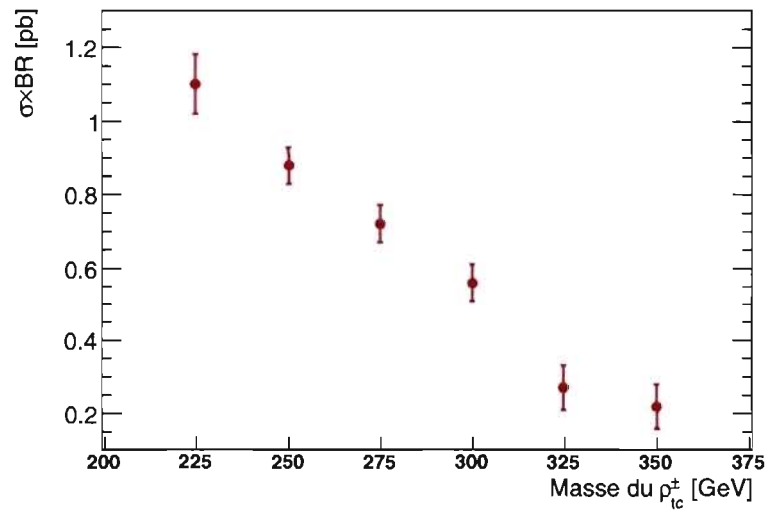


Figure 5.19 – Section efficace multipliée par le rapport d’embranchement minimal requis pour obtenir une signifiante de 5 pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} en fonction de la masse de ρ_{tc}^\pm pour le canal $\rho_{tc}^\pm \rightarrow W^\pm Z$.

données tandis que les courbes en bleu indiquent le résultat du lissage par une

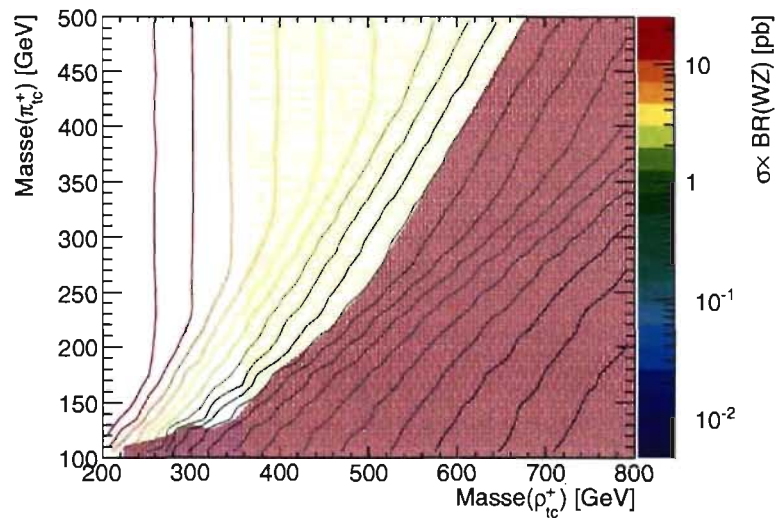


Figure 5.20 – Limite sur la masse du π_{tc}^\pm permettant une découverte ayant une signifiante de 5 en fonction de la masse du ρ_{tc}^\pm . Les courbes de niveau indiquent la section efficace multipliée par le rapport d’embranchement de $\rho_{tc}^\pm \rightarrow W^\pm Z$. La zone en mauve indique la région où une découverte à 5σ n’est pas possible à 10 fb^{-1} tandis que celle ombragée en jaune montre l’espace où les données ont été extrapolées.

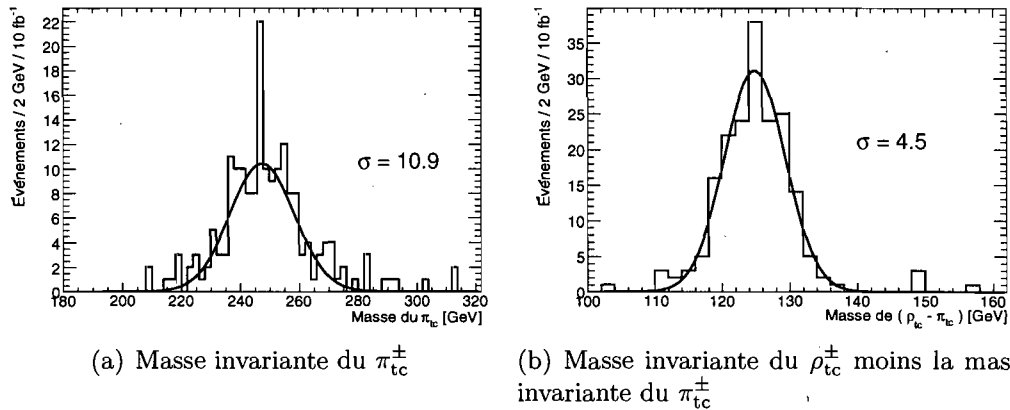


Figure 5.21 – Comparaison entre la masse reconstruite du ρ_{tc}^{\pm} (a) et la différence de masse entre le ρ_{tc}^{\pm} et le π_{tc}^{\pm} (b). Les courbes bleues indiquent le lissage obtenu dans les deux situations.

gaussienne. La différence de masse permet de réduire les erreurs de reconstruction et ainsi obtenir une résolution deux fois meilleure.

5.2.2 Coupures d'analyse

On doit ensuite appliquer un ensemble de coupures afin de réduire la contribution du bruit de fond. Le premier critère appliqué est de rejeter les événements qui ne permettent pas la reconstruction du Z.

a) $Z \rightarrow ll$

La figure 5.22 montre la masse reconstruite du Z à l'aide des deux leptons pour l'échantillon B6 ainsi que pour les différents bruits de fond. Les zones ombragées montrent les événements rejetés et correspondent à ceux qui se trouvent en dehors d'une fenêtre égale à trois fois la largeur du Z reconstruit (2.3 GeV). Cette sélection permet de réduire considérablement la contribution de $t\bar{t}$ au bruit de fond.

b) $p_t(\text{jet } 1)$

Ensuite vient la sélection sur un des jets provenant du π_{tc}^{\pm} . On utilise le jet ayant la plus grande impulsion transverse. La figure 5.23 montre la distribution de l'impulsion transverse de ce jet pour l'échantillon B6 ainsi que pour les différents bruits de fond. La zone ombragée correspond aux événements rejetés.

On trouve la valeur de la coupure appliquée en optimisant la signifiante. La

signifiante du signal est définie comme :

$$\sigma_s = \frac{S}{\sqrt{B}} \quad (5.2)$$

où S est le nombre d'événements du signal compris dans une région définie par une fois et demie la largeur de la résonance obtenue et où B est le nombre total provenant de la contribution du bruit de fond pour la même région que le signal. Afin d'augmenter la signifiante, on présentera le résultat en deux dimensions. En effet, dans le cas du signal, les masses du ρ_{tc}^{\pm} et du π_{tc}^{\pm} sont corrélées alors que pour le bruit, nous obtiendrons une distribution continue. Afin de faire ressortir le signal, on crée un histogramme en deux dimensions. Un des axes est constitué par la masse du π_{tc}^{\pm} alors que l'autre est défini par la différence de masse entre le ρ_{tc}^{\pm} et le π_{tc}^{\pm} . La région d'intégration pour mesurer S et B devient alors un ovale dont les demi-axes sont équivalents à une fois et demie la largeur de la résonance obtenue dans cette direction.

La figure 5.24 montre la variation de la signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l'impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^{\pm} pour l'échantillon B6. La ligne bleue montre l'endroit où la coupure est optimale alors que la ligne jaune indique la valeur de la signifiante obtenue lorsque ce critère n'est pas appliqué.

On observe la valeur optimale obtenue pour chaque échantillon en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} à la figure 5.25. Pour chaque groupe correspondant à la même masse du π_{tc}^{\pm} , on regroupe ces échantillons. On peut définir le comportement global de cette coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} . La ligne jaune montre ce comportement, mais on utilise les valeurs par échantillon lors de l'analyse, et non les valeurs prédites par la tendance.

c) $p_t(\text{jet } 2)$

La sélection sur les jets provenant du π_{tc}^{\pm} se fait en deux volets. Ainsi, la deuxième contrainte concerne le jet provenant du π_{tc}^{\pm} qui a la plus petite impulsion transverse. La figure 5.26 montre la distribution de l'impulsion transverse de ce jet pour l'échantillon B6 ainsi que pour les différents bruits de fond. La zone ombragée correspond aux événements rejetés. On définit la valeur exacte de la coupure appliquée pour cet échantillon à l'aide de la figure 5.27. On y voit la variation de

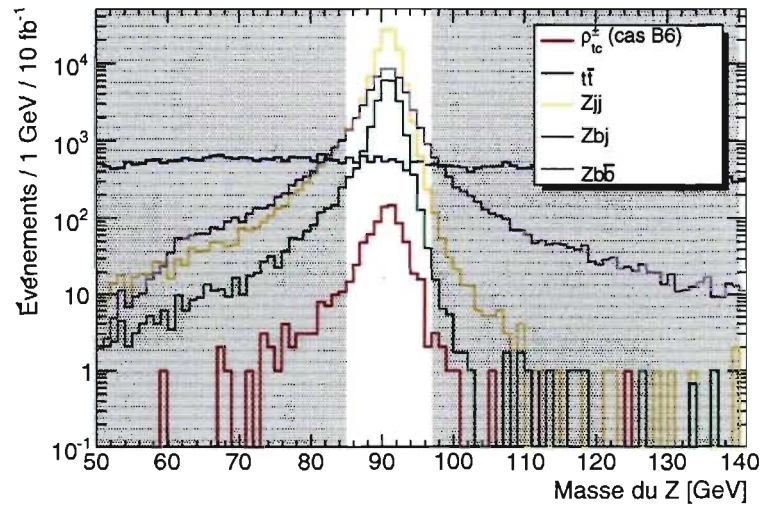


Figure 5.22 – Comparaison des distributions de la masse invariante reconstruite du Z pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune, vert et mauve montrent les contributions de $t\bar{t}$, Z_{jj} , Z_{bj} et $Z_{b\bar{b}}$ respectivement. Le signal de référence est en rouge. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Les zones ombragées sont celles exclues par la coupure et correspondent à trois fois la largeur du Z.

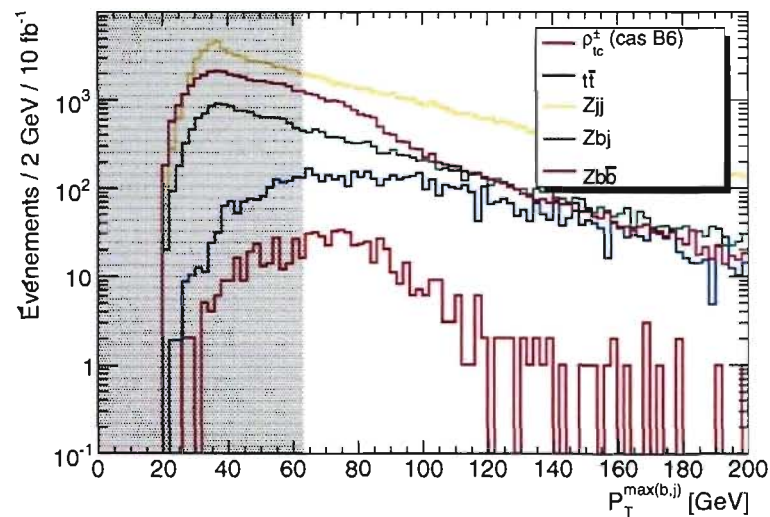


Figure 5.23 – Comparaison des distributions de l'impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^{\pm} pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Le jet ayant la plus grande impulsion transverse est utilisé. Les courbes en bleu, jaune, vert et mauve montrent les contributions de $t\bar{t}$, Z_{jj} , Z_{bj} et $Z_{b\bar{b}}$ respectivement. Le signal de référence est en rouge. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La zone ombragée est celle exclue par la coupure et sera variable selon l'échantillon de signal utilisé.

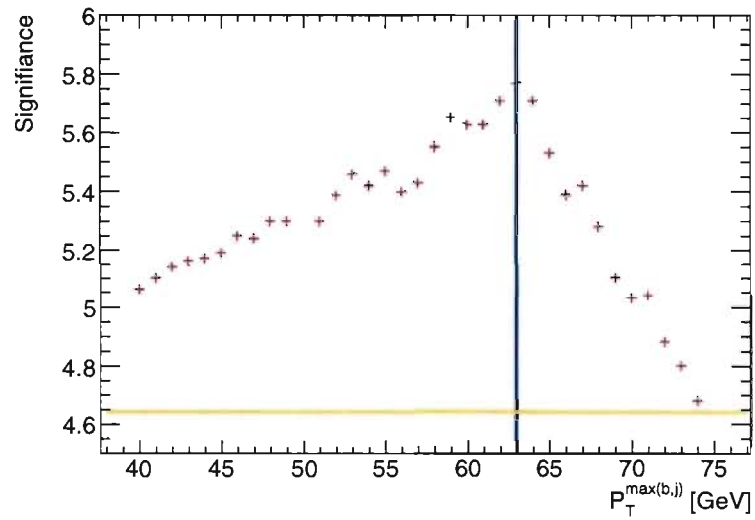


Figure 5.24 – Signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l’impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^{\pm} . Le jet ayant la plus grande impulsion transverse est utilisé. Les données correspondent à l’échantillon B6. La ligne en jaune indique la signifiante précédant l’application de cette coupure. La ligne en bleu indique la valeur optimale de la coupure.

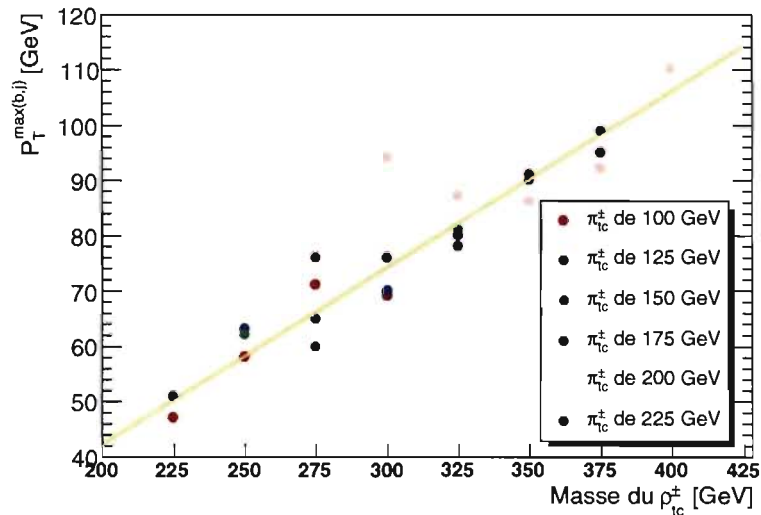


Figure 5.25 – Valeur de la coupure sur l’impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^{\pm} qui maximise la signifiante en fonction des échantillons utilisés. Le jet ayant la plus grande impulsion transverse est utilisé. La ligne en jaune indique la tendance globale pour la variation de la coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} .

la signifiante en fonction de la coupure appliquée. La ligne bleue indique la valeur optimale alors que la ligne jaune montre la signifiante sans l'application de ce critère.

La figure 5.28 montre la valeur optimale obtenue pour chaque échantillon en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} . On regroupe les échantillons par ensemble correspondant à la même masse du ρ_{tc}^{\pm} . La ligne jaune montre le comportement global en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} .

d) \not{E}_T

La quatrième variable qui permet la réduction du bruit de fond est l'impulsion transverse manquante. Comme le montre la figure 5.29 pour l'échantillon B6, les distributions du bruit et du signal sont différentes. La zone ombragée correspond aux événements rejetés. On définit la valeur exacte de la coupure appliquée pour cet échantillon à l'aide de la figure 5.30. Celle-ci montre la variation de la signifiante en fonction de la coupure appliquée. La ligne bleue indique la valeur optimale alors que la ligne jaune montre la signifiante sans l'application de ce critère.

À la figure 5.31, on voit la valeur optimale obtenue pour chaque échantillon. On regroupe les échantillons par ensemble correspondant à la même masse du π_{tc}^{\pm} . La ligne jaune montre le comportement global en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} .

e) $p_t(Z)$

On peut ensuite utiliser l'information sur les Z et π_{tc}^{\pm} reconstruits afin d'augmenter la signifiante. La figure 5.32 montre l'impulsion transverse du Z reconstruit. Le signal de l'échantillon B6 a une distribution très différente de celle du bruit. Les zones ombragées indiquent les événements rejetés par cette coupure. La figure 5.33 montre la signifiante du signal de l'échantillon B6 en fonction de la coupure appliquée. La ligne bleue pointillée indique la valeur optimale sur la limite inférieure de l'intervalle alors que celle continue en bleu indique la valeur optimale pour la limite supérieure. La ligne continue jaune montre la signifiante lorsque la coupure n'est pas appliquée tandis que celle pointillée en jaune montre la signifiante lorsqu'on applique la contrainte sur la limite inférieure.

Dans la figure 5.34, on observe la valeur optimale pour cette coupure obtenue pour chaque échantillon. On regroupe les échantillons par ensemble correspondant à la même masse du π_{tc}^{\pm} . Pour chaque groupe d'échantillons, on peut définir le

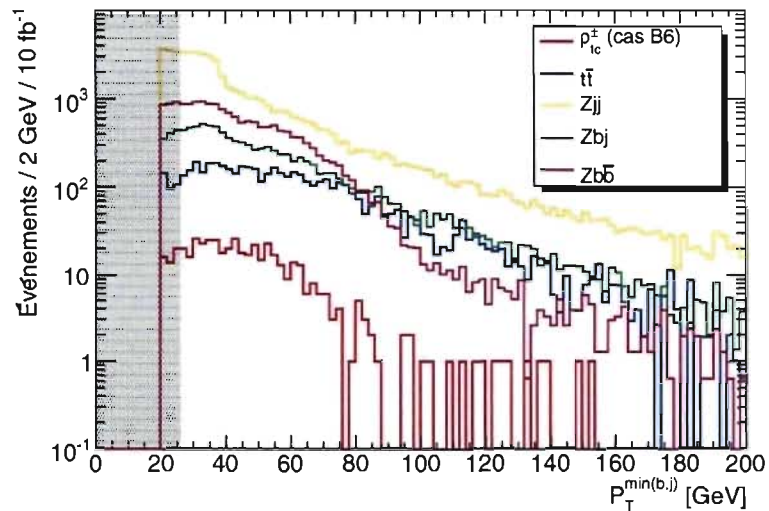


Figure 5.26 – Comparaison des distributions de l’impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^{\pm} pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Le jet ayant la plus petite impulsion transverse est utilisé. Les courbes en bleu, jaune, vert et mauve montrent les contributions de $t\bar{t}$, Zjj , Zbj et $Zb\bar{b}$ respectivement. Le signal de référence est en rouge. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La zone ombragée est celle exclue par la coupure et variera selon l’échantillon de signal utilisé.

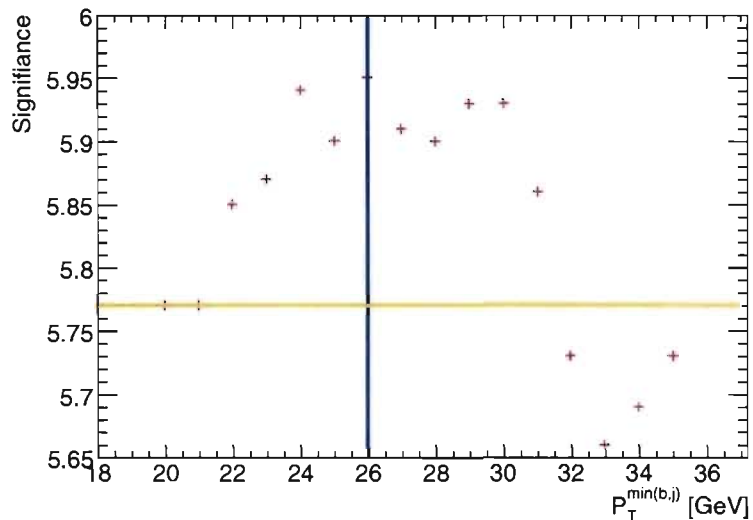


Figure 5.27 – Signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l’impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^{\pm} . Le jet ayant la plus petite impulsion transverse est utilisé. Les données correspondent à l’échantillon B6. La ligne en jaune indique la signifiante précédant l’application de cette coupure. La ligne en bleu indique la valeur optimale de la coupure.

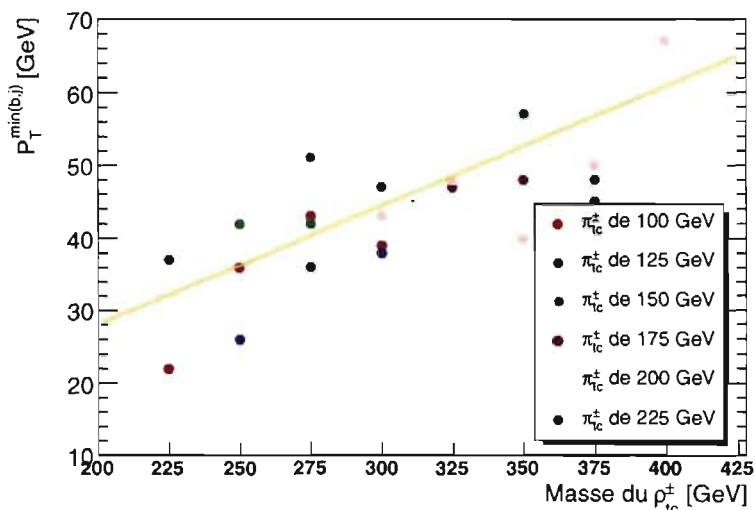


Figure 5.28 – Valeur de la coupure sur l’impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^{\pm} qui maximise la signifiante en fonction des échantillons utilisés. Le jet ayant la plus petite impulsion transverse est utilisé. La ligne jaune indique la tendance globale pour la variation de la coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} .

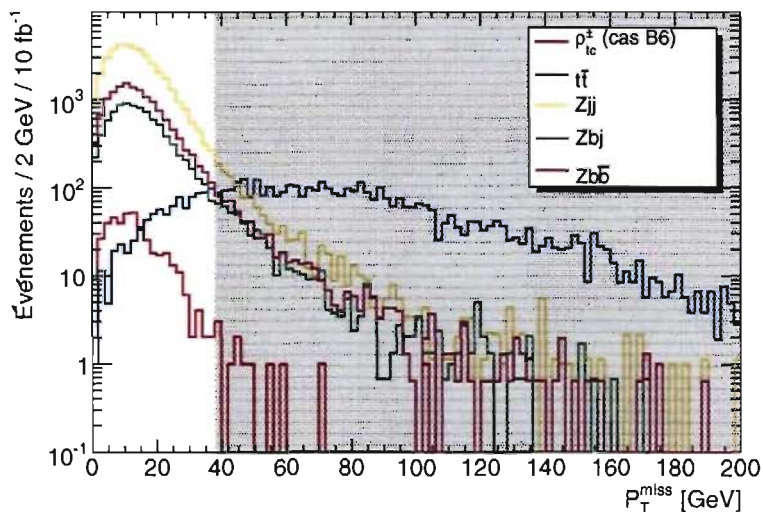


Figure 5.29 – Comparaison des distributions de l’impulsion transverse manquante pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune, vert et mauve montrent les contributions de $t\bar{t}$, Zjj , Zbj et $Zb\bar{b}$ respectivement. Le signal de référence est en rouge. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . La zone ombragée est celle exclue par la coupure et sera variable selon l’échantillon de signal utilisé.

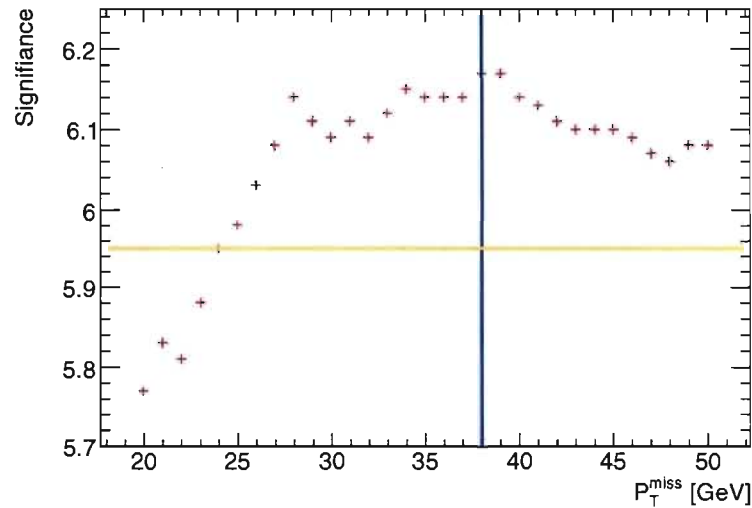


Figure 5.30 – Signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l’impulsion transverse manquante. Les données correspondent à l’échantillon B6. La ligne jaune indique la signifiante précédant l’application de cette coupure. La ligne bleue indique la valeur optimale de la coupure.

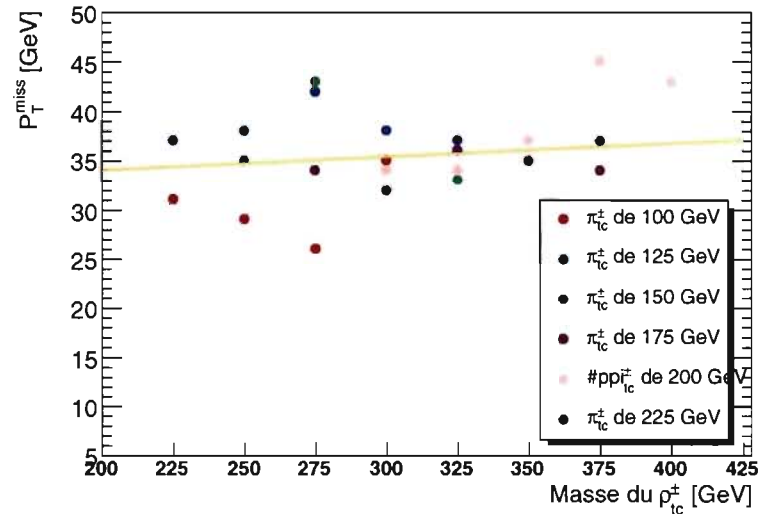


Figure 5.31 – Valeur de la coupure sur l’impulsion transverse manquante qui maximise la signifiante en fonction des échantillons utilisés. La ligne jaune indique la tendance globale pour la variation de la coupure en fonction de la masse du ρ_{tc}^\pm .

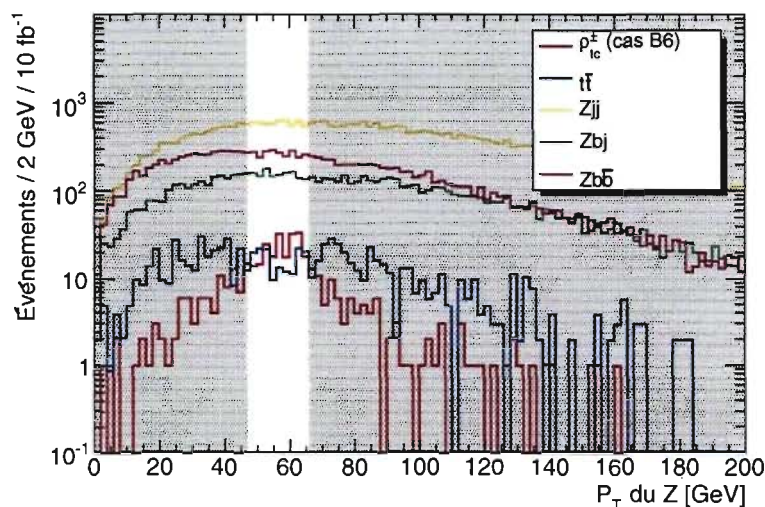


Figure 5.32 – Comparaison des distributions de l’impulsion transverse du Z reconstruit pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune, vert et mauve montrent les contributions de $t\bar{t}$, Zjj , Zbj et $Zb\bar{b}$ respectivement. Le signal de référence est en rouge. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Les zones ombragées sont celles exclues par la coupure et seront variables selon l’échantillon de signal utilisé.

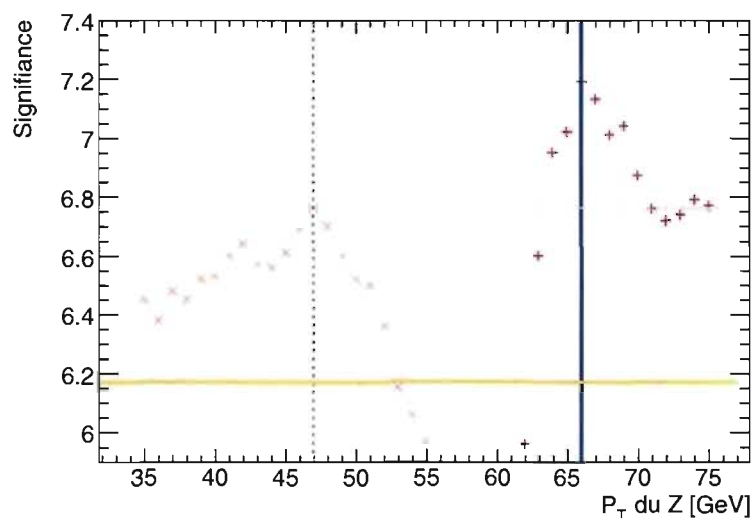


Figure 5.33 – Signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l’impulsion transverse du Z reconstruit. Les données correspondent à l’échantillon B6. La ligne pointillée en jaune indique la signifiante précédant l’application de cette coupure. Celle continue en jaune montre la signifiante lorsque la contrainte sur l’impulsion minimale requise est appliquée. Les lignes bleues indiquent les valeurs optimales de la coupure. La zone entre les deux lignes bleues est celle conservée.

comportement global en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} . On a représenté les groupes avec les courbes de couleur. Les valeurs indiquées par les triangles inversés correspondent aux limites supérieures tandis que les triangles normaux sont associés aux limites inférieures.

f) $p_t(\pi_{tc}^{\pm})$

Similairement, on peut contraindre l'impulsion transverse du π_{tc}^{\pm} reconstruit. La figure 5.35 montre cette distribution pour l'échantillon B6 ainsi que pour le bruit de fond. Les zones ombragées indiquent les événements rejetés par la coupure. Quant à la figure 5.36, on y observe la signifiante du signal de l'échantillon B6 en fonction de la coupure appliquée. La ligne bleue pointillée indique la valeur optimale sur la limite inférieure de l'intervalle alors que celle continue en bleu indique la valeur optimale pour la limite supérieure. La ligne continue jaune montre la signifiante lorsque la coupure n'est pas appliquée tandis que celle pointillée en jaune montre la signifiante lorsqu'on applique la contrainte sur la limite inférieure.

Similairement à la figure 5.34, la figure 5.37 montre la valeur optimale de la coupure obtenue pour chaque échantillon. Les valeurs indiquées par les triangles inversés correspondent aux limites supérieures tandis que les triangles normaux sont associés aux limites inférieures.

5.2.3 Méthode de coupure par vraisemblance (likelihood)

La méthode décrite ci-dessus, qui consiste à appliquer des contraintes séquentiellement afin d'isoler le bruit du signal est connue sous le nom de coupure carrée. D'autres méthodes permettant d'extraire le signal existent. La méthode par *likelihood* en est un exemple. Cette dernière utilise les probabilités afin de déterminer la contrainte à appliquer. La première étape définit un ensemble de densité de probabilité qui permet de distinguer le signal du bruit. Afin de comparer les deux méthodes, on utilisera les mêmes variables pour le *likelihood* que pour les coupures carrées, soit la masse reconstruite du Z, l'impulsion transverse des jets provenant du techni-pion, l'énergie transverse manquante et l'impulsion transverse des Z et techni-pion reconstruit. On lisse et normalise chaque distribution à l'unité.

La figure 5.38 montre les fonctions de densité de probabilité obtenue. La courbe rouge montre le signal provenant de l'échantillon B6 alors que celle en bleu indique

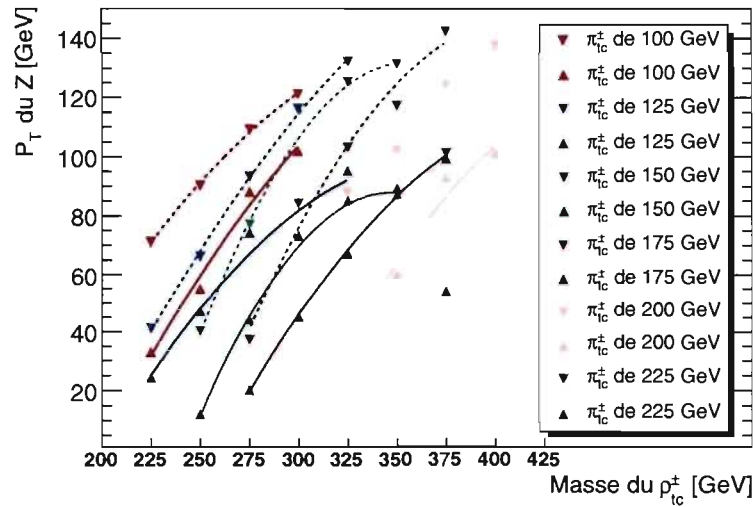


Figure 5.34 – Valeur de la coupure sur l'impulsion transverse du Z reconstruit qui maximise la signifiacance en fonction des échantillons utilisés. Les triangles inversés indiquent la limite supérieure à cette variable tandis que les triangles normaux montrent la limite inférieure. Les lignes pointillées indiquent la tendance globale pour la variation de la coupure maximale en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} . Celles continues indiquent la tendance globale pour la variation de la coupure minimale.

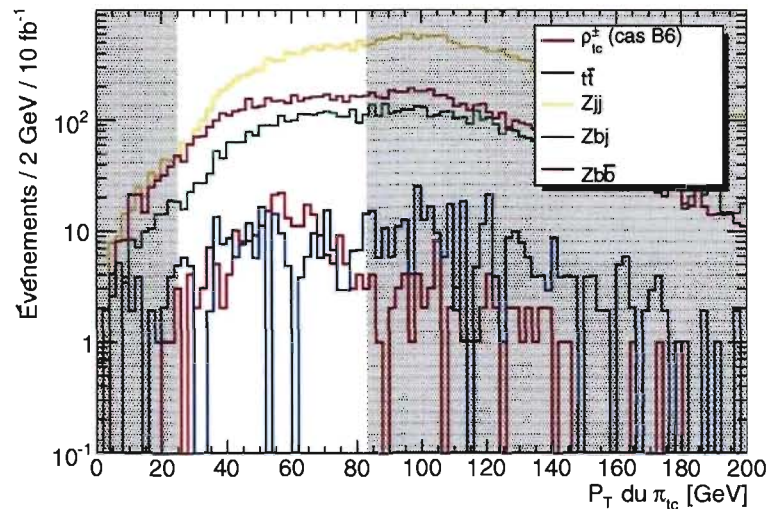


Figure 5.35 – Comparaison des distributions de l'impulsion transverse du π_{tc}^{\pm} reconstruit pour un signal de référence et pour les bruits de fond. Les courbes en bleu, jaune, vert et mauve montrent les contributions de $t\bar{t}$, Zjj , Zbj et $Zb\bar{b}$ respectivement. Le signal de référence est en rouge. La normalisation correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Les zones ombragées sont celles exclues par la coupure et seront variables selon l'échantillon de signal utilisé.

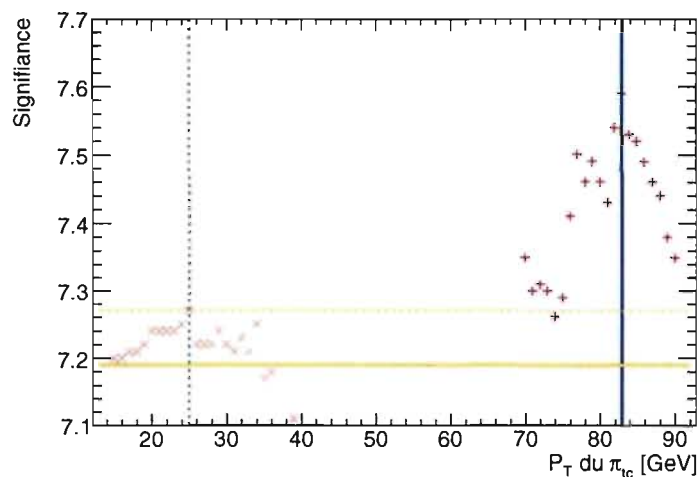


Figure 5.36 – Signifiante en fonction de la coupure appliquée sur l’impulsion transverse du π_{tc}^{\pm} reconstruit. Les données correspondent à l’échantillon B6. La ligne pointillée jaune indique la signifiante précédant l’application de cette coupure. Celle continue en jaune montre la signifiante lorsque la contrainte sur l’impulsion minimale requise est appliqué. Les lignes bleues indiquent les valeurs optimales de la coupure. La zone entre les deux lignes bleues est celle conservée.

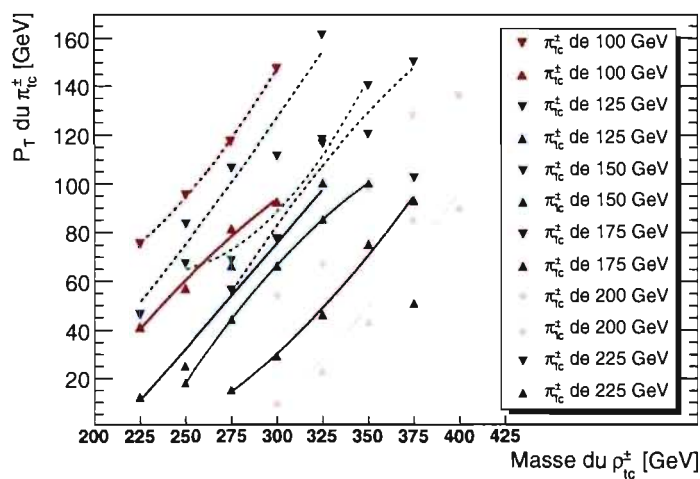


Figure 5.37 – Valeur de la coupure sur l’impulsion transverse du π_{tc}^{\pm} reconstruit qui maximise la signifiante en fonction des échantillons utilisés. Les triangles inversés indiquent la limite supérieure à cette variable tandis que les triangles normaux montrent la limite inférieure. Les lignes pointillées indiquent la tendance globale pour la variation de la coupure maximale en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} . Celles continues indiquent la tendance globale pour la variation de la coupure minimale.

le bruit. À partir de ces densités, on peut construire le *likelihood* pour une hypothèse donnée ; pour chaque événement observé :

$$\mathcal{L}^j = \prod_i p_i^j \quad (5.3)$$

où \mathcal{L}^j est le *likelihood* pour l'hypothèse j et p_i^j la probabilité que l'événement ait la valeur mesurée pour la distribution i dans l'hypothèse j . Les hypothèses sont $j=S$ et $j=B$. Lorsqu'on sélectionne un événement pour l'analyse, on compare les variables discriminantes aux densités de probabilité afin de déterminer les valeurs de p_i^S et p_i^B .

Lorsqu'on connaît \mathcal{L}^S et \mathcal{L}^B pour un événement, on peut construire le *likelihood* L^S du signal :

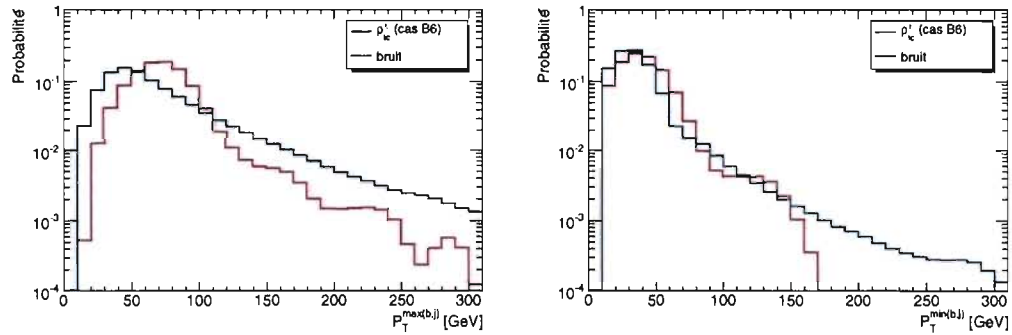
$$L^S = \frac{\mathcal{L}^S}{\mathcal{L}^S + \mathcal{L}^B} \quad (5.4)$$

La figure 5.39 montre les distributions de L^S obtenues pour le signal en rouge et pour le bruit en bleu. On peut alors appliquer une coupure sur cette variable pour séparer le signal du bruit. La figure 5.40 montre la signifiante obtenue en fonction de la coupure appliquée. La valeur optimale se trouve à $L^S = 0.63$ et implique $S=139$ et $B=462$ pour une signifiante de 6.5. Le résultat n'est pas très différent de celui obtenu par la méthode de "coupures carrées" (soit 7.6), mais étant donné qu'elle est tout de même plus petite, nous utiliserons la méthode des "coupures carrées" lors de l'analyse.

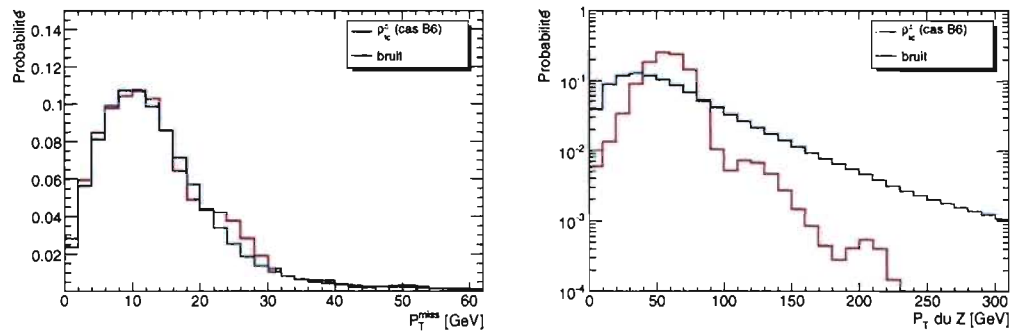
5.2.4 Résultats

Le tableau 5.II montre l'effet de l'application des coupures sur l'échantillon A10. La ligne présélection indique à la fois le nombre total d'événements de bruit et de signal ainsi que le nombre présent dans la fenêtre ovale dont les demis-axes sont équivalents à une fois et demie la largeur de la résonance. Les événements présélectionnés sont ceux ayant les caractéristiques décrites à la section 4.2.1 du chapitre 4. Les lignes suivantes du tableau montrent les nombres d'événements dans l'ovale pour les différentes coupures.

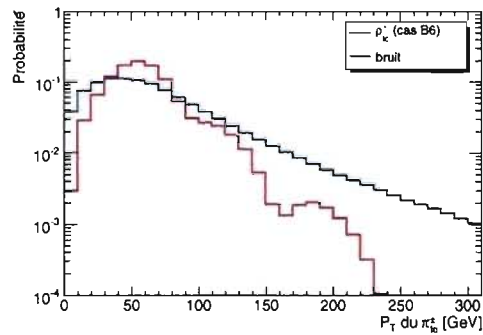
Comme pour le signal WZ étudié à la section 5.1, il faudra modéliser la forme du bruit de fond et du signal pour pouvoir extraire la signifiante du signal. La figure



(a) Impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^\pm . Le jet ayant la plus grande impulsion transverse est utilisé. (b) Impulsion transverse du jet provenant du π_{tc}^\pm . Le jet ayant la plus petite impulsion transverse est utilisé.



(c) Impulsion transverse manquante. (d) Impulsion transverse du Z reconstruit.



(e) Impulsion transverse du π_{tc}^\pm reconstruit.

Figure 5.38 – Fonctions de densité de probabilité utilisées lors de la définition du *likelihood*.

Coupure	S	B	σ_s
présélection	246/508	3735/244175	4.0
$Z \rightarrow ll$	241	2694	4.6
$p_t(\text{jet 1})$	183	1006	5.8
$p_t(\text{jet 2})$	174	855	6.0
\cancel{E}_T	172	776	6.2
$p_t(Z)$	125	302	7.2
$p_t(\rho_{tc})$	125	271	7.6

Tableau 5.II – Nombre d'événements de bruit B et de signal S suite à l'application des coupures pour l'échantillon B6. Une fenêtre ovale dont les demis-axes sont équivalents à une fois et demie la largeur de la résonance dans chaque direction a été appliqué, sauf pour le deuxième chiffre de la ligne présélection, où l'ensemble des événements est compté. σ_s est la signifiante obtenue.

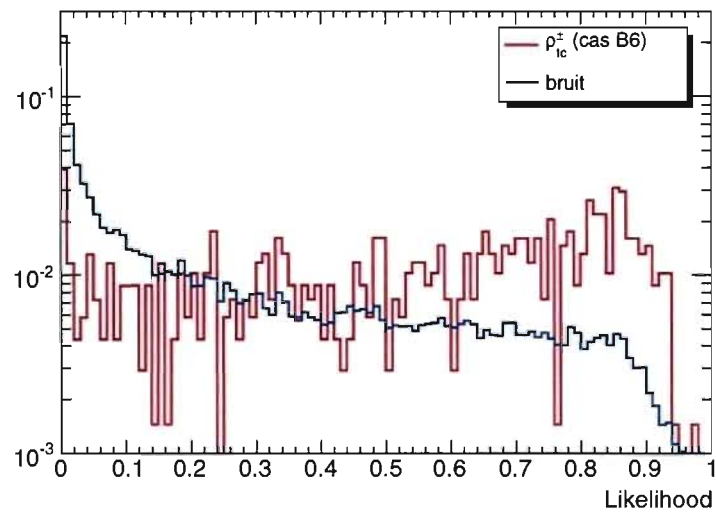


Figure 5.39 – Comparaison des distributions des *likelihood* du bruit en bleu et du signal en rouge. Les normalisations font en sorte que les aires sous les courbes sont unitaires.

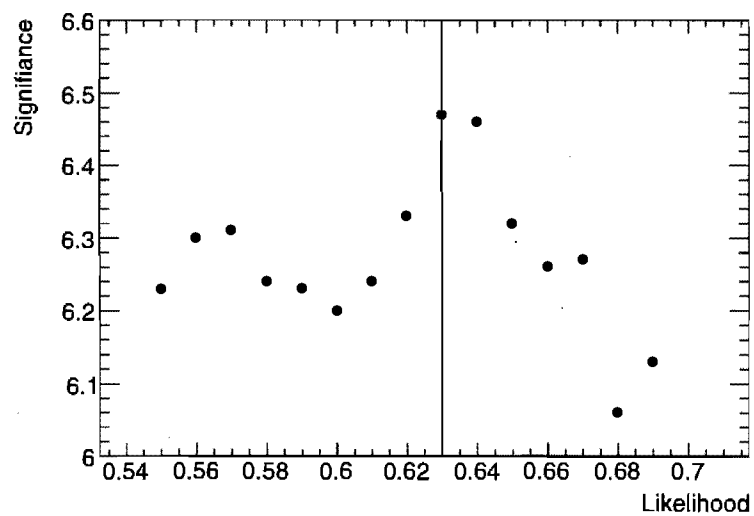


Figure 5.40 – Signifiante en fonction de la coupe appliquée sur le *likelihood*. La ligne en bleu indique la valeur optimale.

5.41 montre un histogramme en deux dimensions du bruit ainsi que ses projections sur les axes lorsqu'on applique les coupures de l'échantillon B6. On peut modéliser la forme du bruit avec la fonction f_B :

$$f_B = N_B [n_x l(m_x^{1b}, v_x^{1b}) + (1 - n_x) l(m_x^{2b}, v_x^{2b})] [n_y l(m_y^{1b}, v_y^{1b}) + (1 - n_y) l(m_y^{2b}, v_y^{2b})] \quad (5.5)$$

où N_B est la normalisation globale, $l(m_j^{1b}, v_j^{1b})$ et $l(m_j^{2b}, v_j^{2b})$ sont des fonctions de Landau avec des moyennes de m_j^{ib} et des variances de v_x^{ib} selon l'axe j ; n_x et n_y sont des fractions entre 0 et 1 et définissent les poids respectifs des distributions de Landau selon un axe donné. La somme de deux fonctions de Landau nous fournit la contribution selon un axe. La première donne la description autour du sommet alors que la seconde permet la description loin du sommet.

Les points noirs de la figure 5.41 montrent la projection de l'histogramme en deux dimensions selon les axes. Les courbes en bleu montrent le résultat du lissage obtenu en deux dimensions, puis projeté selon ces mêmes axes. L'accord est excellent et permettra une extraction du signal plus facile.

Pour sa part, on peut modéliser le signal par une convolution de gaussienne. La fonction f_S décrit la forme du signal obtenu après coupure :

$$f_S = N_S [g(m_x^{1s}, v_x^{1s})] [g(m_y^{1s}, v_y^{1s})] \quad (5.6)$$

où N_S est une normalisation globale, $g(m_j^{1s}, v_j^{1s})$ sont des gaussiennes avec des moyennes de m_j^{ib} et des variances de v_x^{ib} selon l'axe j . La figure 5.42 montre un histogramme en deux dimensions de l'échantillon B6 ainsi que sa projection sur les axes lorsqu'on applique les coupures. Sur cette figure, les points noirs montrent la projection de l'histogramme en deux dimensions selon les axes. Les courbes en bleu montrent le résultat du lissage obtenu en deux dimensions, puis projeté selon ces mêmes axes.

Comme il a été fait à la section 5.1 pour démontrer que la modélisation du signal et du bruit de fond est satisfaisante, on peut générer une pseudo-expérience qui introduira des fluctuations dans les résultats. Le nombre d'événements de signal et de bruit sera variable entre chaque pseudo expérience et suivra une distribution de Poisson. Les fluctuations de l'histogramme respecteront aussi une distribution

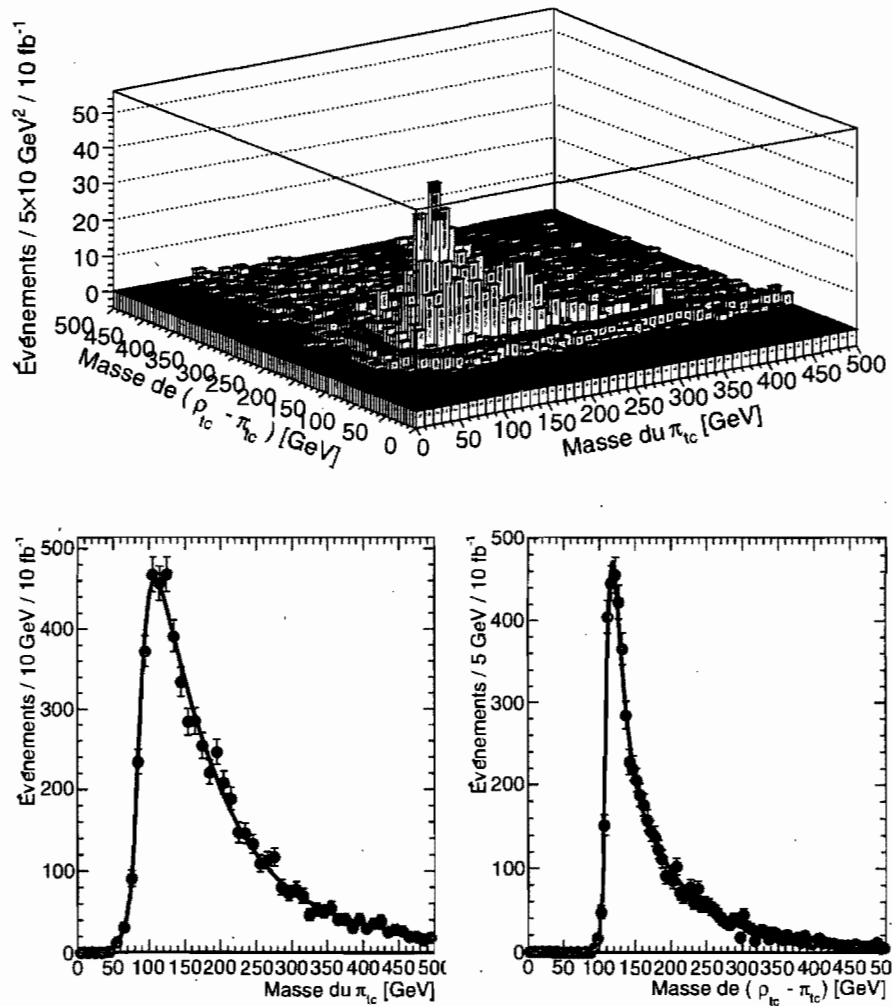


Figure 5.41 – Distribution de la contribution du bruit de fond dans le plan défini par la masse du π_{tc}^{\pm} et la différence entre la masse du ρ_{tc}^{\pm} et celle du π_{tc}^{\pm} . La figure du haut montre la distribution en trois dimensions alors que les deux figures du bas montrent les projections selon les axes. Les événements sont ceux ayant survécu aux coupures de l'échantillon B6 du signal. Les lignes bleues montrent le résultat du lissage obtenu en trois dimensions. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} .

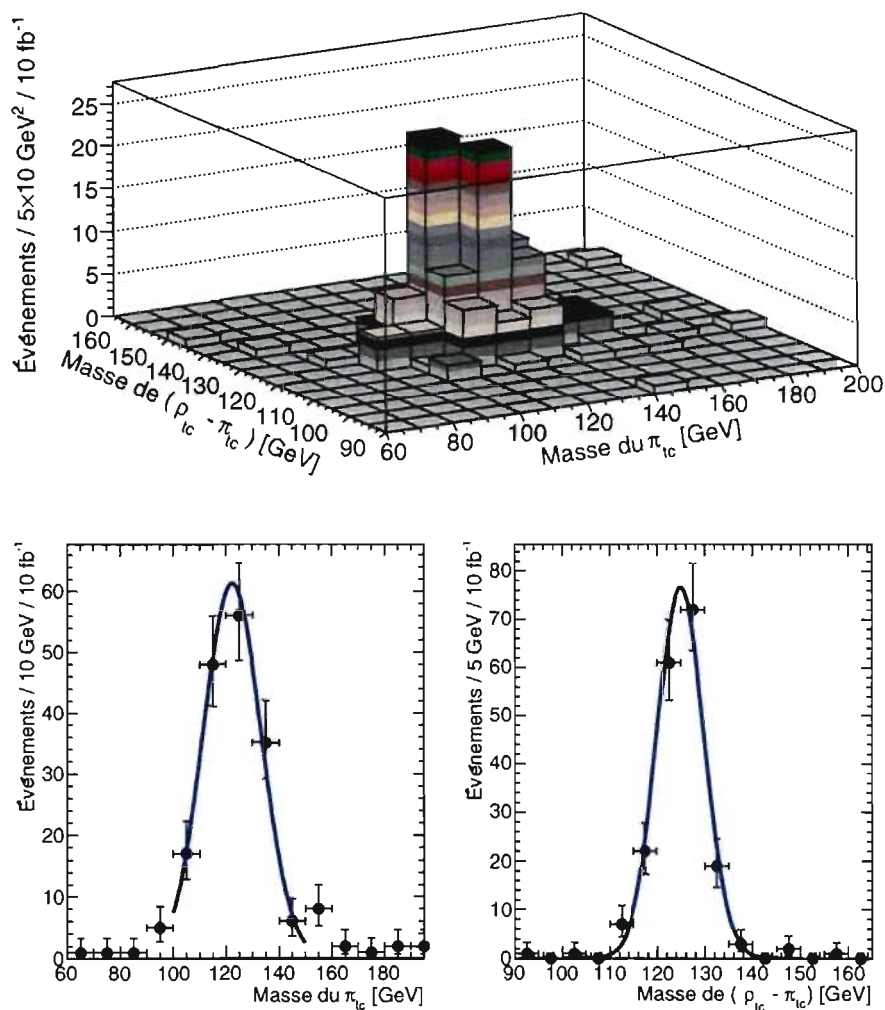


Figure 5.42 – Distribution de la contribution du signal dans le plan défini par la masse du π_{tc}^{\pm} et la différence entre la masse du ρ_{tc}^{\pm} et celle du π_{tc}^{\pm} . La figure du haut montre la distribution en trois dimensions alors que les deux figures du bas montrent les projections selon les axes. Les événements sont ceux ayant survécu aux coupures de l'échantillon B6 du signal. Les lignes bleues montrent le résultat du lissage obtenu en trois dimensions. Le nombre d'événements correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} .

de Poisson.

La figure 5.43 montre l'exemple d'une pseudo-expérience. Dans la figure du haut, on observe l'histogramme en deux dimensions de la somme du signal et du bruit qui serait obtenu pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Les deux figures du bas montrent deux coupes transversales, chacune passant par le sommet du signal et étant parallèle à un des axes. Les points noirs indiquent les valeurs mesurées alors que l'erreur associée est purement statistique. La courbe en bleu indique le résultat du lissage obtenu en utilisant la modélisation du bruit et du signal. On peut ainsi extraire le nombre d'événements du bruit B et du signal S . L'histogramme jaune montre la contribution attendue du bruit de fond, obtenue par simulation de l'expérience, tandis que la courbe pointillée en bleu montre le résultat du lissage de cet histogramme. Le résultat de cette pseudo expérience est $S = 133 \pm 12$ et $B = 279 \pm 17$. Ceci implique une signifiante $\sigma_s = 7.9$. On a obtenu ces nombres en intégrant la distribution du signal et du bruit dans une région définie par un ovale dont les demis axes sont équivalents à une fois et demie la largeur de la résonance obtenue dans cette direction.

Il est impossible de relier immédiatement le nombre d'événements du signal à la section efficace. On doit avoir recours à la simulation afin de déterminer les efficacités de reconstruction et de sélection. La figure 5.44 montre l'efficacité pour chaque échantillon simulé en fonction de la masse du ρ_{tc}^\pm . L'erreur sur chaque point correspond aux fluctuations statistiques obtenues lors du calcul. Dans le cas présent, on définit l'efficacité comme le nombre d'événements mesurés S divisé par le nombre d'événements prédits par la section efficace sans aucune contrainte ou présélection. Il suffit alors de diviser S par l'efficacité à cette masse de ρ_{tc}^\pm et par 10 fb^{-1} pour obtenir la section efficace.

Les efficacités sont inférieures à celles obtenues pour l'analyse $\rho_{tc}^\pm \rightarrow W^\pm Z$, principalement à cause de la présence d'un jet léger et d'un jet b . Ces deux objets étant plus difficiles à identifier que les leptons, il est normal d'obtenir une analyse moins efficace. Il semble difficile d'obtenir un comportement global soit en fonction de la masse du ρ_{tc}^\pm , soit en fonction de celle π_{tc}^\pm . On définit l'incertitude associée à l'utilisation de ce paramètre par la variation d'efficacité en fonction de la masse de ces deux particules.

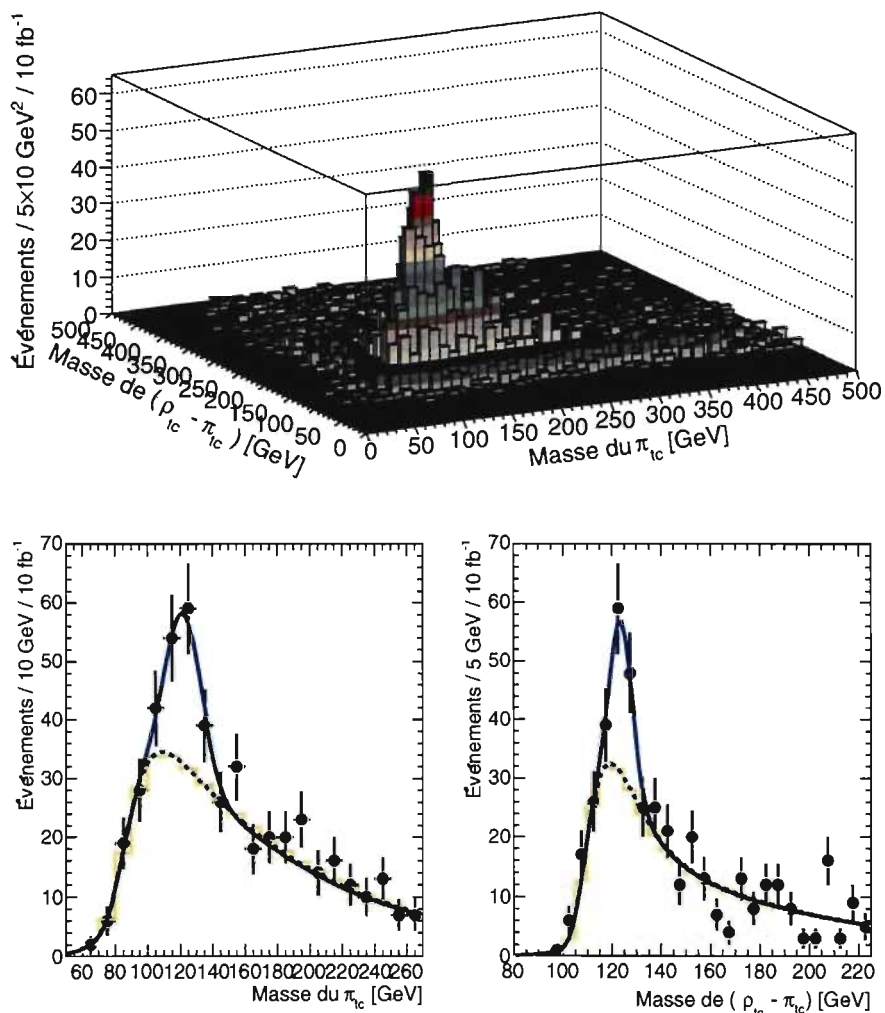


Figure 5.43 – Distribution des événements d’une pseudo expérience dans le plan défini par la masse du π_{tc}^\pm et la différence entre la masse du ρ_{tc}^\pm et celle du π_{tc}^\pm . La figure du haut montre la distribution en trois dimensions alors que les deux figures du bas montrent des tranches parallèles aux axes et passant par le sommet du signal. Les événements sont ceux ayant survécu aux coupures de l’échantillon B6 du signal. Les points noirs montrent la pseudo expérience alors que la courbe en bleu est le résultat du lissage de ces données. L’histogramme jaune montre le bruit de fond attendu alors que la courbe pointillée en bleu est le résultat du lissage de l’histogramme jaune. Le nombre d’événements correspond à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} .

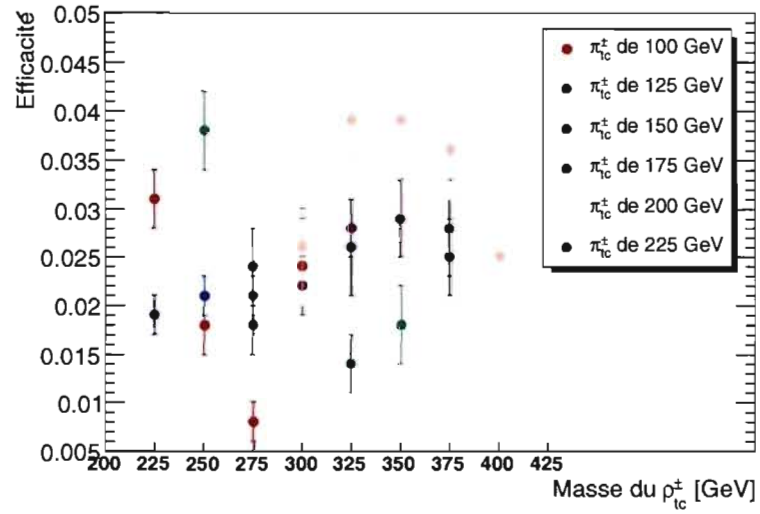


Figure 5.44 – Efficacité de reconstruction par échantillon pour l’analyse $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi_{tc}^{\pm} \rightarrow llbj$.

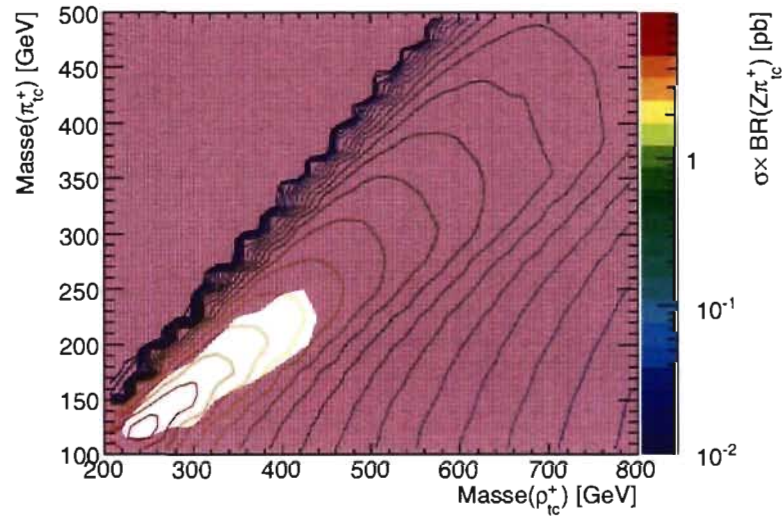


Figure 5.45 – Limite sur la masse du π_{tc}^{\pm} permettant une découverte avec une signifiante de 5 en fonction de la masse du ρ_{tc}^{\pm} . Les courbes de niveau indiquent la section efficace multipliée par le rapport d’embranchement de $\rho_{tc}^{\pm} \rightarrow Z\pi_{tc}^{\pm}$. La zone en mauve indique la région où une découverte à 5σ n’est pas possible à 10 fb^{-1} .

À partir de ces efficacités et des mesures de S et de B pour les différentes masses de ρ_{tc}^\pm et de π_{tc}^\pm , on peut déterminer la section efficace limite observable pour 10 fb^{-1} . On peut aussi relier cette limite sur la section efficace aux paramètres utilisés lors de la définition de nos échantillons. Un exemple est donné à la figure 5.45. Si tous les paramètres utilisés pour le modèle demeurent fixes, mais qu'on laisse la masse du π_{tc}^\pm variable, on peut définir l'espace de paramètre menant à une découverte. Sur cette figure, les lignes de niveau montrent la section efficace multipliée par le rapport d'embranchement du $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi_{tc}^\pm$ pour différentes masses du π_{tc}^\pm et du ρ_{tc}^\pm . La zone en mauve est celle où une découverte à 5σ n'est pas possible avec 10 fb^{-1} de données accumulées.

5.3 Extraction de N_d

Les deux sections précédentes ont démontré la possibilité de détection de deux canaux de technicouleur. Les résultats obtenus sont des limites sur les paramètres qui permettent l'observabilité du signal donné. On peut combiner ces deux mesures afin d'extraire le nombre de doublets de techni-fermions dans le modèle *strawman*. À cet effet, la relation 2.6 du chapitre 2 montre que le rapport des sections efficaces est fixé en partie par l'angle de mélange χ défini à l'équation 2.3.

Afin de relier ce paramètre à la section efficace, on doit trouver le rapport des coefficients de cinématique $k_{WZ}/k_{Z\pi}$ (voir section 2.1). On peut le faire à l'aide du générateur d'événements utilisé. En effet, l'angle χ étant fixé lors de la génération, on décrit le rapport des sections efficaces obtenu par $k_{WZ}/k_{Z\pi}$. La figure 5.46 montre ce dernier lorsque la section efficace a été divisée par $\tan^2(\chi)$ avec χ fixé. La figure montre l'évolution en fonction de la masse du ρ_{tc}^\pm pour différentes masses du π_{tc}^\pm . La ligne bleue montre le cas $k_{WZ}/k_{Z\pi} = 1$. Il est tout à fait normal que pour de très grandes énergies, les différentes courbes tendent vers la ligne en bleu. En effet, pour les très grandes masses de ρ_{tc}^\pm par rapport à celles du Z et π_{tc}^\pm , ces deux dernières deviennent négligeables et $k_{WZ}/k_{Z\pi} = 1$ par définition.

Afin de pouvoir extraire cet angle de mélange, on doit mesurer $\rho_{tc}^\pm \rightarrow W^\pm Z \rightarrow l^\pm l^\mp 1^\pm \nu$ en même temps que $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi_{tc}^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b j$. L'espace de paramètres couvert à 10 fb^{-1} de luminosité intégrée est défini par la combinaison des figures 5.20 et 5.45. La figure 5.47 montre cette région. La zone en mauve est celle où une découverte à

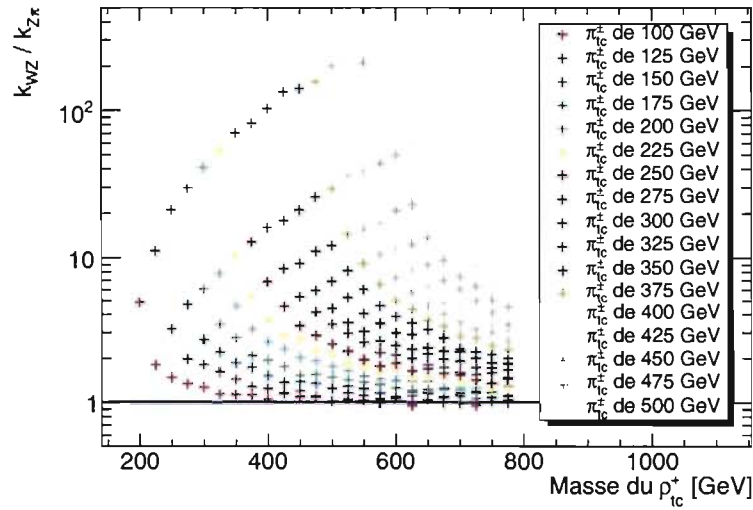


Figure 5.46 – Rapport des facteurs cinématiques pour la production du $W^\pm Z$ et du $Z\pi_{tc}^\pm$ en fonction de la masse du ρ_{tc}^\pm pour différentes masses du π_{tc}^\pm . La ligne bleue indique l'endroit où le rapport est unitaire.

5σ n'est pas possible pour $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi_{tc}^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b j$ avec 10 fb^{-1} de données accumulées alors que celle jaune correspond à la région exclue pour $\rho_{tc}^\pm \rightarrow W^\pm Z \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm \nu$. Ainsi la région, en blanc, où on peut extraire l'angle est plutôt restreinte à 10 fb^{-1} . On note que le contour du canal $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi_{tc}^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b j$ est presque entièrement inclus dans la région accessible au canal $\rho_{tc}^\pm \rightarrow W^\pm Z \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm \nu$.

Néanmoins, supposons la découverte d'un ρ_{tc}^\pm de 325 GeV et d'un π_{tc}^\pm de 200 GeV. Nous pourrions alors combiner ces mesures. Ces deux analyses correspondent aux échantillons A13 et B21. On peut générer une pseudo-expérience et mesurer S et B tel que décrit dans les deux sections précédentes. Connaissant les efficacités de reconstruction, le rapport $k_{WZ}/k_{Z\pi}$ et les rapports d'embranchement de $W^\pm Z \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm \nu$ et de $Z\pi_{tc}^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b j$, on peut extraire χ . Le tableau 5.III montre les données obtenues pour ces deux échantillons.

On obtient le ratio des facteurs cinématiques à l'aide de la figure 5.46. L'erreur associée provient de l'incertitude sur les sections efficaces obtenues par le générateur. L'erreur statistique est ici négligeable, mais les erreurs systématiques domineront (voir plus bas). Par contre, certaines de ces erreurs s'éliminent entre elles lorsque le ratio est pris. Il est donc difficile d'estimer cette erreur et nous avons imposé une incertitude conservatrice de 10%. Ainsi, $k_{WZ}/k_{Z\pi} = 7.8 \pm 0.8$.

	S	efficacité	BR
WZ (A13)	23 ± 5	0.048 ± 0.004	0.014
$Z\pi_{tc}^\pm$ (B21)	76 ± 9	0.039 ± 0.004	0.060

Tableau 5.III – Mesure du nombre d'événements S, de l'efficacité et du rapport d'embranchement BR pour les échantillons A13 et B21.

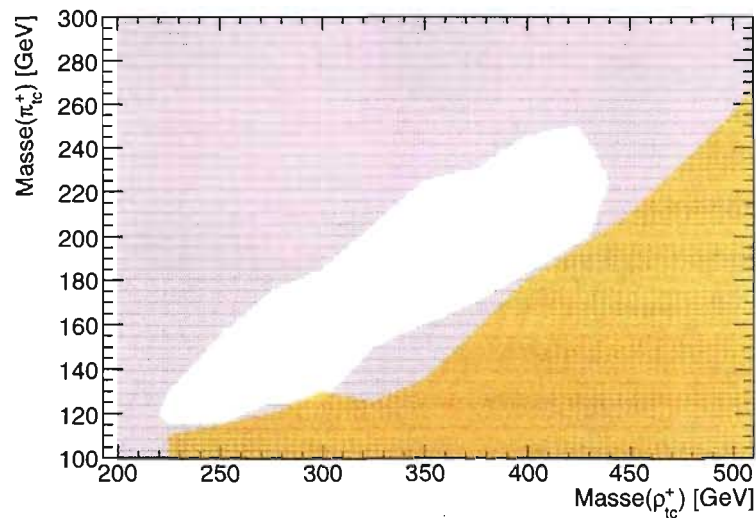


Figure 5.47 – Contour de masse du π_{tc}^\pm et du ρ_{tc}^\pm permettant une découverte avec une signifiante de 5σ . La zone en mauve indique la région où une découverte à 5σ n'est pas possible pour $\rho_{tc}^\pm \rightarrow Z\pi_{tc}^\pm \rightarrow l^\pm l^\mp b j$ à 10 fb^{-1} , alors que celle jaune correspond au contour de masse inaccessible pour le canal $\rho_{tc}^\pm \rightarrow W^\pm Z \rightarrow l^\pm l^\mp l^\pm \nu$.

De ces valeurs, on peut extraire $\chi = 0.35 \pm 0.04$, ou encore $N_d = 8.7 \pm 2.0$ (les pseudo-expériences ont utilisé une valeur de départ $N_d = 9$).

L'incertitude obtenue sur cet angle de mélange est probablement surévaluée. Cependant, l'utilisation de données réelles introduirait des sources d'erreur supplémentaires. Parmi les erreurs systématiques, notons celles reliés à :

- la simulation : incertitudes sur les effets d'ordre supérieur dans l'évaluation des bruits de fond, sur les algorithmes d'hadronisation et sur la simulation des effets du détecteur.
- la reconstruction : incertitudes sur les efficacités, résolutions des différents objets et des fausses reconstructions (par exemple, un jet reconstruit comme un électron).
- les conditions de prise de données : incertitudes sur la mesure de la luminosité et sur le niveau d'empilement d'événements (*pileup*).

Certaines de ces erreurs ne seront pas significatives pour la mesure de l'angle. Par exemple, la luminosité sera connue à 5-15% près, mais cette erreur sera la même au numérateur et au dénominateur dans le calcul de l'angle et son effet sera de moindre importance. Certaines erreurs ne peuvent entièrement être éliminées par le ratio. Par exemple, les incertitudes sur les efficacités et résolutions seront différentes pour les deux canaux et ne s'annuleront pas.

CHAPITRE 6

ÉTUDE DU MODÈLE ALTERNATIF

La phénoménologie de base du modèle MWTC a été décrite à la section 2.2 du chapitre 2. Ce modèle est décrit par un Lagrangien effectif valable aux énergies du LHC. Ce Lagrangien a été utilisé dans le programme LanHep ([72, 73]) pour obtenir les règles de Feynman dans un format compatible avec le programme CalcHep ([66, 67]). Ce dernier utilise des listes de particules, de propriétés de particules (spin, masse, etc.), de paramètres (charge, angle de mélange, etc.) et de règles de Feynman pour calculer les amplitudes correspondant aux différents diagrammes de Feynman pour une topologie donnée.

Le modèle de base est décrit dans [41]. Ses états observables sont les techni-mésons, les techni-baryons, les nouveaux leptons et les différentes particules appartenant au Modèle Standard. L'ensemble de ces états et de leurs interactions sont disponibles dans le générateur d'événement CalcHep. Afin de simplifier l'étude de ce modèle, on ne considèrera pas ici le secteur du nouveau doublet de leptons. Son étude est importante, mais n'est pas caractéristique de la technicouleur. Le secteur des techni-baryons a un potentiel de découverte plus bas que celui des techni-mésons et sera aussi ignoré dans ce chapitre.

Le secteur des techni-mésons a été brièvement décrit au chapitre 2. Le tableau 6.I (voir tableau 2.I du chapitre 2) montre les différents techni-mésons existants dans le modèle et leur moment angulaire total J et parité P . Ces états, qui ne comprennent pas les techni-pions, devenus les composantes longitudinales des W et Z , seront des états observables. L'étude de leurs modes de production et de désintégration permettra de définir des signatures pouvant être observées au LHC.

Les techni-mésons peuvent être partagés en deux ensembles : le Higgs et les autres techni-mésons. Le Higgs est spécial car il permet de définir les masses pour les particules. Malheureusement, la description du modèle original dans [41] n'est pas la plus générale qui soit. Deux ajouts majeurs ont été faits.

Le premier consiste en l'ajout de couplages trilineaires scalaire-vecteur-vecteur similaires à ceux décrits dans [86]. Cet ajout a un impact important sur le couplage

État	J^P
η_{tc}	0^-
$a_{0,tc}^\pm, a_{0,tc}^0$	0^+
$f_{0,tc}^0 = h$	0^+
$\rho_{tc}^\pm, \rho_{tc}^0$	1^-
$a_{1,tc}^\pm, a_{1,tc}^0$	1^+
$V_{4,tc}$	1^-

Tableau 6.I – Propriétés des techni-mésons dans le modèle MWTC. J est le moment angulaire total et P est la parité.

du Higgs avec le photon. Normalement, il n'y a pas de couplage direct du Higgs avec le photon, car le photon est sans masse. Par contre, un couplage effectif existe via des diagrammes en boucle. Ce nouveau terme dans le Lagrangien permet une description du couplage effectif basée sur le modèle de la dominance des mésons vectoriels (*vector mesons dominance*[87]).

Le second ajout concerne les couplages entre les scalaires et vecteurs de la théorie. Cet ajout, basé sur [88], introduit un nouveau terme non renormalisable dans le Lagrangien. Les auteurs de [88] discutent de ce terme qui permet de retrouver des résultats connus de la QCD sous certaines conditions. Ce terme modifiera les couplages des techni-mésons et affectera considérablement leurs largeurs et masses.

Le modèle étudié est donc composé de la version originale de [41] et des deux ajouts basés sur [86] et [88]. Nous avons vu à la section 2.2 que le secteur de Higgs est défini par quatre paramètres : la masse du Higgs m_h et trois couplages λ , λ' et λ'' qui caractérisent les interactions linéaire, de second ordre et quartique du champ de Higgs. L'ajout du couplage effectif scalaire-vecteur-vecteur basé sur le modèle de la dominance des mésons vectoriels similaire à la description faite dans [86] introduit quatre nouveaux paramètres : k_1 , k_2 , re_1 et re_2 .

Les interactions des techni-mésons vectoriels composites avec les scalaires composites sont caractérisées par cinq couplages : g_t , r_1 , r_2 , r_3 et r_s . Les interactions définies par ces paramètres sont décrites par l'équation C4 de [41]. Les couplages r_1 , r_2 , r_3 et r_s sont exprimés en unité de g_t (par exemple, $r_1=1$ veut dire $r_1=g_t$). L'ajout du terme d'interaction supplémentaire scalaire - vecteur dans le Lagrangien introduit un nouveau paramètre, le couplage r_g . (Dans [88] l'ajout est décrit

à l'équation 26 où r_g est remplacé par γ)

Nous avons aussi vu au chapitre 2 que les masses des techni-vecteurs et des techni-vecteur-axiaux sont respectivement définies par M_V et M_A . Ces deux échelles de masse sont reliées entre elles par les paramètres du modèle. La figure 6.1 montre M_V en fonction de M_A pour différentes valeurs du couplage g_t . La ligne orange montre la limite $M_A=M_V$.

Les différents couplages et paramètres décrits précédemment sont nécessaires à l'étude de la phénoménologie du modèle. Afin d'en simplifier l'étude, des cas tests seront étudiés. Ainsi, sauf indications contraires, les paramètres utilisés sont :

1. **$M_A=500$ GeV** : Comme les masses de l'ordre de 100 GeV à 1 TeV seront facilement accessibles au LHC, il est raisonnable de choisir une valeur intermédiaire, soit 500 GeV. Toutes les distributions ont aussi été obtenues pour 1 TeV, mais seul le cas 500 GeV sera montré.
2. **$S_{etc}=0.1$** : Le modèle est construit afin de respecter les contraintes électrofaibles. La valeur du paramètre S de Takeuchi et Peskin, soit S_{etc} est un paramètre du modèle.
3. **$g_t=2.0$** : Le modèle MWTC sera similaire à un autre modèle de technicouleur (NWMTC[88]) si $g_t=2.0$. On a aussi utilisé $g_t=5.0$ afin d'observer la phénoménologie lorsque le couplage est fort.
4. **$r_g=0.1$** : Afin d'explorer le cas où ce couplage est fort ainsi qu'un cas plus modéré, des valeurs de 0.1 et 1.0 ont été utilisées.
5. **$y=0.0$** : L'hypercharge faible est défini par un paramètre y (voir équations 2.9-2.10). Une valeur de 0 permet de découpler les nouveaux leptons.
6. **$m_{\eta_{tc}}=100$ GeV** : La masse du η_{tc} n'est pas fixée par le modèle. Des masses de 100 et 500 GeV ont été utilisées.
7. **$m_h=100$ GeV** : La masse du Higgs n'est pas fixée par le modèle. Des masses de 100 et 500 GeV ont été utilisées.
8. **$m_{a_{0,tc}}=100$ GeV** : La masse des scalaires $a_{0,tc}$ a été fixée à 100 et 500 GeV
9. **$k_1+k_2=0.5$** : Lorsque les couplages du Higgs sont présents, ce paramètre a été fixé à 0.1, 0.5 ou 1.0.

10. $re_1, re_2=0.5$: Lorsque les couplages du Higgs sont présents, ces paramètres ont été fixés à 0.1, 0.5 ou 1.0.

Une fois ces paramètres fixés, on peut observer les propriétés des différents techni-mésons. Les figures 6.2-6.10 montrent les largeurs totales en fonction de la masse des techni-mésons obtenues avec le générateur Calchep. Plusieurs de ces états ont des largeurs suffisamment petites pour être observés comme résonances au LHC. Cependant, certains ont des largeurs plutôt grandes (de l'ordre de 100 GeV et plus) et seront plus difficiles à observer. Dans le cas des $a_{1,tc}$ et du $V_{4,tc}$ les largeurs peuvent être suffisamment grandes pour faire perdre à l'état son aspect d'une résonance.

Les figures 6.11-6.25, 6.27 et 6.28 montrent les rapports d'embranchement pour les différents techni-mésons et le Higgs pour différents paramètres. L'analyse complète de ces figures dépasse l'objectif de ce chapitre. On remarque que les couplages sont variés et que, dans la majorité des cas, il existe un couplage aux fermions ou aux bosons de jauge du Modèle Standard. Il existe donc une grande variété de signatures et de modes de production pour les techni-mésons

Bien que l'étude de la production et de la désintégration de chaque techni-méson soit impossible à faire dans ce chapitre, on peut quand même discuter de l'un d'entre eux plus en détail. La physique du Higgs est très étudiée au LHC et il est naturel de décrire cette particule plutôt que les autres.

Les figures 6.27 et 6.28 montrent les rapports d'embranchement pour le Higgs pour différents paramètres. On note que pour les basses masses du Higgs, les couplages aux fermions sont dominants. Alors que la masse augmente, de nouveaux canaux deviennent accessibles. À haute énergie, les modes di-bosons et $t\bar{t}$ sont dominants. Une particularité de ces modes de désintégration est l'importance du canal $h \rightarrow \gamma\gamma$. Contrairement au modèle standard, où ce mode est utile pour une étroite région, ici, il est important sur une large gamme de masse.

La figure 6.26 montre le rapport d'embranchement en fonction de la masse du Higgs pour le canal $h \rightarrow \gamma\gamma$ et pour différents paramètres du secteur de Higgs. Ce mode de désintégration sera utilisable pour une grande région de masse. De plus, la figure 6.10 indique que la largeur de la résonance sera faible, ce qui facilitera la reconstruction de cet état.

Les figures 6.29, 6.30, 6.31, 6.32, 6.33 et 6.34 montrent des exemples de mode de production associée du Higgs. Ces figures montrent les modes $pp \rightarrow Wh$, $pp \rightarrow Zh$ et $pp \rightarrow \gamma h$ pour différents paramètres. Les chutes brusques entre 400 et 450 GeV sont causées par la fermeture cinématique d'une des contributions. La masse axiale M_A est fixée à 500 GeV, ce qui implique, selon la figure 6.1, que la masse M_V sera légèrement supérieure à 500 GeV. La masse du ρ_{tc} sera de M_V et cette particule sera cinématiquement exclue si sa masse est supérieure à la masse invariante de l'état final.

Il existe d'autres modes de production pour le Higgs. Entre autres, la production par deux gluons devrait être importante au LHC. Malheureusement ce type de couplage provient d'une boucle et implique des calculs à l'ordre supérieur, qui ne sont pas inclus dans CalcHep. L'évaluation et la paramétrisation de ces contributions sous une forme qui sera incluse dans ce générateur est en développement.

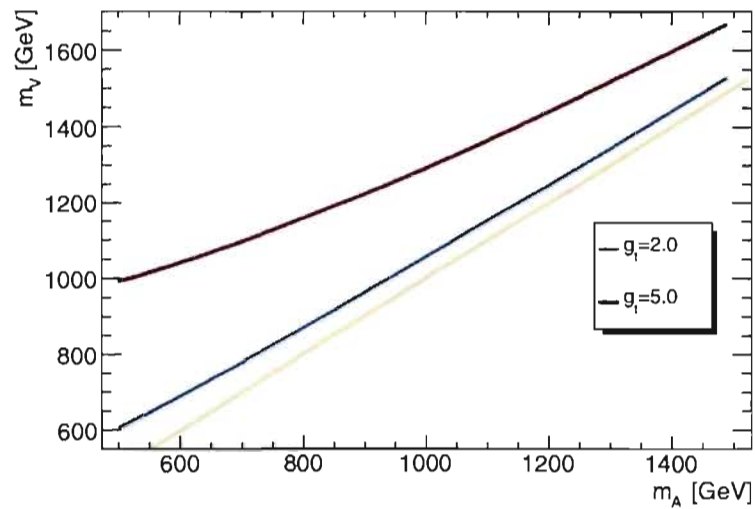


Figure 6.1 – M_V en fonction de M_A pour différentes valeurs du couplage g_t .

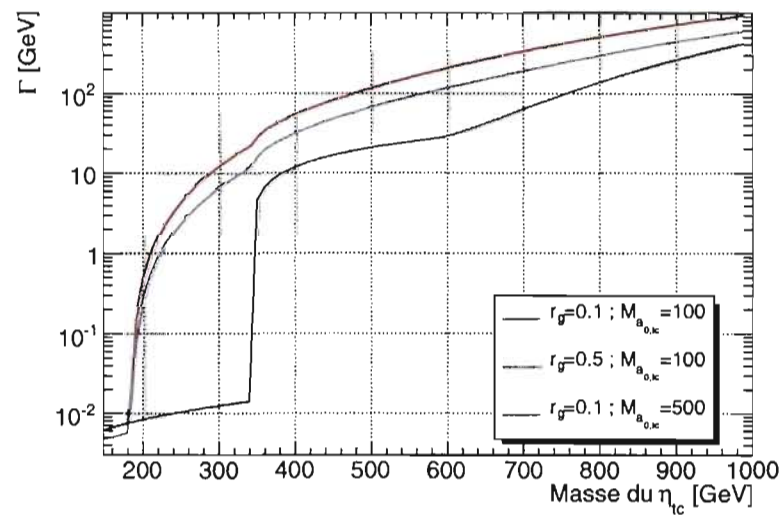


Figure 6.2 – Largeur totale du η_{tc} en fonction de sa masse et pour différentes valeurs du couplage r_g et de la masse du $a_{1,tc}$. On a utilisé $g_t=2$ et $M_A=500$ GeV.

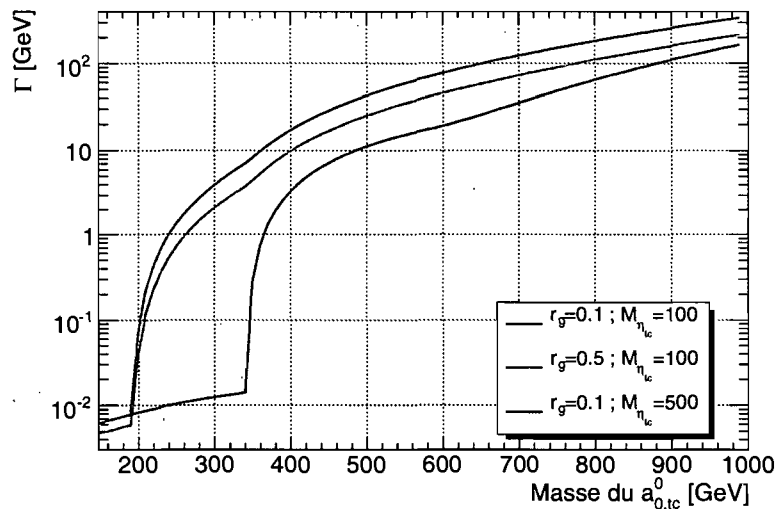


Figure 6.3 – Largeur totale du $a_{0,tc}^0$ en fonction de sa masse et pour différentes valeurs du couplage r_g et de la masse du η_{tc}^\pm . On a utilisé $g_t=2$ et $M_A=500$ GeV.

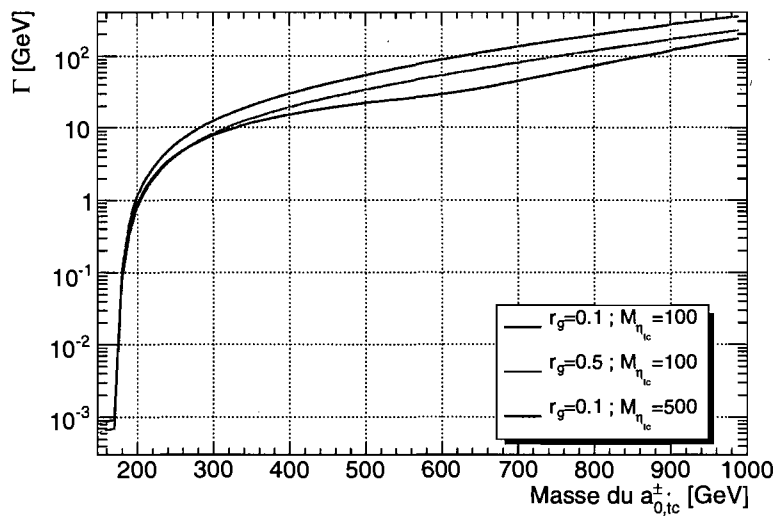


Figure 6.4 – Largeur totale du $a_{0,tc}^\pm$ en fonction de sa masse et pour différentes valeurs du couplage r_g et de la masse du $a_{1,tc}$. On a utilisé $g_t=2$ et $M_A=500$ GeV.

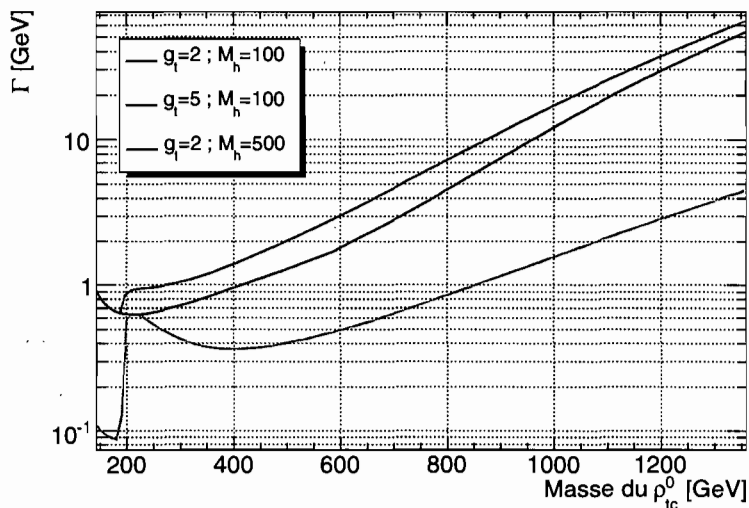


Figure 6.5 – Largeur totale du ρ_{tc}^0 en fonction de sa masse et pour différentes valeurs du couplage g_t et de la masse du Higgs. On a utilisé $M_{\eta_{tc}^\pm}=100$ GeV et $M_{a_0,tc}=100$ GeV.

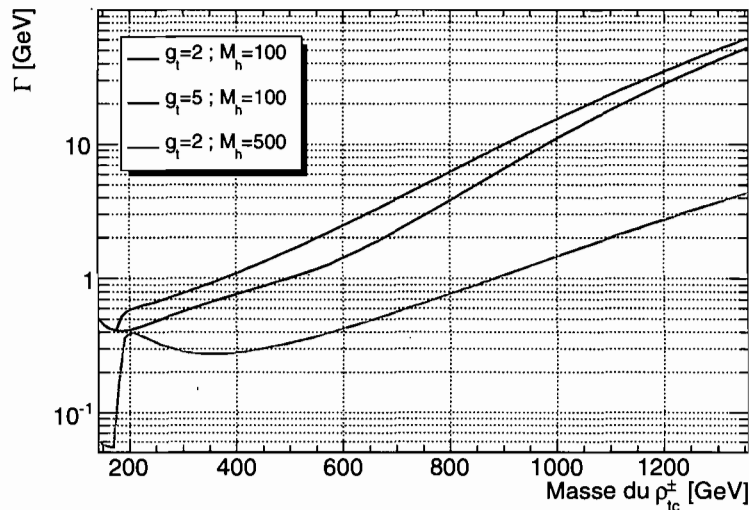


Figure 6.6 – Largeur totale du ρ_{tc}^\pm en fonction de sa masse et pour différentes valeurs du couplage g_t et de la masse du Higgs. On a utilisé $M_{\eta_{tc}^\pm}=100$ GeV et $M_{a_0,tc}=100$ GeV.

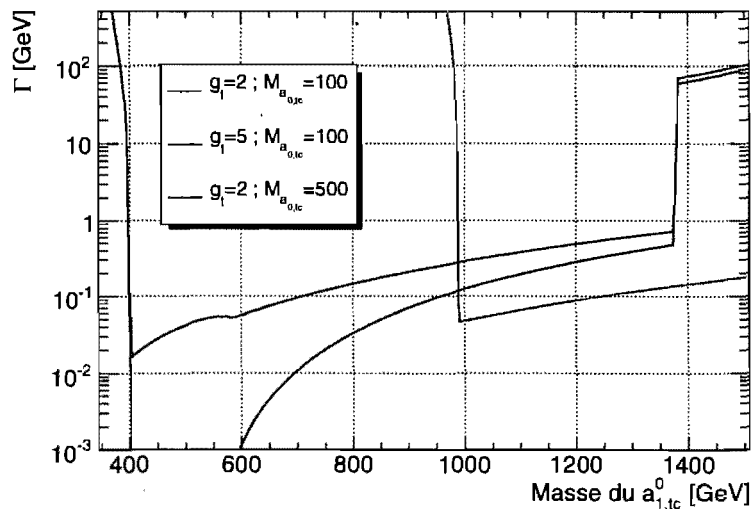


Figure 6.7 – Largeur totale du $a_{1,tc}^0$ en fonction de sa masse et pour différentes valeurs du couplage g_t et de la masse du $a_{0,tc}$. On a utilisé $r_g=0.1$, $M_h=100$ GeV et $M_{\eta_{tc}}=100$ GeV.

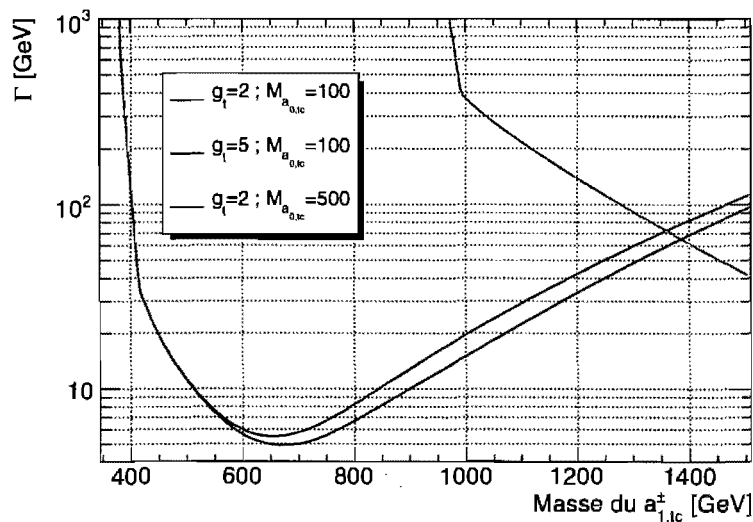


Figure 6.8 – Largeur totale du $a_{1,tc}^\pm$ en fonction de sa masse et pour différentes valeurs du couplage g_t et de la masse du $a_{0,tc}$. On a utilisé $r_g=0.1$, $M_h=100$ GeV et $M_{\eta_{tc}}=100$ GeV.

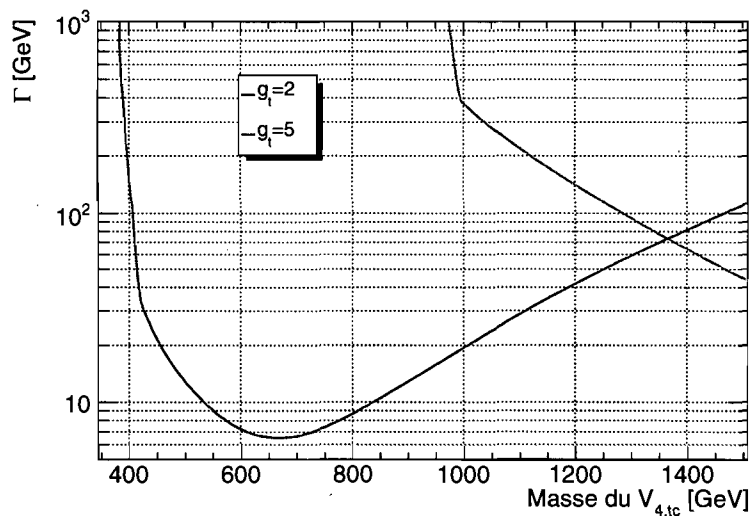


Figure 6.9 – Largeur totale du $V_{4,tc}$ en fonction de sa masse et pour différentes valeurs du couplage g_t . On a utilisé $r_g=0.1$, $M_h=100$ GeV, $M_{\eta_{tc}}=100$ GeV et $M_{a_{0,tc}}=100$ GeV.

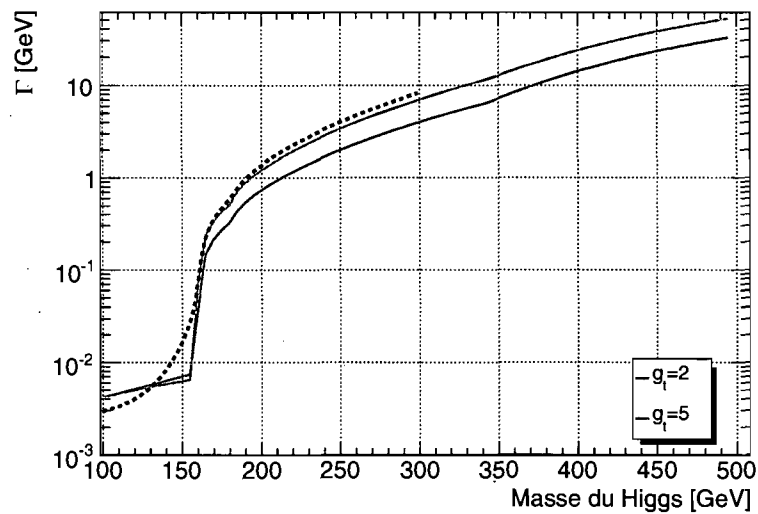


Figure 6.10 – Largeur totale du Higgs en fonction de sa masse et pour différentes valeurs du couplage g_t . On a utilisé $r_g=0.1$, $k_2=0.5$, $re_1=0.5$ et $re_2=0.5$. La ligne pointillée indique la largeur du Higgs dans le Modèle Standard.

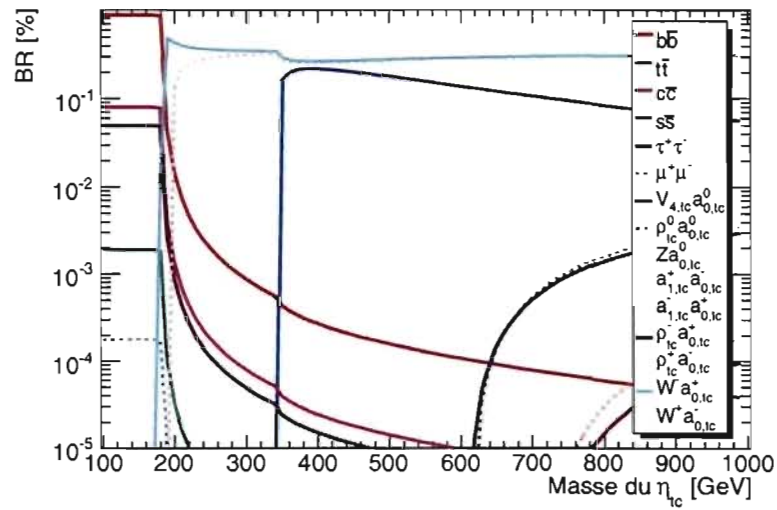


Figure 6.11 – Rapports d'embranchement pour le η_{tc} en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le $a_{0,tc}$ a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_A=500$.

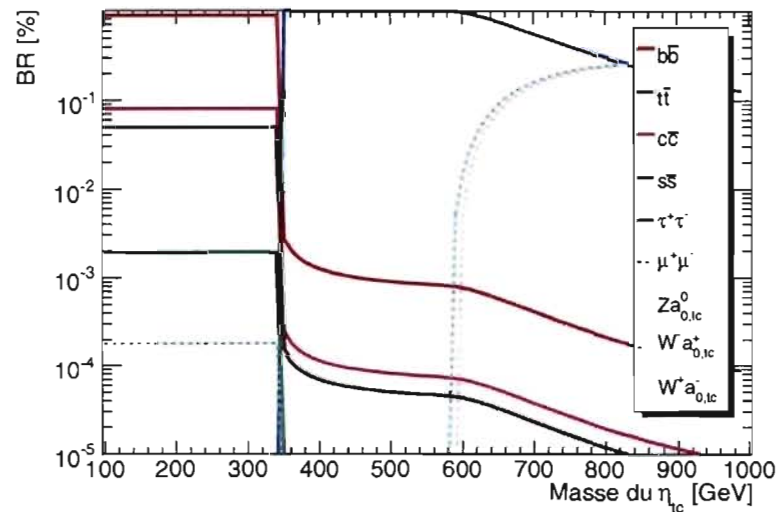


Figure 6.12 – Rapports d'embranchement pour le η_{tc} en fonction de sa masse. Une masse de 500 GeV pour le $a_{0,tc}$ a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_A=500$.

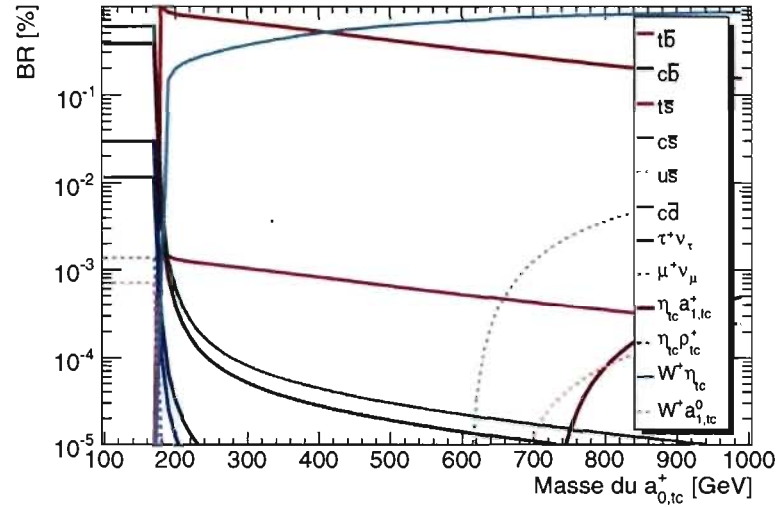


Figure 6.13 – Rapports d'embranchement pour le $a_{0,tc}^+$ en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le η_{tc} a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_A=500$.

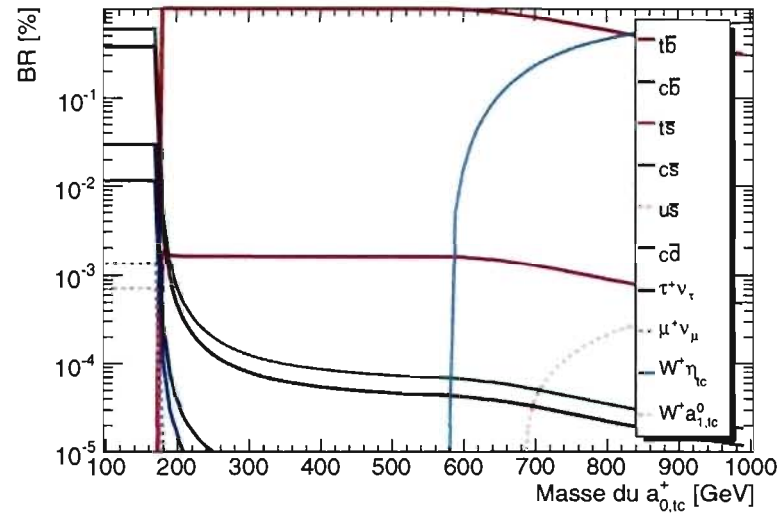


Figure 6.14 – Rapports d'embranchement pour le $a_{0,tc}^+$ en fonction de sa masse. Une masse de 500 GeV pour le η_{tc} a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_A=500$.

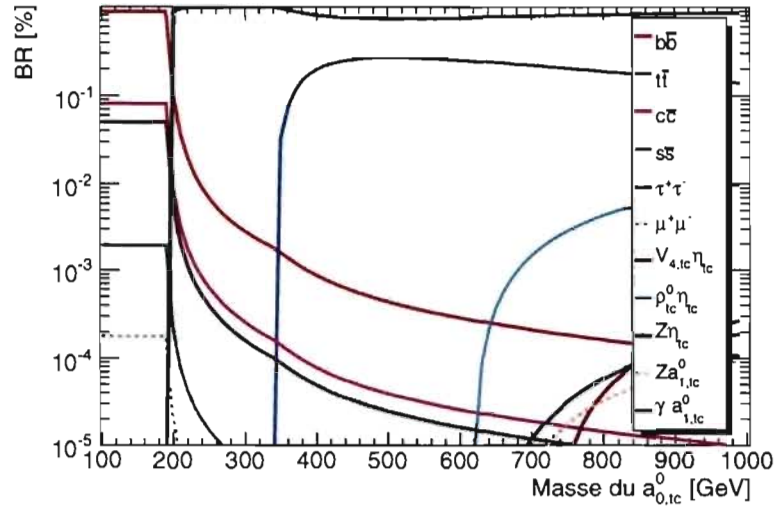


Figure 6.15 – Rapports d’embranchement pour le $a_{0,tc}^0$ en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le η_{tc} a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_A=500$.

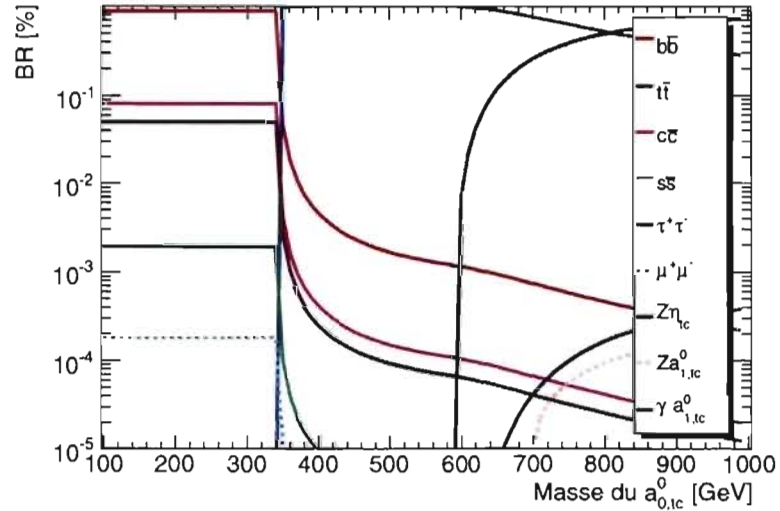


Figure 6.16 – Rapports d’embranchement pour le $a_{0,tc}^0$ en fonction de sa masse. Une masse de 500 GeV pour le η_{tc} a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_A=500$.

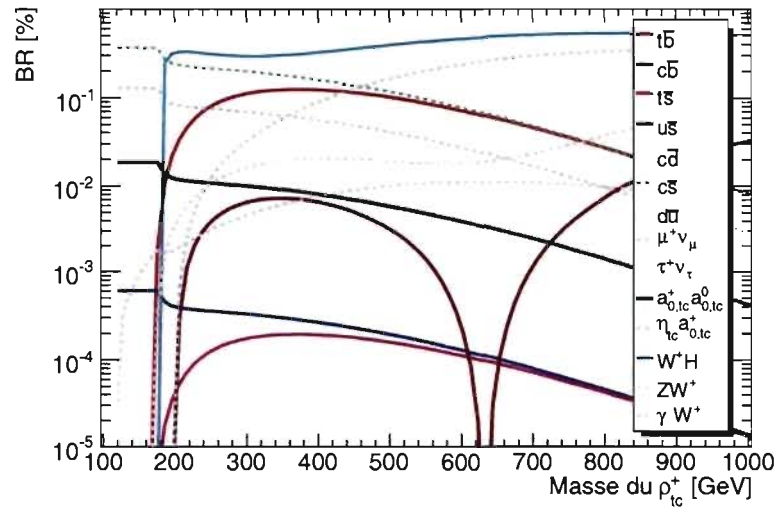


Figure 6.17 – Rapports d’embranchement pour le ρ_{tc}^+ en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le η_{tc} a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_h=100$.

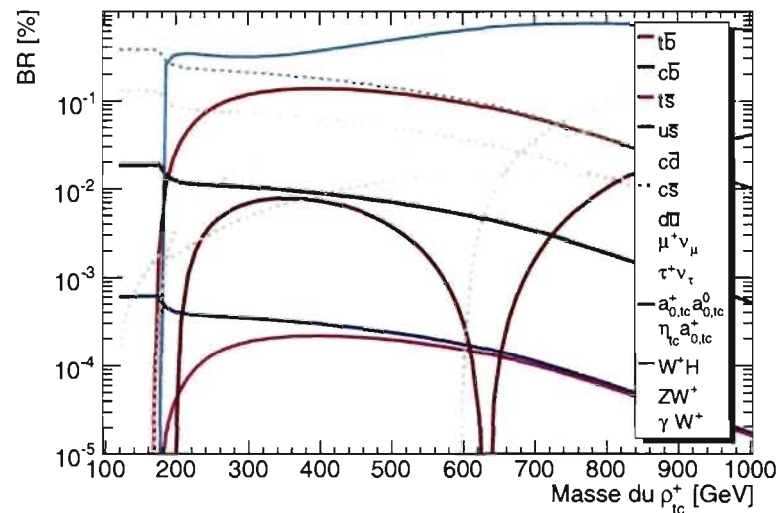


Figure 6.18 – Rapports d’embranchement pour le ρ_{tc}^+ en fonction de sa masse. Une masse de 500 GeV pour le η_{tc} a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_h=100$.

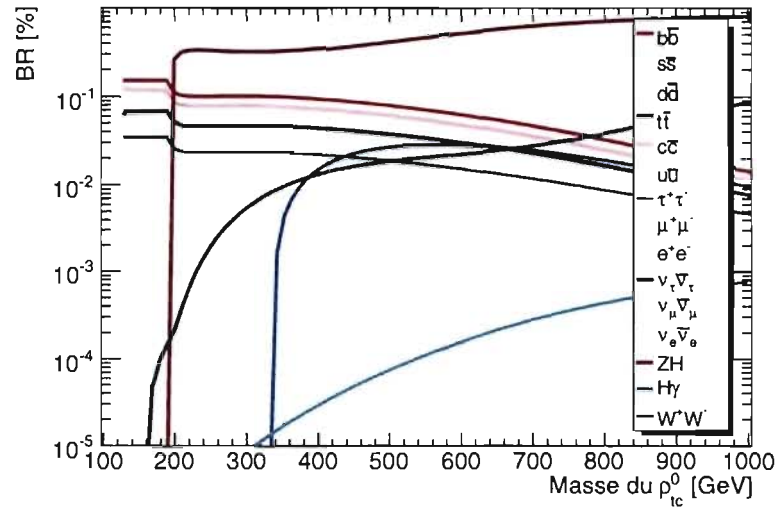


Figure 6.19 – Rapports d’embranchement pour le ρ_{tc}^0 en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le h a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_\eta=100$.

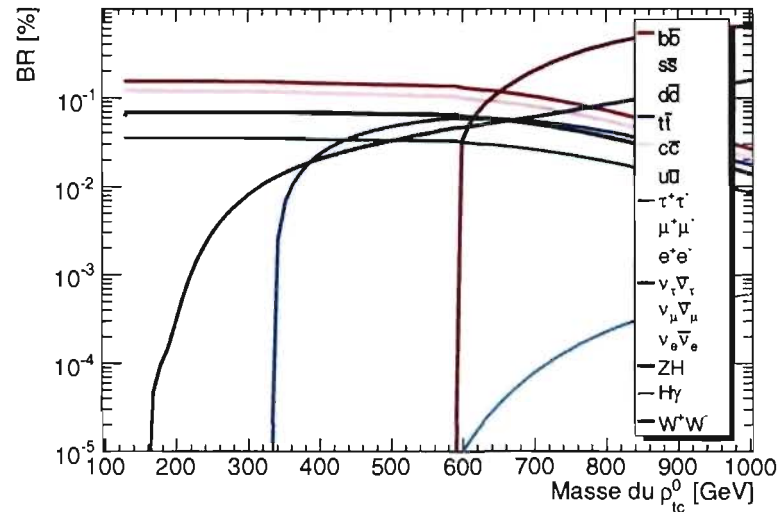


Figure 6.20 – Rapports d’embranchement pour le ρ_{tc}^0 en fonction de sa masse. Une masse de 500 GeV pour le h a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$ et $m_\eta=100$.

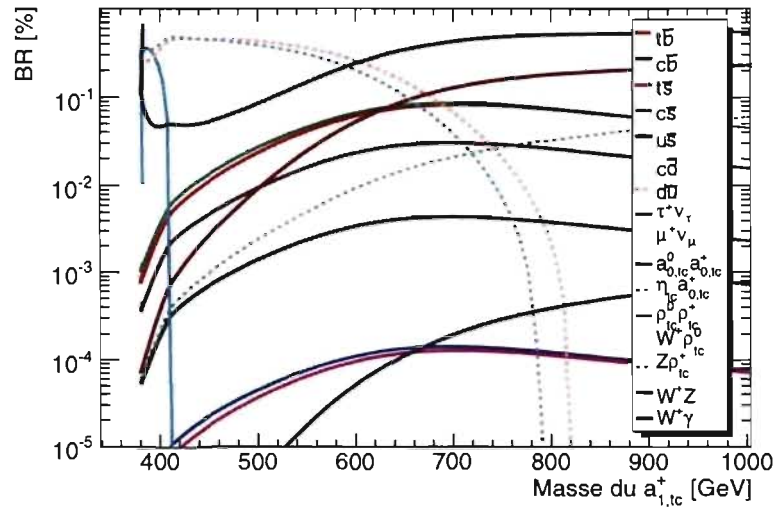


Figure 6.21 – Rapports d'embranchement pour le $a_{1,tc}^+$ en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le $a_{0,tc}$ a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$, $m_\eta=100$ et $m_h=100$.

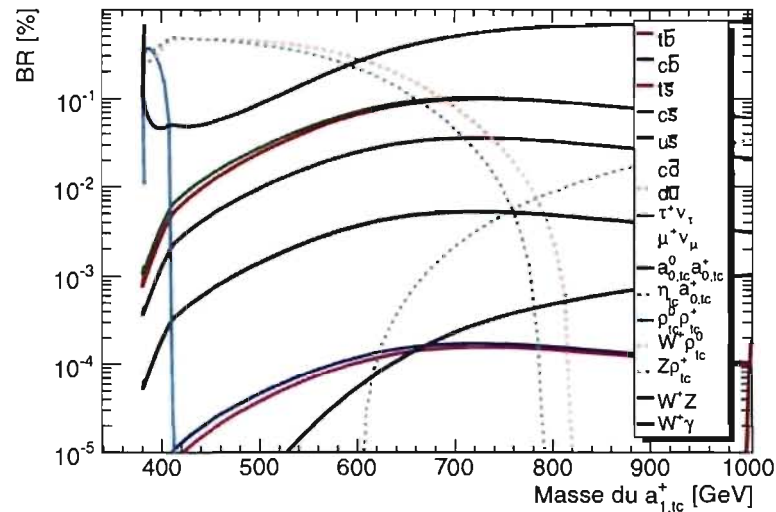


Figure 6.22 – Rapports d'embranchement pour le $a_{1,tc}^+$ en fonction de sa masse. Une masse de 500 GeV pour le $a_{0,tc}$ a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$, $m_\eta=100$ et $m_h=100$.

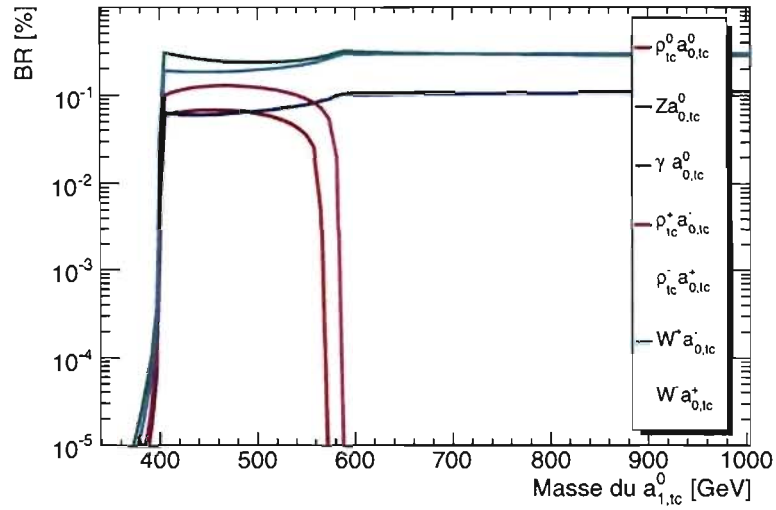


Figure 6.23 – Rapports d'embranchement pour le $a_{1,tc}^0$ en fonction de sa masse. Une masse de 100 GeV pour le $a_{0,tc}$ a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$ et $r_g=0.1$.

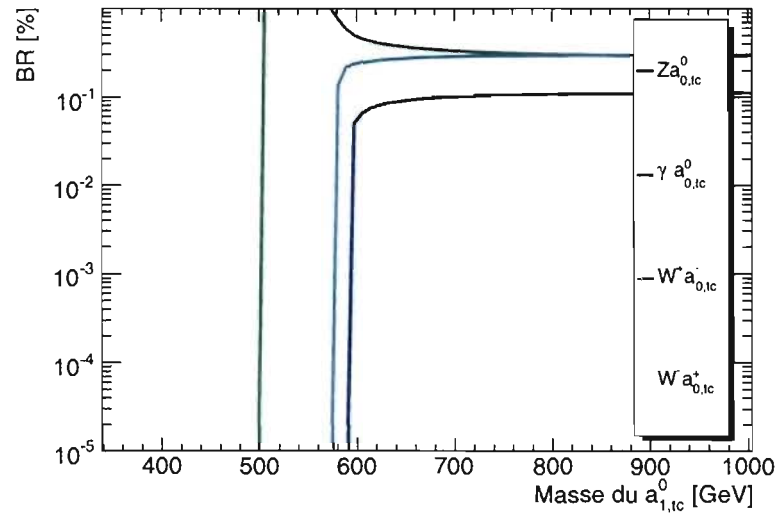


Figure 6.24 – Rapports d'embranchement pour le $a_{1,tc}^0$ en fonction de sa masse. Une masse de 500 GeV pour le $a_{0,tc}$ a été utilisée. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$ et $r_g=0.1$.

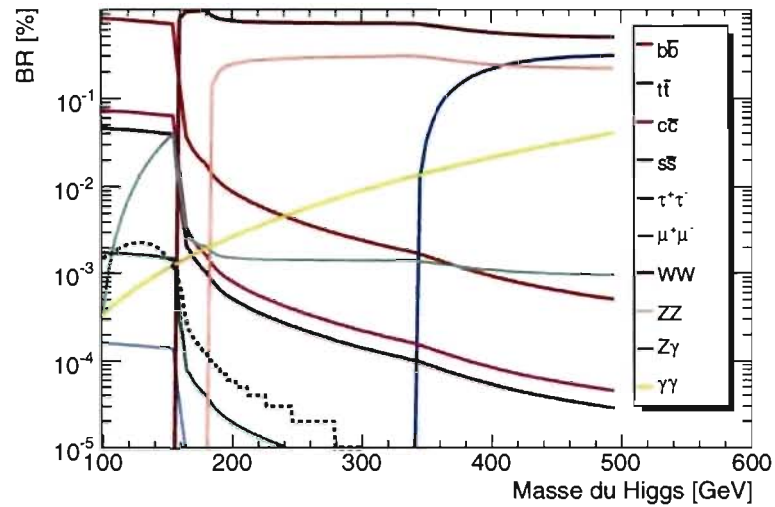


Figure 6.27 – Rapports d’embranchement pour le h en fonction de sa masse. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=2$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$, $re_1=0.5$, $re_2=0.5$ et $k_2=0.5$. La ligne pointillée indique le rapport d’embranchement du $h \rightarrow \gamma\gamma$ dans le Modèle Standard.

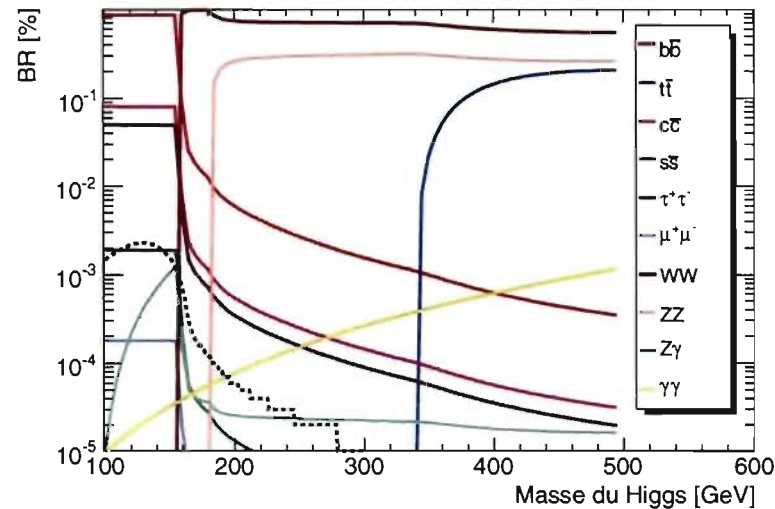


Figure 6.28 – Rapports d’embranchement pour le h en fonction de sa masse. Les paramètres du modèle ont été fixés à $g_t=5$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$, $re_1=0.5$, $re_2=0.5$ et $k_2=0.5$. La ligne pointillée indique le rapport d’embranchement du $h \rightarrow \gamma\gamma$ dans le Modèle Standard.

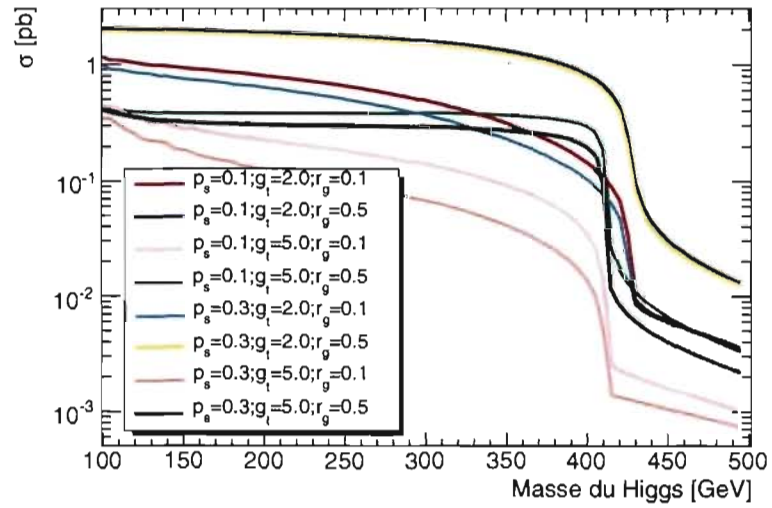


Figure 6.29 – Section efficace de $pp \rightarrow Zh$ lorsque $m_A = 500$.

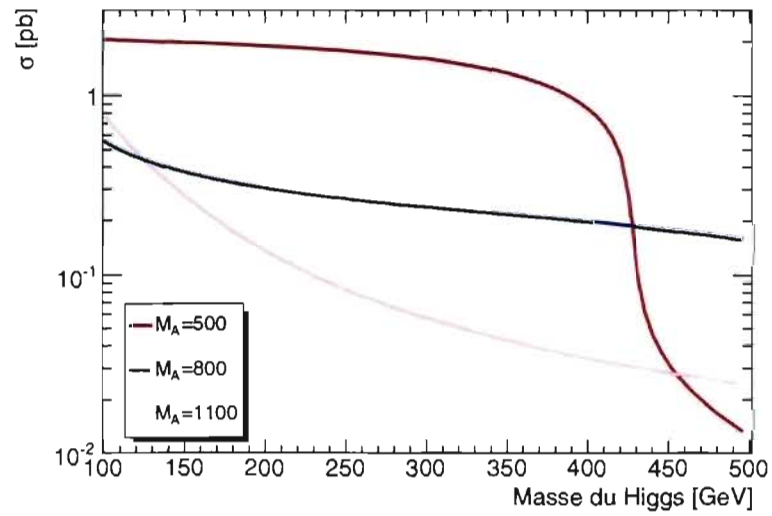


Figure 6.30 – Section efficace de $pp \rightarrow Zh$ lorsque $g_t = 5$, $S_{etc} = 0.1$, $r_g = 0.1$, $re_1 = 0.5$, $re_2 = 0.5$ et $k_2 = 0.5$.

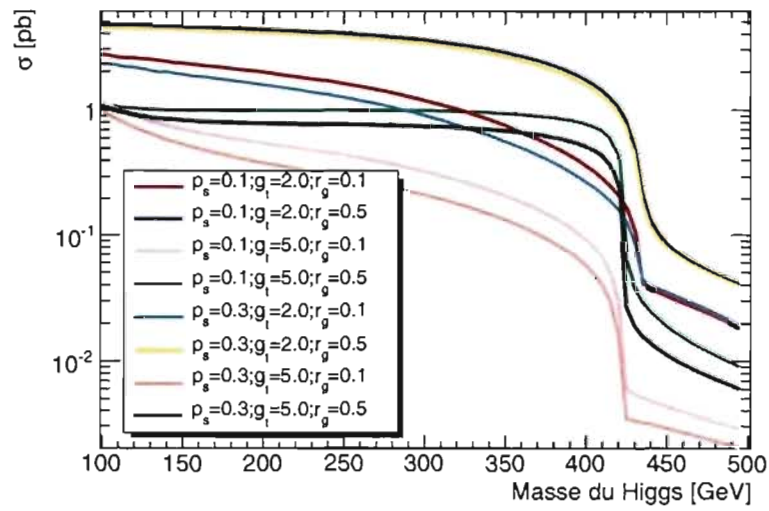


Figure 6.31 – Section efficace de $pp \rightarrow W^+h$ lorsque $m_A=500$.

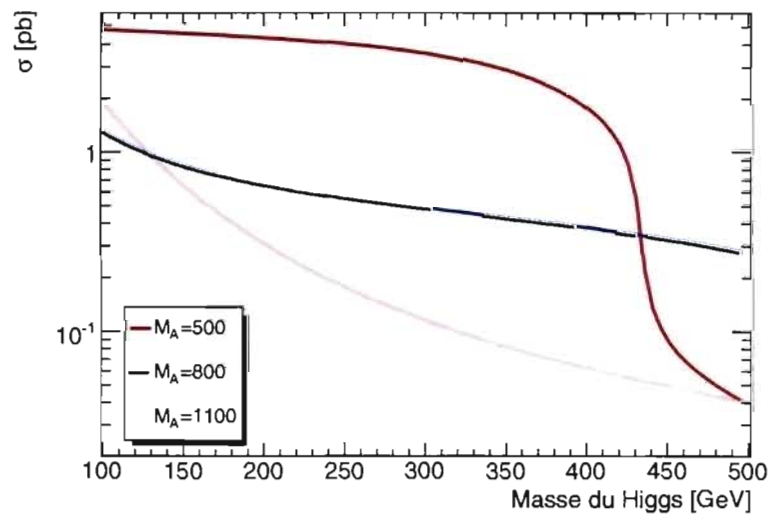


Figure 6.32 – Section efficace de $pp \rightarrow W^+h$ lorsque $g_t=5$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$, $re_1=0.5$, $re_2=0.5$ et $k_2=0.5$.

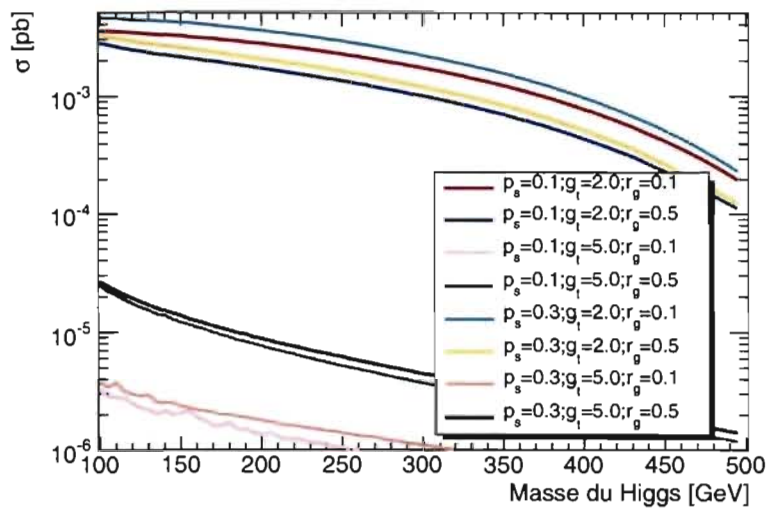


Figure 6.33 – Section efficace de $pp \rightarrow \gamma h$ lorsque $m_A=500$.

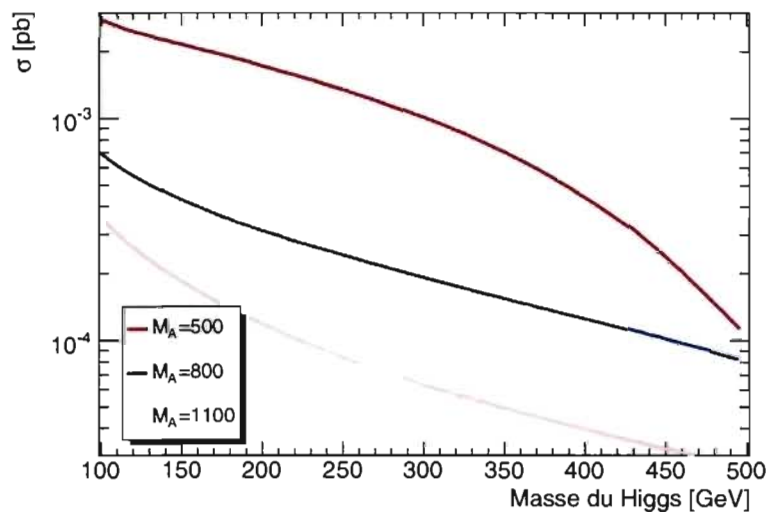


Figure 6.34 – Section efficace de $pp \rightarrow \gamma h$ lorsque $g_t=5$, $S_{etc}=0.1$, $r_g=0.1$, $re_1=0.5$, $re_2=0.5$ et $k_2=0.5$.

CONCLUSION

L'entrée en service prochaine du LHC permettra l'étude de modèles alternatifs expliquant la brisure de la symétrie électrofaible. Dans cette thèse, on a décrit l'émergence de l'un de ces modèles, la technicouleur, comme une copie de la QCD, où le pion, appelé techni-pion, joue le rôle du Higgs pour la génération de la masse des particules. On a également abordé l'évolution de cette catégorie de modèles tout en expliquant que les contraintes électrofaibles ne sont pas incompatibles avec la technicouleur.

Le modèle *Strawman* de la technicouleur est le plus répandu de nos jours, sans doute en partie parce que la simulation Monte-Carlo de ce modèle est plus accessible. On a brièvement décrit la phénoménologie du secteur des techni-mésons pour ce scénario. Entre autres, on a montré que la combinaison des canaux $\rho_{tc}^+ \rightarrow WZ \rightarrow ll\nu$ et $\rho_{tc}^+ \rightarrow Z\pi_{tc}^+ \rightarrow llbj$ permet d'extraire l'angle χ , qui décrit le mélange entre les bosons de jauge électrofaible et les techni-pions sur une certaine plage d'espace de phase avec 10 fb^{-1} . Cet angle est relié au nombre de doublets de techni-fermions N_d dans le modèle.

Afin de montrer que cet angle peut être mesuré à partir de données expérimentales provenant d'ATLAS, on a généré, simulé et reconstruit des pseudo événements correspondant à ces canaux. Les échantillons utilisés permettent de délimiter la région de paramètres observables pour la masse du ρ_{tc}^+ et du π_{tc}^+ . Tous les échantillons sont pour un nombre de doublets $N_d = 9$. Les bruits de fond ont aussi été produits. Une simulation rapide a été faite dans certains cas pour augmenter la statistique, mais cette simulation a été validée en la comparant à la simulation complète.

On a décrit l'analyse complète de ces échantillons et des bruits de fond associés, et leur combinaison pour obtenir cet angle de mélange. Le résultat a été obtenu pour une pseudo expérience correspondant à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} , et un nombre de doublets $N_d = 8.7 \pm 2.0$ a été obtenu, ce qui confirme qu'il sera possible de mesurer ce paramètre, éventuellement, au LHC. L'erreur sur cette valeur inclut les erreurs statistiques et une estimation très approximative des erreurs systématiques du générateur d'événements. Une étude basée sur des données réelles

se verrait ajouter des erreurs systématiques liées à l'expérience elle même.

Cette étude Monté-Carlo avait pour but de démontrer la possibilité d'extraire l'angle de mélange à une luminosité de 10 fb^{-1} . Une plus grande luminosité pourrait faciliter l'étude de ces canaux, mais demanderait un temps de calcul élevé. Les données utilisées dans cette thèse correspondent exactement au nombre d'événements attendus pour 10 fb^{-1} . L'utilisation d'un nombre d'événements plus large permettrait non seulement de diminuer les erreurs statistiques, mais aussi d'obtenir des limites d'observabilité plus fiables.

Finalement, on a discuté la phénoménologie du secteur des techni-mésons pour un modèle alternatif : MWTC. Ce modèle a un contenu en particules plus simple et provient d'une théorie effective complète. On a produit des graphiques des largeurs et modes de désintégrations pour les techni-mésons. Cette analyse sommaire permettra de définir un ensemble de canaux à étudier au LHC.

Ces études, basées sur des pseudo expériences, ont maintenant besoin de données réelles pour progresser. Le nombre de modèle au delà du Modèle Standard croit constamment, et l'arrivée prochaine des données des expériences du LHC devrait aider à éliminer plusieurs hypothèses, ou à mesurer/contraindre les paramètres de certains modèles.

Annexe I

Article ATL-PHYS-CONF-2008-003

Draft version 2.0



ATLAS NOTE



January 14, 2008

Search for Low-Scale Technicolor in ATLAS

G. Azuelos^{1,2}, J. Ferland¹, K. Lane³ and A. Martin⁴

¹Université de Montréal

²TRIUMF, Vancouver

³Boston University

⁴Yale University

Abstract

Low scale technicolor is an appealing scenario of strong electroweak symmetry breaking. It has a rich phenomenology which can be tested at the LHC. A very characteristic signal would involve the observation of a technipion in resonance with a Standard Model gauge boson. A fast simulation analysis of the process $pp \rightarrow \rho_T^{\pm} \rightarrow \pi_T^{\pm} Z \rightarrow b\bar{b}\ell\ell$ and $pp \rightarrow a_T^{\pm} \rightarrow \pi_T^{\pm} Z \rightarrow b\bar{b}\ell\ell$ for three representative sets of masses for the new particles suggests that the technipion and technipion could be observed with $\sim 15 \text{ fb}^{-1}$, and that the a_T could be observed simultaneously with the ρ_T and π_T within a year or more of running at the LHC.

ATL-PHYS-CONF-2008-003
14 January 2008

1. Introduction

Understanding the mechanism of electroweak symmetry breaking is the foremost goal of the LHC. It will probe the TeV scale where, in the absence of light Higgs boson or other such mechanism, perturbative unitarity would be violated in the scattering of longitudinally-polarized electroweak bosons (generically, W_T). Hence, the famous “no-lose theorem” [1] that implies the LHC will uncover the origin of electroweak symmetry breaking whatever it may be.

Technicolor (TC) [2,3] is an appealing scenario of electroweak symmetry breaking. In TC, a strong, vector-like gauge interaction of massless technifermions causes their chiral symmetry to be spontaneously broken. If these technifermions transform under $SU(2) \otimes U(1)$ as quarks and leptons do, this effect also breaks electroweak gauge symmetry down to electromagnetic $U(1)$. Modern technicolor has a slowly-running (“walking”) gauge coupling [4–7]. This feature allows extended technicolor (ETC) [8] to generate realistic masses for quarks, leptons and technipions (π_T) with the very massive (10^2 – 10^4 TeV) ETC bosons necessary to suppress flavor-changing neutral current interactions. (For reviews, see Refs. [9, 10].) The important phenomenological consequence of walking is that the technicolor scale is likely to be much lower and the spectrum of this low-scale technicolor (LSTC) much richer and more experimentally accessible than originally thought [11–13]. The reason for this is that many technifermion doublets are required to make the TC coupling walk. The bound states of the lightest technifermion doublet, spin-one $\rho_T^{\pm,0}$ and ω_T and spin-zero $\pi_T^{\pm,0}$, will all be accessible at the LHC. Furthermore, walking enhances π_T masses much more than those of their vector partners, ρ_T and ω_T , closing the all- π_T decay channels of these lightest techni-vectors. In LSTC, then, we expect the lightest ρ_T and ω_T to lie below roughly 0.5 TeV and to be very narrow — because they decay predominantly to an electroweak boson γ, W, Z plus π_T or to a pair of electroweak bosons. These channels have very distinctive signatures, made all the more so because ρ_T and ω_T are narrow, $\Gamma(\rho_T) \simeq 1$ – 5 GeV and $\Gamma(\omega_T) \simeq 0.1$ – 0.5 GeV. Technipions are expected to decay via ETC interactions to the heaviest fermion-antifermion flavors allowed kinematically, providing the best chance of their being detected.¹⁾

It has been argued [15, 16] that walking TC invalidates the standard QCD-based calculations of the precision-electroweak S -parameter [17–20]. Walking TC produces something like a tower of vector and axial-vector isovector states above the lightest ρ_T and its axial partner a_T , and they all may contribute significantly to the S -parameter.²⁾ Most important phenomenologically, in models with small S , the lightest a_T and ρ_T are likely to be nearly degenerate and have similar couplings to their respective weak vector and axial-vector currents; see, e.g., Refs. [21–24]. The $a_T \rightarrow 3\pi_T$ modes are closed and they too are very narrow, $\Gamma(a_T) \lesssim 0.5$ GeV.

The phenomenology of these technihadrons is set forth in the “Technicolor Straw-Man Model” (TCSM) [24–26]. The principal LSTC discovery channels at the Tevatron, $\rho_T \rightarrow W^\pm \pi_T^{\mp,0} \rightarrow \ell^+ \nu_\ell b_j$, are swamped by \bar{t} production at the LHC. There, the discovery modes are most probably $\rho_T^\pm \rightarrow W^\pm Z^0$, $\omega_T \rightarrow \gamma Z^0$ and $a_T^\pm \rightarrow \gamma W^\pm$, with leptonic (e and/or μ) decay modes for W and Z . These modes do not involve technipions, an essential feature of low-scale technicolor. There are other strong-interaction scenarios of electroweak symmetry breaking (so-called Higgsless model in five dimensions and deconstructed models, to name two examples) which predict narrow vector and axial-vector resonances, but they do not decay to technipion-like objects. Therefore, observation of technipions is important for confirming LSTC as the mechanism underlying electroweak symmetry breaking. Thus motivated, we evaluate here the observability of the process $p\bar{p} \rightarrow \rho_T^\pm/a_T^\pm \rightarrow Z^0 \pi_T^\pm \rightarrow \ell^+ \ell^- b_j$ which, at the LHC, is much less dominated by background than the $W\pi_T$ channels. An attractive feature of this process is the possibility of discovering ρ_T and a_T peaks in the same $Z\pi_T$ final state. We find this can be done in a

¹⁾Something like topcolor-assisted technicolor [14] is needed to keep the top quark from decaying copiously into $\rho_T^\pm b$ when $M_{\rho_T} \lesssim 160$ GeV. Thus, if π_T^\pm is heavier than the top, it will not decay exclusively to $t\bar{b}$.

²⁾These higher mass states are also important in unitarizing longitudinal gauge boson scattering at high energies.

100 fb⁻¹ data sample except at the highest masses we consider, ~ 600 GeV, where only the ρ_T peak is significant.

2. Signal and backgrounds

The process of production and decay of charged technipions of the TCSM is implemented in PYTHIA [27], version 6.411. In order to account for new processes involving the a_T , as discussed in the introduction, the relevant subroutines were replaced by revised versions, provided by S. Mrenna [28]. Three different reference cases labeled A, B and C were considered, for which Table 1 summarizes the basic parameters. The processes $Z_\perp \pi_T^\pm$ and $Z_\parallel \pi_T^\pm$ are both included. Both ρ_T^\pm and a_T^\pm contribute to the production of transversely-polarized Z_\perp while only ρ_T^\pm contribute to longitudinally-polarized Z production. A choice of mass for some techniparticles is shown, as well as for the parameters M_V, M_A , which control the strength of the technivector decay to a technipion and a transversely polarized electroweak boson. We also used $Q_U = 1$ and $Q_D = 0$ for technifermions charges. The other parameters of TCSM are those by default in PYTHIA. The main ones are: number of technicolors $N_{TC} = 4$ and mixing angle between interaction eigenstates of technipion and vector bosons $\sin \chi = 1/3$.

Various backgrounds will contribute : $t\bar{t}$, Zjj , Zbj and $Zb\bar{b}$. The sample $t\bar{t}$ has been generated with PYTHIA allowing the top quark and W bosons to decay freely. The process $Zb\bar{b}$ was generated by AcerMC [29] 3.4 while Zjj and Zbj are from MadGraph [30] 4.1.33. Z +jets events were produced using partons distribution function(pdf) CTEQ6L and a renormalization and factorization scale Q at the Z boson mass. The sample Zjj does not include $Zb\bar{b}$, but there may be double counting of Zjj and Zbj for low p_T jets. These Z +jets events were then processed by PYTHIA for hadronization and fragmentation. The background cross sections shown in Table 2 have been multiplied by the branching ratio ($BR(Z \rightarrow ll)$), except for $t\bar{t}$, where no decay channel was imposed. It must be noted that all signal and background cross sections quoted here are at leading order. The K factors can be substantial (~ 1.5).

Table 1: Parameters used for producing signal samples.

Sample	$M_{\rho_T}, M_{a_T}, \Lambda_{V_T}, \Lambda_{A_T}$ [GeV]	M_{a_T} [GeV]	M_{ρ_T} [GeV]	M_{π_T} [GeV]	σ_{xBR} [fb]	
					ρ_T	a_T
A	300	330	200	400	98.7	58.9
B	400	440	275	500	71.2	17.4
C	500	550	350	600	36.5	8.9

Table 2: Background cross-sections at leading order. No branching ratio is applied to the $t\bar{t}$ background.

Bkg	$\sigma_{xBR}(Y \rightarrow ll + X)$ [pb]
$t\bar{t}$	500.0
Zjj	344.0
Zbj	11.0
$Zb\bar{b}$	56.0

The ATLAS detector simulation for signals and backgrounds was performed using the ATLEAST [31, 32] implemented in the ATLAS software framework ATHENA, version 12.0.7. It is a good approximation of detector resolution and efficiency, and is fast enough to process the large number of events. An additional efficiency factor of 10% has been applied for lepton identification inefficiency. The b-jet tag

efficiency used was 60% with corresponding global mistagging factors of $\sim 1\%$ for light-quark jets and gluon jets and of $\sim 10\%$ for c-jets. The exact rejection factors depend on the reconstructed jet p_T and η .

3 Analysis

In order to satisfy the trigger conditions, and considering that high luminosity running conditions would apply, we require as a preselection a minimal set of criteria: (i) the presence of two same-flavour and opposite sign leptons with $p_T > 20$ GeV and (ii) at least one b-tagged jet and one non-b-tagged jet, both with $p_T > 20$ GeV. The two jets with highest p_T satisfying these conditions will be the candidate jets resulting from the technipion decay.

On these preselected events, we apply several selection criteria to increase the significance of the signal with respect to the backgrounds. Figure 1, normalized to 100 fb^{-1} , justifies the set of cuts used:

- **cut 1:** Since the signal leads to no significant missing energy, we can strongly suppress the $t\bar{t}$ background, as shown in 1(a), by imposing

$$E_T^{\text{miss}} < 35 \text{ GeV}$$

- **cut 2:** The jets associated to the π_T^\pm will have greater transverse momentum for the signal than for backgrounds, due to their physical origin and the event topologies. Figure 1(b) shows the distribution for the highest- p_T jet. The optimal cut for case A was found to be

$$p_T^{\text{max}}(j, b) > 80 \text{ GeV}$$

This cut varies with the π_T^\pm mass. It was found that values of 115 GeV and 150 GeV for samples B and C respectively were optimal selection criteria.

- **cut 3:** Figure 1(c) shows the distribution for the lower- p_T jet. We require for sample A:

$$p_T^{\text{min}}(j, b) > 65 \text{ GeV}$$

As for cut 3, the dependence of the value depend on the π_T^\pm mass. Values of 80 GeV and 100 GeV were found to be optimal for case B and C respectively. When analysing real data, a scan of assumed mass points would be considered and this cut and cut 4 below would be adjusted accordingly.

- **cut 4:** Since only one b-jet is expected from the decay of the π_T^\pm , whereas the $t\bar{t}$ background will produce two such jets, we impose a cut:

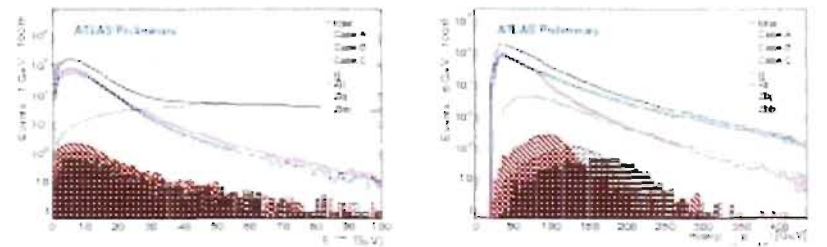
$$\text{number of b-tagged jets} = 1$$

- **cut 5:** Finally, the requirement that the two opposite sign, same flavor leptons should have an invariant mass close to the Z mass should further suppress the $t\bar{t}$ background:

$$m_{\ell\ell} = 91 \pm 5 \text{ GeV}$$

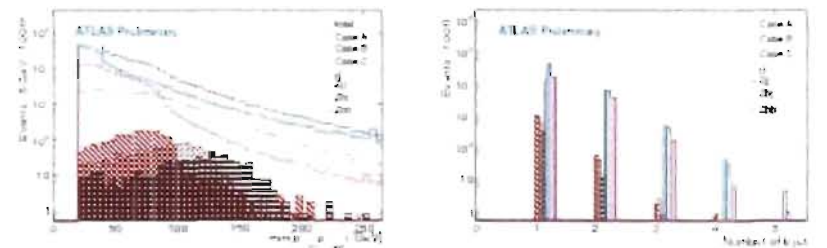
The same analysis has been repeated, optimizing for the search of the σ_T only. It was found that a better significance for its discovery could be obtained by replacing cuts 2 and 3 by: $p_T^{\text{max}}(j, b) > 85$ GeV, 120 GeV and 180 GeV and $p_T^{\text{min}}(j, b) > 50$ GeV, 80 GeV and 90 GeV for the three cases under study.

Tables 3, 4 and 5 give the number of signal and background events remaining in the peak region as the cuts are successively applied. The region is chosen as an ellipse centered at the mean while the widths correspond to 1.5 sigma interval.



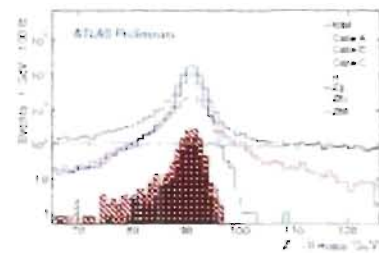
(a) Mean transverse energy

(b) Transverse momentum of the hardest jet used in the τ_T reconstruction



(c) Transverse momentum of the lower p_T jet used in the τ_T reconstruction

(d) Number of jets with $p_T > 20$ GeV



(e) Invariant mass of the two leptons

Figure 4: Set of cuts used to suppress backgrounds

January 14, 2008 - 11:01

DRAFT

6

Table 3: Case A: Event flow in function of cuts applied. S stands for the number of signal events in the peak regions, while B is the number of background for the same region, normalized to 100 fb^{-1} .

Cut	peak	S	\bar{n}	Z_{jj}	Z_{bj}	Z_{bb}	B	$\frac{S}{\sqrt{B}}$	$\frac{S}{\sqrt{S+B}}$
initial	ρ_r^\pm	548	1521	2269	694	2442	6927	6.6	6.4
	a_r^\pm	297	2372	3665	1164	3472	10672	2.9	2.9
after cut 1	ρ_r^\pm	548	281	2257	677	2413	5629	7.3	7.0
	a_r^\pm	295	463	3638	1133	3413	8648	3.2	3.1
after cut 2	ρ_r^\pm	431	215	512	209	279	1217	12.4	10.6
	a_r^\pm	251	339	1106	385	602	2432	5.1	4.9
after cut 3	ρ_r^\pm	362	144	239	125	130	640	14.3	11.4
	a_r^\pm	226	279	518	271	330	1398	6.0	5.6
after cut 4	ρ_r^\pm	347	107	203	102	112	525	15.1	11.8
	a_r^\pm	215	204	449	215	272	1140	6.4	5.8
after cut 5	ρ_r^\pm	344	19	190	96	97	403	17.1	12.6
	a_r^\pm	215	19	431	207	243	900	7.2	6.4

Table 4: Case B: Event flow in function of cuts applied. S stands for number of signal events in the peak regions, while B is the number of background for the same region, normalized to 100 fb^{-1} .

Cut	peak	S	\bar{n}	Z_{jj}	Z_{bj}	Z_{bb}	B	$\frac{S}{\sqrt{B}}$	$\frac{S}{\sqrt{S+B}}$
initial	ρ_r^\pm	382	1785	2376	801	2539	7503	4.4	4.3
	a_r^\pm	117	1791	2049	666	1777	6283	1.5	1.5
after cut 1	ρ_r^\pm	380	319	2356	773	2477	5926	4.9	4.8
	a_r^\pm	113	350	2023	637	1712	4722	1.6	1.6
after cut 2	ρ_r^\pm	295	169	426	175	147	918	9.7	8.5
	a_r^\pm	96	170	455	179	156	960	3.1	3.0
after cut 3	ρ_r^\pm	262	137	224	133	71	537	11.3	9.3
	a_r^\pm	79	118	171	90	41	419	3.9	3.5
after cut 4	ρ_r^\pm	248	97	196	107	67	448	11.7	9.4
	a_r^\pm	75	76	480	66	37	328	4.1	3.7
after cut 5	ρ_r^\pm	242	15	185	105	56	346	13.0	10.0
	a_r^\pm	75	3.2	143	65	32	242	4.8	4.2

January 14, 2008 - 11:01

DRAFT

7

Table 5: Case C: Event flow in function of cuts applied. S stands for number of signal events in the peak regions, while B is the number of background for the same region, normalized to 100 fb^{-1} .

Cut	peak	S	$\bar{t}\bar{t}$	Zjj	Zbj	Zbb	B	$\frac{S}{\sqrt{B}}$	$\frac{S}{\sqrt{S+B}}$
initial	ρ_T^\pm	184	880	965	292	878	3016	3.4	3.3
	a_T^\pm	35	828	805	258	659	2550	0.7	0.7
after cut 1	ρ_T^\pm	182	149	952	274	855	2232	3.9	3.7
	a_T^\pm	35	133	789	247	639	1808	0.8	0.8
after cut 2	ρ_T^\pm	148	63	135	52	35	286	8.8	7.1
	a_T^\pm	23	32	95	28	22	177	1.7	1.6
after cut 3	ρ_T^\pm	133	46	65	32	15	159	10.7	7.8
	a_T^\pm	21	23	49	23	11	106	2.0	1.9
after cut 4	ρ_T^\pm	127	27	59	24	15	126	11.4	8.0
	a_T^\pm	21	11	43	17	11	82	2.3	2.1
after cut 5	ρ_T^\pm	126	2.4	58	23	12	96	13.0	8.5
	a_T^\pm	21	1.6	42	17	8.9	69	2.5	2.2

The resolution of the π_T^\pm, ρ_T^\pm and a_T^\pm reconstruction is about 15 GeV (see Fig. 2(a) and 2(b)). Because of correlated reconstruction resolutions of the ρ_T/a_T and π_T , the difference in mass will have a better resolution (see Fig. 2(c)). This is what is plotted in one of the axes of Fig. 3 where the observed signal for case A is shown for an integrated luminosity of 100 fb^{-1} . Figure 3(a) shows the technicolor signal only while fig. 3(b) shows the background. The sum of both, shown on fig. 3(c), displays clearly two peaks, which have a significance of 17 and 7 and containing 344 and 160 events of the signal.

Cases B and C have similar behavior and are not shown. The cross section times BR required for a $5\text{-}\sigma$ discovery at 100 fb^{-1} is given in Table 6 for each of the three cases studied here. Table 7 shows the needed luminosity in fb^{-1} for a $5\text{-}\sigma$ discovery.

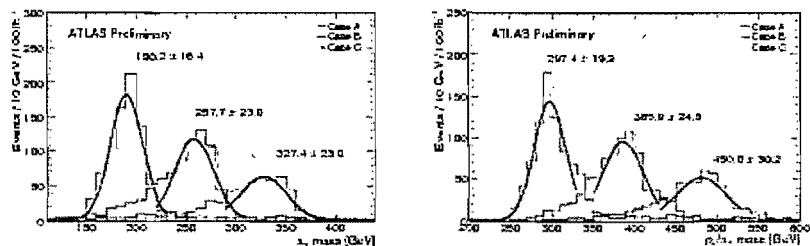
Table 6: Minimal cross-section multiply by branching fraction needed to obtain a significance of five for each case studied for the ρ_T^\pm/a_T^\pm signal at 100 fb^{-1} .

Sample	peak	A	B	C
$\sigma_{\text{BR}} \text{fb} $	ρ_T^\pm	28.5	27.6	14.0
	a_T^\pm	40.6	17.9	17.6

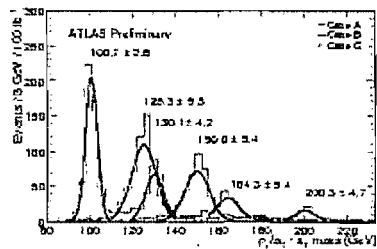
Table 7: Minimal luminosity needed to obtain a significance of five for each case studied

Sample	peak	A	B	C
Luminosity [fb^{-1}]	ρ_T^\pm	8.3	15.1	14.8
	a_T^\pm	47.5	106	390

As mentioned in sect. 2, the results shown here do not account for NLO corrections of background or signal cross section. It is known that they could be of the order of 50% and, for $\bar{t}\bar{t}$ in particular (which is not the dominant background), it reaches 66%. The significance of the signal can therefore be assigned an uncertainty of $\sim 25\%$.

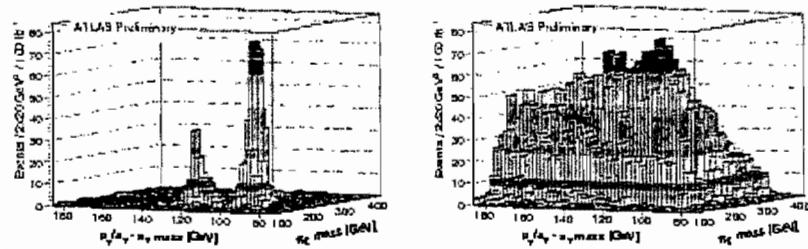


(a) Reconstructed masses of the π_T for the three signal cases. (b) Reconstructed masses of the ρ_T for the three signal cases.

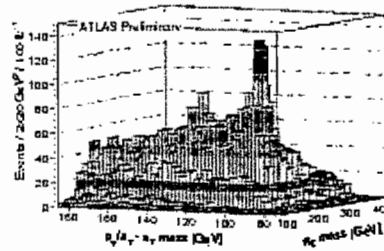


(c) Reconstructed mass differences $M_0 - M_{\pi_T}$ and $M_2 - M_{\pi_T}$ for the three signal cases.

Figure 2: Reconstructed mass resolution for signals.



(a) π_T mass as function of $(p_T/a_T - \pi_T)$ mass for case A signal. (b) π_T mass as function of $(p_T/a_T - \pi_T)$ mass for backgrounds only.



(c) π_T mass as function of $(p_T/a_T - \pi_T)$ mass for sum of case A signal and backgrounds.

Figure 3: π_T mass as function of $(p_T/a_T - \pi_T)$. The selection criteria applied here are those optimized for the ρ_T resonance.

4 Summary and conclusion

As a test of TCSM model, the process $pp \rightarrow \rho_T^\pm/a_T^\pm \rightarrow Z\pi_T^\pm \rightarrow \ell\ell bj$ is an important signal to be investigated at the LHC since it involves clearly three (ρ_T , a_T and π_T) resonances. It also provides a measure of the coupling of these resonances to vector bosons. However, the signal presents experimental challenges because of large backgrounds. From an analysis based on simple selection cuts for three reference cases in parameter space, we have found that there is a strong potential for observing the ρ_T with an integrated luminosity of 15 fb^{-1} . The a_T could also be discovered simultaneously, producing a striking signal of TCSM model, but this will require more luminosity. Confirmation of the origin of the resonances could then be obtained from their expected characteristic decay angular distributions.

5 Acknowledgments

This work has been performed within the ATLAS Collaboration, and we thank collaboration members for helpful discussions. We have also made use of the physics analysis framework and tools which are the result of collaboration-wide efforts.

References

- [1] Chanowitz, Michael S., . . . Presented at the 23rd International Conference on High Energy Physics, Berkeley, Calif., Jul 16-23, 1986.
- [2] Weinberg, Steven, *Phys. Rev.* **D19** (1979) 1277–1280.
- [3] Susskind, Leonard, *Phys. Rev.* **D20** (1979) 2619–2625.
- [4] Holdorn, Bob, *Phys. Rev.* **D24** (1981) 1441.
- [5] Appelquist, Thomas W. and Karabali, Dimitra and Wijewardhana, L. C. R., *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 957.
- [6] Yamawaki, Koichi and Bando, Masako and Maturnoto, Ken-iti, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 1335.
- [7] Akiba, T. and Yanagida, T., *Phys. Lett.* **B169** (1986) 432.
- [8] Eichten, Estia and Lane, Kenneth D., *Phys. Lett.* **B90** (1980) 125–130.
- [9] Lane, Kenneth, (2002).
- [10] Hill, Christopher T. and Simmons, Elizabeth H., *Physics Reports* **381** (2003) 235–402.
- [11] Lane, Kenneth D. and Eichten, Estia, *Phys. Lett.* **B222** (1989) 274.
- [12] Eichten, Estia and Lane, Kenneth D., *Phys. Lett.* **B388** (1996) 803–807.
- [13] Eichten, Estia and Lane, Kenneth D. and Womersley, John, *Phys. Lett.* **B405** (1997) 305–311.
- [14] Hill, Christopher T., *Phys. Lett.* **B345** (1995) 483–489.
- [15] Lane, Kenneth D., (1993).
- [16] Lane, Kenneth D., (1994).
- [17] Peskin, Michael E. and Takeuchi, Tatsu, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 964–967.

January 14, 2008 – 11:01

DRAFT

11

- [18] Golden, Mitchell and Randall, Lisa, Nucl. Phys. **B361** (1991) 3–23.
- [19] Holdom, B. and Terning, J., Phys. Lett. **B247** (1990) 88–92.
- [20] Alvanelli, Guido and Barbieri, Riccardo and Jadach, S., Nucl. Phys. **B369** (1992) 3–32.
- [21] Appelquist, Thomas and Samino, Francesco, Phys. Rev. **D59** (1999) 067702.
- [22] Knecht, Marc and de Rafael, Eduardo, Phys. Lett. **B424** (1998) 335–342.
- [23] Hirn, Johannes and Sanz, Veronica, (2006).
- [24] Eichten, Estia and Lane, Kenneth, (2007).
- [25] Lane, Kenneth D., Phys. Rev. **D60** (1999) 075007.
- [26] Lane, Kenneth and Mrenna, Stephen, Phys. Rev. **D67** (2003) 115011.
- [27] Sjostrand, Torbjorn and Mrenna, Stephen and Skands, Peter, JHEP **05** (2006) 026.
- [28] Mrenna, S., Private communication.
- [29] Kersevan, Borut Paul and Richter-Was, Elzbieta, hep-ph/0405247 (2004).
- [30] Alwall, Johan and others, JHEP **09** (2007) 028.
- [31] Richter-Was E., Proidevaux D., Poggioli L., ATLAS note, ATL-PHYS-98-131 (1998).
- [32] S. Dean and P. Sherwood, <http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/allfast>.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S. L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22 :579–588, 1961.
- [2] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264–1266, 1967.
- [3] Abdus Salam. Weak and electromagnetic interactions. In W. Svartholm, editor, *Elementary Particle Theory*, page 367, Stockholm, 1968. Almqvist and Wiksell.
- [4] Chen-Ning Yang and R. L. Mills. Isotopic spin conservation and a generalized gauge invariance. Also in *Yang, C.N. : Selected Papers 1945-1980*, 171.
- [5] Peter W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Lett.*, 12 :132–133, 1964.
- [6] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :508–509, 1964.
- [7] Peter W. Higgs. Spontaneous Symmetry Breakdown Without Massless Bosons. *Phys. Rev.*, 145 :1156–1163, 1966.
- [8] Hideki Yukawa. On the interaction of elementary particles. *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.*, 17 :48–57, 1935.
- [9] Combined CDF and DZero Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb⁻¹ of Data. *hep-ph/0903.4001*, 2009.
- [10] Yao et al. Review of Particle Physics. *Journal of Physics G*, 33 :1+, 2006.
- [11] S. Dawson. Introduction to electroweak symmetry breaking. *hep-ph/9901280*, 1998.
- [12] Stephen P. Martin. A supersymmetry primer. *hep-ph/9709356*, 1997.
- [13] J. F. Donoghue, E. Golowich, and Barry R. Holstein. Dynamics of the standard model. *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.*, 2 :1–540, 1992.

- [14] Jeffrey Goldstone, Abdus Salam, and Steven Weinberg. Broken Symmetries. *Phys. Rev.*, 127 :965–970, 1962.
- [15] Y. Nambu. Symmetry breakdown and small mass bosons. *Fields and Quanta* 1 (1970) 33-54.
- [16] S. Scherer. Introduction to goldstone boson interactions and decays. 2003. 20th Students Workshop on Electromagnetic Interactions.
- [17] Chris Quigg and Robert Shrock. Gedanken Worlds without Higgs : QCD-Induced Electroweak Symmetry Breaking. 2009.
- [18] Steven Weinberg. Implications of Dynamical Symmetry Breaking : An Addendum. *Phys. Rev.*, D19 :1277–1280, 1979.
- [19] Leonard Susskind. Dynamics of Spontaneous Symmetry Breaking in the Weinberg- Salam Theory. *Phys. Rev.*, D20 :2619–2625, 1979.
- [20] Christopher T. Hill and Elizabeth H. Simmons. Strong dynamics and electroweak symmetry breaking. *Phys. Rept.*, 381 :235–402, 2003.
- [21] R. Sekhar Chivukula and Terry P. Walker. Technicolor cosmology. *Nucl. Phys.*, B329 :445, 1990.
- [22] Edward Farhi and Leonard Susskind. Technicolor. *Phys. Rept.*, 74 :277, 1981.
- [23] Michael Edward Peskin and Tatsu Takeuchi. A New constraint on a strongly interacting Higgs sector. *Phys. Rev. Lett.*, 65 :964–967, 1990.
- [24] Mitchell Golden and Lisa Randall. Radiative corrections to electroweak parameters in technicolor theories. *Nucl. Phys.*, B361 :3–23, 1991.
- [25] B. Holdom and J. Terning. Large corrections to electroweak parameters in technicolor theories. *Phys. Lett.*, B247 :88–92, 1990.
- [26] Guido Altarelli, Riccardo Barbieri, and S. Jadach. Toward a model independent analysis of electroweak data. *Nucl. Phys.*, B369 :3–32, 1992.

- [27] Michael Edward Peskin and Tatsu Takeuchi. Estimation of oblique electroweak corrections. *Phys. Rev.*, D46 :381–409, 1992.
- [28] M. Bohm, Ansgar Denner, and H. Joos. Gauge theories of the strong and electroweak interaction. Stuttgart, Germany : Teubner (2001) 784 p.
- [29] Jr. Callan, Curtis G. Broken scale invariance in scalar field theory. *Phys. Rev.*, D2 :1541–1547, 1970.
- [30] K. Symanzik. Small distance behavior in field theory and power counting. *Commun. Math. Phys.*, 18 :227–246, 1970.
- [31] Kenneth D. Lane. An Introduction to technicolor. *hep-ph/9401324*, 1993.
- [32] Kenneth D. Lane. Technicolor 2000. *hep-ph/0007304*, 2000.
- [33] N. Evans and F. Sannino. Minimal walking technicolour, the top mass and precision electroweak measurements. *hep-ph/0512080*, 2005.
- [34] Kenneth D. Lane. Technicolor and precision tests of the electroweak interactions. *hep-ph/9409304*, 1994.
- [35] Dennis D. Dietrich, Francesco Sannino, and Kimmo Tuominen. Light composite Higgs from higher representations versus electroweak precision measurements : Predictions for LHC. *Phys. Rev.*, D72 :055001, 2005.
- [36] Francesco Sannino. Dynamical Stabilization of the Fermi Scale : Phase Diagram of Strongly Coupled Theories for (Minimal) Walking Technicolor and Unparticles. *arXiv :0804.0182*, 2008.
- [37] Kenneth D. Lane. Technihadron production and decay rates in the technicolor straw man model. *hep-ph/9903372*, 1999.
- [38] Kenneth D. Lane. Technihadron production and decay in low-scale technicolor. *Phys. Rev.*, D60 :075007, 1999.
- [39] Christopher T. Hill. Topcolor : Top quark condensation in a gauge extension of the standard model. *Phys. Lett.*, B266 :419–424, 1991.

- [40] Christopher T. Hill. Topcolor assisted technicolor. *Phys. Lett.*, B345 :483–489, 1995.
- [41] Roshan Foadi, Mads T. Frandsen, Thomas A. Rytto, and Francesco Sannino. Minimal Walking Technicolor : Set Up for Collider Physics. *Phys. Rev.*, D76 :055005, 2007.
- [42] Edward Witten. An SU(2) anomaly. *Phys. Lett.*, B117 :324–328, 1982.
- [43] Kenneth Lane. Search for low-scale technicolor at the Tevatron. *hep-ph/0605119*, 2006.
- [44] G. Azuelos, J. Ferland, K. Lane, and A. Martin. Search for low-scale technicolor in ATLAS. ATL-PHYS-CONF-2008-003.
- [45] Gustaaf H. Brooijmans et al. New Physics at the LHC : A Les Houches Report. Physics at Tev Colliders 2007 – New Physics Working Group. *hep-ph/0802.3715*, 2008.
- [46] Estia Eichten and Kenneth Lane. Low-scale technicolor at the Tevatron and LHC. *Phys. Lett.*, B669 :235–238, 2008.
- [47] R. Casalbuoni et al. Degenerate BESS Model : The possibility of a low energy strong electroweak sector. *Phys. Rev.*, D53 :5201–5221, 1996.
- [48] Thomas Appelquist, P. S. Rodrigues da Silva, and Francesco Sannino. Enhanced global symmetries and the chiral phase transition. *Phys. Rev.*, D60 :116007, 1999.
- [49] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. Pythia 6.4 physics and manual. *JHEP*, 05 :026, 2006.
- [50] Bo Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand. Parton fragmentation and string dynamics. *Phys. Rept.*, 97 :31, 1983.
- [51] Mats Bengtsson and Torbjorn Sjostrand. A Comparative Study of Coherent and Noncoherent Parton Shower Evolution. *Nucl. Phys.*, B289 :810, 1987.

- [52] Johan Alwall et al. Madgraph/madevent v4 : The new web generation. *JHEP*, 09 :028, 2007.
- [53] Fabio Maltoni and Tim Stelzer. Madevent : Automatic event generation with madgraph. *JHEP*, 02 :027, 2003.
- [54] G. C. Cho et al. Weak boson fusion production of supersymmetric particles at the lhc. *Phys. Rev.*, D73 :054002, 2006.
- [55] T. Stelzer and W. F. Long. Automatic generation of tree level helicity amplitudes. *Comput. Phys. Commun.*, 81 :357–371, 1994.
- [56] H. Murayama, I. Watanabe, and K. Hagiwara. Helas : Helicity amplitude subroutines for feynman diagram evaluations. KEK-91-11.
- [57] Borut Paul Kersevan and Elzbieta Richter-Was. The monte carlo event generator acermc version 1.0 with interfaces to pythia 6.2 and herwig 6.3. *Comput. Phys. Commun.*, 149 :142–194, 2003.
- [58] Borut Paul Kersevan and Elzbieta Richter-Was. The Monte Carlo event generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5. 2004.
- [59] Stefano Frixione and Bryan R. Webber. The mc@nlo 3.3 event generator. 2006.
- [60] Stefano Frixione and Bryan R. Webber. Matching nlo qcd computations and parton shower simulations. *JHEP*, 06 :029, 2002.
- [61] Stefano Frixione, Paolo Nason, and Bryan R. Webber. Matching nlo qcd and parton showers in heavy flavour production. *JHEP*, 08 :007, 2003.
- [62] G. Corcella et al. Herwig 6.5 release note. 2002.
- [63] G. Marchesini et al. Herwig : A monte carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. version 5.1 - april 1991. *Comput. Phys. Commun.*, 67 :465–508, 1992.

- [64] J. M. Butterworth, Jeffrey R. Forshaw, and M. H. Seymour. Multiparton interactions in photoproduction at herA. *Z. Phys.*, C72 :637–646, 1996.
- [65] G. Marchesini and B. R. Webber. Final states in heavy quark leptonproduction at small x. *Nucl. Phys.*, B386 :215–235, 1992.
- [66] A. Pukhov et al. CompHEP : A package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User’s manual for version 33. *hep-ph/9908288*, 1999.
- [67] A. Pukhov. CalcHEP 3.2 : MSSM, structure functions, event generation, batches, and generation of matrix elements for other packages. *hep-ph/0412191*, 2004.
- [68] Tanju Gleisberg et al. Sherpa 1.alpha, a proof-of-concept version. *JHEP*, 02 :056, 2004.
- [69] S. Catani, F. Krauss, R. Kuhn, and B. R. Webber. Qcd matrix elements + parton showers. *JHEP*, 11 :063, 2001.
- [70] S. Mrenna. Communication privée.
- [71] H. L. Lai et al. Global QCD analysis of parton structure of the nucleon : Cteq5 parton distributions. *Eur. Phys. J.*, C12 :375–392, 2000.
- [72] A. V. Semenov. Automatic generation of Feynman rules from the Lagrangian by means of LanHEP package. *Nucl. Instrum. Meth.*, A389 :293–294, 1997.
- [73] A. Semenov. LanHEP - a package for the automatic generation of Feynman rules in field theory. Version 3.0. *arXiv :0805.0555*, 2008.
- [74] <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.
- [75] <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>.
- [76] <http://cms.cern.ch/>.
- [77] <http://atlas.web.cern.ch/atlas/>.
- [78] <http://aliceinfo.cern.ch/>.

- [79] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08003, 2008.
- [80] Lezbiete Richter-Was, Daniel Froidevaux, and Luc Poggioli. Atlfast 2.0 a fast simulation package for atlas, atl-phys-98-131, 1998.
- [81] S. Agostinelli et al. GEANT4 : A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506 :250–303, 2003.
- [82] John Allison et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 53 :270, 2006.
- [83] K Cranmer, A Farbin, and A Shibata. Atl-soft-pub-2007-008.
- [84] Fons Rademakers and Rene Brun. Root : an object-oriented data analysis framework. *Linux J.*, page 6.
- [85] ATLAS Collaboration. Expected performance of the atlas experiment, detector, trigger and physics, cern-open-2008-020, 2008, à paraître.
- [86] D. Black, M. Harada, and J. Schechter. Vector meson dominance model for radiative decays involving light scalar mesons. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 121 :95–98, 2003.
- [87] J. J. Sakurai. Vector meson dominance and high-energy electron proton inelastic scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 22 :981–984, 1969.
- [88] Alexander Belyaev et al. Technicolor Walks at the LHC. *arXiv :0809.0793*, 2008.