



Université Mohammed V  
Faculté des Sciences  
Rabat

Laboratoire de Physique des Hautes Energies, Modélisation et Simulation  
LPHE-MS

### Mémoire de Master

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de :

### Master Physique Mathématique

Par :

**Hassan ASSALMI<sup>1</sup>**

Encadrant :

Mohamed GOUIGHRI

---

# Recherche des resonances lourdes se désintégrant en paire de bosons $WW$ ou $WZ$ dans le canal $l\nu qq$ avec le détecteur ATLAS

---

Soutenue le 17 Octobre 2022, devant le jury composé de :

**R. AHL LAAMARA**, Université Mohammed V , Faculté des Sciences, Rabat

**M. GOUIGHRI**, Université Ibn Tofail , Faculté des Sciences, Kénitra

**H. EL HADFI**, Université Mohammed V , Faculté des Sciences, Rabat

**E. H. SAIDI**, Université Mohammed V , Faculté des Sciences, Rabat

**A. SLAOUI**, Université Mohammed V , LPHE-MS Faculté des Sciences, Rabat

---

1. hassan\_assalmi@um5.ac.ma



## **Remerciement**

La louange est à Allah de par la grâce de qui se réalisent les bonnes choses.

Ce mémoire de Master est l'aboutissement d'un intérêt de toute une vie pour la physique des particules et est devenue autant un travail d'amour qu'une étude scientifique.

Ce rapport de mémoire et la recherche qui l'accompagne n'auraient pas été possibles sans le soutien exceptionnel de mon superviseur, le professeur Mohamed Gouighri, qui m'a adéquatement guidé et encouragé à être professionnel. Son enthousiasme, ses connaissances et son souci du détail ont été une source d'inspiration et ont permis à mon travail de rester sur la bonne voie.

Je tiens également à exprimer ma très grande gratitude à mon co-encadrant, Dr. Yassine El Ghazali pour ses suggestions précieuses et constructives lors de la planification et du développement de ce travail de recherche surtout dans la partie d'analyse. Sa volonté de donner si généreusement de son temps a été très appréciée.

Je suis reconnaissant à toutes les membres du laboratoire de la Physique des Hautes Energies-Modélisation et Simulation (LPHE-MS) de la faculté des sciences de Rabat pour son soutien pratique tout au long de ces deux ans de formations.

Je remercie d'abord le professeur El Hassan Saidi, le directeur du laboratoire LPHE-MS, que j'avais le plaisir de suivre son cours de l'électromagnétisme de S3 de la Licence, et qu'il m'a influencé à choisir ce parcours éducatif.

Bien sûr sans oublier les efforts du Pr. Rachid Ahl Laamara qui m'a supporté durant ces deux ans de formations, je tiens à vous remercier de tout mon cœur pour le soutien que vous avez apporté pour moi et pour les autres étudiants. J'ai très bien aimé votre façon pédagogique à enseigner le cours de la théorie des groupes et de l'algèbre de Lie.

Je tiens également à remercier les professeurs qui nous ont enseigné lors de cette formation, merci d'être des professeurs vraiment exceptionnels. Votre passion pour l'enseignement et votre dévouement envers vos étudiants se manifestent dans tout ce que vous faites.

Je tiens à remercier tous mes camarades de classe pour leur amitié et leurs encouragements. Je n'oublierai jamais le temps où nous avons étudié et recherché ensemble des informations à la bibliothèque et les sorties organisé que nous avons fait ensemble. Tarik Kazkouz, l'ami le plus proche de moi, nous avons passé des moments inoubliables ensemble, merci infiniment Tarik, et merci d'être celui sur qui je peux toujours compter. Un immense merci à ma copine Ikram Ld pour la motivation et les encouragements tout au long de la rédaction de ce travail.

Un merci spécial à mes collègues Saad Elfarkh, Abderrazak El Abassi et Rafik Er- pour avoir fourni un sentiment de communauté et de camaraderie, et pour m'avoir aidé et soutenu.

Je suis éternellement reconnaissant à ma famille, mes parents, ma sœur Sara, mon petit frère Yahya et mon frère jumeau Mohcine. Merci de m'encourager et de me soutenir tout au long de mes études. Votre confiance en moi a maintenu mon moral et ma motivation au plus haut pendant ce processus.

# Recherche des résonances lourdes se désintégrant en paire de bosons $WW$ ou $WZ$ dans le canal $l\nu qq$ avec le détecteur ATLAS

Hassan Assalmi

## Résumé

Ce mémoire de master présente une recherche de nouvelles résonances dibosons se désintégrant en une paire de bosons électrofaibles  $WW$  ou  $WZ$ , où un boson  $W$  se désintègre ensuite leptiquement ( $V_l = W, V_l \rightarrow l\nu$ , avec  $l = e, \mu$ ) et l'autre boson  $W$  ou  $Z$  se désintègre hadroniquement ( $V_h = W$  ou  $Z, V_h \rightarrow q\bar{q}/q\bar{q}'$ ). La recherche est basée sur les données collectées avec le

détecteur ATLAS du LHC, *le Large Hadron Collider*, lors de la collision proton-proton à une énergie de centre de masse de  $\sqrt{S} = 13$  TeV et à une luminosité de  $36.1 \text{ fb}^{-1}$ . La recherche est sensible à la résonance diboson via trois mécanismes de production : fusion des bosons vecteurs (VBF, *Vector Boson Fusion*) ainsi que l'annihilation quark-antiquark (DY/ $q\bar{q}$ ) et fusion gluon gluon (ggF, *gluon gluon fusion*).

*Comme l'art, la science est une tentative toujours renouvelée d'appréhender, de manière de plus en plus riche, la réalité de l'univers au-delà de ses reflets.*

*Jean-Claude Ameisen*

# Table des matières

<b>Remerciement</b>	<b>i</b>
<b>Table des matières</b>	<b>vii</b>
<b>Table des figures</b>	<b>viii</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xii</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Le Modèle standard de la physique de particules</b>	<b>3</b>
1.1 Electrodynamique quantique (QED) . . . . .	5
1.2 Chromodynamique quantique (QCD) . . . . .	6
1.3 La théorie électrofaible . . . . .	7
1.4 Le mécanisme de Higgs . . . . .	9
1.5 Limites du modèle standard . . . . .	11
1.5.1 Gravité . . . . .	11
1.5.2 Matière noire . . . . .	12
1.5.3 Problème de la hiérarchie . . . . .	12
1.6 Physique au-delà du Modèle Standard . . . . .	12
1.6.1 Modèles de Triplet de Vecteurs Lourds (HVT) . . . . .	13
1.6.2 Graviton et Radion de Randall-Sundrum . . . . .	14
<b>2 Le LHC et le détecteur ATLAS</b>	<b>16</b>
2.1 Le LHC . . . . .	16
2.1.1 Les Objectifs . . . . .	16
2.1.2 Système d'accélération . . . . .	17
2.1.3 Luminosité . . . . .	19
2.2 Le détecteur ATLAS . . . . .	19
2.2.1 Système de coordonnées . . . . .	19

2.3	Système d'aimants . . . . .	21
2.3.1	Le solenoïde central . . . . .	21
2.3.2	Les toroïdes tonneaux et bouchons . . . . .	22
2.4	Le détecteur interne . . . . .	22
2.4.1	Détecteur à pixels . . . . .	24
2.4.2	Trajectographe à semi-conducteurs . . . . .	25
2.4.3	Trajectographe à rayonnement de transition . . . . .	25
2.5	Les Calorimètres . . . . .	25
2.5.1	Le Calorimètre électromagnétique . . . . .	26
2.5.2	Le Calorimètre hadronique . . . . .	27
2.6	Le spectromètre à muons . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Le Système de déclanchement</b>	<b>30</b>
3.1	Contrôle de la qualité des données . . . . .	30
3.2	La reconstruction des objets . . . . .	31
3.2.1	Traces et vertex primaires . . . . .	31
3.2.2	Electrons . . . . .	32
3.2.3	Muons . . . . .	33
3.2.4	Jets . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Recherche des resonances lourdes se resintegrand en paire de bosons <math>WW</math> ou <math>WZ</math> dans le canal <math>l\nu qq</math></b>	<b>36</b>
4.1	Simulation des processus de signal et bruit de fond . . . . .	37
4.1.1	Simulation des modèles de signal . . . . .	37
4.1.2	Simulation des processus des bruits de fond . . . . .	38
4.2	Identification et reconstruction des objets Physique . . . . .	41
4.2.1	Leptons . . . . .	41
4.2.2	Jets . . . . .	42
4.2.3	Enlèvement du chevauchement . . . . .	42
4.2.4	L'Energie transverse manquante . . . . .	43
4.3	Sélection et classification des événements . . . . .	43
4.3.1	Catégorisation des processus de production . . . . .	44
4.3.2	Reconstruction et identification de la désintégration hadronique $V \rightarrow qq$ . . . . .	45
4.3.3	Sélection des événements dans le Canal $l\nu qq$ . . . . .	46
4.3.4	Définitions des régions de signal . . . . .	49
4.4	Regions de contrôle . . . . .	50

4.5	Suppression du bruit de fond Multijet en utilisant une coupure sur la variable signification de l'énergie transverse manquante . . . . .	50
4.5.1	Définition de la signification de $E_T^{miss}$ basée sur les événements . . . . .	51
4.5.2	Définition de la signification de $E_T^{miss}$ basée sur les objets . . . . .	51
4.5.3	Performance de signification de $E_T^{miss}$ . . . . .	52
4.5.4	Estimation de la sensibilité de l'analyse . . . . .	52
4.6	Résultats . . . . .	53
4.6.1	Impact de la coupure sur la modélisation des données dans la région de contrôle W+jets . . . . .	54
4.6.2	Impact de la coupure S sur la sensibilité de l'analyse . . . . .	61
4.7	Conclusion . . . . .	65
	<b>Bibliographie</b>	<b>66</b>

# Table des figures

1.1	Les particules du modèle standard avec leurs propriétés : masses, spins, charges électriques . . . . .	4
1.2	Une illustration du potentiel de Higgs dans le cas $\mu^2 < 0$ , dans ce cas le minimum est à $ \phi ^2 = -\mu^2/(2\lambda)$ . . . . .	10
2.1	Vue schématique de la chaîne d'accélérateurs du LHC . . . . .	17
2.2	Schéma du détecteur ATLAS [15] . . . . .	20
2.3	Système de coordonnées utilisé dans ATLAS. . . . .	20
2.4	Le système d'aimants d'ATLAS [15] . . . . .	21
2.5	Représentation graphique du détecteur intérieur d'ATLAS [31] . . . . .	23
2.6	Schéma en perspective du passage d'une particule chargée dans le détecteur interne tonneau ( $\eta < 0,3$ ) . . . . .	23
2.7	Schéma en perspective du passage d'une particule chargée dans le détecteur interne bouchon ( $\eta = 1.4$ et $\eta = 2.2$ ) . . . . .	24
2.8	Illustration des calorimètres d'ATLAS . . . . .	26
2.9	Segmentation dans la région centrale du calorimètre électromégnétique . . . . .	27
2.10	Disposition des chambres à muons et des aimants toroïdaux d'ATLAS [15] . .	29
3.1	Illustration des paramètres de trace [38]. . . . .	32
3.2	Vue schématique de la reconstruction d'un électron [11] . . . . .	33
3.3	Affichage d'un événement candidat $Z \rightarrow \mu\mu$ issu de collisions proton-proton enregistré par ATLAS le 14 juin 2015, avec des faisceaux stables du LHC à une énergie de collision de 13 TeV. Les lignes rouges montrent les chemins de deux muons à travers le détecteur, avec des impulsions transversales de 44,1 et 44,7 GeV. Les barres vertes et jaunes indiquent les dépôts d'énergie dans les calorimètres à argon liquide et à tuiles scintillantes. Les traces de particules chargées reconstruites à partir de coup dans le détecteur interne sont représentées par des arcs en orange, se courbant dans le champ magnétique solénoïdal. La masse invariante des dimuons reconstruite est de 90,2 GeV. . . . .	34
4.1	Diagrammes de Feynman représentatifs pour les nouvelles résonances produites via a) ggF, b) $q\bar{q}$ annihilation et c) VBF. . . . .	38

4.2	Diagrammes de Feynman des processus des bruits de fond les plus dominants considérés dans cette recherche. . . . .	39
4.3	L'état final semileptonique de la désintégration de la résonance ( $X$ ) via le canal 1-lepton (a), en comparaison avec le bruit de fond ttbar (b). L'état final de la désintégration de ttbar est caractérisé par la présence de deux b-jets supplémentaires. . . . .	39
4.4	Compositions de bruits de fond pour le canal 1-lepton . . . . .	40
4.5	Les topologies d'événements pour les processus (a) DY/ggF et (b) VBF. contrairement aux processus DY et ggF, le processus VBF possède deux jets supplémentaires, appelés VBF-tag jets, ayant une grande séparation en $\eta$ et une grande masse invariante. . . . .	44
4.6	(a) Les bornes supérieure et inférieure de $m_J$ et (b) les exigences supérieures (inférieures) sur $D_2^{(\beta=1)}$ sélectionnant les régions de signal de haute (basse) puissance en fonction de l'impulsion transverse $p_T$ du large-R jet pour le marquage de $V \rightarrow J$ pour les boson W et Z [34] . . . . .	45
4.7	Ce diagramme montre le schéma de priorisation utilisé pour classer les événements dans les différents SR et CR. Les régions VBF sont prioritaires sur les régions non-VBF et l'analyse Merged est prioritaire sur l'analyse Resolved. . . . .	47
4.8	Distributions simulées Monte Carlo pour les échantillons $Z \rightarrow ee$ et $ZZ \rightarrow ee\nu\nu$ avec une sélection de $Z \rightarrow ee$ , qui correspond respectivement au bruit de fond et au signal dans l'étude de performance. Les plots montrent (a) $E_T^{\text{miss}}$ , (b) la signification de $E_T^{\text{miss}}$ basée sur les événements (équation 4.2), et (c) la signification de $E_T^{\text{miss}}$ basée sur les objets (équation 4.3) [9]. . . . .	53
4.9	distribution de la variable signification de $E_T^{\text{miss}}$ pour le signal, bruit de fond Multijets et les bruits de fond électrofaibles . . . . .	54
4.10	Distribution de la masse transverse du boson W dans la region de contrôle $W+\text{jets}$ avec 0 ou un b-jet dans le canal électronique. a) sans coupure sur la variable signification $E_T^{\text{miss}}$ , (b) avec une coupure supérieur à 4, (c) avec une coupure supérieur à 5 et (d) avec une coupure supérieur à 6. . . . .	55
4.11	Distribution de l'impulsion transverse du lepton dans la region de contrôle $W+\text{jets}$ avec 0 ou un b-jet dans le canal électronique. a) sans coupure sur la variable signification $E_T^{\text{miss}}$ , (b) avec une coupure supérieur à 4, (c) avec une coupure supérieur à 5 et (d) avec une coupure supérieur à 6. . . . .	56
4.12	Distribution de la séparation azimutale entre le lepton et le neutrino dans la region de contrôle $W+\text{jets}$ avec 0 ou un b-jet dans le canal électronique. a) sans coupure sur la variable signification $E_T^{\text{miss}}$ , (b) avec une coupure supérieur à 4, (c) avec une coupure supérieur à 5 et (d) avec une coupure supérieur à 6. . . . .	57
4.13	Distribution de la masse transverse du boson W dans la region de contrôle $W+\text{jets}$ avec 0 ou un b-jet dans le canal muonique. a) sans coupure sur la variable signification $E_T^{\text{miss}}$ , (b) avec une coupure supérieur à 4, (c) avec une coupure supérieur à 5 et (d) avec une coupure supérieur à 6. . . . .	58

4.14	Distribution de l'impulsion transverse du lepton dans la region de contrôle $W+jets$ avec 0 ou un b-jet dans le canal muonique. a) sans coupure sur la variable significance $E_T^{miss}$ , (b) avec une coupure supérieur à 4, (c) avec une coupure supérieur à 5 et (d) avec une coupure supérieur à 6. . . . .	59
4.15	Distribution de la séparation azimutale entre le lepton et le neutrino dans la region de contrôle $W+jets$ avec 0 ou un b-jet dans le canal muonique. a) sans coupure sur la variable significance $E_T^{miss}$ , (b) avec une coupure supérieur à 4, (c) avec une coupure supérieur à 5 et (d) avec une coupure supérieur à 6. . . . .	60
4.16	Graphiques représentant la signification attendue en fonction de la coupure sur $S$ pour differente masse de $W'$ dans la region signal dans le regime resolved a) dans la region $WW$ b) $WZ$ avec 0 ou 1 b-jet c) $WZ$ avec 2 b-jets. Le panneau inférieur représente le rapport par rapport à la valeur nominale. . . . .	62
4.17	Graphiques représentant le nombre des événements du signale en fonction de la coupure sur $S$ pour differente masse de $W'$ dans la region signal dans le regime resolved a) dans la region $WW$ b) $WZ$ avec 0 ou 1 b-jet c) $WZ$ avec 2 b-jets. Le panneau inférieur représente le rapport par rapport à la valeur nominale. . . . .	63
4.18	Graphiques représentant le nombre des événements du bruit de fond en fonction de la coupure sur $S$ dans le regime resolved a) dans la region $WW$ b) $WZ$ avec 0 ou 1 b-jet c) $WZ$ avec 2 b-jets. Le panneau inférieur représente le rapport par rapport à la valeur nominale. . . . .	64

# Liste des tableaux

1.1	Propriétés des trois interactions fondamentales (l’interaction gravitationnelle n’est pas prise en compte) . . . . .	4
1.2	Isospin ( $I_3$ ), hypercharge ( $Y$ ) et charge électrique ( $Q$ ) de tous les fermions. . . . .	8
1.3	Les nombres quantiques associés au champ $\phi$ . . . . .	10
4.1	Résumé des critères de sélection utilisés pour définir les régions de signal (SR) Merged de $WW$ et $WZ$ et leurs régions de contrôle $W$ +jets (WCR) et région de contrôle $t\bar{t}$ (TCR) correspondantes dans les catégories high-purity (HP) low-purity (LP). Les événements sont également catégorisés selon leur mécanisme de production, la sélection VBF est priorisée et les événements restants sont affectés à la catégorie ggF/ $q\bar{q}$ [33]. . . . .	48
4.2	Résumé des critères de sélection dans l’analyse Resolved utilisés pour définir les régions de signal (SR) de $WW$ et $WZ$ , les régions de contrôle $W$ +jets (WCR) et région de contrôle $t\bar{t}$ (TCR). Les événements sont également catégorisés selon leur mécanisme de production, la sélection VBF est priorisée et les événements restants sont affectés à la catégorie ggF/ $q\bar{q}$ [33]. . . . .	49

# Introduction générale

En général, l'humanité s'est continuellement efforcée de comprendre la structure et la dynamique de la nature pour des raisons très diverses. Chaque domaine scientifique utilise un ensemble spécifique de concepts et de modèles pour décrire la nature. La physique, l'un de ces domaines, sert à comprendre le principe de fonctionnement de l'Univers, utilise des objets mathématiques pour développer des modèles testables sur l'Univers. Le modèle standard (MS) de la physique des particules décrit le comportement quantique de trois des quatre forces fondamentales : la force électromagnétique, nucléaire forte et faible.

Le MS est une théorie quantique des champs, où les forces et les interactions proviennent de l'échange de particules. Le modèle standard explique le contenu en matière observé de l'univers, parallèlement à une description de la force électromagnétique, qui régit une grande partie des phénomènes macroscopiques, la force nucléaire faible, qui décrit les désintégrations radioactives, et la force nucléaire forte qui explique la formation des noyaux atomiques. Avec la découverte du boson de Higgs en 2012, toutes les particules prédictes par le modèle standard ont été observées expérimentalement, ce qui en fait l'une des théories les plus performantes de la physique moderne.

Bien que le modèle standard s'est avéré très efficace pour décrire les résultats de presque toutes les expériences de physique des particules, plusieurs observations contredisant la théorie ont été trouvées. Il s'agit notamment de la quantité observée d'asymétrie matière-antimatière dans l'Univers, et le manque de candidats de la matière noire, énergie noirs, le problème de la hiérarchie... et d'autres problèmes qui n'ont peut-être pas encore été remarqués ! Ces faits indiquent que le modèle standard n'est peut-être pas une compréhension complète de la nature et qu'une nouvelle physique est nécessaire. Les théories qui fournissent des extensions ou des modifications au modèle standard sont connues sous le nom de physique au-delà du modèle standard.

De nombreux nouveaux modèles au-delà du MS ont été proposés, par exemple la Super-Symétrie (SUSY, *Super-Symmetry*) est l'une des extensions les plus sophistiquées du MS, qui prédit un partenaire pour chaque particule dans le MS. Avec ces particules supersymétrique il est possible de résoudre le problème de la hiérarchie.

Ce mémoire ne se concentrera pas sur des théories spécifiques, mais des signatures distinctes qui sont attendues dans diverses théories au-delà du MS. L'une des signatures les plus importantes est la production de dibosons ( $WW$ ,  $WZ$  et  $ZZ$ ) résultant de la désintégration d'une nouvelle particule prédictive dans les théories au-delà du MS, tels que les modèles composites de Higgs, dimensions supplémentaires déformées, modèles avec un secteur de Higgs étendu... ect.

L'expérience ATLAS, *A Toroidal LHC ApparatuS*, en LHC, *Large Hadron Collider*, est actuellement l'une des expériences optimales pour rechercher des signatures de cette forme. Cela est dû à deux caractéristiques. La première est que le LHC fournit les collisions de particules artificielles les plus énergétiques à ce jour, ce qui est important pour sonder la physique au-delà du modèle standard qui est moins contrainte à des énergies plus élevées. L'autre est que les collisions en LHC se produisent à des fréquences supérieures à 1 GHz, ce qui permet l'étude de processus rares.

Ce mémoire présente une recherche de nouvelles résonances lourde, au-delà du MS, se désintégrant en une paire de bosons électrofaibles  $WW$  ou  $WZ$ , où un boson  $W$  se désintègre

ensuite leptoniquement ( $V_l = W$ ,  $V_l \rightarrow l\nu$ , avec  $l = e, \mu$ ) et l'autre boson  $W$  ou  $Z$  se désintègre hadroniquement ( $V_h = W$  ou  $Z$ ,  $V_h \rightarrow q\bar{q}/q\bar{q}'$ ). La recherche est basée sur les données collectées avec le détecteur ATLAS du LHC, en 2015 et 2016, lors de la collision proton-proton à une énergie de centre de masse de  $\sqrt{S} = 13$  TeV et à une luminosité de  $36.1\text{ fb}^{-1}$ . Cette recherche est sensible à la production de résonance diboson via trois mécanismes de production : fusion des bosons vecteurs (VBF, *Vector Boson Fusion*) ainsi que l'annihilation quark-antiquark (DY/ $q\bar{q}$ ) et fusion gluon gluon (ggF, *gluon gluon fusion*).

Les premiers chapitres détailleront le contexte théorique et expérimental nécessaire à ce travail. Le chapitre 1 détaillera les aspects pertinents du modèle standard ainsi que les fondements théoriques des théories choisies décrivant la physique au-delà du MS en mettant l'accent sur les modèles de signaux de référence considérés dans ce mémoire. Dans le chapitre 2, le dispositif expérimental est décrit, y compris les descriptions du LHC et du détecteur ATLAS. La reconstruction des objets physiques à partir des mesures des détecteurs est présentée au chapitre 3. La stratégie de la recherche est discutée au chapitre 4, y compris une discussion sur les topologies des événements, les principaux bruits de fond et les méthodes de modélisation des processus de signal et de bruits de fond ainsi que la sélection et la classification des événements, les régions de signals (SR) et de contrôles (CR) sont définies, et finalement et les résultats finaux sont présentés dans le même chapitre.

# Chapitre 1

## Le Modèle standard de la physique de particules

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules est une théorie de jauge qui décrit l’interaction forte et électrofaible. Élaboré dans les années soixante, il a obtenu diverses confirmations expérimentales et c’est actuellement le modèle utilisé pour décrire la physique des hautes énergies même s’il n’explique pas de manière satisfaisante un certain nombre d’aspects cosmologiques, pour la plupart est associés à l’existence de la matière noire et de l’énergie noire. Le MS prédit l’existence d’un boson scalaire physique, le boson de Higgs, associé à la brisure spontanée de la symétrie électrofaible via le mécanisme de Higgs [66][43]. Le mécanisme Higgs donne origine à la masse des fermions et des bosons de jauge, en accord avec les résultats expérimentaux, cela se produit sans briser explicitement l’invariance de jauge, préservant ainsi la renormalisabilité de la théorie.

Dans le Modèle Standard, les entités fondamentales sont des champs quantiques. Une excitation du champ correspond à une particule élémentaire observable associée qui peut être soit un composant de la matière (fermion) soit un médiateur de l’interaction (boson). Donc le Modèle Standard distingue les champs fermioniques (spin demi-entier) qui sont divisés en deux familles distinctes, les quarks et les leptons, et les champs bosoniques (spin entier). La figure 1.1 illustre les noms des particules, ainsi que les symboles associés à ces noms, la charge électrique et leurs masses. Les principales caractéristiques des bosons et des interactions correspondantes sont résumées dans le tableau 1.1. L’interaction gravitationnelle n’est pas prise en compte dans le MS.

Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs qui repose sur deux éléments clés : les champs et les symétries.

Les champs sont associés à des particules et l’évolution de ces particules est décrite par le lagrangien. Pour une particule classique, l’équation du mouvement peut être dérivée du lagrangien qui est fonction des coordonnées généralisées. Dans la théorie quantique des champs, une particule est décrite par un champ associé à la probabilité de trouver cette particule en un point particulier de l’espace-temps. L’évolution du champ est donnée par intégration sur espace-temps de la densité lagrangienne (action eq. 1.1) :

$$\mathcal{S} \equiv \int_V \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi) d^4x \quad (1.1)$$

## Standard Model of Elementary Particles

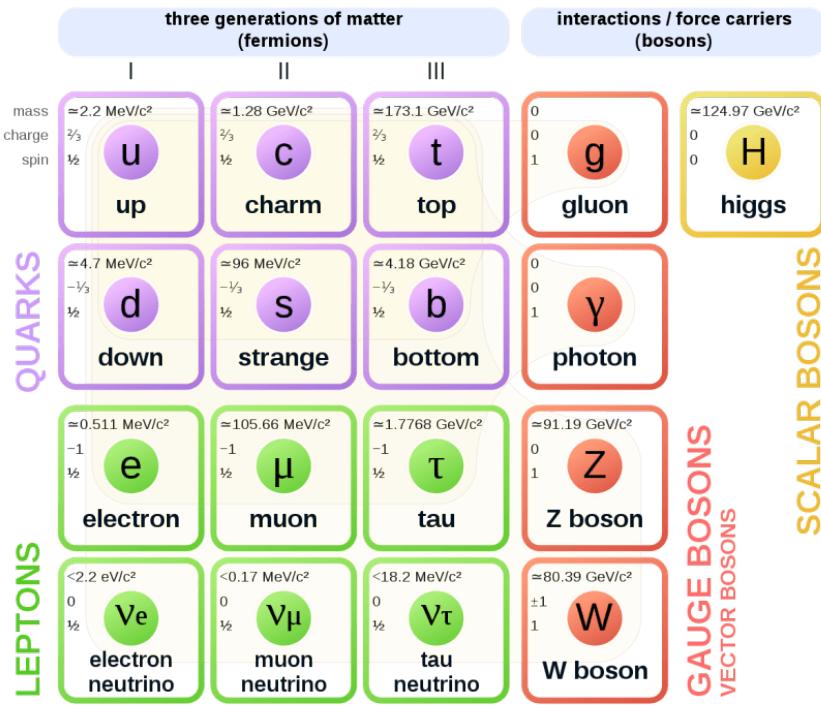


FIGURE 1.1 – Les particules du modèle standard avec leurs propriétés : masses, spins, charges électriques

La densité lagrangienne est composée d'une partie cinétique  $T$  et d'une partie potentielle  $V$  (eq. 1.2) :

$$\mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi) = T(\phi, \partial_\mu \phi) - V(\phi, \partial_\mu \phi) \quad (1.2)$$

Pour les particules, la partie potentielle est associée à la masse et aux interactions.

	Electromagnétique	Faible	Forte
Boson Médiateur	Photon ( $\gamma$ )	$W^\pm, Z$	Gluons
Masse [ $\text{GeV}/c^2$ ]	0	80, 90	0
Constante de couplage	$\alpha(Q^2 = 0) \approx \frac{1}{137}$	$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} \approx 1.2 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$	$\alpha_s(m_Z) \approx 0.1$
Portée	$\infty$	$10^{-16}$	$10^{-13}$

TABLE 1.1 – Propriétés des trois interactions fondamentales (l'interaction gravitationnelle n'est pas prise en compte)

Le théorème de Noether implique une correspondance entre toute symétrie laissant invariant le lagrangien et une quantité conservée. L'invariance du lagrangien par translation est associée à la conservation de la quantité de mouvement et l'invariance du lagrangien par l'évolution temporelle est associée à la conservation de l'énergie. Au-delà de la symétrie spatio-temporelle, un ensemble de symétries internes est nécessaire.

Le MS est basée sur le groupe de symétrie de jauge  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_L$ , le groupe  $SU(3)_C$  décrit l'interaction forte et le groupe  $SU(2)_L \times U(1)_L$  décrit l'interaction électrofaible.

## 1.1 Electrodynamique quantique (QED)

La première théorie des champs qui a été développée est l'électrodynamique quantique (QED), formulated to explain the electromagnetic interactions of sub-atomic particles. QED est une théorie de jauge abélienne [59] qui décrit un champ de fermions  $\Psi$  et son champ électromagnétique. La contribution fermionique du lagrangien QED s'écrire comme suit :

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma_\mu\partial^\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (1.3)$$

avec  $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger\gamma^0$  et  $\gamma_\mu$  sont les matrices de Dirac dont l'anticommuteur est égal à  $2g^{\mu\nu}$  avec  $g^{\mu\nu}$  est le tenseur métrique,  $m$  est la masse de la particule fermionique et  $\Psi$  le champ de Dirac. Le lagrangien doit satisfaire au principe d'invariance de jauge locale, c'est à dire son invariance sous les transformations de jauge locales. Le lagrangien (1.3) n'est pas invariante sous les transformations locales de jauge, afin de la rendre invariante sous les transformations de jauge locales, une dérivée covariante  $D_\mu$ , remplaçant la dérivée partielle globale  $\partial_\mu$ , doit être introduite dans le lagrangien, elle est défini comme suit :

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (1.4)$$

avec  $e$  est identifié comme la charge élémentaire et  $A_\mu$  est un nouveau champ, le champ de jauge. Cela vient du fait que la dérivée covariante dans l'équation (1.4) se transforme sous les symétries locales  $U(1)$  de la manière suivante :

$$D_\mu\Psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}D_\mu\Psi \quad (1.5)$$

on remarque que le champ de Dirac n'est plus libre, il interagit avec le nouveau champ de jauge  $A_\mu$  de spin 1, se transforme comme :

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\theta \quad (1.6)$$

Le lagrangien obtenu après les transformations (1.5) et (1.6) est donné par :

$$\mathcal{L}_{QED} = [i\bar{\Psi}\gamma_\mu\partial^\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi] + e\bar{\Psi}\gamma_\mu A^\mu\Psi \quad (1.7)$$

L'équation (1.7) présente trois termes : le premier terme correspond au lagrangien fermionique du champ de Dirac  $\Psi$ , le second est le terme de masse du lagrangien fermionique  $m\bar{\Psi}\Psi$  et le troisième terme  $e\bar{\Psi}\gamma_\mu A^\mu\Psi$  décrit l'interaction du champ de jauge  $A^\mu$  avec le courant électromagnétique  $J_\mu$ . Pour que  $A^\mu$  soit un vrai champ de propagation, on doit ajouter un terme cinétique invariant de jauge :

$$\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.8)$$

avec  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ , tel que  $F_{\mu\nu} = -F_{\nu\mu}$ , est le tenseur de champ du photon qui reste invariant sous les transformations (1.6).

Une caractéristique importante de l'électrodynamique quantique est que la constante de couplage qui lui est associée,  $\alpha_{EM}$ , est très faible ( $\alpha_{EM} \sim \frac{1}{137}$ ), par conséquent, l'électrodynamique quantique peut être développée par des calculs perturbatifs.

## 1.2 Chromodynamique quantique (QCD)

La Chromodynamique Quantique (QCD) explique comment les interactions fortes fonctionnent à partir du groupe  $SU(3)_C$ . Cette théorie décrit les interactions et le comportement des quarks ainsi que les porteurs de force, à savoir les gluons.

Gell-Mann [47] et Zweig ont proposé le modèle des quarks en 1964 comme schéma de classification des hadrons qui postule l'existence de trois particules fondamentales (les quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$ ), liés en un triplet de saveur, dégénérés en masse, constituant les hadrons. Selon le nombre de quarks et leurs antiparticules, les antiquarks, les hadrons peuvent être divisés en deux catégories et leur représentation peut être exploitée dans le plan hypercharge-isospin :

- les mésons sont formés par un couple  $q\bar{q}$  et leurs multiplets s'écrivent  $3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8$  (un octet, plus un singulet). Ils ont un spin entier et un nombre baryonique  $B = 0$ .
- les baryons sont constitués de trois quarks et ils sont organisés comme  $3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10$  (un décuplet, plus deux représentations d'octets et un singulet). Ils ont un spin demi-entier et un nombre baryonique  $B = +1$ .

La découverte de la résonance  $\Delta^{++}$ , formée par trois quarks  $u$ , a créé un problème (principe d'exclusion de Pauli) et était le premier indice de quelque chose au-delà du modèle rudimentaire des quarks proposé par Gell-Mann. La solution proposée par Han et Nambu était l'introduction d'un nouveau nombre quantique, la couleur, produit par une symétrie de jauge,  $SU(3)_C$ . Le nombre minimal de couleurs a été fixé à  $N_C = 3$  par diverses expériences. Une première vérification a été mise en évidence par le calcul du rapport R des sections efficaces les processus suivants :

- $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$
- $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

qui montrent clairement la présence de la couleur. Une autre hypothèse forte de la théorie est que seules les particules singulets de couleur peuvent être observées expérimentalement.

La fonction  $\beta$  de la Chromodynamique Quantique diminue avec l'augmentation de l'échelle d'énergie. Une conséquence importante est que, dans le domaine des basses énergies, les quarks sont confinés à l'intérieur du hadron. La QCD est non perturbative et il est donc impossible de calculer les interactions internes d'un neutron, d'un proton ou d'un pion avec des techniques perturbatives [41].

Comme pour le cas de l'Electrodynamique Quantique, l'introduction des quarks dans le lagrangien se fait en parallèle avec les bosons associés aux interactions fortes. Ce sont 8 bosons de jauge sans masse et de spin 1, les gluons. Le test direct de l'existence de gluons a été effectué à PETRA (DESY) en 1979 où des événements à trois jets,  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ , dont l'un provient d'un rayonnement gluon d'un quark ont été observés [25], d'autres preuves expérimentales ont suivi.

La chromodynamique quantique est aussi extraite des transformations invariantes de jauge locales sous le groupe de champ de couleur des quarks  $SU(3)$ . La densité lagrangienne

libre pour un champ fermionique,  $q$  prend la forme :

$$\mathcal{L} = \sum_j \bar{q}_j (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_j) q_j \quad (1.9)$$

où la somme est étendue pour  $j = 1, \dots, 6$ , le triplet de couleur correspondant aux six saveurs de quark et  $q_j = (q_r, q_b, q_g)_j$  est le triplet de quarks dont les indices font référence à la charge de couleur des interactions fortes. Comme pour la section précédente, le lagrangien doit être invariant pour les transformations de jauge SU(3). Le lagrangien 1.9 n'est pas invariante sous les transformations des jauge locales. Par conséquent, huit champs de jauge  $G_\mu^a$  sont inclus dans le calcul lagrangien se transformant en :

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha^a - f_{abc} \alpha^b G_\mu^c \quad (1.10)$$

Le lagrangien résultant est :

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma_\mu \partial^\mu)q - g(\bar{q}\gamma_\mu T^a q)G_\mu^a \quad (1.11)$$

La dérivée partielle peut être remplacée par la dérivée covariante de telle manière que le lagrangien nouvellement produit est maintenant localement invariant sous le groupe de jauge  $SU(3)$ . En incluant les termes cinématiques pour chaque champ de jauge  $G_a^\mu$ , la forme finale du lagrangien QCD invariant de jauge est :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \bar{q}(i\gamma_\mu D^\mu - m)q \quad (1.12)$$

où  $G_a^{\mu\nu}$  est le tenseur de champ de gluons et est défini comme suit :

$$G_a^{\mu\nu} = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu - g f^{abc} G_b^\mu G_c^\nu \quad (1.13)$$

L'équation 1.13 montre la structure non-abélienne de la QCD au troisième terme où, contrairement au cas abélien QED, les termes d'auto-interaction gluon-gluon  $G_b^\mu G_c^\nu$  conduisent à des vertex à trois ou quatre gluons.

### 1.3 La théorie électrofaible

D'un point de vue historique, le point de départ de l'étude des interactions électrofaibles est la théorie de Fermi de la désintégration des muons [45], qui est basé sur un lagrangien effectif à quatre fermions :

$$\mathcal{L} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_\mu \gamma^\alpha \frac{1-\gamma_5}{2} \mu \bar{e} \gamma_\alpha \frac{1-\gamma_5}{2} \nu_e \quad (1.14)$$

où  $G_F$  est la constante de couplage de Fermi indiquée dans le tableau 1.1, et  $e, \mu, \nu_e$  et  $\nu_\mu$  sont les champs fermioniques de l'électron, du muon, du neutrino électronique et du neutrino muonique respectivement, tandis que  $\gamma_\alpha$  et  $\gamma_5$  sont les matrices de Dirac.

L'équation (1.14) représente une interaction où les quatres champs de fermions interagissent en un point, avec un seul vertex et sans échange de boson intermédiaire. Elle est généralement appelée interaction  $V - A$ , étant formée d'une composante vecteur ( $V$ ) et d'une

	$I_3$	$Y$	$Q$
$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{pmatrix}$
$u_R, d_R$	0, 0	$\frac{4}{3}, -\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}$
$\begin{pmatrix} \nu_{l,L} \\ l_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
$l_R$	0	-2	-1

TABLE 1.2 – Isospin ( $I_3$ ), hypercharge ( $Y$ ) et charge électrique ( $Q$ ) de tous les fermions.

composante pseudo-vecteur ( $A$ ). Le terme  $\frac{1-\gamma_5}{2}$  qui y figure est le projecteur gaucher. Seule la composante gaucher des fermions participe à cette interaction.

Le lagrangien de Fermi n'est pas renormalisable et il en résulte une matrice de diffusion non unitaire. Les deux problèmes de renormalisabilité et d'unitarité sont surmontés, comme déjà dit, nécessitant que le lagrangien d'interaction faible soit invariant sous les transformations locales générées par les éléments d'un groupe de Lie. Le lagrangien résultant doit être réduit à l'équation 1.14 dans la limite de basse énergie.

Une théorie de jauge pour les interactions faibles est conçue comme une extension de la théorie de l'interaction électromagnétique, l'Electrodynamique Quantique, qui est basé sur le groupe de jauge  $U(1)_{EM}$ , associé au nombre quantique conservé  $Q$  (charge électrique), où la condition d'invariance locale sous le groupe  $U(1)_{EM}$  conduit à l'existence d'un boson vecteur sans masse, le photon. Une théorie reproduisant à la fois la phénoménologie de l'interaction électromagnétique et de l'interaction faible est obtenue en étendant la symétrie de jauge au groupe  $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ . En ce sens, les interactions faibles et électromagnétiques sont dites unifiées. Le générateur de  $SU(2)_I$  est l'opérateur d'isospin faible et le générateur de  $U(1)_Y$  est l'opérateur d'hypercharge faible  $Y$ . Les nombres quantiques correspondants satisfont la formule de Gell-Mann-Nishijima :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.15)$$

où  $I_3$  est la troisième composante de l'isospin faible. Les fermions peuvent être divisés en doublets de particules gauchers et en singlets de particules droitières, comme suit :

$$L_L = \begin{pmatrix} \nu_{\ell,L} \\ \ell_L \end{pmatrix}, \ell_R, Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, u_R, d_R \quad (1.16)$$

avec  $l = e, \mu, \tau$ ,  $u = u, c, t$  et  $d = d, s, b$ . Dans le tableau 1.2, les nombres quantiques  $I_3$ ,  $Y$  et  $Q$  de tous les fermions sont indiqués. Comme pour QED, l'exigence d'invariance de jauge locale par rapport au groupe  $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$  introduit maintenant quatre champs de vectoriels (champs de jauge) sans masse,  $W_\mu^{1,2,3}$  et  $B_\mu$ , qui se couplent à des fermions avec deux constantes de couplage différentes,  $g$  et  $g'$ . Notez que  $B_\mu$  ne représente pas le champ de photons. Le lagrangien invariant de jauge pour les champs de fermions peut s'écrire comme suit :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}_L \gamma^\mu \left( i\partial_\mu + gt_a W_\mu^a - \frac{1}{2} g' Y B_\mu \right) \Psi_L + \bar{\psi}_R \gamma^\mu \left( i\partial_\mu - \frac{1}{2} g' Y B_\mu \right) \psi_R \quad (1.17)$$

avec

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \Psi_L^1 \\ \Psi_L^2 \end{pmatrix}$$

avec  $\Psi_L$  et  $\Psi_R$  sont additionnés sur toutes les possibilités de l'équation (1.16). Les champs  $W_\mu^{1,2,3}$  et  $B_\mu$  ne représentent pas des champs physiques, qui sont plutôt donnés par des combinaisons linéaires des quatre champs : les bosons chargés  $W^+$  et  $W^-$  qui correspondent à :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2) \quad (1.18)$$

avec les bosons neutres  $\gamma$  et  $Z$  correspondent à :

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W \quad (1.19)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W \quad (1.20)$$

obtenu en mélangeant les champs neutres  $W_\mu^3$  et  $B_\mu$  avec un angle de rotation nommé angle de Weinberg  $\theta_W$ . En termes de champs dans les équations (1.18), (1.19) et (1.20) le terme d'interaction entre les champs de jauge et les fermions, tiré du lagrangien dans l'équation (1.17), devient :

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{1}{2\sqrt{2}} g (J_\alpha^+ W^{(+)\alpha} + J_\alpha^- W^{(-)\alpha}) + \frac{1}{2} \sqrt{g'^2 + g^2} J_\alpha^Z Z^\alpha - e J_\alpha^{EM} A^\alpha \quad (1.21)$$

où  $J^{EM}$  est le courant électromagnétique relié au champ de photons, tandis que  $J^+$ ,  $J^-$  et  $J^Z$  sont les trois courants isospin faibles.  $A^\alpha$  peut alors être identifié avec le champ de photons, ce qui donne :

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad (1.22)$$

Le modèle de Glashow-Weinberg-Salam (GWS) prédit ainsi l'existence de deux champs de jauge chargés, qui se couplent uniquement aux fermions gauchers, et deux champs de jauge neutres, qui interagissent avec les composants gauchers et droitiers. Notez que le boson  $Z$  interagit différemment avec la partie droite et gauche, alors que le photon ne le fait pas.

## 1.4 Le mécanisme de Higgs

Afin de reproduire correctement la phénoménologie des interactions faibles, les champs de fermions et de bosons de jauge doivent acquérir une masse, une masse en accord avec les résultats expérimentaux. Jusqu'à présent, toutes les particules sont considérées sans masse : dans le lagrangien électrofaible, en fait, un terme de masse pour les bosons de jauge violerait l'invariance de jauge, ce qui est nécessaire pour assurer la renormalisabilité de la théorie. Les masses sont donc introduites avec le mécanisme de Higgs [52], qui permet aux fermions et aux bosons  $W^\pm$ ,  $Z$  d'être massifs, tout en gardant le photon sans masse. Le mécanisme introduit un doublet de champs scalaires complexes de la forme :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi^1 + i\phi^2 \\ \phi^3 + i\phi^4 \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

qui est introduit dans le lagrangien électrofaible au sein du terme

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D^\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) + V(\phi^\dagger \phi) \quad (1.24)$$

	$I_3$	$Y$	$Q$
$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

TABLE 1.3 – Les nombres quantiques associés au champ  $\phi$

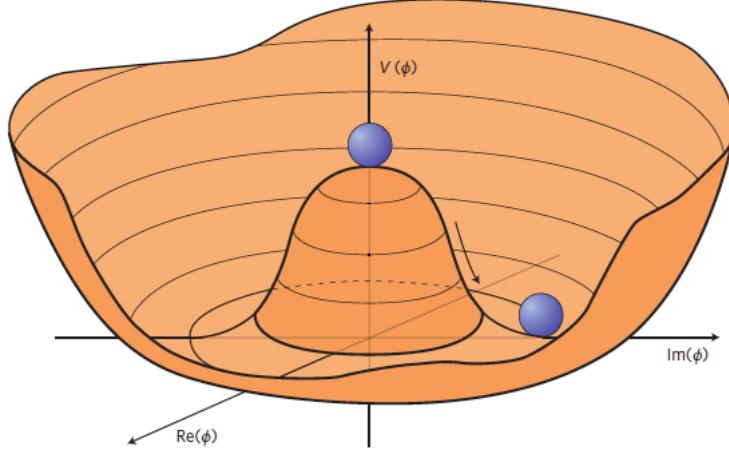


FIGURE 1.2 – Une illustration du potentiel de Higgs dans le cas  $\mu^2 < 0$ , dans ce cas le minimum est à  $|\phi|^2 = -\mu^2/(2\lambda)$ .

avec  $D_\mu = \partial_\mu - igt_a W_\mu^a + \frac{i}{2}g'YB_\mu$  est la dérivée covariante. Le lagrangien dans l'équation 1.24 est invariant sous les transformations  $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ , puisque la partie cinétique s'écrit en termes de dérivées covariantes et que le potentiel  $V$  ne dépend que du produit  $\phi^\dagger\phi$ . Le champ  $\phi$  est caractérisé par les nombres quantiques mentionnés dans le tableau 1.3  
Le terme potentiel s'écrit comme suit (voir aussi la figure 1.2 pour une représentation graphique)

$$V(\phi^\dagger\phi) = -\mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (1.25)$$

Le Potentiel  $V$  dépend du terme de masse  $\mu^2$ , deux théories possibles peuvent se présenter en fonction du signe de  $\mu^2$  :

- Pour  $\mu^2 > 0$  : Le potentiel est une fonction concave des champs  $\phi_1$  et  $\phi_2$ , avec un minimum absolu à l'origine. L'état d'énergie minimale du champ est unique ainsi que la valeur moyenne du vide du champ  $\phi$ , la symétrie est donc n'est pas brisée, ce qui correspond à une symétrie exacte.
- pour  $\mu^2 < 0$  : La forme du potentiel  $V$  est représentée sur la figure 1.2.  $\phi = 0$  reste toujours une solution, mais ce n'est pas celle qui minimise le potentiel. Au contraire,  $\phi = 0$  représente un maximum local du potentiel, tandis que le minimum du potentiel correspond à un cercle centré à l'origine.

Pour  $\mu^2 < 0$  la symétrie est donc brisée. Le choix de  $(\phi^+, \phi^0)$  correspond à l'état fondamental, l'état de l'énergie du vide la plus basse, est arbitraire, et le point choisi n'est pas invariant par rotation dans le plan  $(\phi^+, \phi^0)$ . c'est ce qu'on appelle la brisure spontanée de symétrie. Si l'on choisit de fixer l'état fondamental sur l'axe  $\phi^0$ , la valeur du vide du champ  $\phi$ ,

appelée *vacuum expectation value* est :

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad (1.26)$$

En tenant compte de ce critère et en considérant une transformation unitaire de jauge, on peut réécrire le doublet en termes de champs physique :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ H + v \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

où le champ scalaire réel  $H$  correspond à un boson de spin 0, le boson de Higgs  $H$  découvert en 2012 par les collaborations ATLAS et CMS.

Réécrivons le lagrangien (1.24) dans la jauge unitaire, on trouve :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2} m_H^2 - \sqrt{\frac{\lambda}{2}} m_H H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 + \left[ m_W^2 W^{+\mu} W_\mu^- + \frac{m_Z^2}{2} Z^\mu Z_\mu \right] \left( 1 + \frac{H}{v} \right)^2 \quad (1.28)$$

où

$$m_H = \sqrt{2\mu^2} = \sqrt{2\lambda}v \quad (1.29)$$

L'équation (1.28) contient maintenant des termes de masse pour les champs  $W^\pm$  et  $Z$  : chacun des trois bosons de jauge a acquis une masse et un degré de liberté supplémentaire, correspondant à la polarisation longitudinale, le boson de Higgs a également acquis une masse.

En résumé, le mécanisme de Higgs est utilisé pour expliquer les masses de bosons faibles sans briser explicitement l'invariance de jauge et en préservant ainsi la renormalisabilité de la théorie. Lorsqu'une symétrie est spontanément brisée, elle n'est cachée que par le choix de l'état fondamental. On peut montrer que le minimum du champ de Higgs est toujours invariant sous le groupe  $U(1)_{EM}$ . La symétrie électromagnétique est donc intacte et les photons ne se couplent pas au boson de Higgs et restent sans masse.

## 1.5 Limites du modèle standard

Bien que le MS puisse fournir plusieurs prédictions, il est également connu qu'il existe des problèmes critiques qui ne peuvent pas être expliqués dans le cadre du MS. Cette section décrit certaines des questions ouvertes indiquant la nouvelle physique au-delà du MS.

### 1.5.1 Gravité

Cmme décrit dans la section précédente, le MS n'inclut pas l'interaction gravitationnelle. La quantification de la gravité rencontre des difficultés à l'échelle de Planck ( $10^{19}$  GeV) en raison de la non-renormalisabilité de la gravité. Il existe plusieurs candidats potentiels de la théorie de la gravité quantique comme la théorie des cordes et la gravité quantique à boucles.

### 1.5.2 Matière noire

De nombreuses observations expérimentales suggèrent que la matière ordinaire (baryonique) ne représente qu'une infime fraction de la masse de l'Univers [63, 26]. La preuve la plus significative en est la distribution de vitesse des étoiles en orbite autour d'un centre galactique. D'après l'observations d'une galaxie spirale, la majeure partie de la masse lumineuse est située au centre, et nous pouvons calculer la vitesse tangentielle d'une étoile en dehors de la région centrale en se basant sur :

$$\frac{mv^2}{r} \sim \frac{Gm}{r^2} M(r) \quad (1.30)$$

avec  $M(r)$  est la masse totale dans un rayon  $r$  d'une galaxie, et la vitesse tangentielle devrait diminuer comme  $r^{-1/2}$ . Cependant, la vitesse observée des étoiles n'est pas cohérente avec celles calculées, ce qui implique que la masse d'une galaxie a une composante non lumineuse significative.

La composante non lumineuse, les choses qui composent les parties restantes de l'Univers, sont appelées matière noire et énergie noire. Ils constituent près de 95% (68% pour l'Energie Noire et 27% pour la Matière Noire) de l'Univers selon le Modèle Standard de Cosmologie. La matière noire devrait interagir faiblement avec les particules du MS, et massive puisqu'elle interagit gravitationnellement et n'est pas encore détectée directement. Le modèle de particules massives en interaction faible (*Weakly interacting massive particles model, WIMP*) est un bon candidat pour la Matière Noire. La densité WIMP devient cohérente avec la production à l'équilibre thermique si sa masse est comprise entre 10 GeV et 10 TeV.

### 1.5.3 Problème de la hiérarchie

Le problème de hiérarchie est défini de deux façons : l'écart déraisonnable entre la prédition théorique et le résultat expérimental, ou deux paramètres comparables. La masse de Higgs est un exemple pour la première définition. Pour le second, il est généralement fait référence à l'écart entre les forces de couplage de l'interaction faible et la gravité de l'ordre de  $10^{16}$ .

Dans le cas du problème de hiérarchie, ce qu'on appelle *fine-tuning* est introduit pour corriger l'écart entre deux paramètres. Cependant, le réglage fin ne pouvait être effectué qu'avec une compréhension suffisante de l'effet quantique des paramètres connexes, *fine-tuning* ne pouvait être effectué qu'avec une compréhension suffisante de l'effet quantique des paramètres connexes, et la gravité quantique est toujours un problème non résolu. Dans le cas, aucune solution n'est disponible.

## 1.6 Physique au-delà du Modèle Standard

De nombreux types de modèles au-delà du MS ont été proposés pour éviter le problème de hiérarchie. Les modèles au-delà du MS comme une symétrie de jauge étendue, le modèle de Higgs composite minimal, et le modèle Bulk Randall-Sundrum prédisent des particules lourdes qui pourraient se désintégrer dans les états finaux des dibosons. Cette section présente les modèles prédisant les nouvelles particules qui se désintègrent dans les états finaux des dibosons et qui peuvent être explorées par l'expérience ATLAS.

### 1.6.1 Modèles de Triplet de Vecteurs Lourds (HVT)

Dans cette section, les modèles au-delà du MS prédisant des nouvelles particules de spin-1 sont discutés. Tout d'abord, deux types de modèles BSM sont introduits comme modèles de référence dans cette analyse : symétrie de jauge étendue et le modèle de Higgs composite minimal. Ensuite, le modèle *Heavy Vector Triplet* (HVT), un cadre phénoménologique pour décrire les nouvelles particules de spin-1, est introduit.

#### Symétrie de Jauge étendue

Le modèle de symétrie de jauge étendue décrit les nouvelles particules vectorielles issues de la brisure de symétrie de  $SU(2)_1 \times SU(2)_2 \times U(1)_Y$  à la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  tout au long d'un modèle  $\sigma$  linéaire [24]. Ici, la symétrie du groupe de jauge supplémentaire  $SU(2)_2$  est considérée en plus de la symétrie du MS du groupe de jauge  $SU(2)_1 \times U(1)_Y$ . L'opérateur de charge électrique est défini comme  $Q = T_3 + Y/2 + T'_3$  où  $T'_3$  tient compte de la symétrie de jauge supplémentaire  $SU(2)_2$ . Pour obtenir la brisure spontanée de la symétrie, le champ scalaire  $\Phi$  ( $T_3 = 1/2, Y = 0, T'_3 = 1/2$ ), est introduit en quatuor en plus du doublet de Higgs du MS  $H$  ( $T_3 = 1/2, Y = 1, T'_3 = 0$ ). La partie bosonique du lagrangien est :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4g_1^2}W_{1\mu\nu}^a W_1^{a\mu\nu} - \frac{1}{4g_2^2}W_{2\mu\nu}^a W_2^{a\mu\nu} + D_\mu H^\dagger D^\mu H + Tr(D_\mu \Phi^\dagger D^\mu \Phi) - V(H, \Phi) \quad (1.31)$$

avec  $a = 1, 2, 3$ . Le potentiel  $V$  est défini pour que  $H$  et  $\Phi$  aient des valeurs d'espérance de vide.

$$\langle H \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} f & 0 \\ 0 & f \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

La valeur d'espérance de vide *Vacuum Expectation Value* (VEV) du champ scalaire  $\Phi$  brise la symétrie de jauge  $SU(2)_1 \times SU(2)_2$  en symétrie de jauge du MS  $SU(2)_L$ . Les termes de masse des bosons de jauge sont obtenus à partir du terme cinétique de  $\Phi$ . Après la redéfinition du champ spécifique, nous pouvons obtenir un nouveau triplet vectoriel  $V$  et les champs de bosons  $W$  du MS. Le mélange cinétique entre  $V$  et  $W$  est obtenu à partir du terme cinétique de  $W_2$  et cela conduit à la désintégration de  $V$  dans la résonance diboson du MS.

#### Modèle de Higgs composite minimal

L'idée fondamentale du modèle de Higgs composite minimal, *Minimal Composite Higgs Model* (MCHM) [16], est basé sur le technicolor (TC) [20] dans lequel Higgs apparaît sous la forme d'un boson pseudo-Nambu-Goldstone composite, *pseudo-Nambu-Goldstone boson* (PNGB). La brisure de symétrie électrofaible, *electroweak symmetry breaking* (EWSB), est issue d'un nouveau secteur en forte interaction, de même que la brisure de symétrie chirale en QCD. En raison du mécanisme EWSB différent du MS, Les modèles TC n'ont pas besoin de particule scalaire fondamentale qui est la cause du problème de hiérarchie. Le MCHM peut rendre compte de ces problèmes et les contributions aux observables de précision électrofaible sont inférieures aux limites expérimentales. Dans le MCHM, le boson de Higgs apparaît comme un PNGB composite avec une brisure de symétrie d'une symétrie globale  $SO(5)$  vers un sous-groupe  $SO(4)$ . Les effets de boucle supérieurs déclenchent dynamiquement EWSB et le champ Higgs acquiert un VEV, décomposant  $SO(4)$  en groupe de garde  $SO(3)$ . À l'origine, le MCHM est une théorie de champ conforme, *conformal field theory* (CFT), à quatre dimensions (4D) avec Higgs

comme PNGB composite d'un secteur fortement couplé. Puisqu'il s'agit d'une théorie de la dynamique forte, nous ne pouvons pas déterminer les valeurs de paramètre dans le lagrangien effectif pour les champs du MS. Considérant la correspondance AdS/CFT [60], nous pouvons obtenir la théorie AdS à cinq dimensions (5D) correspondante qui conduit au même lagrangien effectif que le modèle 4D original. En travaillant sur le modèle AdS à 5D, les valeurs précises des paramètres du lagrangien effectif peuvent être calculées et cela conduit à des prédictions compatibles avec les tests de précision électrofaibles. L'existence de résonances vectorielles lourdes avec des nombres quantiques électrofaibles est également prédite par ce modèle.

### 1.6.2 Graviton et Radion de Randall-Sundrum

Dans cette section, les modèles au-delà du MS prédisant de nouvelles particules de spin-0/2 sont discutés.

#### Modèle en vrac de Randall-Sundrum

Les modèles avec une grande dimension supplémentaire compactifiée fournissent une solution alternative au problème de hiérarchie [21]. Dans ces modèles, l'échelle de Planck quadridimensionnelle effective  $M_{Pl}$  est déterminée par l'échelle de Planck fondamentale à  $(4+n)$  dimensions et la géométrie des dimensions supplémentaires. La relation est décrite par  $M_{Pl}^2 = M^{n+2}V_n$  où  $V_n$  est le volume des dimensions supplémentaires. La grande hiérarchie entre l'échelle faible et l'échelle fondamentale de gravité peut être éliminée si  $V_n$  est suffisamment grand. Malheureusement, la grande dimension supplémentaire introduit une nouvelle hiérarchie, à savoir entre l'échelle de compactification  $\mu_c = V_n^{-1/2}$  et  $M$ .

Le modèle de Randall-Sundrum est l'un des scénarios de dimension supérieure qui peut résoudre le problème de hiérarchie avec de petites dimensions supplémentaires. Ce modèle consiste en un espace-temps avec une seule dimension supplémentaire  $S^1/Z_2$  ( $-\pi \leq \phi \leq \pi$  avec  $\phi$  et  $-\phi$  identifié) et deux branes à 4 dimensions localisées à la fois à  $\phi = 0$  ("UV/Planck" brane) et  $\phi = \pi$  ("IR/TeV" brane). La métrique d'espace-temps résultante est :

$$ds^2 = e^{-2kr_c|\phi|}\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu - r_c^2d\phi^2 \quad (1.33)$$

où  $r_c$  est le rayon de la dimension compactée,  $k$  est une échelle de courbure qui est supposée être de l'ordre de  $M$ , et  $x_\mu$  sont des coordonnées lorentz sur la surface à quatre dimensions de la constante  $\phi$ . En explorant la théorie du champ effectif à quatre dimensions basée sur l'équation 1.33, nous pouvons voir :

$$M_{Pl}^2 = \frac{M^3}{k} [1 - e^{-2kr_c\pi}] \quad (1.34)$$

Cela dit que  $M_{Pl}$  ne dépend que faiblement de  $r_c$  dans la grande limite de  $kr_c$  et  $M$  est compatible avec  $M_{Pl}$  comme échelle fondamentale. La grande hiérarchie entre les échelles de masse physique TeV et les échelles fondamentales de masse de Planck est générée par le facteur géométrique exponentiel apparaissant dans la métrique. Ce modèle suppose que toutes les particules de modèle standard sont localisées sur la "Brane IR / TEV" et la gravitation KK (Kaluza-Klein) est prévue à l'échelle de TEV. Étant donné que le Graviton KK est également supposé localisé près de la "Brane IR / TEV", les particules de MS entières ont un couplage d'échelle de TEV à KK Graviton. Cependant, le modèle RS conduit aux grandes contributions au courant

neutre changeant de saveur, *flavor changing neutral current* (FCNC), et les observables liés aux tests de précision électrofaible, qui sont interdits par des observations expérimentales.

Pour éviter ces problèmes, le modèle RS "en vrac", dans lequel les champs du MS sont autorisés à se propager dans la dimension supplémentaire, avait été proposé [40]. Dans ce modèle, les fermions de 1<sup>re</sup> et 2<sup>eme</sup> génération sont localisés près de "UV / Planck Brane" afin que les contributions aux tests de précision FCNC et électrofaible soient supprimées. D'un autre côté, le Graviton KK est toujours localisé près de la "Brane IR/TEV" afin que le couplage de graviton KK aux fermions légers soit très supprimé.

## Radion

Le problème du modèle RS est qu'il n'a pas le mécanisme de détermination de la valeur de  $r_c$  de manière dynamique. La radion est un scalaire en vrac qui fournit le mécanisme de génération d'un potentiel pour stabiliser la valeur de  $r_c$  [51]. L'action en vrac avec les champs scalaires en vrac à cinq dimensions  $\Phi$  est

$$S_b = \frac{1}{2}a \int dx^4 \int_{\phi}^{-\phi} d\phi \sqrt{G} (G^{AB} \partial_A \Phi \partial_B \Phi - m^2 \Phi^2) \quad (1.35)$$

avec  $A, B = \mu, \phi$ . Nous pouvons également considérer les interactions des champs scalaires  $\Phi$  sur "IR/TEV Brane" et "UV/Planck Brane". Les termes d'interaction sur Branes font que  $\Phi$  développe une valeur attendue du vide dépendante de  $\phi$

$$\Phi(\phi) = e^{2\sigma} [Ae^{\nu\sigma} + Be^{-\nu\sigma}] \quad (1.36)$$

avec  $\nu = \sqrt{4 + m^2/k^2}$ . En remettant cela dans l'action du champ scalaire et en intégrant sur  $\phi$ , un potentiel quatordimensionnel efficace  $V_\phi(r_c)$  est obtenu et cela conduit à la valeur minimale de  $r_c$ . Par conséquent, le rayon compactifié  $r_c$  est stabilisé. Ce mécanisme de stabilisation du  $r_c$  est causé par la présence d'un champ en vrac sous vide dépendant de  $\phi$  et fait acquérir le champ de rayon  $\Phi$  à acquérir un terme de masse et des couplages aux champs de modèle standard [39].

# Chapitre 2

## Le LHC et le détecteur ATLAS

ATLAS est un détecteur de particules conçu pour détecter à haute énergie les résultats des collisions proton-proton, accélérées par le LHC (*the Large Hadron Collider*) [44]. La structure, les paramètres et les mécanismes du LHC et d'ATLAS, ainsi que le système des sous-détecteurs d'ATLAS sont présentés dans ce chapitre.

### 2.1 Le LHC

Le LHC est un accélérateur et collisionneur circulaire des protons situé près de Genève, au CERN. Il a une circonférence de 27 km et est installé sous terre, à environ 100 m de profondeur. Il est placé dans un tunnel précédemment occupé par le collisionneur LEP (*Large Electron Positron collider*). Le LHC est conçu pour produire des collisions proton-proton jusqu'à une énergie du centre de masse de  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  et une luminosité de  $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Le LHC peut également faire entrer en collision des ions lourds, en particulier des noyaux de plomb, avec une énergie de 2.8 TeV par nucléon et une luminosité de  $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

#### 2.1.1 Les Objectifs

Le LHC permet de réaliser une grande variété d'études en physique des particules. Ici, ils sont synthétisés en trois objectifs généraux :

- L'objectif principal est la recherche de nouvelles particules, particules prédictes par les théories supersymétriques et d'autres prédictes par des modèles plus exotiques. L'énergie du faisceau au LHC permettra d'explorer jusqu'à quelques TeV.
- Étudier avec une grande précision les processus physiques du Modèle Standard (MS). Le LHC est une grande source de quarks b, de quarks top, de bosons vecteurs, entre autres particules et processus physiques. Il permettra par exemple d'améliorer les mesures des masses du quark top et du boson W, et de leurs sections efficaces de production. La grande quantité de hadrons B produits permet d'étudier la violation CP et de déterminer avec une plus grande précision les paramètres de la matrice CKM. Les déviations de ces mesures de précision par rapport aux prédictions du modèle standard seraient des

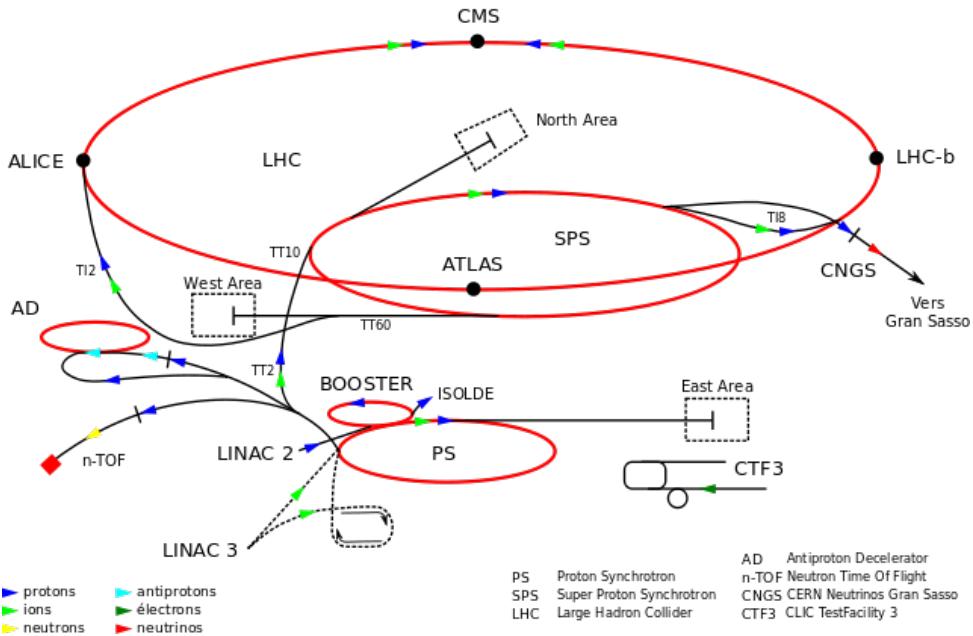


FIGURE 2.1 – Vue schématique de la chaîne d'accélérateurs du LHC

preuves indirectes d'une nouvelle physique.

- Etude de l'interaction forte dans un plasma quark-gluon. Les collisions d'ions lourds au LHC produisent un état de la matière avec une densité d'énergie et une température extrêmement élevées. À cet état, les quarks et les gluons ne devraient plus être confinés à l'intérieur des hadrons. Cet état est ce qu'on appelle le plasma quark-gluon.

### 2.1.2 Système d'accélération

Quatre étapes d'accélération sont nécessaires pour injecter efficacement des faisceaux de protons dans le LHC.

- Les protons dérivés de l'hydrogène gazeux déclenchent l'accélération du LINAC (un accélérateur linéaire de 80 mètres de long), qui accélère les protons à 50 MeV.
- Les protons entrent dans le Proton Synchrotron Booster (PSB), un accélérateur circulaire de 157 mètres de périmètre et sont accélérés jusqu'à 1,4 GeV.
- Des protons sont injectés dans le deuxième accélérateur circulaire de 628 m de circonférence, Proton Synchrotron (PS). L'énergie est améliorée jusqu'à 26 GeV.
- La dernière chaîne est le Super Proton Synchrotron (SPS) de 6,9 km de long pour accélérer les protons à 450 GeV avant de les transférer vers l'anneau principal du LHC.

Le faisceau dans un tube circule dans le sens des aiguilles d'une montre tandis que le faisceau dans l'autre tube circule dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, les deux sont accélérés par huit cavités radiofréquence (RF) le long de l'axe du faisceau. Il faut 4 minutes et 20 secondes pour remplir chaque anneau du LHC, et 20 minutes pour que les protons atteignent

leur énergie maximale. Limitée par la stabilité opérationnelle des aimants dipôles de courbure et du rayonnement synchrotron, l'énergie de faisceau maximale atteinte est de 6,5 TeV. Puis ces deux faisceaux de 6,5 TeV sont amenés en collision à une énergie de centre de masse de 13 TeV, à l'aide d'aimants multipolaires d'ordre supérieur, dans quatre détecteurs, ATLAS, CMS, LHCb et ALICE, tel que :

- le détecteur ATLAS [1] (*A Toroidal LHC ApparatuS*) : ATLAS est un détecteur à usage général. Il est conçu pour identifier la plupart des produits de collision  $pp$  dans une large gamme d'énergie. Il tire pleinement parti de la grande luminosité offerte par le LHC pour couvrir une large gamme du programme de physique du LHC.
- Le détecteur CMS [2] (*Compact Muon Solenoid*) : CMS cible la même physique que le détecteur ATLAS mais en utilisant une technologie différente. Sa conception est basée sur un aimant supraconducteur générant un champ magnétique de 4 T, et un système de tracking puissant pour identifier précisément les traces et mesurer leur impulsion, en particulier dans le cas des muons. En tant que deux expériences distinctes avec des détecteurs différents, les expériences ATLAS et CMS sont indépendantes et complémentaires. Chacun d'eux peut fournir une confirmation de la découverte de particules par l'autre expérience et les ensembles de données peuvent être combinés pour une précision accrue.
- le détecteur LHCb [4] (*LHC beauty*) : LHCb est dédié à la physique des saveurs lourdes et la recherche d'effets au-delà du Modèle Standard via une mesure précise des particules "beauty" (contenant un quark b) et de leurs produits de désintégration. Ces particules étant émises, lors des collisions des faisceaux, préférentiellement dans des directions voisines du faisceau, le détecteur LHCb est spécialement conçu pour les observer à « petit angle ». Il est disposé autour du tube à vide de l'accélérateur, dans une seule direction par rapport au croisement des faisceaux. LHCb s'est doté d'un dispositif très performant capable de comparer la matière et l'anti-matière avec une précision inégalée.
- Le détecteur ALICE [3] (*A Large Ion Collider Experiment*) : ALICE se concentre sur les mesures QCD pour la description de la matière en interaction forte et du plasma quark-gluon à de grandes densités d'énergie et à haute température dans des collisions d'ions.
- le détecteur TOTEM [54] (*TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement*) : TOTEM est une expérience indépendante de faible luminosité  $\sim 2 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  mais intégrée dans la zone du détecteur CMS. Il vise à mesurer la section efficace totale  $pp$  et à la compréhension de la structure du proton par diffusion élastique.
- le détecteur LHCf [36] (*LHC forward*) : Le LHCf est un petit détecteur placé de part et d'autre du détecteur ATLAS à 140 m du point d'interaction pour la détection des particules neutres dans les régions avant. Son objectif est de contraindre les modèles d'interaction utilisés pour la description des gerbes atmosphériques induites par les rayons cosmiques de très haute énergie frappant l'atmosphère.

### 2.1.3 Luminosité

Pour décrire le nombre d'événements ou de processus de diffusion ( $N_{event}$ ) introduits dans l'expérience, un paramètre critique, la luminosité  $L$  est défini :

$$N_{event} = L\sigma_{event} \quad (2.1)$$

où  $\sigma_{event}$  est la section efficace du processus inélastique étudié. La luminosité ne dépend que des paramètres du faisceau, en considérant une distribution de faisceaux gaussiens, peut être écrit comme :

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} \quad (2.2)$$

$N_b$  et  $n_b$  correspondent au nombre de particules par paquet et au nombre de paquets par faisceau.  $f_{rev}$  désigne la fréquence de révolution des particules accélérées,  $\gamma_r$  est le facteur relativiste  $E/m_{prton}$ ,  $\epsilon_n$  l'émittance normalisée du faisceau transversal,  $\beta^*$  la fonction bêta au point de collision, et  $F$  est le facteur de réduction de luminosité dû à la géométrie des faisceaux au point d'interaction (IP).

Les luminosités de conception pour les collisions  $pp$  dans les quatre expériences principales du LHC sont  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  pour ATLAS et CMS,  $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  pour LHCb et  $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  pour ALICE.

## 2.2 Le détecteur ATLAS

ATLAS est l'un des détecteurs les plus grands et les mieux conçus pour l'étude générale de la frontière de la physique des particules, y compris la validation et le développement d'un modèle standard, recherche le boson de Higgs et au-delà du modèle standard. Toute la luminosité fournie par le LHC est prise dans cet instrument à géométrie cylindrique symétrique de 44 mètres de long et 25 mètres de haut. En tant que système de détection complexe, ATLAS se compose principalement d'un système de coordonnées, du détecteur interne, du calorimètre électromagnétique et hadronique, du spectromètre à muons, du système de déclenchement et du système d'acquisition de données. Chacun de ces sous-détecteurs joue un rôle essentiel dans la précision et la sensibilité de la détection des objets et des énergies après collision. À partir du point d'interaction, les traces des particules chargées sont enregistrées dans le détecteur interne (ID). Ensuite, les particules pénètrent dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques, qui mesurent l'énergie et la direction des particules déposées. Au-delà des calorimètres se trouve le spectromètre à muons (MS), conçu pour capturer les muons.

### 2.2.1 Système de coordonnées

La figure 2.3 montre le système de coordonnées utilisé pour décrire les traces des particules dans le détecteur ATLAS. L'origine de ce système de coordonnées est définie au point d'interaction (IP), où la collision se produit. L'axe des abscisses positif pointe de la PI vers le centre de l'anneau du LHC, tandis que l'axe des ordonnées pointe vers le haut à partir de la PI. La direction du faisceau, qui est transversale au plan  $x - y$ , définit l'axe  $z$  avec la direction positive pointant vers LHCb. puisque ATLAS est de forme cylindrique, il est également pratique de définir un système de coordonnées cylindrique. Dans ce système, l'angle polaire  $\theta$  est

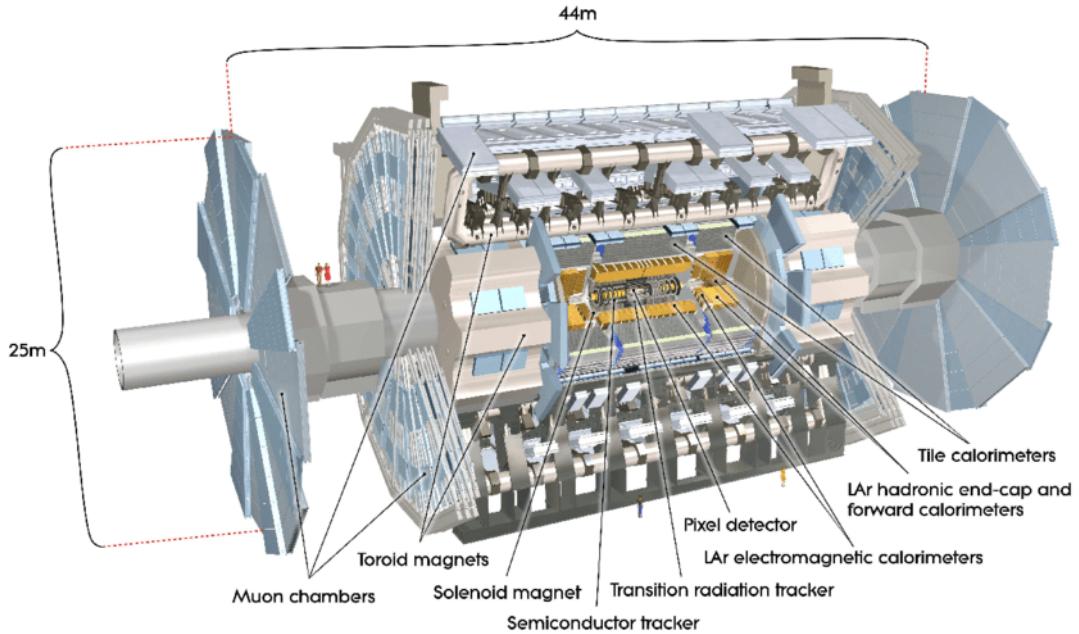


FIGURE 2.2 – Schéma du détecteur ATLAS [15]

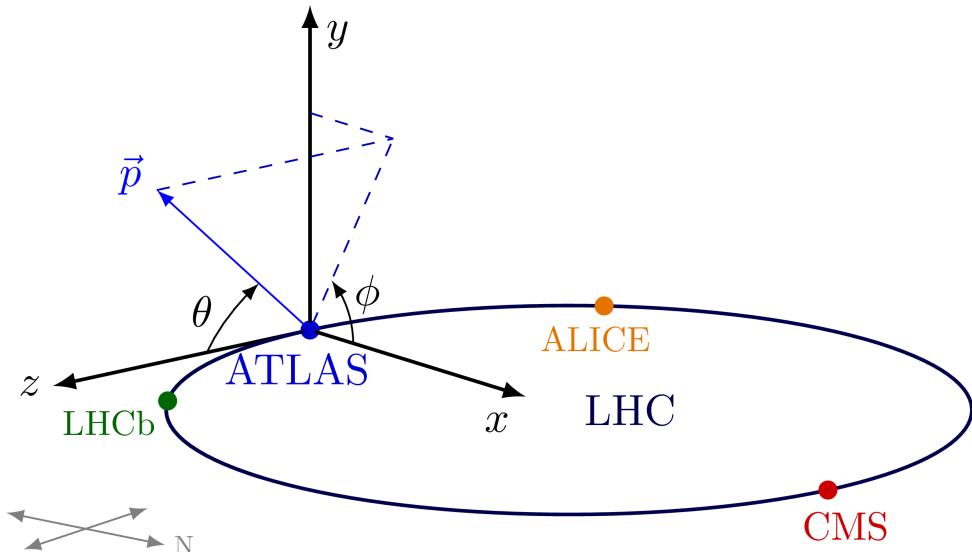


FIGURE 2.3 – Système de coordonnées utilisé dans ATLAS.

mesuré entre l'axe *z* et le plan *x* – *y* et l'angle azimuthal  $\phi$  est mesuré à partir de l'axe *x* autour du faisceau dans le plan *x* – *y*.

La variable de pseudorapidité  $\eta$  définie par l'équation 2.3 est utilisée pour décrire la trajectoire des objets dans le détecteur,

$$\eta = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.3)$$

Il ne dépend que de l'angle  $\theta$ , mais il peut également être défini en termes d'impulsion de la

particule comme dans l'équation 2.4 :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z} \right) \quad (2.4)$$

Il convient de noter que la rapidité d'une particule est définie par l'équation 2.5 :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.5)$$

La distance angulaire  $\Delta R$  entre deux objets dans le détecteur est généralement définie dans l'espace x-y par l'équation 2.6 :

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (2.6)$$

La quantité de mouvement transverse,  $p_T$ , est définie dans le plan  $x - y$  par l'équation 2.7 :

$$p_T = |\mathbf{p}| \sin \theta \quad (2.7)$$

## 2.3 Système d'aimants

Le système d'aimants d'ATLAS se compose d'un solénoïde central et de trois aimants toroïdaux comme illustré à la figure 2.4

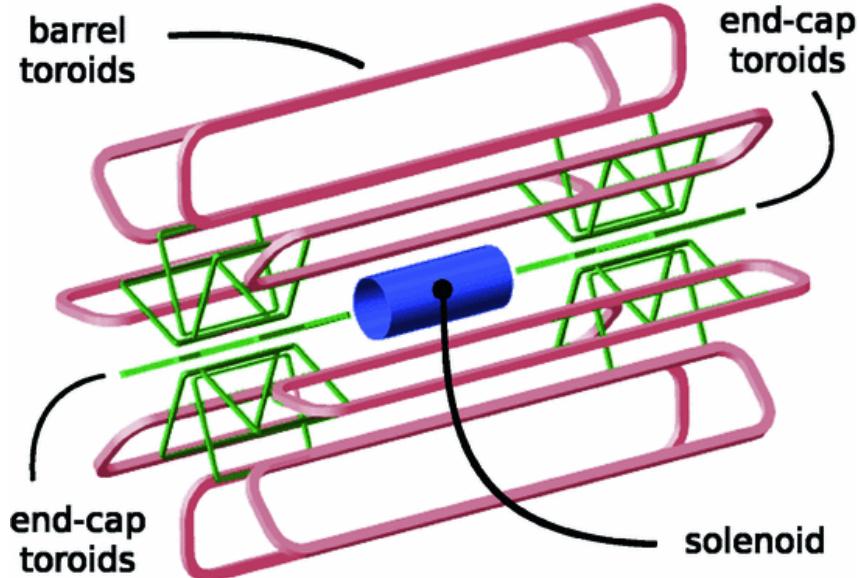


FIGURE 2.4 – Le système d'aimants d'ATLAS [15]

### 2.3.1 Le solénoïde central

Le solénoïde fournit un champ magnétique de  $2 T$  pour le détecteur interne, qui se trouve à l'intérieur. Le champ magnétique est parallèle à l'axe du faisceau, par conséquent, les particules chargées sont courbées dans le plan  $x - y$ , changeant leur direction  $\phi$ . Le solénoïde mesure 5.8 m de long et a un diamètre d'environ 2.5 m.

Une contrainte importante pour la conception du solénoïde était de conserver une faible quantité de matière devant le calorimètre électromagnétique. Par conséquent, le solénoïde consiste en une bobine monocouche d'un supraconducteur en niobium-titanium (NbTi) stabilisé par Al, qui permet de produire le champ magnétique élevé tout en gardant le solénoïde mince. De plus, il partage le système cryogénique et de vide avec le canon du calorimètre électromagnétique, afin d'éviter d'avoir des parois supplémentaires entre les deux composants et donc de minimiser la quantité de matière. De cette façon, le solénoïde ne constitue qu'environ 0,66 longueurs de rayonnement  $X_0$  pour les particules à l'incidence normale.

### 2.3.2 Les toroïdes tonneaux et bouchons

Les toroïdes tonneaux et bouchons produisent des champs magnétiques d'environ 0,5  $T$  et 1  $T$ , respectivement, pour le détecteur à muons. Ces aimants toroïdaux sont constitués chacun de huit bobines supraconductrices agencées pour former des cylindres, comme illustré à la figure 2.4. La toroïde tonneau a une longueur de 25,3 m et des diamètres intérieur et extérieur de 9,4 m et 20,1 m respectivement. Tandis que les toroïdes d'extrémité mesurent 5 m de long et ont des diamètres intérieur et extérieur de 1,65 m et 10,7 m. Les lignes de champ magnétique font de grands cercles autour de l'axe du faisceau, et ainsi les muons sont courbés en changeant leur direction  $\eta$ .

## 2.4 Le détecteur interne

Le détecteur intérieur (ID) d'ATLAS couvre la région  $|\eta| < 2.5$ , mesurant 6,2 m de long avec un rayon total de 2,1 m. Ses principaux objectifs sont donnés ci-dessous :

- mesure précise de la quantité de mouvement transverse et du paramètre d'impact de la particule chargée qui le traverse
- reconstruction des vertex primaires et secondaires
- discrimination entre électrons et photons
- identification les jets-b (*b-jets*) et les leptons  $\tau$ .

La représentation graphique du détecteur interne (ID) [31] est illustrée à la Figure 2.5, les figures 2.6 et 2.7 représentent un schéma en perspective du passage d'une particule chargée dans le détecteur interne tonneau ( $\eta < 0,3$ ) et bouchon ( $\eta = 1.4, \eta = 2.2$ ).

Le détecteur intérieur combine des détecteurs à haute résolution dans sa région interne avec d'autres systèmes de trajectographie dans ses couches les plus externes. La structure est entièrement englobée à l'intérieur du solénoïde interne, fournissant un champ magnétique nominal d'environ 2 Tesla le long de l'axe du faisceau,  $z$ . Etant donné le champ magnétique solénoïdal, la mesure est effectuée sur le plan  $R - \phi$  : chaque piste traverse trois couches de pixels et quatre couches de trajectographes à semi-conducteur fournissant quelques coups mais de haute précision et il croise un Trajectographe à Rayonnement de Transition (TRT) dans la région externe du détecteur où il produit un nombre très important de coups avec une précision légèrement inférieure.

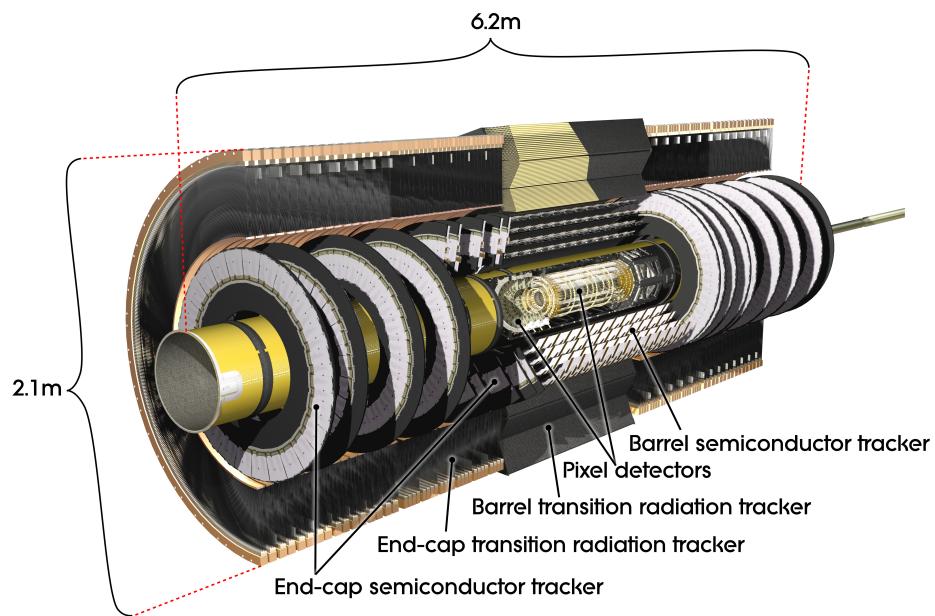


FIGURE 2.5 – Représentation graphique du détecteur intérieur d’ATLAS [31]

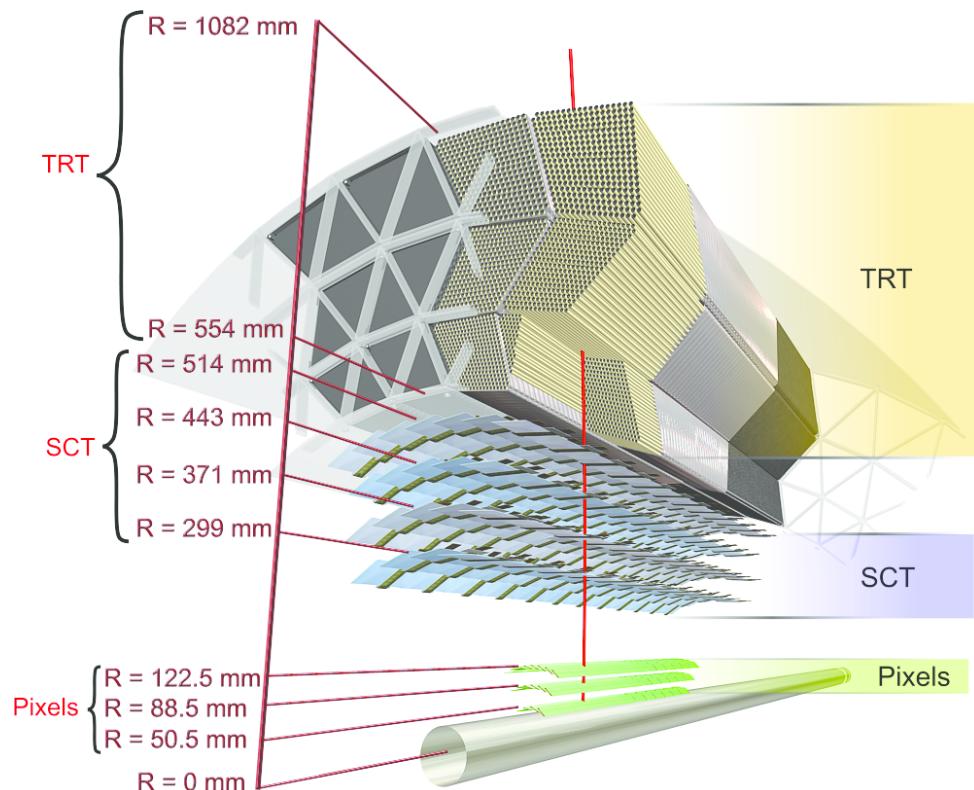


FIGURE 2.6 – Schéma en perspective du passage d’une particule chargée dans le détecteur interne tonneau ( $\eta < 0,3$ )

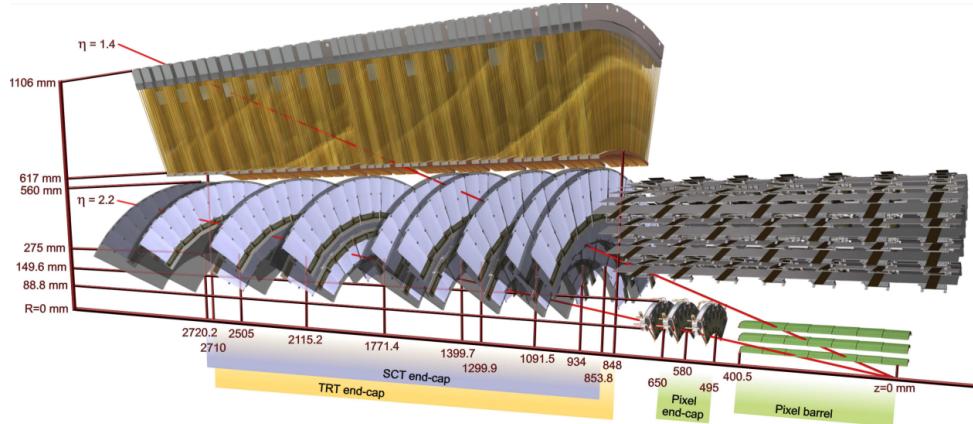


FIGURE 2.7 – Schéma en perspective du passage d'une particule chargée dans le détecteur interne bouchon ( $\eta = 1.4$  et  $\eta = 2.2$ )

La localisation proche du détecteur interne par rapport au point d'interaction implique également que ce sous-détecteur reçoit une quantité importante de rayonnement lors de la prise de données. La mesure de précision doit être effectuée avec une granularité fine du détecteur pour répondre aux exigences de résolution de l'impulsion et du vertex. Cette performance est obtenue en combinant trois sous-systèmes.

#### 2.4.1 Détecteur à pixels

Le détecteur à pixels au silicium [67] est conçu pour effectuer des mesures de très haute précision à proximité du point d'interaction. Ce système contribue à la détermination des vertex et du paramètre d'impact et est donc utilisé pour la recherche des vertex déplacés impliquant des particules à longue durée de vie telles que les hadrons B. Le système de détection de pixels se compose de 80 millions de capteurs placés à une distance mutuelle de  $50\mu m$  dans le plan  $R - \phi$  et de  $300\text{ }m$  en z. Ils sont situés dans trois structures cylindriques dont le rayon est respectivement de  $4\text{ cm}$ ,  $11\text{ cm}$  et  $14\text{ cm}$  en plus de cinq disques (rayon entre  $9$  et  $15\text{ cm}$ ) pour chaque côté couvrant l'acceptation dans les deux embouts. La couche la plus interne est appelée la couche-b (*b-layer*) : sa distance au tube de faisceau est de  $\sim 5\text{ cm}$  et il joue un rôle essentiel dans la reconstruction des vertex secondaires et dans le jet b-tagging.

Ce détecteur est constitué d'environ 1500 modules distincts dans les cylindres et 700 modules dans les disques. La résolution spatiale typique dans le plan  $R - \phi$  est  $\sigma(R - \phi) \sim 12\mu m$  et selon l'axe z,  $\sigma(z) \sim 66\mu m$  pour le tonneau et  $\sigma(z) \sim 77\mu m$  pour les disques externes (régions d'embout). L'épaisseur de chaque couche devrait être d'environ 2,5% d'une longueur de rayonnement à une incidence normale. Typiquement, trois couches de pixels sont traversées par chaque piste.

Afin de garantir une bonne performance du système de pixels contre les dommages de rayonnement provoqués par les collisions de faisceaux, l'ensemble du sous-détecteur est refroidi à environ  $-10\text{ }C$ .

## 2.4.2 Trajectographe à semi-conducteurs

Le trajectographe à semi-conducteurs (*SCT, Semi-Conducteur Tracker*) est conçu pour fournir huit mesures de précision pour chaque voie dans la zone intermédiaire ( $299 \text{ nm} < r < 514 \text{ nm}$ ) contribuer au calcul des moments transversaux, vertices ainsi que la reconnaissance de trajectoire de particules chargées dans la région  $|\eta| < 2.5$ . La technologie employée pour le sous-détecteur SCT est assez similaire à celle des pixels mais la surface est segmentée en bandes plutôt qu'en pixels afin de réduire le nombre global de voies de lecture. Il y a 768 bandes avec une distance mutuelle de  $80 \mu\text{m}$ . Chaque module SCT est composé de deux paires de plaquettes groupées placées dos à dos, assemblés avec un angle d'ouverture de  $\pm 20 \text{ mrad}$  par rapport à leur centre géométrique. Chaque plan de détection est segmenté en 770 bandes de  $12 \text{ cm}$  de long et  $80 \text{ m}$  de large. La résolution spatiale dans le plan  $R - \phi$  est de  $\sim 16 \mu\text{m}$  et sur l'axe  $z \sim 580 \mu\text{m}$ . Les modules cylindriques du tonneau sont montés sur quatre cylindres en fibres de carbone tandis que les modules dans les embouts sont assemblés sur neuf disques externes. Les signaux électroniques sont amplifiés et traités avec des filtres discriminants, ceux au-dessus d'un certain seuil sont enregistrés dans un tampon transitoire. Le trajectographe à semi-conducteurs contient un nombre total d'environ 6,2 millions de canaux de lecture pour une surface totale d'environ  $63 \text{ m}^2$ .

## 2.4.3 Trajectographe à rayonnement de transition

La partie externe du détecteur interne est le trajectographe à rayonnement de transition (*Transition Radiation Tracker (TRT)*) [14] constitué de 350848 micro-tubes remplis de xénon, dioxyde de carbone et dioxygène (70, 27 et 3%) et offrant une couverture jusqu'à  $|\eta| < 2.0$  pour un éloignement au faisceau jusqu'à  $108 \text{ cm}$ . Chaque tube a un diamètre de 4 mm, une longueur de  $144 \text{ cm}$  ( $37 \text{ cm}$  dans les bouchons) et est muni d'une anode (fil de tungstène) enrobée d'or de  $31 \text{ m}$  de diamètre, l'espace entre ces tubes étant comblé par du polypropylène. Ils sont disposés parallèlement aux faisceaux dans la partie tonneau et verticalement dans les bouchons en 73 et 160 couches, respectivement. Les particules chargées traversant le matériau diélectrique émettent un rayonnement de transition absorbé par le gaz dont l'ionisation fournit des informations sur le passage de la particule. La quantité de rayonnement de transition dépendant du facteur relativiste  $\gamma$  de la particule incidente, le nombre de points d'ionisation importante, plus élevé pour les électrons que les muons grâce à leur masse plus faible, permet son identification. Le signal laissé par particules légères étant plus important que pour les particules lourdes, un seuil de détection de l'électronique *front-end* permet la discrimination des traces laissées par des électrons ou des hadrons. La faible résolution spatiale de  $130 \mu\text{m}$  se voit compensée par le grand nombre de points laissés par une trace (en moyenne 36). La longueur des traces permet en effet une bonne résolution de l'impulsion transverse grâce à un effet de levier important.

## 2.5 Les Calorimètres

Les particules entrent dans les calorimètres après avoir traversé le détecteur interne pour mesurer la perte d'énergie. Les calorimètres permettent d'arrêter toutes les particules à l'exception des muons et neutrinos. Le système de calorimétrie d'ATLAS comprend deux sections : le calorimètre électromagnétique (EM) et le calorimètre hadronique. La structure du système

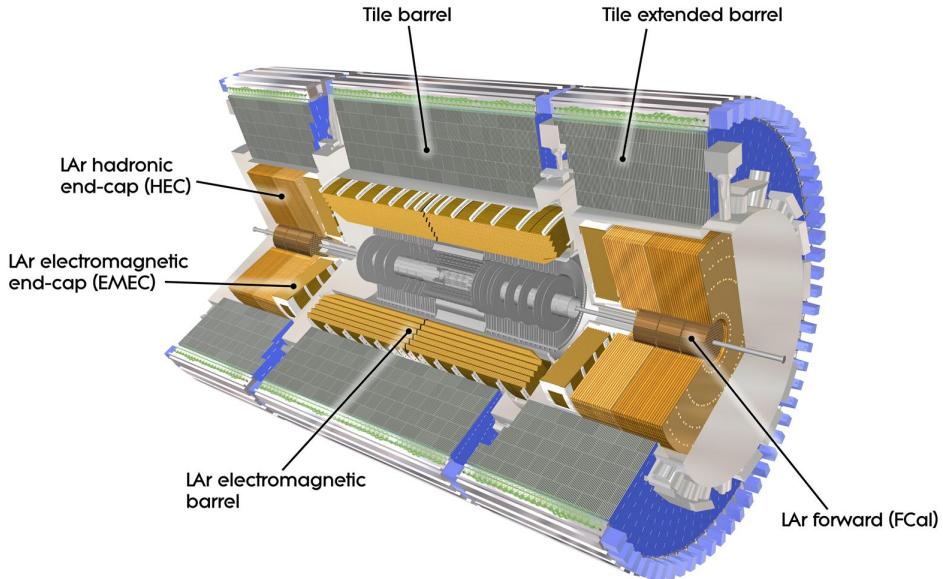


FIGURE 2.8 – illustration des calorimètres d'ATLAS

de calorimétrie est illustrée à la Figure 2.8. Le calorimètre EM couvre la région de  $|\eta| < 3.2$ , mesure l'énergie des électrons et des photons. Le calorimètre hadronique est capable de mesurer l'énergie des hadrons à  $|\eta| < 4.9$ , à l'aide de différents types de calorimètres.

### 2.5.1 Le Calorimètre électromagnétique

Les calorimètres électromagnétiques sont des détecteurs à argon liquide (LAr) avec des électrodes en accordéon et des absorbeurs en plomb, composé de deux demi-tonneaux identiques ( $|\eta| < 1.475$ ) et deux bouchons d'extrémité ( $1.375 < |\eta| < 3.2$ ). Les demi-tonneaux mesurent 6,4 m de long et ont des rayons intérieur et extérieur de 1,4 m et 2 m. Chacun des bouchons d'extrémité est constitué de deux roues coaxiales, avec rayon interne et externe de 330 mm et 2098 mm. La géométrie en accordéon offre une symétrie et une couverture complète en  $\phi$  et une lecture rapide, alors qu'il y a des fissures le long de  $\eta$ , à  $|\eta| = 0$  (la frontière de deux demi-tonneaux),  $1,37 < |\eta| < 1,52$  (entre partie bouchons et tonneaux), et à  $|\eta| = 2,5$  (la limite de la roue de l'embout intérieur et extérieur).

L'épaisseur totale du calorimètre EM est de 22 longueurs de rayonnement ( $X_0$ ), passant de  $22 X_0$  à  $33 X_0$  dans le tonneau et variant de  $24 X_0$  à  $38 X_0$  dans les bouchons d'extrémités. Les calorimètres EM ont des échantillonnages longitudinaux, trois dans la région de mesure de précision ( $0 < |\eta| < 2,5$ ) et deux dans la région vers l'avant ( $2,5 < |\eta| < 3,2$ ). De plus il y a une couche LAr individuelle sans absorbeur avant le calorimètre EM couvrant la région  $X < 1,8$  pour récupérer l'énergie perdue dans le matériau amont (cryostat, supraconducteur, bobine, détecteur interne, etc.). L'épaisseur des 1<sup>er</sup>, 2<sup>me</sup> et 3<sup>me</sup> se rapproche de  $4 X_0$ ,  $16 X_0$  et  $2 X_0$  respectivement, par conséquent, la majorité de l'énergie (jusqu'à 50 GeV) est déposée dans le 2<sup>ème</sup> échantillonnage. Le 2<sup>ème</sup> échantillonnage a une taille de cellule de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ , fournissant des coordonnées X-Y significatives. Le 1<sup>er</sup> échantillonnage aussi nommé "strip" a une granularité plus fine en  $\eta$  mais relativement grossière en  $\phi$ . La granularité  $\eta$  du 1<sup>er</sup> échantillonnage est 8, 6, 4, 2.5 fois celle du 2<sup>me</sup> échantillonnage, variant à  $|\eta| = 1,8$ ,

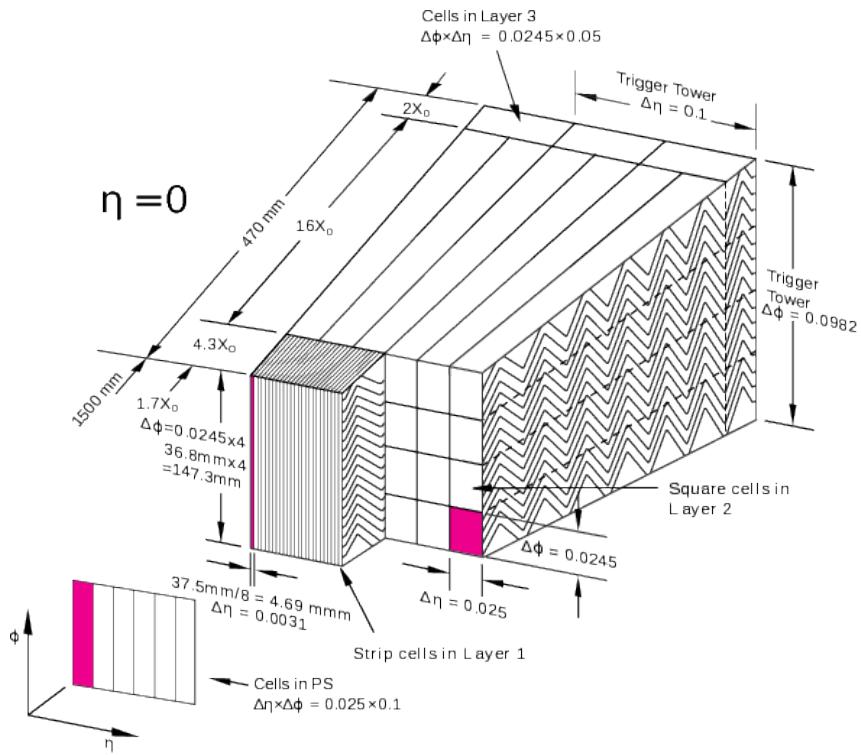


FIGURE 2.9 – Segmentation dans la région centrale du calorimètre électromagnétique

2.0, 2.2, 2.5, tandis que la granularité  $\phi$  est de 1/4. Cette géométrie spéciale "strip" améliore fortement la résolution  $\eta$  donc l'identification de photon/ $\tau$ , qui n'est pas sensible à la résolution  $\phi$  en raison des photons convertis. Le 3e échantillonnage est organisé avec des cellules de taille  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.050 \times 0;025$ . Elle capte la queue de la gerbe électromagnétique, donc moins segmentée en  $\eta$ .

Les particules entrant dans le calorimètre EM interagissent avec les absorbeurs et génèrent des gerbes. Dans chaque cellule, les électrons d'ionisation dérivent vers l'électrode sous haute tension de 2000 V, induisant un signal proportionnel à l'énergie déposée. Ainsi les énergies et les positions des gerbes sont enregistrées par les cellules de tous les prélèvements, localiser avec précision le point d'interaction et donner des références pour l'identification et l'isolement des électrons/photon.

### 2.5.2 Le Calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est situé à l'extérieur du calorimètre EM et s'étend jusqu'à  $|\eta| = 4,9$ . Il vise à différencier les gerbes des électrons et photons qui pénètrent moins profondément. Il se compose de deux parties :

#### calorimètres en tuiles (Tile)

Est placé directement à l'extérieur de l'enveloppe du calorimètre EM. ça partie tonneau couvre la région  $|\eta| < 1$ , et ces deux parties bouchons couvrent  $0.8 < |\eta| < 1.7$ . C'est un calorimètre d'échantillonnage utilisant des tôles d'acier de 14 mm d'épaisseur comme absorbeur et des tuiles scintillantes de 3 mm d'épaisseur comme matière active. Radialement, le calorimètre

en tuiles s'étend de  $R = 2.28$  à  $4.25$  m. Il est segmenté en profondeur en trois couches, environ  $1.5$ ,  $4.1$  et  $1.8 X_0$  d'épaisseur pour la partie tonneau et  $1.5$ ,  $2.6$  et  $3.3 X_0$  pour les parties bouchons. L'épaisseur totale du détecteur au bord extérieur de la région instrumentée par tuiles est de  $9.7 X_0$  à  $\eta = 0$ . La granularité est  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  pour les deux couches les plus internes et  $0; 2 \times 0.1$  pour le plus éloigné.

### **Le bouchon hadronique**

Le HEC (*Hadronic End Cap*) est situé directement derrière le calorimètre électromagnétique bouchon, et partage les mêmes cryostats que LAr. Il s'étend de  $|\eta| = 1.5$  à  $3.2$ . Chaque roue est divisée en deux segments en profondeur, pour un total de quatre couches par embout. Les roues les plus proches du point d'interaction sont constituées de plaques de cuivre parallèles de  $25$  mm d'épaisseur, tandis que ceux plus éloignés utilisent des plaques de cuivre de  $50$  mm d'épaisseur. Le rayon extérieur des plaques de cuivre est de  $2.03$  m, tandis que le rayon intérieur est de  $0.475$  m (sauf dans la zone de recouvrement avec le calorimètre avant où ce rayon devient  $0.372$  m). La granularité est  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  pour  $1.5 < |\eta| < 2.5$  et  $0; 2 \times 0.2$  pour  $2.5 < |\eta| < 3.2$

### **Le calorimètre avant**

Le FCAL (*Forward CALorimeter*) est situé dans le même cryostat que le bouchon hadronique et le Bouchon d'extrémité électromagnétique LAr. Il est d'environ  $10$  longueurs d'interaction de profondeur, et se compose de trois modules dans chaque embout : le premier, en cuivre, est optimisé pour les mesures électromagnétiques, tandis que les deux autres, en tungstène, mesurent principalement l'énergie des interactions hadroniques. Chaque module est constitué d'une matrice métallique, avec des canaux longitudinaux régulièrement espacés remplis de la structure d'électrode constituée de tiges concentriques et de tubes parallèles à l'axe du faisceau. Le LAr dans l'espace entre la tige et le tube est le milieu actif. La granularité est  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ .

## **2.6 Le spectromètre à muons**

Le spectromètre à muons mesure les trajectoires et l'impulsion des muons. L'impulsion est estimée à partir de la courbure de la trajectoire du muon provoquée par le champ magnétique fourni par les aimants toroïdaux. Une vue de ce sous-détecteur est illustrée à la Figure 2.10. Il couvre la région  $|\eta| < 2.7$ .

Le spectromètre à muons est construit avec des détecteurs gazeux de différents modèles. Tous fonctionnent sur le même principe, qui est également le mécanisme de fonctionnement du TRT dans le détecteur interne. Un gaz est ionisé lors du passage d'une particule chargée, et les ions et les électrons dérivent vers les électrodes, générant un courant. Dans la partie tonneau, ces détecteurs gazeux sont disposés sur de gros cylindres concentriques autour de l'axe du faisceau, tandis que dans les parties bouchons, ils sont situés sur de grands disques perpendiculaires à l'axe du faisceau. Il y a trois couches principales dans la partie tonneau et trois dans chaque partie bouchons, chacune de ces couches est composée de différentes sous-couches de détecteurs.

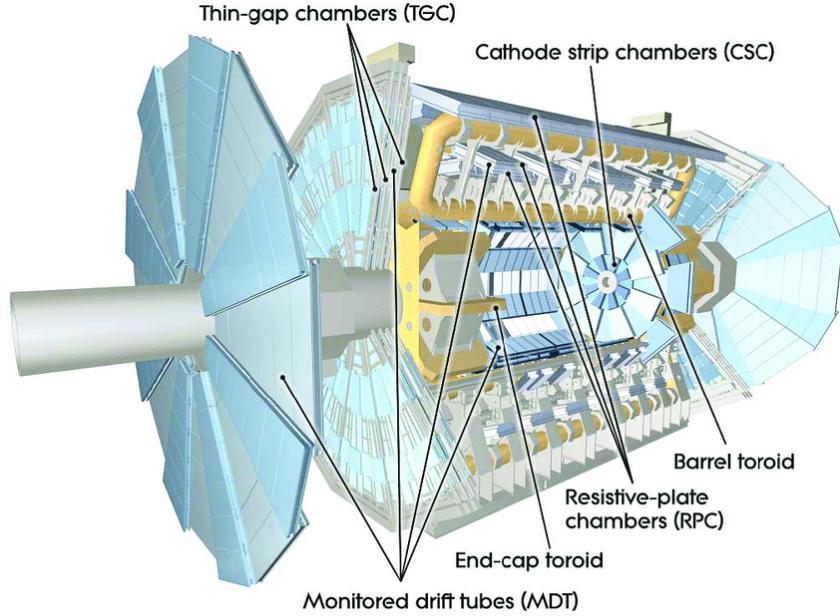


FIGURE 2.10 – Disposition des chambres à muons et des aimants toroïdaux d’ATLAS [15]

Les différents modèles de détecteurs sont utilisés pour répondre à différentes exigences. Certains détecteurs fournissent des mesures de précision de la coordonnée de piste dans la direction principale de flexion du muon ( $\eta$ ), et d’autres fournissent des informations rapides pour le système de déclenchement.

Les détecteurs assurant des mesures de précision sur  $\eta$  sont : MDT (*Monitored Drift Tubes*) dans la partie tonneau et la partie externe des bouchons ( $|\eta| < 2.0$ ), et le CSC (*Cathode Strip Chambers*) dans la région avant ( $2.0 < |\eta| < 2.7$ ). Les MDT ne fournissent des informations que dans la direction  $\eta$ , avec une résolution d’environ  $35 \mu\text{m}$  par chambre, tandis que les CSC mesurent les coordonnées  $\eta$  et  $\phi$  avec des résolutions de  $40 \mu\text{m}$  et  $5 \text{ mm}$ , respectivement.

Les détecteurs fournissant des informations rapides au déclencheur sont : Le RPC (*Resistive Plate Chambers*) dans la partie tonneau, et le TGC (*Thin Gap Chambers*) dans les parties bouchons. Ils délivrent des signaux avec un étalement de 15-25 ns, qui satisfont aux exigences de temps. Ces détecteurs complètent également les mesures des MDT en fournissant des informations dans les deux directions,  $\eta$  et  $\phi$ .

Dans ce grand spectromètre, l’alignement de la chambre et la connaissance détaillée du champ magnétique sont des facteurs importants qui influent sur la résolution  $p_T$ . les chambres sont alignées en continu à l’aide d’un système de 12 000 dispositifs optiques. Le champ magnétique doit être connu avec une précision élevée. Il est réalisé en surveillant le champ en continu avec un système d’environ 1800 capteurs à effet Hall.

# Chapitre 3

## Le Système de déclenchement

Avec 2808 paquets de protons par faisceau, selon les paramètres de fonctionnement nominaux du LHC, essentiellement espacés de 25 ns, la fréquence des croisements de faisceau dans ATLAS approche les 40 MHz, bien trop élevée par rapport à ce que peut traiter et enregistrer le détecteur ATLAS.

Le système de déclenchement permet de sélectionner uniquement les événements d'intérêt en-ligne (au moment de leur détection) et avoir une fréquence d'enregistrement de l'ordre de 1 kHz. Trois niveaux de sélection se succèdent : Le niveau 1 (*Level-1, L1*), le niveau 2 (*Level-2, L2*) et le filtre d'événements.

Le niveau 1 réduit le taux d'événement de 40MHz à 100kHz, il repose sur des sélections faites sur l'électronique (*hardware*), et utilise les réponses des calorimètres et du détecteur de muons, Son rôle est de détecter des régions d'intérêt (*ROI*).

Le Niveau 2 et filtre d'événements sont combinés et constituent le système de déclenchement de haut niveau (*High Level Trigger, HLT*), avec un traitement informatique (*software*) de l'information filtrée par le premier niveau, il réduit le taux d'événement de 100kHz à seulement 1kHz.

### 3.1 Contrôle de la qualité des données

Les données utilisées dans les diverses analyses sont filtrées avant constitution des lots, appelés *GRL, Good Run List*. En période de prise de données (environ 100 jours par an), les collisions sont enregistrées chaque jour (en l'absence d'incident). Le fonctionnement du détecteur et la qualité de la réponse des sous-systèmes listés précédemment sont alors quotidiennement contrôlés. Des "tours de garde" (*shifts*) sont organisés pour chaque élément du détecteur et les participants sont chargés de rapports journaliers et hebdomadaires.

Parmi les tâches des physiciens expérimentateurs, concernant le contrôle de qualité des données, consiste principalement au contrôle hors-ligne du bruit mesuré dans les cellules ayant accumulé suffisamment d'énergie. Certaines cellules sont alors ignorées et leur énergie est estimée en moyennant celle des plus proches voisins, d'autres sont marquées comme suspectes. Ce masquage peut se faire sur une certaine période de l'acquisition (ensemble de blocs d'une minute) ou sur toute sa durée (run entier). De même, des fenêtres de temps peuvent être ignorées (time veto). L'ensemble de la procédure est détaillée en ref [35].

## 3.2 La reconstruction des objets

Chaque événement enregistré à l'issue de la procédure détaillée dans les parties précédentes contient les informations primaires de détection : points dans le détecteur interne, dans le spectromètre à muons et dépôts d'énergie dans les calorimètres. La combinaison des réponses des différentes parties du détecteur avec l'alignement entre traces et dépôts d'énergie permet d'identifier la nature des particules issues des désintégrations successives et mesurer leur énergie-impulsion. Le passage de la réponse digitale des sous-systèmes à la construction de particules candidates est appelée reconstruction. Cette partie décrit les procédures de reconstruction et d'identification des différents objets.

### 3.2.1 Traces et vertex primaires

Deux algorithmes permettent la reconstruction des traces (*tracking*) et des vertex (*vertexing*), ils utilisent les informations du détecteur interne. Les ionisations successives des particules chargées permettent la reconstruction de leurs trajectoires, courbées par un champ magnétique, grâce à l'alignement des points (selon une courbe dont l'orientation dépend de la charge de la particule incidente). L'extrapolation de ces traces vers le point d'interaction permet la reconstruction des vertex primaires.

Ces trajectoires hélicoïdales sont décrites par 5 paramètres, illustrés à la figure 3.1, exploitant la géométrie cylindrique du détecteur et les propriétés des particules chargées :

- le paramètre d'impact longitudinal  $d_0$  : distance de la trace au plus proche du faisceau
- le paramètre d'impact transverse  $z_0$  : périgée de la trace selon  $z$
- l'angle polaire  $\theta$  de la trace  $\vec{p}$  à son périgée et l'axe  $z$
- l'angle azimutal  $\phi$  de l'impulsion transverse  $\vec{p}_T$  de la trace à son périgée et l'axe  $x$
- le rapport  $Q/p_T$  entre la charge électrique et l'impulsion transverse définissant l'orientation et la courbure de l'hélice.

Les composantes de l'impulsion sont ajustées par minimisation de  $\chi^2$  (*ATLAS Global  $\chi^2$  Track Fitter* [37]).

#### Traces

Les trajectoires des particules chargées produites dans les événements d'intérêt sont reconstruites en traces à partir de leurs dépôts d'énergie mesurés dans le Détecteur Interne.

La reconstruction des traces commence avec le rassemblement des dépôts d'énergie dans les détecteurs à silicium (Pixel et SCT) en amas, compatibles avec l'interaction d'une particule chargée avec une couche sensible des détecteurs à silicium. Les positions de ces amas, ou coups, servent de points de départ à la formation des traces. Ces 'débuts de trace' sont ensuite extrapolés jusqu'au TRT avec la méthode du filtre de Kalman [46]. Les traces qui ne proviennent pas de particules chargées, appelées fausses traces, sont rejetées en appliquant des critères liés à la qualité de la reconstruction des traces. Par exemple, chaque nouvel amas associé à la trace

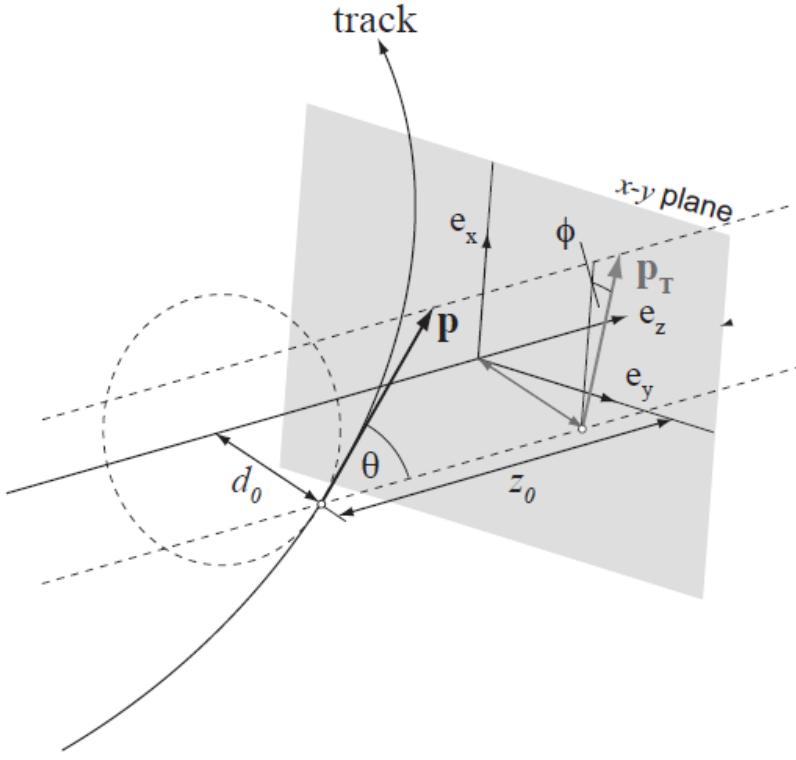


FIGURE 3.1 – Illustration des paramètres de trace [38].

renforce sa qualité, alors que les trous la dégrade. Le  $\chi^2$  du fit de la trace est également considéré pour pénaliser les traces mal ajustées. Finalement, considérer l'impulsion transverse des traces permet de promouvoir les traces de haute impulsion et de supprimer le grand nombre de traces de basse impulsion transverse assignées de manière incorrecte à des amas.

### Vertex primaire

Lors d'un croisement de paquets de protons, les traces de particules produites au point de la collision  $pp$  sont accompagnées de traces de particules secondaires ou de traces originaires de collisions d'empilement. Afin d'identifier ces particules chargées qui ne proviennent pas de la collision d'intérêt, il est essentiel de connaître avec précision la position de cette collision.

Les traces produites dans une collision inélastique ont une origine commune, appelée vertex primaire. La reconstruction de ces vertex primaires est un procédé itératif, qui débute avec la recherche d'une intersection de traces formant un premier vertex primaire. Les traces dont l'origine n'est pas compatible avec la position fittée du vertex primaire sont utilisées pour la recherche d'autres vertex primaires, et ainsi de suite [62]. La recherche de vertex primaires est privilégiée dans la région de croisement de paquets de protons, ou *région lumineuse*

### 3.2.2 Electrons

Un candidat électron est reconstruit dans le détecteur à partir d'un amas d'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique, compatible avec le développement d'une gerbe électromagnétique, et d'une trace joignant le vertex primaire à l'amas calorimétrique (Figure

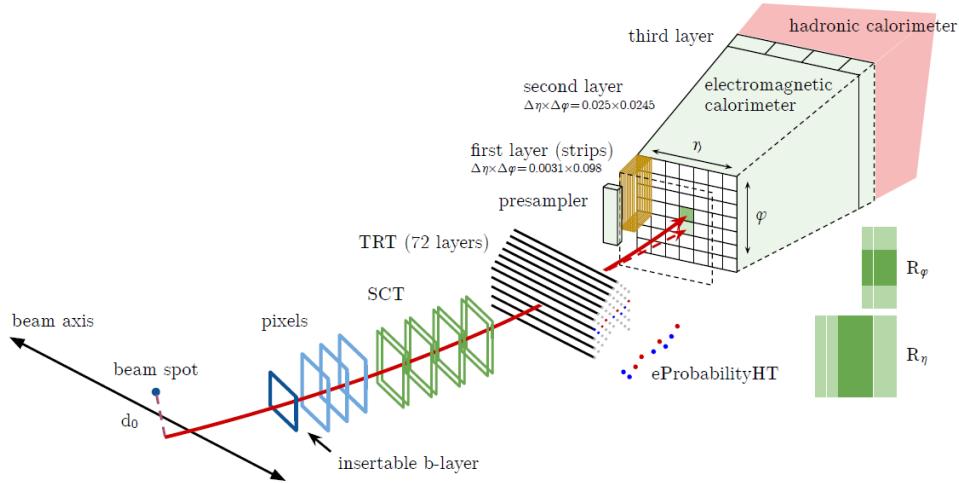


FIGURE 3.2 – Vue schématique de la reconstruction d'un électron [11]

3.2). Cette trace associée, reconstruite avec les coups du Détecteur Interne, tient compte de possibles émissions de photons par bremsstrahlung.

Les propriétés du candidat électron reconstruit sont ensuite exploitées pour rejeter principalement les candidats qui ne proviennent pas d'électrons, appelés faux candidats électron (les vrais candidats sont quant à eux associés à un électron) [11]. Par exemple, la forme de l'amas d'énergie du calorimètre et sa position permettent de supprimer des faux candidats électron issus de hadrons chargés, dont la gerbe hadronique est moins dense en énergie et située plus en profondeur dans le calorimètre que la gerbe formée par un électron. Le TRT fournit également une capacité d'identification d'électrons grâce à la détection de photons à rayons X. Au final, les informations du candidat électron composé de son amas calorimétrique et de sa trace, ses caractéristiques cinématiques ( $p_T, \eta, \phi$ ) et la qualité de l'association amas-trace sont combinées avec une méthode de vraisemblance pour distinguer au mieux les vrais des faux candidats électron. Pour des candidats électron d'impulsion transverse supérieure à une vingtaine de GeV.

Trois niveaux d'identification sont définis, appelés *Loose*, *Medium*, *Tight* ordonnés selon leur efficacité à rejeter le bruit de fond, au détriment d'une perte d'efficacité d'identification des vrais candidats électron.

### 3.2.3 Muons

Le candidat muon est reconstruit en ajustant une trace reconstruite à partir de segments (de traces) dans les différentes couches du spectromètre avec une trace du Détecteur Interne. Deux candidats muon typiques, vraisemblablement produits par la désintégration d'un boson  $z$ , sont représentés Figure 3.3 au sein du détecteur ATLAS. Les propriétés des candidats muon reconstruits sont ensuite utilisées pour rejeter ceux originaires de hadrons se désintégrant en vol, comme par exemple les Kaons chargés. Les traces de ces candidats muon reconstruits sont caractérisées par la présence d'une forte courbure au niveau de la désintégration du hadron. Par conséquent, la qualité du fit de leur trace et la compatibilité de leurs mesures d'impulsion dans le Détecteur Interne et le spectromètre à muon sont dégradées.

Des critères de qualité sont imposés sur les impacts utilisés pour former la trace du

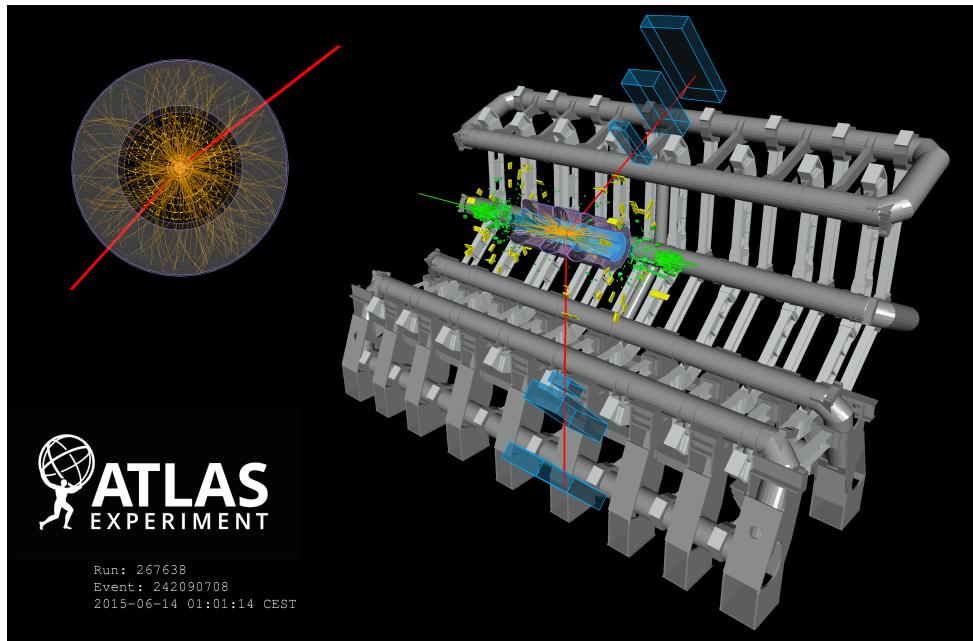


FIGURE 3.3 – Affichage d'un événement candidat  $Z \rightarrow \mu\mu$  issu de collisions proton-proton enregistré par ATLAS le 14 juin 2015, avec des faisceaux stables du LHC à une énergie de collision de 13 TeV. Les lignes rouges montrent les chemins de deux muons à travers le détecteur, avec des impulsions transversales de 44,1 et 44,7 GeV. Les barres vertes et jaunes indiquent les dépôts d'énergie dans les calorimètres à argon liquide et à tuiles scintillantes. Les traces de particules chargées reconstruites à partir de coup dans le détecteur interne sont représentées par des arcs en orange, se courbant dans le champ magnétique solénoïdal. La masse invariante des dimuons reconstruite est de 90,2 GeV.

muon, afin de garantir une mesure robuste de son impulsion. Par exemple, la trace du muon doit contenir au moins cinq impacts du SCT, et moins de trois trous dans le Pixel/SCT ; un trou étant défini comme un senseur actif traversé par la trace sans qu'il n'ait pas enregistré de coup. Plusieurs niveaux d'identification de muon fondés sur les propriétés du muon reconstruit sont disponibles : Loose, Medium et Tight, classés par efficacité d'identification décroissante.

### 3.2.4 Jets

Un jet est un ensemble de particules émises autour d'une même direction. Dans l'expérience ATLAS, la reconstruction des jets a pour objectif de capturer les produits de l'hadroneisation de partons émis dans les collisions dures avec une haute impulsion transverse, typiquement supérieure à 20 GeV.

Les jets standard sont reconstruits à partir des dépôts calorimétriques. D'abord, les cellules voisines du calorimètre, dont l'énergie est significativement supérieure au bruit provenant des collisions d'empilement ou de l'électronique, sont regroupées en amas topologiques compatibles avec des gerbes de particules secondaires [56]. Ensuite les amas topologiques sont rassemblés en jets à l'aide de l'algorithme anti- $k_t$  de rayon  $R = 0.4$  [28]. En sortie de l'algorithme, les paires de jets ne peuvent être séparés à moins de  $\Delta R(jet, jet) = 0.4$ . Les jets d'impulsion transverse inférieure à 20 GeV et de pseudo-rapidité supérieure à  $|\eta| = 4.5$  sont rejetés. De plus, des critères de qualité sont imposés pour supprimer les jets ne provenant pas de la collision dure mais, par exemple, de l'interaction du faisceau de proton avec le gaz du tube à faisceau, du bruit du calorimètre ou encore des collisions pp sous-jacentes [32]. Un des critères de qualité utilisé est lié au nombre de traces associées au jet qui sont originaires du vertex primaire.

L'énergie finale des jets est le résultat d'une succession de calibrations . Tout d'abord, les amas topologiques sont classés selon leur aspect électromagnétique ou hadronique à l'aide de leur forme, de leur profondeur et de leur densité d'énergie. Sur la base de cette classification, des corrections d'énergie sont dérivées de simulations Monte Carlo de pions.

Elles permettent de corriger des effets de non-compensation, des pertes de signal en raison des effets de seuil de bruit et de l'énergie perdue dans les régions non instrumentées. L'étalonnage final de l'énergie du jet (*JES* : *Jet Energy Scale*) relie la réponse calorimétrique à la véritable énergie du jet. Pour estimer cette correction, des vrais jets sont reconstruit au niveau particule en regroupant les particules simulées de temps de vie supérieur à 10 ps, sauf les muons et les neutrinos, à l'aide du même algorithme utilisé pour reconstruire les jets anti- $k_t$  de rayon  $R = 0.4$ . L'énergie vraie d'un jet est donnée par l'énergie du vrai jet qui lui est associé ( $\Delta R(jet, vrai jet) < 0.3$ ). Ces calibrations corrigent des effets de pertes d'énergie liées aux matériaux passifs, aux particules du vrai jet qui se retrouvent hors du jet ou aux dépôts d'énergie non reconstruits en amas topologiques. Enfin, une correction supplémentaire est appliquée pour corriger la résolution en énergie des jets mesurés dans la simulation par rapport à celle des données (*JER* : *Jet Energy Resolution*).

# Chapitre 4

## Recherche des resonances lourdes se resintegrand en paire de bosons $WW$ ou $WZ$ dans le canal $l\nu qq$

Comme indiqué dans la section 1.6, de nombreux modèles au-delà du modèle standard prédisent de nouvelles particules qui se désintègrent en paires de bosons vecteurs électrofaibles. La signature expérimentale de tels processus serait une structure résonante dans la distribution de masse invariante de la paire de dibosons  $m(WV)$ ,  $V = W/Z$ . L'observation d'un tel état de résonance fournirait des preuves solides d'une physique au-delà du modèle standard puisqu'il n'y a pas de processus du modèle standard qui pourrait produire des résonances d'une telle signature. Le MS prédit une distribution de masse faible à partir de la production de dibosons non résonnantes et d'autre processus du MS qui peuvent être mal identifiés lors de la reconstruction comme étant des événements dibosons résonant.

Les bosons  $W/Z$  ne sont pas des particules stables et ils se désintègrent rapidement en des pairs de leptons et de quarks, ce qui conduit vers trois états finaux de désintégration ; état final purement en quarks (entièremment hadronique), état final purement leptoniques (entièremment leptoniques) et état final avec un boson se désintègre hadroniquement et un boson se désintègre leptoniquement (état final semi-leptonique). Pour une sensibilité maximale nous avons considéré une recherche dans les états finaux semi-leptoniques parce qu'ils fournissent un compromis entre de faibles bruits de fond et des rendements de signal élevés. Dans cette étude, le lepton à l'origine de la désintégration leptonique du boson  $W$  représente soit un électron soit un muon. Le traitement du lepton  $\tau$  n'est pas considéré parce qu'il introduit des complications supplémentaires car ils se désintègrent rapidement en des états avec un lepton chargé ou des états avec des pions.

L'état final semileptonique conduit vers trois canaux de désintégrations possibles :

- Canal 0-lepton :  $ZV \rightarrow \nu\nu qq$ , où il n'y a pas de leptons dans l'état final de désintégration.
- Canal 1-lepton :  $WV \rightarrow l\nu qq$ , où il y a qu'un seul lepton dans l'état final de désintégration.
- Canal 2-lepton :  $ZV \rightarrow llqq$ , où il y a deux leptons dans l'état final de désintégration.

L'étude est focalisée sur la recherche des résonances lourde se désintégrant en paire de bosons  $WW$  ou  $WZ$  ( $WV$ ) via le canal 1-lepton. L'analyse est principalement conçue autour des prédictions MC, qui sont décrits dans la section 4.1 pour les bruits fond et le signal. Un critère complexe de sélection d'événements conçu pour optimiser la sensibilité de la recherche est discuté dans la section 4.3. De multiples régions de signal sont développées pour sélectionner des événements où les quarks du boson à désintégration hadronique peuvent être reconstruits individuellement (catégorie Resolved) ou se chevaucher (catégorie Merged). D'autres régions sont conçues pour améliorer la sensibilité aux signaux produits via le processus VBF par des exigences des jets supplémentaires, notés VBF-tag jets, qui ne devrait pas être présent dans les signaux produits par  $ggF/q\bar{q}$ . Des régions de contrôle sont également définies pour aider à contraindre la normalisation sur les principaux processus de bruits de fond.

## 4.1 Simulation des processus de signal et bruit de fond

Cette analyse s'appuiera principalement sur les prédictions des générateurs MC pour modéliser à la fois le signal attendu et le bruit de fond. Les prédictions de MC seront utilisées pour optimiser les critères de sélection ainsi que pour fournir des modèles pour les distributions de bruits fond attendues dans l'ajustement final aux données. Le choix du générateur pour chaque échantillon est considéré comme celui qui représente le mieux les données ATLAS dans les études dédiées [6].

### 4.1.1 Simulation des modèles de signal

Plusieurs modèles prédisent de nouvelles résonances diboson qui se désintègrent à l'état  $l\nu qq$  comme détaillé au chapitre 1.6. dans les modèles qui y sont discutés, les masses théoriquement de résonance couvrent la gamme de plusieurs centaines de GeV jusqu'à plusieurs TeV. Pour couvrir une large gamme de modèles tout en restant le plus inclusif possible, les résultats de cette analyse seront interprétés dans trois modèles de référence spécifiques en supposant différentes hypothèses de spin pour la nouvelle particule résonnante : spin-0, 1, ou 2. Pour tous les modèles de référence considérés, la largeur intrinsèque de la résonance est inférieure à la résolution du détecteur.

Les résonances neutre  $Z'$  et chargées  $W'$  de spin-1 sont interprétées dans le contexte d'un triplet de vecteur lourd (HVT, *Heavy Vector Triplet*) décrit dans la section 1.6.1. Les résonances de spin-2, qui sont prédites dans les modèles de gravité quantique, sont interprétées dans le modèle Bulk Randall-Sundrum (RS) de la section 1.6.2 comme un graviton de Kaluza-Klein  $G_{KK}$ . Finallement, une résonance scalaire neutre de spin 0, représente la Radion ( $R$ ) qui apparaît dans le (RS). Des interprétations séparées seront menées pour la production du Radion et le HVT sous fusion gluon-gluon/annihilation quark-anti-quark ( $ggF/q\bar{q}$ ) et fusion des bosons vecteurs (VBF), tandis que le graviton Bulk RS ne sera interprété qu'en mode de production  $ggF$ .

Les échantillons de graviton  $G_{KK}$ ,  $W'$  et  $Z'$  sont générés avec MC@NLO 2.2.2 [18] avec le NNPDF23LO [27] l'ensemble PDF interfacé à Pythia 6 [65]. Les échantillons de graviton  $G_{KK} \rightarrow WW$  sont générés dans la gamme de masse de 300 à 5000 GeV avec le paramètre de modèle  $k/M_{Pl} = 1$ . Les signaux HVT  $W'$  et  $Z'$  sont générés dans la même gamme de masses pour  $W' \rightarrow WZ$  et  $Z' \rightarrow WW$  via le mode de production VBF et  $q\bar{q}$ . Les échantillons

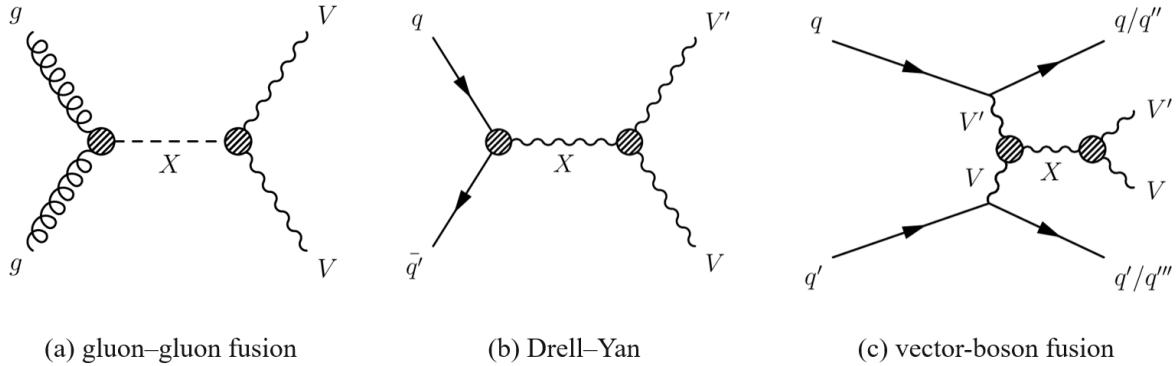


FIGURE 4.1 – Diagrammes de Feynman représentatifs pour les nouvelles résonances produites via a) ggF, b)  $q\bar{q}$  annihilation et c) VBF.

ggF sont produits avec des couplages réglés sur la référence du modèle A, tandis que les VBF utilisent la configuration du modèle C où les couplages de fermions sont mis à zéro. Le graviton n'est produit que dans le mode de production ggF. Les diagrammes de Feynman illustrant les différents modes de production pour un état résonnant possible X sont représentés sur la figure 4.1.

Les échantillons scalaires lourds de type Higgs se désintègrent en  $H \rightarrow WW$  sont générés avec POWHEGBox v1 [17] avec configuration dédiée pour les calculs NLO du Higgs en production ggF et VBF. Pour simuler l'approximation de largeur étroite, la largeur scalaire est fixée à 4 MeV pour tous les points de masse générés dans l'intervalle de 300 à 3000 GeV.

#### 4.1.2 Simulation des processus des bruits de fond

Il existe des différents processus dans le MS qui produisent ou qui peuvent être reconstruits dans le même état final de désintégration que la résonance diboson dans l'état final semileptonique, ces processus sont appelés les bruits de fond. Afin d'interpréter correctement les données, il faut tenir compte de ces bruits de fond, les étudier, estimer et puis les éliminer.

Il y a des bruits de fond qui sont réductibles et autre ne sont pas réductibles. Les bruits de fond irréductibles représentent les processus qui donnent exactement le même état final que la résonance,  $l\nu qq$ , ce type de bruit de fond ne peut pas être complètement éliminer.

L'autre type de bruit de fond qui ne donne pas en réalité le même état final de désintégration mais qui est reconstruit comme étant le passage de la résonance diboson en raison du détecteur ou de l'efficacité de la reconstruction, est considérablement réduit après des critères de sélections rigoureuses. Les diagrammes de Feynman des bruits de fond considéré dans cette étude sont représentés dans la figure 4.2.

Le bruit de fond le plus dominant dans cette recherche est la production d'un boson  $W$ , non-résonnant, se désintègre en un lepton et un neutrino ( $W \rightarrow l\nu$ ) en association avec des jets. Ce bruit de fond est appelé  $W$ +jets. Les jets peuvent être mal-identifier comme étant la désintégration hadronique du boson  $V$  résonant, et donc  $W$ +jets peut être mal-interpréter comme étant le signal. Mais les jets, dans ce bruit de fond, ont un spectre de masse et une structure différente à celle des jets de la résonance, cette différence est employée pour réduire ce bruit de fond.

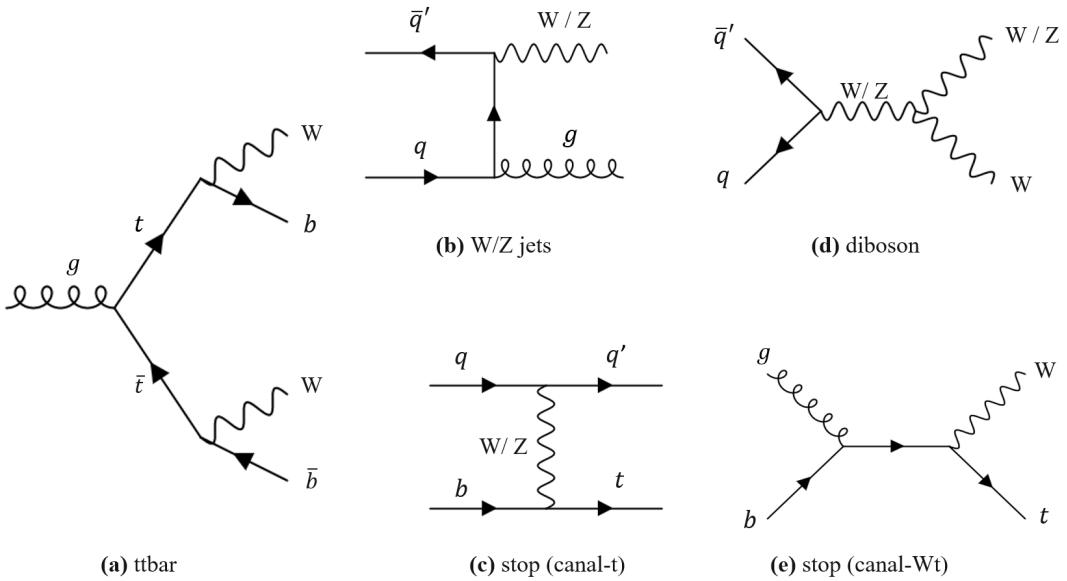


FIGURE 4.2 – Diagrammes de Feynman des processus des bruits de fond les plus dominants considérés dans cette recherche.

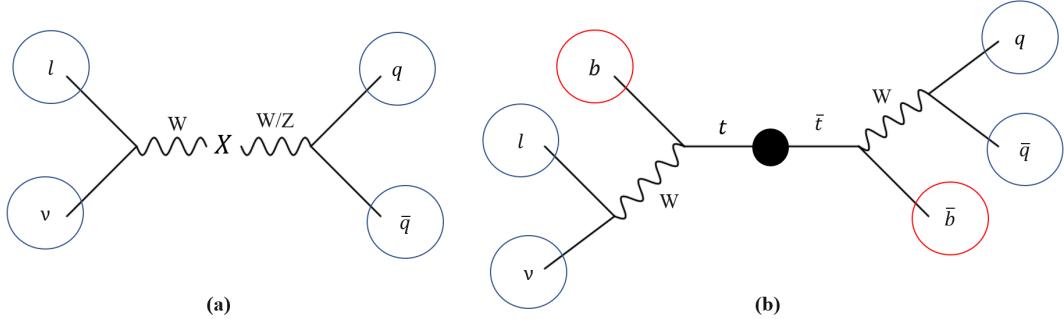


FIGURE 4.3 – L'état final semileptonique de la désintégration de la résonance ( $X$ ) via le canal 1-lepton (a), en comparaison avec le bruit de fond ttbar (b). L'état final de la désintégration de ttbar est caractérisé par la présence de deux b-jets supplémentaires.

La désintégration leptonique du boson  $Z$ , non-résonant, en association avec des jets,  $Z+{\text{jets}}$ , est aussi un parmi les bruits de fond dans cette recherche. Ce bruit de fond est significativement réduit parce qu'il produit deux leptons dans la désintégration leptonique du boson  $Z$  non-résonant, alors qu'il y a qu'un seul lepton dans l'état final de la désintégration de la résonance (canal 1-lepton).

L'autre bruit de fond majeur dans cette analyse est la production d'une paire de quarks top-antitop, appelé ttbar ou  $t\bar{t}$ . L'état semileptonique dans ce bruit de fond peut être reproduit à partir de  $t\bar{t} \rightarrow bW\bar{b}W \rightarrow b\bar{b}l\nu q\bar{q}'$ , figure 4.3. Mais ce processus est caractérisé par deux b-jets supplémentaires ( $b\bar{b}$ ) dans l'état final qui sont utilisés pour réduire ce bruit de fond.

La production d'un unique quark top est aussi un bruit de fond qui peut produire un état semileptonique considéré dans cette recherche, appelé single-top ou stop. Dans le canal-s et canal-t de production de l'unique quark top, l'état semileptonique est reproduit si le quark top est désintégré leptoniquement à travers d'un boson W. Dans le canal-Wt, le quark top est produit en association avec un boson W. Dans ce bruit de fond il y a des jets supplémentaires

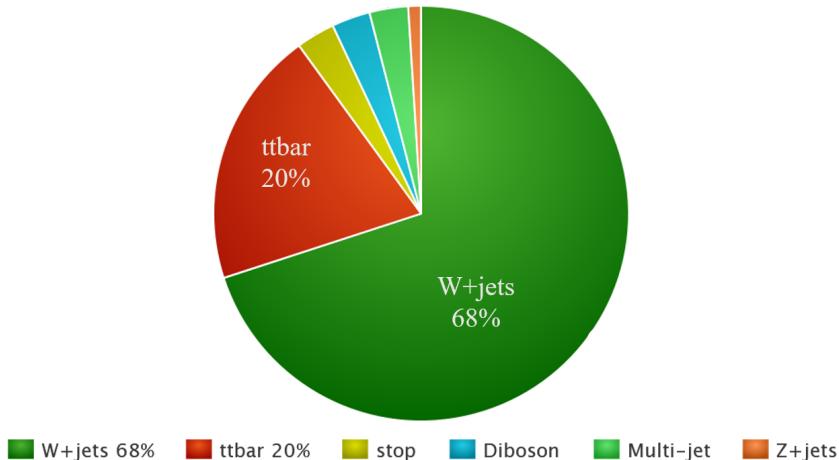


FIGURE 4.4 – Compositions de bruits de fond pour le canal 1-lepton

qui sont utilisé par la suit pour l'éliminer.

Les bosons W et Z du MS sont aussi des bruits de fond pour cette analyse, appelés SM diboson.

Tous les bruits de fond mentionnés jusqu'à maintenant (W+jets, Z+jets, ttbar, stop et Diboson) contenant des vrais leptons à l'origine de la désintégration d'un boson W ou Z non-résonant, ils sont modélisés en utilisant la simulation MC. Le dernier bruit de fond dans cette étude, appelé Multi-jet, contribue via deux sources différentes : d'abord les faux leptons, cette contribution pourrait provenir de particules prises à tort comme étant des électrons, et la désintégration semileptonique d'un jet de saveur lourde. La contribution de ce bruit de fond est non négligeable parce qu'il a une section efficace suffisamment grande, et contrairement aux autres bruits de fond, les Multi-jet sont estimés à partir d'une approche basée sur les données, (*data-driven approach*).

La figure 4.4 représente les compositions des bruits de fond pour cette étude. La contribution de  $W+jets$  est d'environ 50%, 70% et 60% – 65% dans les régions de signal  $ggF/q\bar{q}$  HP (High-Purity), LP (Low-Purity) et Resolved, respectivement. tandis que les fractions correspondantes dans la catégorie VBF sont 40%, 60% et 40% – 55%. Dans l'analyse Resolved, la contribution  $W+jets$  est plus élevée dans le canal  $WZ$  que dans le canal  $WW$  en raison des différentes sélections sur les b-jets. La contamination  $t\bar{t}$  dans la catégorie  $ggF/q\bar{q}$  est estimée à 30%(20%) dans la région de signal HP(LP) et 25%(30%) dans la région de signal  $WW(WZ)$  Resolved. La contribution de la production de  $t\bar{t}$  dans la catégorie VBF est 50%, 30% et 35% – 50% dans la région de signal HP, LP et Resolved. De plus petites contributions de fond proviennent de la production de  $Z+jets$ , stop (single top) et de diboson du MS.

Les événements contenant des bosons W ou Z avec des jets associés ont été simulés à l'aide du générateur Sherpa 2.2.1 [50] avec le PDF NNPDF30\_nnlo [23]. Les éléments de matrice ont été calculés jusqu'à 2 partons à NLO et 4 partons à LO en utilisant Comix [49] et OpenLoops [30] et Merged avec la shower de parton Sherpa [64] en utilisant la prescription ME+PS@NLO [53]. Pour estimer les incertitudes systématiques liées aux processus  $V+jets$ , des échantillons alternatifs ont été générés à l'aide de MadGraph5\_aMC@NLO 2.2.2 interfacé au modèle de parton shower Pythia 8.186, en utilisant l'air A14 avec le PDF NNPDF23\_lo.

Pour la génération de  $t\bar{t}$  et de quarks top unique (singl-top ou stop), le générateur Powheg-Box 2 [61] avec le CT10 PDF dans les calculs des éléments de matrice a été utilisé. Les incerti-

tudes systématiques associées à la douche et à l’hadronisation sont évaluées à l’aide d’échantillons Powheg-Box alternatifs interfacés avec Herwig++ 2.7.1 [22] et à l’aide de l’événement sous-jacent UEEE5[48]. Des incertitudes systématiques supplémentaires liées à la forme de la masse de WW sont calculées à l’aide d’échantillons alternatifs générés par MadGraph5\_aMC@NLO 2.2.2 [18] avec le CT10 PDF. Les échantillons Diboson (WW, WZ et ZZ) ont été générés à l’aide de Sherpa 2.2.1 avec le CT10 PDF. Des événements de dibosons supplémentaires utilisant le générateur Powheg-Box, interfacé avec le modèle de partons shower Pythia 8.186, ont été générés dans le but d’estimer les incertitudes systématiques. L’ensemble CT10NLO a été utilisé pour le PDF du processus de diffusion dure et le PDF CTEQ6L1 a été utilisé pour la parton shower. Toutes les sections transversales de bruit de fond ont été calculées à l’ordre suivant-à-suivant (NNLO) en QCD [19]. Sauf pour les échantillons de dibosons pour lesquels les sections efficaces du générateur à NLO sont utilisées. EvtGen 1.2.0 [57] a été utilisé pour simuler les désintégrations des hadrons de bruit de fond et de charme, sauf pour les échantillons générés par Sherpa. L’estimation du bruit de fond multijet repose uniquement sur des techniques basées sur les données.

## 4.2 Identification et reconstruction des objets Physique

Les leptons, jets et L’énergie transverse manquante  $E_T^{miss}$  sont les éléments qui représentent la signature de base dans cette recherche. Les critères d’identification sont présentées dans cette section.

### 4.2.1 Leptons

Les électrons sont reconstruits à partir d’amas d’énergie compatibles avec les gerbes électromagnétiques de l’ECAL et correspondent aux traces du détecteur interne [13]. Ils doivent avoir une énergie transverse de  $p_T > 27 \text{ GeV}$  et une pseudorapidité de  $|\eta| < 2.47$ , à l’exclusion de la région de transition barilet-bouchon du ECAL :  $1.37 < |\eta| < 1.52$ . Pour réduire les bruits de fond dus à une identification erronée, les électrons doivent répondre à un critère basé sur la vraisemblance [13]. La vraisemblance est utilisée pour classer les électrons comme ayant une qualité Loose, Medium ou Tight.

Les muons sont identifiés en faisant correspondre les trajectoires du modèle standard avec celles du détecteur interne et doivent avoir une impulsion transversale de  $p_T > 27 \text{ GeV}$  et une pseudorapidité de  $|\eta| < 2.5$ . Une exigence d’identification basée sur les informations du détecteur interne et des systèmes de modèle standard est appliquée pour réduire les bruits de fond résultant d’une mauvaise reconstruction et de muons provenant de désintégrations de hadrons en vol. De la même manière que les électrons, les muons sont classés comme ayant une qualité Loose, Medium ou Tight.

Les leptons sont tenus d’avoir des traces associées satisfaisant  $|d_0/\sigma_{d_0}| < 5(3)$  et  $|z_0 \times \sin \theta| < 0.5mm$  pour les électrons (muons), où  $d_0$  est le paramètre d’impact transversal par rapport à la ligne de faisceau,  $\sigma_{d_0}$  est son incertitude,  $z_0$  est la distance entre la position longitudinale de la trace le long de la ligne de faisceau au point où  $d_0$  est mesuré et la position longitudinale du vertex primaire.

Les leptons de la désintégrations du boson  $W$  doivent être isolés des autres dépôts d’énergie dans le détecteur. Ainsi, les critères d’isolement basés sur la somme des impulsions trans-

verses des traces, somme de l'énergie transverse du calorimètre, ou les deux, dans de petits cônes autour de la direction du lepton sont utilisés pour réduire davantage les bruits de fond provenant de sources non isolées. Leptons de qualité Loose avec  $p_T < 100$  GeV doivent satisfaire à une exigence d'isolation FixedCutLoose et aucune exigence d'isolement n'est appliquée pour  $p_T > 100$  GeV de sorte que les leptons issus des désintégrations  $Z \rightarrow ll$  à  $p_T$  élevé ne sont pas éliminés en présence de leptons proches.

### 4.2.2 Jets

Les small-R jets sont reconstruites à partir des amas d'énergie du calorimètre à l'aide de l'algorithme anti- $k_t$  [28] avec un paramètre de rayon de  $R = 0.4$ . Les facteurs de correction, dépendant de l'Energie et de la pseudorapidité, dérivés des simulations MC sont appliqués afin de corriger les jets au niveau des particules [29]. Les jets doivent avoir  $p_T > 30$  GeV et  $|\eta| < 4.5$ . Pour supprimer les jets des interactions d'empilement, un marqueur de vertex de jet [5] est appliqué aux jets avec  $p_T < 120$  GeV  $|\eta| < 2.5$  basé sur les informations sur les traces associées au vertex primaire et aux vertex d'empilement. Pour les jets avant, l'incertitude sur la modélisation de l'empilement est prise en compte.

Un algorithme multivarié pour l'identification des small-R jets de contenant des b-hadrons (b-tagging) est utilisé. L'algorithme est basé sur des informations telles que les significations des paramètres d'impact de la trace et les positions des vertex de désintégration secondaires reconstruits. Les jets identifiés, appelés b-jets, sont restreints jusqu'à  $|\eta| < 2.5$  en raison de la couverture du détecteur interne. L'algorithme de b-tagging a une efficacité de 85% pour les b-hadrons dans les événements  $t\bar{t}$  simulés, un facteur de rejet de jet-léger de 33 et un rejet de c-jet d'environ 3.

Les large-R jets sont reconstruits à partir de amas track-calor [7] avec l'algorithme anti- $k_t$ , mais avec le paramètre de rayon augmenté à  $R = 1.0$ . Les amas track-calor sont formés en combinant les informations du calorimètre et du détecteur interne. en utilisant l'excellente résolution angulaire du détecteur interne et l'amélioration de la résolution énergétique du calorimètre à hautes énergies. A trimming algorithm [55] is applied to reduce the impact of pile-up and soft radiation overlapping with the jet. Les constituants de chaque jet sont regroupés avec l'algorithme  $k_t$  [42] dans des subjets plus petits  $R = 0, 2$  et ces subjets sont supprimés si  $p_T^{subj} / p_T^J < 0.005$ , où  $p_T^{subj}$  et  $p_T^J$  sont les impulsions transverses du subjet et le large-R jet, respectivement. Le large-R jet doivent avoir  $p_T > 200$  GeV,  $|\eta| < 2.0$ , et une masse de jet ( $m_J$ ) supérieure à 50 GeV.

Les jets à rayon variable (VR) sont utilisés pour identifier les b-jets des désintégrations hadroniques du boson  $V$  boosté qui sont reconstruits en large-R jets. Ils sont reconstruits à partir de traces du détecteur internes associées à des large-R jets en utilisant l'algorithme anti- $k_t$  avec un paramètre de rayon  $R$  dépendant de  $p_T$  compris entre 0,02 et 0,4 et un paramètre  $\rho$  de 30 GeV [8]. Ils sont tenus d'avoir  $p_T > 10$  GeV et  $|\eta| < 2.5$ . Le même algorithme de b-tagging qui est utilisé pour les small-R jets est appliqué pour identifier les jets à rayon variable des b-hadrons.

### 4.2.3 Enlèvement du chevauchement

Une procédure d'élimination des chevauchements est appliquée aux leptons et jets sélectionnés. Si deux électrons partagent la même trajectoire, ou la séparation entre leurs deux amas

d'énergie satisfait  $|\Delta\eta| < 0.075$  et  $|\Delta\phi| < 0.125$  alors l'électron avec  $p_T$  inférieure est rejeté. Les électrons compris dans  $|\Delta R| = 0.002$  d'un muon sélectionné sont également rejetés. Pour les électrons proches et les small-R jets, le jet est supprimé si la séparation entre l'électron et le jet satisfait  $\Delta R < 0.2$ , l'électron est éliminé si la séparation satisfait  $0.2 < \Delta R < 0.4$ . Pour les muons proches et les small-R jets, le jet est supprimé si la séparation entre le muon et le jet satisfait  $\Delta R < 0.2$  et si le jet a moins de trois trajectoires ou si les différences d'énergie et d'impulsion entre le muon et le jet sont faibles, sinon le muon est éliminé si la séparation satisfait  $\Delta R < 0.4$ . Pour éviter le double comptage de l'énergie d'un électron à l'intérieur du large-R jet, le large-R jet est supprimé si la séparation entre l'électron et le large-R jet satisfait  $\Delta R < 1.0$ .

#### 4.2.4 L'Energie transverse manquante

L'impulsion transversale manquante  $E_T^{miss}$  est calculée comme la somme vectorielle négative des impulsions transverses des électrons calibrés, muons, small-R jets et traces non associées, équation 4.1.

$$E_T^{miss} = - \left( \sum_{i \in \text{muons}} p_T^i + \sum_{i \in \text{electrons}} p_T^i + \sum_{i \in \text{small-R jets}} p_T^i + \sum_{i \in \text{traces non associes}} p_T^i \right) \quad (4.1)$$

Les large-R jets ne sont pas inclus dans le calcul de  $E_T^{miss}$  pour éviter le double comptage de l'énergie entre les small-R et large-R jets. Les dépôts d'énergie dus à l'événement sous-jacent et à d'autres rayonnements doux sont pris en compte en construisant un "soft term" à partir des traces de détecteur interne associées au vertex primaire mais pas avec un objet reconstruit. De même, l'impulsion transversale manquante,  $\vec{p}_T^{miss}$ , basée sur la trace est la somme vectorielle négative des impulsions transversales de toutes les traces de détecteur interne de bonne qualité associées au vertex principal.

### 4.3 Sélection et classification des événements

La recherche commence par la sélection du boson  $V_l$  à désintégration leptonique. Les événements sont d'abord affectés au canal 1-lepton ( $V_l = W, W \rightarrow l\nu$ ) ils contiennent exactement un lepton tghit avec  $p_T > 27$  GeV. Les autres multiplicités de leptons sont exclues de cette l'analyse. les événements sont ensuite classées en deux catégories exclusives VBF et ggF/ $q\bar{q}$ , comme décrit à la section 4.3.1.

La sélection se poursuit pour identifier le boson  $V_h$  à désintégration hadronique. En fonction de l'impulsion du boson  $V_h$ , les dépôts d'énergie des deux jets de la désintégration hadronique de boson V peuvent être bien séparés ou se chevaucher largement dans le détecteur. Ainsi la désintégration  $V \rightarrow qq$ , peut être soit reconstruit à partir de deux small-R jets Resolved ( $V \rightarrow jj$ ) pour les bosons de basse énergie, soit identifié comme un large-R jet Merged ( $V \rightarrow J$ ) pour les bosons de haute énergie. Les candidats  $V_h$  sont identifiés d'abord par l'identification Merged  $V \rightarrow J$  puis, s'il échoue, par la reconstruction Resoled  $V \rightarrow jj$ . Les critères de sélection des événements sont résumés dans les tableaux 4.1 et 4.2 pour les analyses Merged et Resolved respectivement.

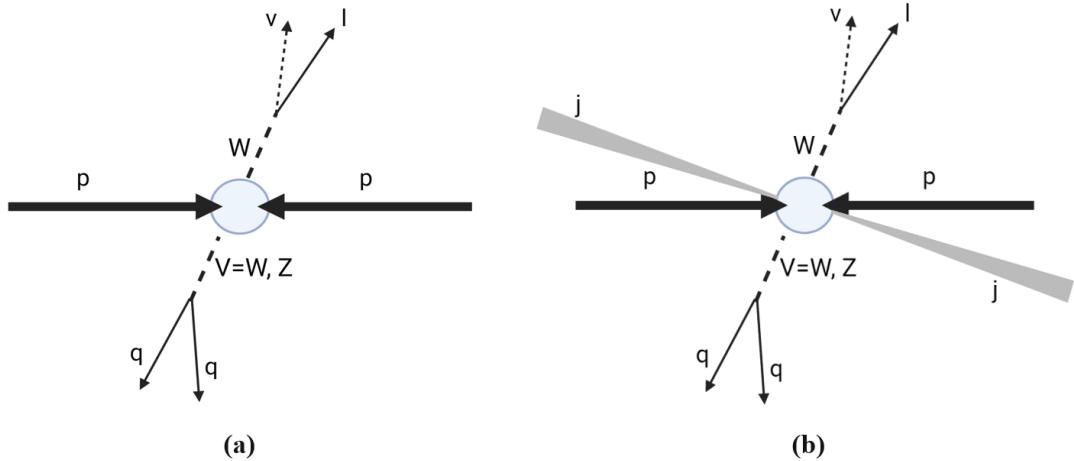


FIGURE 4.5 – Les topologies d'événements pour les processus (a) DY/ggF et (b) VBF. contrairement aux processus DY et ggF, le processus VBF possède deux jets supplémentaires, appelés VBF-tag jets, ayant une grande séparation en  $\eta$  et une grande masse invariante.

### 4.3.1 Catégorisation des processus de production

L'étude est scindée selon le mécanisme de production de la résonance. Les processus DY et ggF ont le même état final alors que le processus VBF possède deux jets supplémentaires, appelés VBF-tag jets, ayant une grande masse invariante et une grande séparation en  $\eta$ . Les VBF-tag jets sont utilisés pour différencier entre le processus VBF et les deux autres processus de la production de la résonance. Les deux topologies sont représentées dans la figure 4.5.

Dans cette analyse une *Recurrent Neural Network* (RNN) est adoptée pour classifier la topologie des événements VBF et ggF/DY. Le RNN a 2 couches cachées avec 25 cellules récurrentes pour exploiter la corrélation cachée de la séquence d'entrée [34]. Le RNN utilise les quadrivecteurs impulsions des Small-R jets comme un argument d'entrée. Il est bien adapté pour une séquence d'entrée de longueur variable telle que les informations sur le jet, et il permet de récupérer des événements avec un seul VBF-tag jet reconstruit ( $\sim 30\%$  d'événements de signal). Bien que le RNN permette de traiter un grand nombre de jets comme argument d'entrée, un maximum de deux jets d'entrée est choisi pour minimiser l'impact des incertitudes systématiques associées aux jets supplémentaires. Seule une petite augmentation (2 à 3 %) de l'efficacité de marquage des événements VBF est observée si plus de deux jets sont utilisés comme argument d'entrée.

Afin d'éviter le chevauchement entre les VBF-tag jets avec les jets de  $V \rightarrow q\bar{q}$ , pour les événements contenant des large-R jets ; les small-R jets avec une séparation angulaire  $\Delta R < 1$  du large-R jets prise dans l'événement avec la grande impulsion transverse sont supprimés. S'il n'y a pas de Large-R jets dans un événement, la paire du Small-R jets avec une masse invariante de dijet proche à la masse du boson  $V$  est supprimée. A partir d'études de sensibilité du signal, les événements avec un score  $RNN < 0.8$  sont sélectionnées comme catégorie VBF, et les événements restants sont classés dans la catégorie ggF/DY.

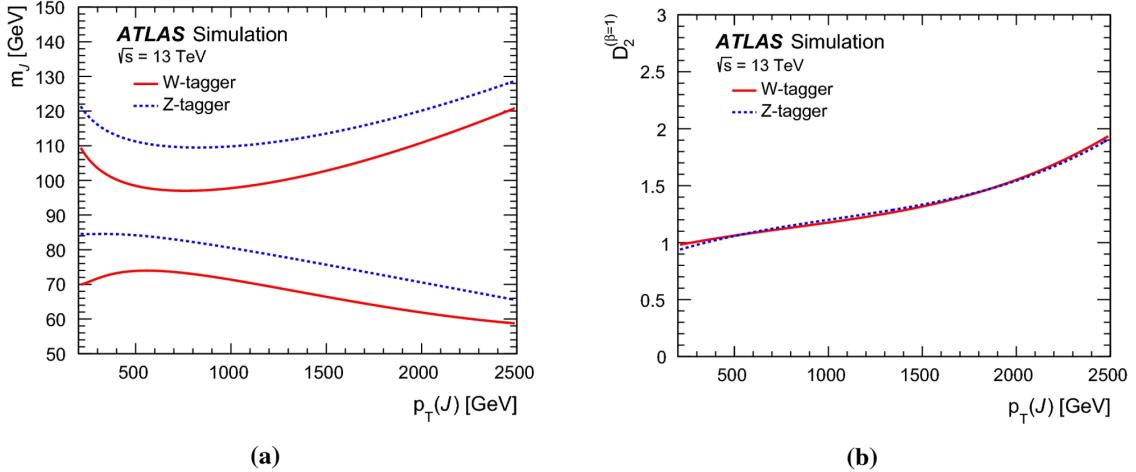


FIGURE 4.6 – (a) Les bornes supérieure et inférieure de  $m_J$  et (b) les exigences supérieures (inférieures) sur  $D_2^{(\beta=1)}$  sélectionnant les régions de signal de haute (basse) pureté en fonction de l’impulsion transverse  $p_T$  du large-R jet pour le marquage de  $V \rightarrow J$  pour les boson W et Z [34]

### 4.3.2 Reconstruction et identification de la désintégration hadronique $V \rightarrow qq$

Les deux quarks de la désintégration hadronique du boson V entraîner deux dépôts d’énergie et la distance entre eux dépend de leur impulsion. Par conséquent, la désintégration  $V \rightarrow qq$  peut être reconstruite soit à partir de deux jets séparés de petit R, resolved small-R jets,  $V \rightarrow jj$ , soit d’un jet fusionné de grand R, merged large-R jet,  $V \rightarrow J$ .

#### Les candidats $V \rightarrow J$ , Merged Large-R Jet

La catégorie Merged est dédiée aux résonances à hautes masses,  $m_{WV} > 1$  TeV. Quand la masse de la résonance augmente, les deux quarks résultant de la désintégration hadronique du boson  $V = W/Z$  peuvent souvent être reconstruits sous la forme d’un large-R jet,  $V \rightarrow J$ .

Les candidats  $V \rightarrow J$  sont identifiés à partir de large-R jet d’impulsion transverse ( $p_T$ ) la plus élevée dans un événement en exigeant que sa masse  $m_J$  soit dans une fenêtre dépendante de ( $p_T$ ) centré autour de la valeur attendue de la masse du boson  $V$  à partir des simulations comme le montre la figure 4.6. La fenêtre de masse dépend de la résolution de masse du jet [7], elle a une largeur d’environ 30 GeV à  $p_T = 500$  GeV et augmente à environ 60 GeV à  $p_T = 1.5$  TeV. Une variable de sous-structure  $D_2^{(\beta=1)}$  de jet est utilisée pour évaluer la qualité des candidats  $V \rightarrow J$ . La variable  $D_2^{(\beta=1)}$  [58] est optimisée pour distinguer les jets provenant d’un seul parton de ceux provenant de la désintégration  $V \rightarrow J$ . Une exigence supérieure (inférieure) dépendant de  $p_T$  sur la variable  $D_2^{(\beta=1)}$ , illustré à la figure 4.6, est utilisé pour sélectionner les régions de signal de haute (faible) pureté (HP et LP avec HP : High Purity et LP : Low-Purity). L’efficacité du marquage de la dégradation de  $V \rightarrow qq$  varie d’environ 40% pour faible  $p_T$  à 70% pour haut  $p_T$ . Le facteur de rejet de bruit de fond du tagueur  $W(Z)$  est estimé à l’aide des événements  $W \rightarrow l\nu + \text{jets}$  simulés, et est d’environ 5 à  $p_T = 200$  GeV et 35 à  $p_T > 700$  GeV.

### **Les candidats $V \rightarrow jj$ , Resolved Small-R Jet**

La catégorie Resolved est importante pour les résonances avec une masse inférieure à 1 TeV. Dans cette catégorie, les événements doivent contenir au moins deux jets de signal avec une pseudorapidité  $|\eta| < 2.5$ .

### **Les candidats $Z \rightarrow q\bar{q}$**

$Z \rightarrow b\bar{b}$  représente 21% des événements signal  $Z \rightarrow q\bar{q}$ , alors que les événements avec 2 b-jets sont rares dans le processus  $W/Z + \text{jets}$  qui sont parmi les bruits de fond les plus dominant dans cette recherche. Afin d'exploiter cette caractéristique, les événements sont ensuite divisés en catégorie tagged avec deux b-tagged jets, et en catégorie untagged avec moins de deux b-tagged jets. Dans la catégorie tagged, deux b-tagged jet de signal dans les événements sont utilisés pour reconstruire la désintégration hadronique du boson  $Z$ . La catégorie untagged utilise les deux jets avec une  $p_T$  la plus élevée.

### **Les candidats $W \rightarrow q\bar{q}$**

Aucun b-tagged jets n'est attendu dans la désintégration  $W \rightarrow q\bar{q}$ , donc aucune sélection b-tagging n'est appliquée et que les deux jets de signal avec la plus grande  $p_T$  sont sélectionnés. Si les deux jets sélectionnés sont b-tagged, l'événement est ignoré. La catégorie VBF elle aussi n'adopte pas la sélection b-tagging puisqu'il n'y a pas d'amélioration significative de la sensibilité attendue en raison de la limitation statistique.

Après la sélection des candidats  $V \rightarrow q\bar{q}$ , le jet principal des deux jets doit avoir une  $p_T > 60$  GeV et le jet secondaire doit avoir une  $p_T > 45$  GeV. Finalement la masse de dijet  $m_{jj}$  est utilisée pour maximiser la sensibilité. Les deux jets sélectionnés doivent satisfaire  $78(68) < m_{jj} < 105(89)$  GeV pour la cohérence avec la désintégration hadronique du boson  $Z(W)$ . les événements échouant à la coupe de fenêtre de masse dijet sont utilisés dans les régions de contrôle. l'analyse pour les deux canaux,  $W \rightarrow q\bar{q}$  et  $Z\bar{q}$ , est effectuée séparément.

### **4.3.3 Sélection des événements dans le Canal $l\nu qq$**

Les événements appartenant aux catégories VBF ou ggF/ $q\bar{q}$  sont ensuite affectés aux régions Merged ou Resolved comme montré dans cette section. La figure 4.7 montre le schéma de priorisation utilisé pour classer les événements dans les différentes régions de signal (SR) et de contrôle (CR). Les régions VBF sont prioritaires sur les régions non-VBF et l'analyse Merged est prioritaire sur l'analyse Resolved.

#### **Les sélections Merged**

Le large-R jet avec l'impulsion transverse  $p_T$  la plus grande est sélectionné comme candidat de la désintégration hadronique du boson  $V$ , nécessitant aucun chevauchement avec l'un des tag-jets de la catégorie VBF ( $\Delta R(j^{tag}, J) > 1.0$ ). De plus, l'événement doit avoir  $E_T^{miss} > 100$  GeV afin de supprimer la contamination multijet.

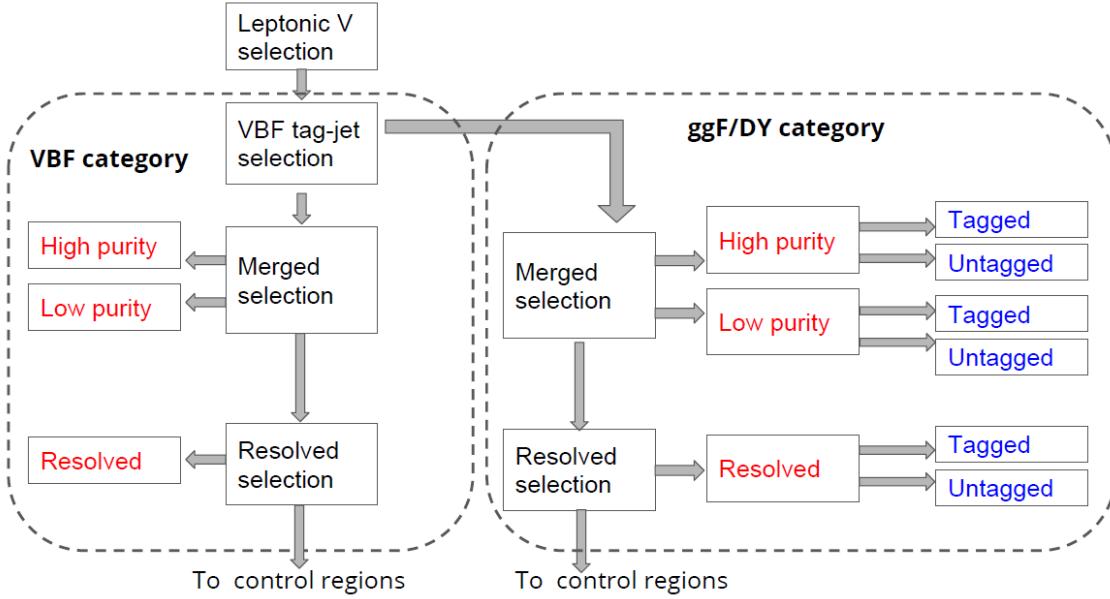


FIGURE 4.7 – Ce diagramme montre le schéma de priorisation utilisé pour classer les événements dans les différents SR et CR. Les régions VBF sont prioritaires sur les régions non-VBF et l’analyse Merged est prioritaire sur l’analyse Resolved.

Le candidat  $W$  à désintégration leptונית doit avoir un système lepton-neutrino avec une impulsion transverse  $p_T(l\nu) > 200$  GeV. Afin de supprimer ensuite les bruits de fond multijet un seuil de 0.2 est fixé pour le rapport  $E_T^{\text{miss}}/p_T(e\nu)$  dans le canal électron-neutrino.

Dans la topologie de signal souhaitée, les deux bosons sont produits à partir de la désintégration d’une résonance lourde et leurs impulsions transversales devraient être proches de la moitié de la masse de la résonance reconstruite. Par conséquent, un seuil de 0.4(0.3) est appliqué à  $p_T(J)/m(WV)$  et  $p_T(l\nu)/m(WV)$  dans la catégorie ggF/ $q\bar{q}$  (VBF).

De plus, les événements sont rejettés s’il y a un b-tagged jet présent avec une séparation de  $\Delta R > 1.0$  du candidat  $W$  à désintégration hadronique.

La dernière exigence rejette plus de 70% des événements à l’origine de la production  $t\bar{t}$  tout en conservant plus de 95% des événements de signal, indépendamment de la masse de la résonance.

A ce stade, les événements Merged sont ensuite divisés en en régions HP (Hight-Purity) et LP (Low-Purity). Les événements avec large-R jets qui passent 50% de point de fonctionnement de V-tagging sont regroupés dans la région HP. Pour récupérer l’acceptation du signal, les événements qui échouent 50% de point de fonctionnement mais passent 80% de point de fonctionnement sont regroupés dans la région LP. La récupération de ces événements augmente la signification globale du signal de plus de 30% pour les masses de signal supérieures à 3 TeV. L’amélioration de la sensibilité de la section efficace résultant de la combinaison des régions HP et LP atteint jusqu’à 36% pour les résonances avec une masse de 5.0 TeV. Les événements HP et LP sélectionnés peuvent passer simultanément les sélections  $WW$  et  $WZ$  si le large-R jet passe les sélections  $W$  et  $Z$ .

Selection		SR : HP(LP)	WCR : HP (LP)	TCR : HP(LP)
Production Category	VBF	$m^{tag}(j,j) > 770 \text{ GeV}$ and $ \Delta\eta^{tag}(j,j)  > 4.7$		
	ggF/ $q\bar{q}$	Fails VBF selection		
$W \rightarrow l\nu$ selection	Num. of signal leptons	1		
	Num. of veto leptons	0		
	$E_T^{miss}$	$> 100 \text{ GeV}$		
	$p_T(\nu l)$	$> 200 \text{ GeV}$		
$V \rightarrow J$ selection	$E_T^{miss}/p_T(e\nu)$	$> 0.2$		
	Num. of large-R jets	$\geq 1$		
	$D_2$ eff. working point (%)	Pass 50 (80)	Pass 50 (80)	Pass 50 (80)
	Mass window Eff. working point (%)	Pass 50 (80)	Pass 50 (80)	Pass 50 (80)
Topology criteria	$p_T(l\nu)/m(WV)$ $p_T(J)/m(WV)$	$> 0.3$ for VBF and $> 0.4$ for ggF/ $q\bar{q}$ category		
Num. of b-tagged jet	excluding b-tagged jets with $\Delta R(J,b) \leq 1.0$	0		$\geq 1$

TABLE 4.1 – Résumé des critères de sélection utilisés pour définir les régions de signal (SR) Merged de  $WW$  et  $WZ$  et leurs régions de contrôle  $W+\text{jets}$  (WCR) et région de contrôle  $t\bar{t}$  (TCR) correspondantes dans les catégories high-purity (HP) low-purity (LP). Les événements sont également catégorisés selon leur mécanisme de production, la sélection VBF est priorisée et les événements restants sont affectés à la catégorie ggF/ $q\bar{q}$  [33].

### Les sélectins Resolved

Les événements ne satisfaisant pas aux critères de sélection de la région de signal Merged et avec  $E_t^{miss} > 60 \text{ GeV}$  et  $P_T(l\nu) > 75 \text{ GeV}$  sont considérés dans cette partie. Le candidat de la désintégration hadronique du boson  $V$  est formé en combinant les deux small-R jet, à l'exclusion des VBF tag-jet, avec la plus grande impulsion transverse  $p_T$  et nécessitant que leur masse invariante soit comprise entre 66 et 94 (82 et 106) GeV afin d'être cohérent avec la masse du boson  $W(Z)$ . Les deux small-R jets doivent avoir  $p_T > 45 \text{ GeV}$  (60 GeV pour le jet à  $p_T$  la plus élevée) et l'angle d'écartement azimutal entre la direction des jets, lepton et  $E_T^{miss}$  doit satisfaire  $\Delta\phi(j,l) > 1.0$ ,  $\Delta\phi(j,E_T^{miss}) > 1.0$ ,  $\Delta\phi(j,j) > 1.5$  et  $\Delta\phi(l,E_T^{miss}) > 1.5$ . Dans le calcul de la masse invariante de WV, une contrainte de masse de  $V$  est imposée sur les deux small-R jets en redimensionnant l'impulsion transverse  $p_T$  du système dijet à  $p_T^{jj} \times m(V)/m(jj)$ , où  $p_T^{jj}$  et  $m(jj)$  représentent l'impulsion transverse et la masse du système dijet respectivement, et  $m(V)$  est la valeur connue de la masse du boson  $V$ . Des études utilisant des événements simulés MC montrent que la contrainte de masse réduit les incertitudes dues à l'échelle d'énergie du jet et se traduit par une amélioration d'environ 20% de la résolution de la masse de résonance diboson reconstruite, qui se situe entre 20 GeV et 120 GeV sur tout le spectre de masse.

De plus, les événements sélectionnés dans la catégorie ggF/ $q\bar{q}$  doivent satisfaire  $p_T(jj)/m(WV) > 0.35(0.3)$  et  $p_T(l\nu)/m(WV) > 0.35(0.3)$ .

Les événements sont rejetés de la sélection  $WW$  si les deux jets de la désintégration du boson  $V$  sont marqués comme b-tagged jets. De plus, les événements avec un ou plus de b-tagged jets, non compatible avec la désintégration du boson  $V$ , sont rejettés.

Comme dans la région de signal Merged, un seuil de 0.2 est fixé sur le rapport  $E_T^{miss}/p_T(e\nu)$  pour supprimer le bruit de fond multijet dans le canal  $e\nu qq$

Selection		$WW (WZ)$ SR	W CR	$t\bar{t}$ CR
Production category	VBF	$m^{\text{tag}}(j, j) > 770 \text{ GeV}$ and $ \Delta\eta^{\text{tag}}(j, j)  > 4.7$		
	ggF/q $\bar{q}$	Fails VBF selection		
$W \rightarrow \ell\nu$ selection	Num. of signal leptons	1		
	Num. of veto leptons	0		
	$E_T^{\text{miss}}$	$> 60 \text{ GeV}$		
	$p_T(\ell\nu)$	$> 75 \text{ GeV}$		
	$E_T^{\text{miss}}/p_T(\ell\nu)$	$> 0.2$		
$V \rightarrow j_1 j_2$ selection	Num. of small- $R$ jets	$\geq 2$		
	$p_T(j_1)$	$> 60 \text{ GeV}$		
	$p_T(j_2)$	$> 45 \text{ GeV}$		
	$m(j_1 j_2)$ [GeV]	[66, 94] ([82, 106])	< 66 or [106, 200]	[66, 106]
Topology criteria	$\Delta\phi(j, \ell)$	$> 1.0$		
	$\Delta\phi(j, E_T^{\text{miss}})$	$> 1.0$		
	$\Delta\phi(j, j)$	$< 1.5$		
	$\Delta\phi(\ell, E_T^{\text{miss}})$	$< 1.5$		
	$p_T(\ell\nu)/m(WV)$ $p_T(j_1 j_2)/m(WV)$	$> 0.3$ for VBF and $0.35$ for ggF/q $\bar{q}$ category		
Num. of $b$ -tagged jets	$j_1 \equiv b$ or $j_2 \equiv b$ where $V \rightarrow j_1 j_2$	$\leq 1(2)$	$\leq 1$	$> 0$ (for jets other than $j_1$ or $j_2$ )
	$j_1 \neq b$ and $j_2 \neq b$ where $V \rightarrow j_1 j_2$	0		

TABLE 4.2 – Résumé des critères de sélection dans l’analyse Resolved utilisés pour définir les régions de signal (SR) de  $WW$  et  $WZ$ , les régions de contrôle  $W+jets$  (WCR) et région de contrôle  $t\bar{t}$  (TCR). Les événements sont également catégorisés selon leur mécanisme de production, la sélection VBF est priorisée et les événements restants sont affectés à la catégorie ggF/q $\bar{q}$  [33].

#### 4.3.4 Définitions des régions de signal

Plusieurs régions de signal sont définies en utilisant les propriétés de la désintégration hadronique du boson  $V$  comme illustré à la figure 4.7. Les événements passant la sélection Merged sont affectés aux régions de signal HP ou de (LP) selon la qualité de leurs candidats en  $V \rightarrow J$ . Ceux dont les candidats  $V \rightarrow J$  réussissent l’exigence  $D_2^{(\beta=1)}$  du marqueur de boson [12] sont sélectionnés pour le HP SR, sinon pour le LP SR. Les événements passant la sélection Resolved forment le Région de signal Resolve.

pour  $V_h = Z$ , environ 21% de la désintégration  $Z \rightarrow qq$  sont  $Z \rightarrow bb$ , tandis que les jets provenant de la source de bruit de fond dominante,  $W+jets$  ont une plus faible teneur en quarks lourds. Pour exploiter cette différence, les régions de signal HP, LP et Resolved sont chacune divisées en régions de signal tagged et untagged dans la catégorie ggF/q $\bar{q}$  si le boson à désintégration hadronique est un boson  $Z$ ,  $V = Z$ . Le  $b$ -tagging n’est pas appliqué dans la catégorie VBF en raison du nombre limité d’événements. La classification basée sur le  $b$ -tagging n’est pas appliquée pour  $V_h = W$ . Pour les sélections Merged, la division est effectuée en appliquant le  $b$ -tagging aux jets à rayon variable associés au large- $R$  jet principal. Les événements ne sont tagged que si les deux jets à rayon variable principaux sont tous les

deux b-tagged. pour les sélections Resolved, les événements sont tagged si la désintégration  $Z \rightarrow jj$  est formée de deux b-jets, et untagged sinon.

Classifications en terme des catégories ggF/ $q\bar{q}$  et VBF : reconstruction Merged et Resolved de la désintégration  $V \rightarrow qq$ , HP et LP pour la reconstruction Merged, identification tagged et untagged de la désintégration  $Z \rightarrow qq$ , et différentes fenêtres de masse pour les désintégrations  $W \rightarrow qq$  et  $Z \rightarrow qq$ . Donc cela conduit vers 15 régions de signal.

## 4.4 Régions de contrôle

Régions de contrôle pour les catégories HP et LP ainsi que la catégorie Resolved sont définis pour les événements qui ne répondent pas aux critères de sélection des régions de signal afin d'estimer les contributions de bruits de fond dominantes.

Les régions de contrôles  $W+jets$  sont formés à partir d'événements satisfaisant la sélection de région de signal à l'exception de l'exigence de masse invariante du candidat  $V$  à désintégration hadronique. La masse doit être dans la région de la bande latérale qui est définie comme  $m(jj) < 66$  GeV ou  $106 < m(jj) < 200$  GeV pour les analyses Resolved. dans les analyses Merged, les régions de bande latérale sont formées par des événements satisfaisant les sélections  $D_2$  respectives mais pas l'exigence de la fenêtre de masse pour le point de fonctionnement à 80% d'efficacité. Environ 65% et 77% des événements sélectionnés sont issus de la production  $W+jets$  dans la catégorie ggF/ $q\bar{q}$  des analyses Merged et Resolved, respectivement. Les événements restants proviennent principalement de la production de  $t\bar{t}$ . La contribution des processus  $W+jets$  est de 50% et 65% pour les analyses Merged et Resolved, respectivement, dans la catégorie VBF.

Les régions de contrôle  $t\bar{t}$  sont formés à partir d'événements satisfaisant la sélection de région de signal à l'exception de l'exigence b-jet, qui est inversée. Des études utilisant des événements simulés montrent que 77%~87% des événements de catégorie ggF/ $q\bar{q}$  est VBF sélectionnés proviennent de la production de  $t\bar{t}$  et le reste provient de la production de single-top, V+jets ou diboson, pour les topologies d'événements Merged et Resolved.

## 4.5 Suppression du bruit de fond Multijet en utilisant une coupure sur la variable signification de l'énergie transverse manquante

La conservation de l'impulsion dans le plan  $x - y$  transversal à l'axe du faisceau implique que la somme vectorielle des impulsions transverses de tous les produits de collision doit être nulle. Tout déséquilibre est appelé impulsion transversale manquante,  $E_T^{miss}$ , elle signe la présence de particules invisibles à la détection, comme les neutrinos. Il existe également des perspectives pour de telles particules dans les théories au-delà du modèle standard, comme les particules de la matière noire ou les neutralinos, faisant du 2-vecteur  $E_T^{miss}$  une variable importante dans la recherche d'une nouvelle physique. Cependant, de faux  $E_T^{miss}$  peuvent provenir de particules qui échappent à l'acceptation du détecteur, sont reconstruits de manière inexacte ou ne sont pas du tout reconstruits.

Le degré auquel  $E_T^{miss}$  reconstruit est compatible avec la résolution de l'impulsion et l'efficacité de l'identification des particules peut être identifié en évaluant  $\mathbf{S}$ , la signification de  $E_T^{miss}$ . En événement par événement,  $\mathbf{S}$  est déterminé à partir du rapport log-vraisemblance selon lequel  $E_T^{miss}$  reconstruite est cohérente avec l'hypothèse nulle d'avoir zéro réel  $E_T^{miss}$ , compte tenu de la composition complète de l'événement. Une valeur élevée de  $\mathbf{S}$  est une indication que l'émission observée dans l'événement ne peut pas être expliquée par les effets de résolution de l'impulsion, suggérant que l'événement peut contenir des objets non détectés tels que des neutrinos ou des particules plus exotiques à faible interaction.

#### 4.5.1 Définition de la signification de $E_T^{miss}$ basée sur les événements

ATLAS a précédemment défini la signification  $\mathbf{S}$  basée sur les événements comme suit :

$$\mathbf{S} = \frac{E_T^{miss}}{\sqrt{\sum E_T}} \quad (4.2)$$

où  $E_T^{miss}$  est l'amplitude reconstruite de l'impulsion transversale manquante, et  $\sqrt{\sum E_T}$  est une approximation basée sur les événements de la résolution totale de  $E_T^{miss}$ . Cette définition est basée sur l'hypothèse que  $E_T^{miss}$  est purement calculé à l'aide des signaux du calorimètre. L'utilisation des mesures de tous les sous-détecteurs d'ATLAS pour améliorer les performances des objets reconstruits nécessite de reconsidérer cette approche. Pour aller au-delà de cette définition, une variable de signification  $\mathbf{S}$  basée sur les objets a été développée, qui se calcule événement par événement compte tenu des résolutions attendues et de la probabilité d'erreur de mesure de tous les objets qui entrent dans la reconstruction de  $E_T^{miss}$ . Dans cette section, on va voir une comparaison entre la performance de la signification de  $E_T^{miss}$  basée sur les objets dans la rejection des bruits de fond sans  $E_T^{miss}$  réelle et la signification de  $E_T^{miss}$  basée sur les événements définie comme  $E_T^{miss}/\sqrt{\sum E_T}$ .

#### 4.5.2 Définition de la signification de $E_T^{miss}$ basée sur les objets

La signification de  $E_T^{miss}$  est défini pour tester l'hypothèse que l'impulsion transverse totale portée par les particules invisibles (nomées  $p_T^{inv}$  dans la suite) est égale à zéro contre l'hypothèse que  $p_T^{inv}$  est différent de zéro. Si  $\mathcal{L}(E_T^{miss}|p_T^{inv})$  est la fonction de vraisemblance du paramètre à 2D  $p_T^{inv}$  pour une valeur donnée de  $E_T^{miss}$  mesuré, le rapport de log-vraisemblance et la signification  $\mathbf{S}$  sont définis comme :

$$\mathbf{S}^2 = 2 \ln \left( \frac{\max_{p_T^{inv} \neq 0} \mathcal{L}(E_T^{miss}|p_T^{inv})}{\max_{p_T^{inv} = 0} \mathcal{L}(E_T^{miss}|p_T^{inv})} \right) \quad (4.3)$$

où le numérateur et le dénominateur sont calculés en maximisant les paramètres de la vraisemblance avec les contraintes  $p_T^{inv} \neq 0$  et  $p_T^{inv} = 0$  respectivement.

La définition de la signification de  $E_T^{miss}$  dans l'équation 4.3 peut être écrite sous une forme synthétique dans laquelle le système de coordonnées  $x - y$  est tourné parallèlement (longitudinale L) et perpendiculairement (transversale T) à la direction de l'impulsion transversale manquante totale  $E_T^{miss}$  (voir [9] pour plus de détails) :

$$\mathbf{S}^2 = \frac{|E_T^{miss}|^2}{\sigma_L^2 (1 - \rho_{LT}^2)} \quad (4.4)$$

où  $\sigma_L^2$  est la variance totale dans les directions longitudinale par rapport à  $E_T^{miss}$ , et  $\rho_{LT}^2$  est le facteur de corrélation des mesures longitudinales L et transversales T. Cette forme de la signification de  $E_T^{miss}$  illustre le sens essentielle d'une signification, dans laquelle la variable mesurée,  $E_T^{miss}$  est au numérateur, et l'information de la variance sont incorporées dans le dénominateur. De plus, cette définition a une relation étroite avec la définition approximative de la signification de  $E_T^{miss}$  basée sur les événements utilisée précédemment, où  $\sqrt{\sum E_T}$  est une approximation de la résolution de  $E_T^{miss}$ .

#### 4.5.3 Performance de signification de $E_T^{miss}$

Cette section examine les gains potentiels de l'introduction de la variable signification de  $E_T^{miss}$  basé sur les objets dans les critères de sélection pour les événements avec  $Z \rightarrow ee$ . Ces événements offrent un état final idéal pour évaluer la performance de la signification de  $E_T^{miss}$ , puisqu'ils peuvent être sélectionnés avec un rapport signal/bruit de fond élevé et parce que la cinématique du boson Z peut être mesurée avec une grande précision. Ce processus est considéré comme n'ayant pas de  $E_T^{miss}$  réelle, mis à part les contributions secondaires des désintégrations hadroniques impliquant des neutrinos, comme les désintégrations semileptotiques des hadrons à saveur lourd (voir la figure 4.8a). En conséquence, la majeure partie de la distribution de la signification de  $E_T^{miss}$  atteint des pics proches de zéro, et il diminue rapidement à des valeurs plus élevées comme le montre la figure 4.8b, et la figure 4.8c pour la signification de  $E_T^{miss}$  basée sur les événements et sur les objets respectivement. Il est intéressant de remarquer la présence d'une queue aux valeurs élevées des variables représentées sur la figure 4.8a et la figure 4.8c, partiellement en raison de la présence des contributions secondaires des événements avec  $E_T^{miss}$  réelle. Cette queue n'est pas discernable pour la signification de  $E_T^{miss}$  basée sur les événements.

Cependant, dans les événements avec  $Z \rightarrow ee\nu\nu$ , la présence de  $E_T^{miss}$  réelle augmente la valeur de la signification de  $E_T^{miss}$  par événement. La variable signification de  $E_T^{miss}$  peut donc être utilisé pour séparer les événements avec  $E_T^{miss}$  réelle dans  $Z \rightarrow ee\nu\nu$  provenant des neutrinos par rapport aux événements  $E_T^{miss}$  uniquement induits par la résolution de ceux présents dans  $Z \rightarrow ee$ .

#### 4.5.4 Estimation de la sensibilité de l'analyse

La nécessité d'une formule simple pour calculer la signification d'un nombre d'événements par rapport à une prédiction - avec ou sans incertitude - est anticipé dans un certain nombre de domaines de la physique :

- Les plots données-prédictions sont parfois complétés par des plots de signification auxiliaire pour montrer la signification bin par bin.
- Les sélections d'événements peuvent être optimisées en fonction d'une signification attendue, où le nombre moyen d'événements est supposé être  $\langle n \rangle = s + b$  où  $s$  est le nombre moyen de signaux attendus et  $b$  est le nombre moyen attendu de bruit de fond, éventuellement avec une incertitude  $\sigma$ ; par conséquent  $\langle n \rangle = b$  pour l'hypothèse de bruits fond seulement.

La formule recommandée à utiliser pour estimer la signification  $Z$  d'observer  $n$  événements

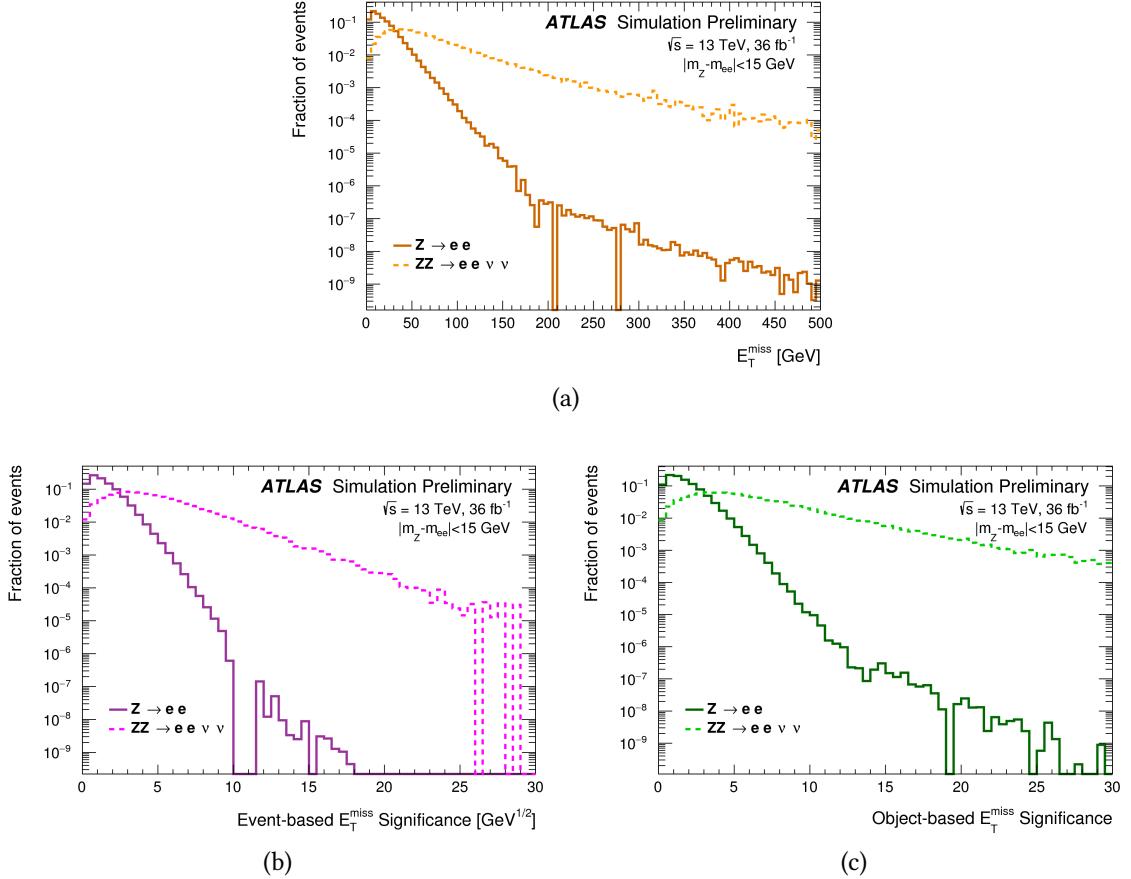


FIGURE 4.8 – Distributions simulées Monte Carlo pour les échantillons  $Z \rightarrow ee$  et  $ZZ \rightarrow ee\nu\nu$  avec une sélection de  $Z \rightarrow ee$ , qui correspond respectivement au bruit de fond et au signal dans l'étude de performance. Les plots montrent (a)  $E_T^{\text{miss}}$ , (b) la signification de  $E_T^{\text{miss}}$  basée sur les événements (équation 4.2), et (c) la signification de  $E_T^{\text{miss}}$  basée sur les objets (équation 4.3) [9].

ments étant donné une prédiction de  $b \pm \sigma$  événements est :

$$Z = \begin{cases} +\sqrt{2 \left( n \ln \left[ \frac{n(b+\sigma^2)}{b^2+n\sigma^2} \right] - \frac{b^2}{\sigma^2} \ln \left[ 1 + \frac{\sigma^2(n+b)}{b(b+\sigma^2)} \right] \right)} & \text{si } n \geq b \\ -\sqrt{2 \left( n \ln \left[ \frac{n(b+\sigma^2)}{b^2+n\sigma^2} \right] - \frac{b^2}{\sigma^2} \ln \left[ 1 + \frac{\sigma^2(n+b)}{b(b+\sigma^2)} \right] \right)} & \text{si } n < b \end{cases} \quad (4.5)$$

L'origine de cette formule est discuté dans [10].

L'équation 4.5 nous donne la signification par bin. Pour avoir la signification dans une région il faut faire une somme en quadrature :

$$\Lambda = \sqrt{\sum Z^2} \quad (4.6)$$

## 4.6 Résultats

Bien que les points de fonctionnement d'isolation et d'identification des leptons aient des taux de rejet élevés, section 4.2, la séction efficace du multijet QCD est très grande et peut

contaminer les régions de contrôle et les régions de signal après reconstruction sous forme de faux leptons. Les sources les plus courantes de faux électrons proviennent des désintégrations de quarks lourds, conversions de photons et hadrons imitent les électrons. Les muons non-prompt provenant des désintégrations des hadrons b et c sont la source principale de faux muons.

La méthode usuelle pour estimer le bruit de fond Multijet c'est de procéder par une méthode basée sur les données. Mais lorsqu'on procède qu'à partir de cette méthode il reste encore une fraction non négligeable de ce bruit de fond malgré les coupures et les isolations faites. C'est pour cette raison que nous avons introduit une autre approche, en utilisant la variable signification de  $E_T^{miss}$ , afin d'éliminer ce bruit de fond de façon beaucoup plus efficace que celle utilisé à partir de la méthode, usuelle, basée sur les données. En effet, comme le montre la figure 4.9, il y a une discrimination entre le bruit de fond multijet, le signal et les bruits de fond électrofaibles, avec des valeurs importante de la variable signification de  $E_T^{miss}$  pour le bruit de fond Multijet, donc en faisant des coupes sur cette variable on peut considérablement supprimer ce bruit de fond.

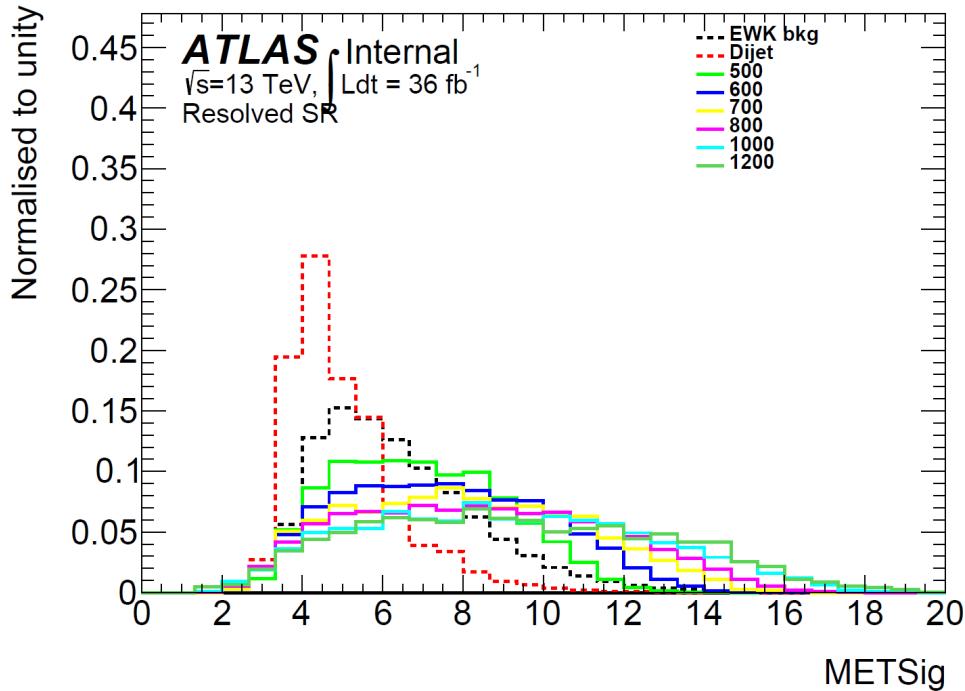


FIGURE 4.9 – distribution de la variable signification de  $E_T^{miss}$  pour le signal, bruit de fond Multijets et les bruits de fond électrofaibles

#### 4.6.1 Impact de la coupure sur la modélisation des données dans la région de contrôle W+jets

Nous avons effectué plusieurs coupures pour enlever, le maximum possible, les événements provenant des bruits de fond Multijets. En comparant les plots DataMC sans coupure avec celles avec coupure on observe que la modélisation du bruit de fond Multijets est bien optimisée. voir les figures suivantes.

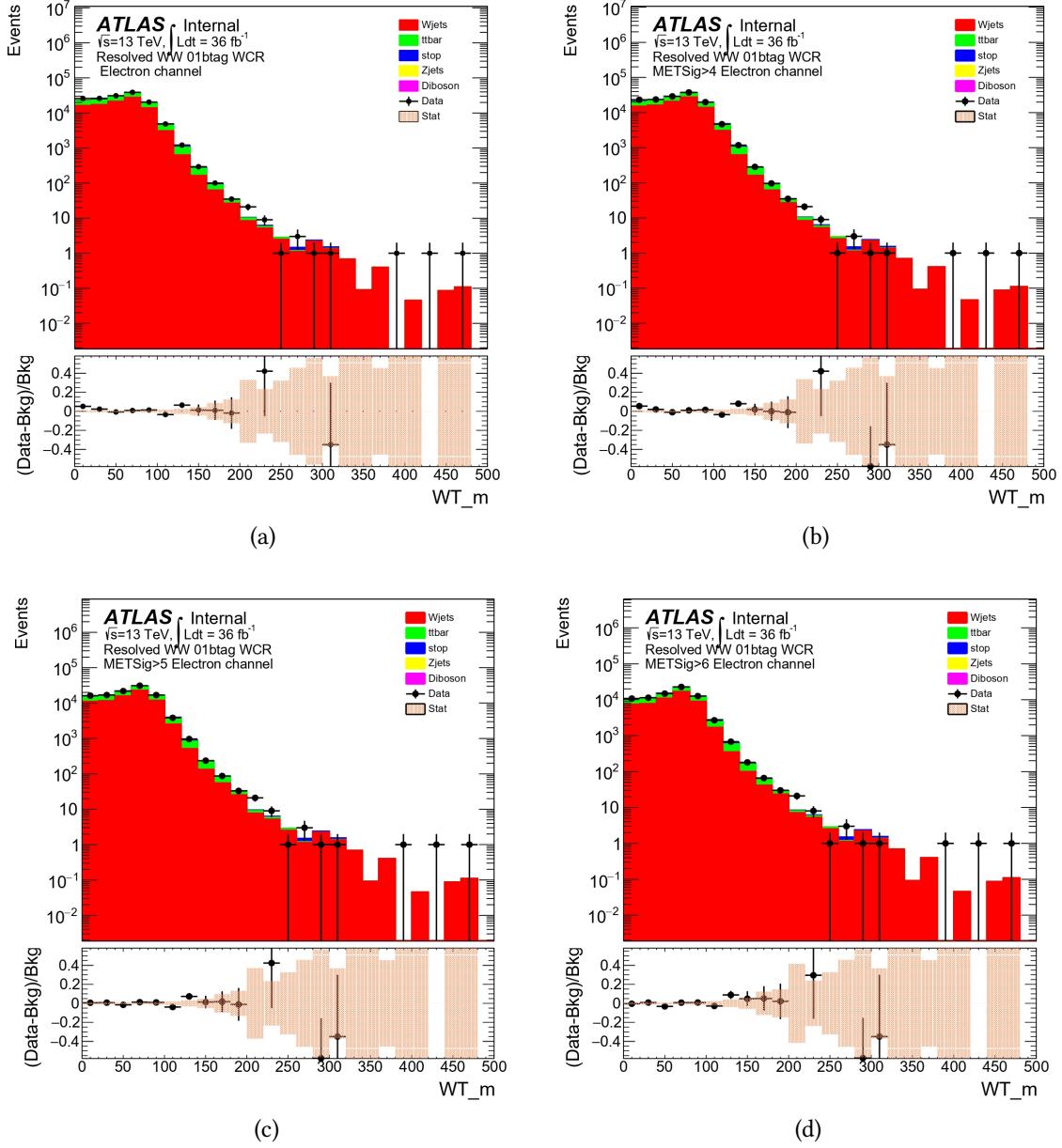


FIGURE 4.10 – Distribution de la masse transverse du boson  $W$  dans la région de contrôle  $W + \text{jets}$  avec 0 ou un  $b$ -jet dans le canal électronique. a) sans coupure sur la variable significance  $E_T^{\text{miss}}$ , (b) avec une coupure supérieure à 4, (c) avec une coupure supérieure à 5 et (d) avec une coupure supérieure à 6.

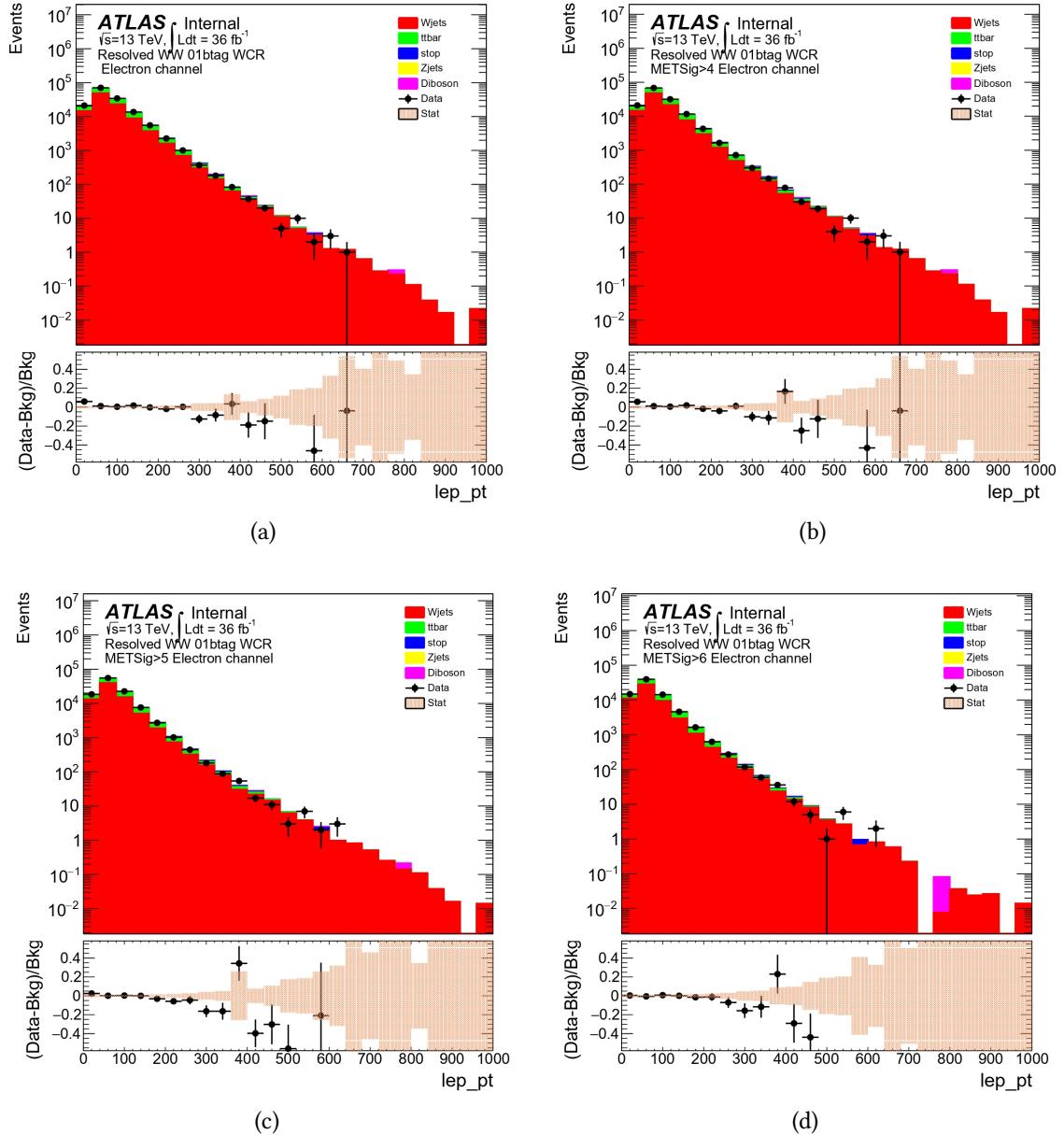


FIGURE 4.11 – Distribution de l’impulsion transverse du lepton dans la région de contrôle  $W+jets$  avec 0 ou un  $b$ -jet dans le canal electronique. a) sans coupure sur la variable significance  $E_T^{miss}$ , (b) avec une coupure supérieur à 4, (c) avec une coupure supérieur à 5 et (d) avec une coupure supérieur à 6.

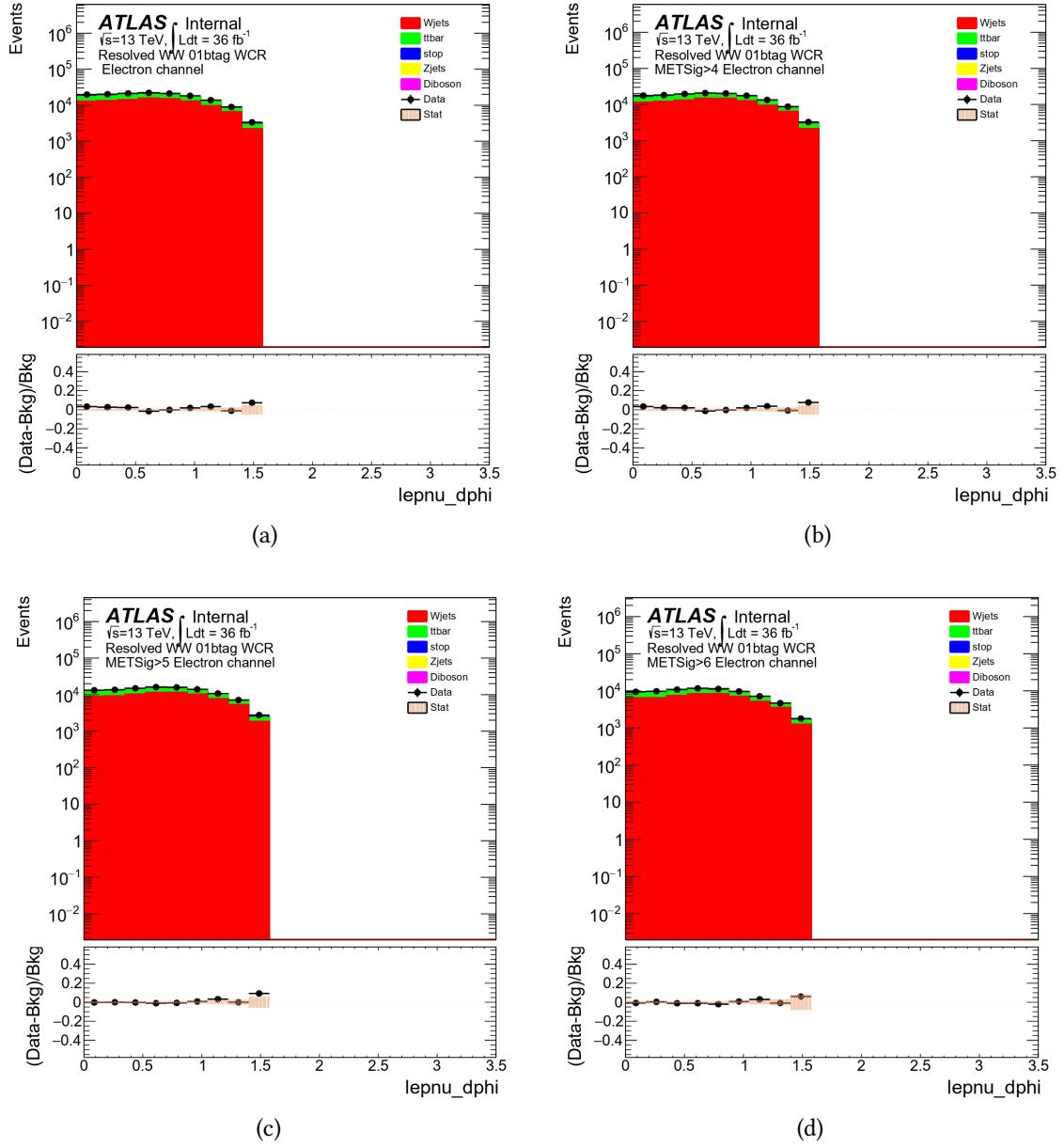


FIGURE 4.12 – Distribution de la séparation azimutale entre le lepton et le neutrino dans la région de contrôle  $W+jets$  avec 0 ou un b-jet dans le canal électronique. a) sans coupure sur la variable significance  $E_T^{miss}$ , (b) avec une coupure supérieur à 4, (c) avec une coupure supérieur à 5 et (d) avec une coupure supérieur à 6.

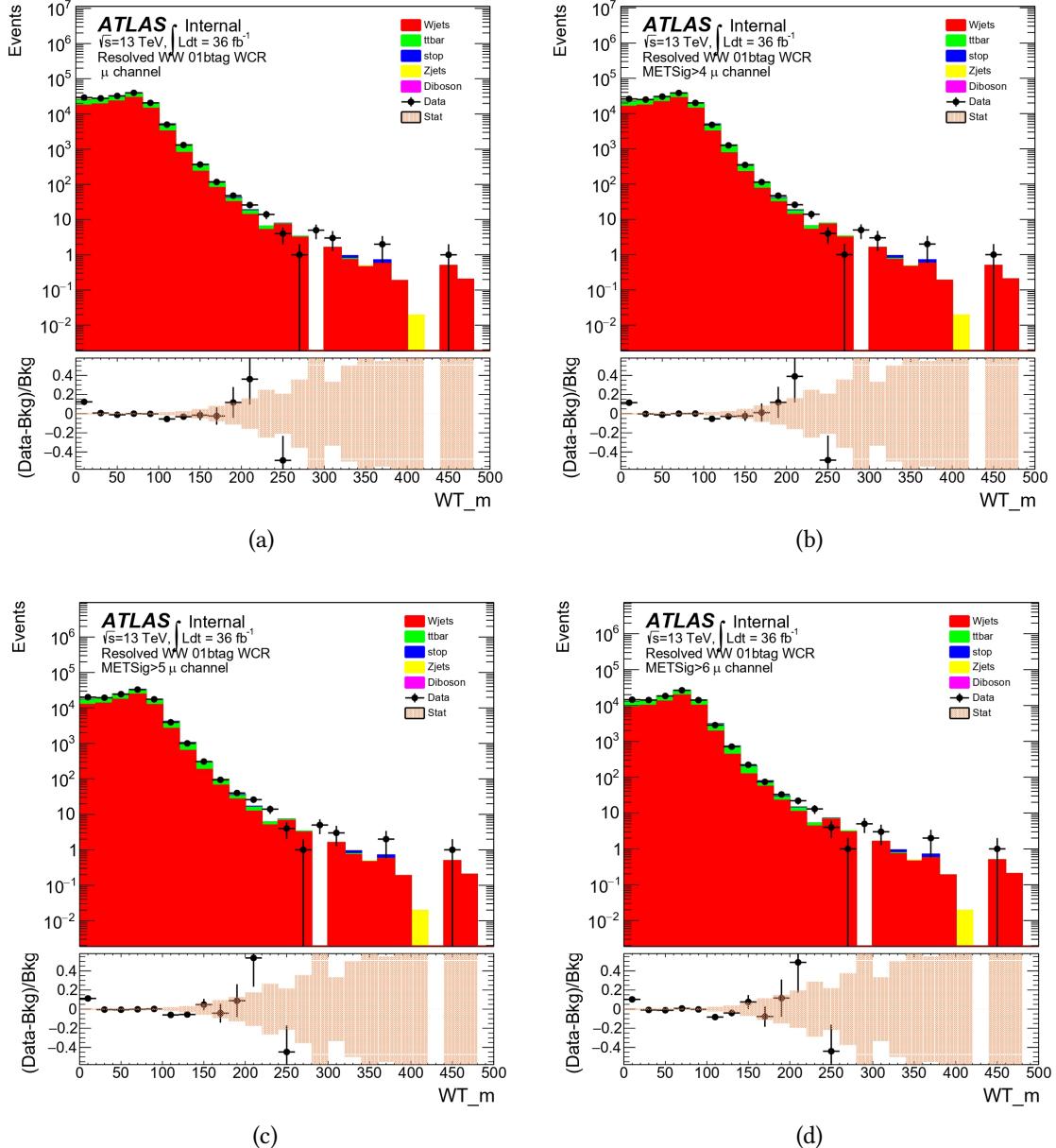


FIGURE 4.13 – Distribution de la masse transverse du boson  $W$  dans la région de contrôle  $W + \text{jets}$  avec 0 ou un b-jet dans le canal muonique. a) sans coupure sur la variable significance  $E_T^{\text{miss}}$ , (b) avec une coupure supérieure à 4, (c) avec une coupure supérieure à 5 et (d) avec une coupure supérieure à 6.

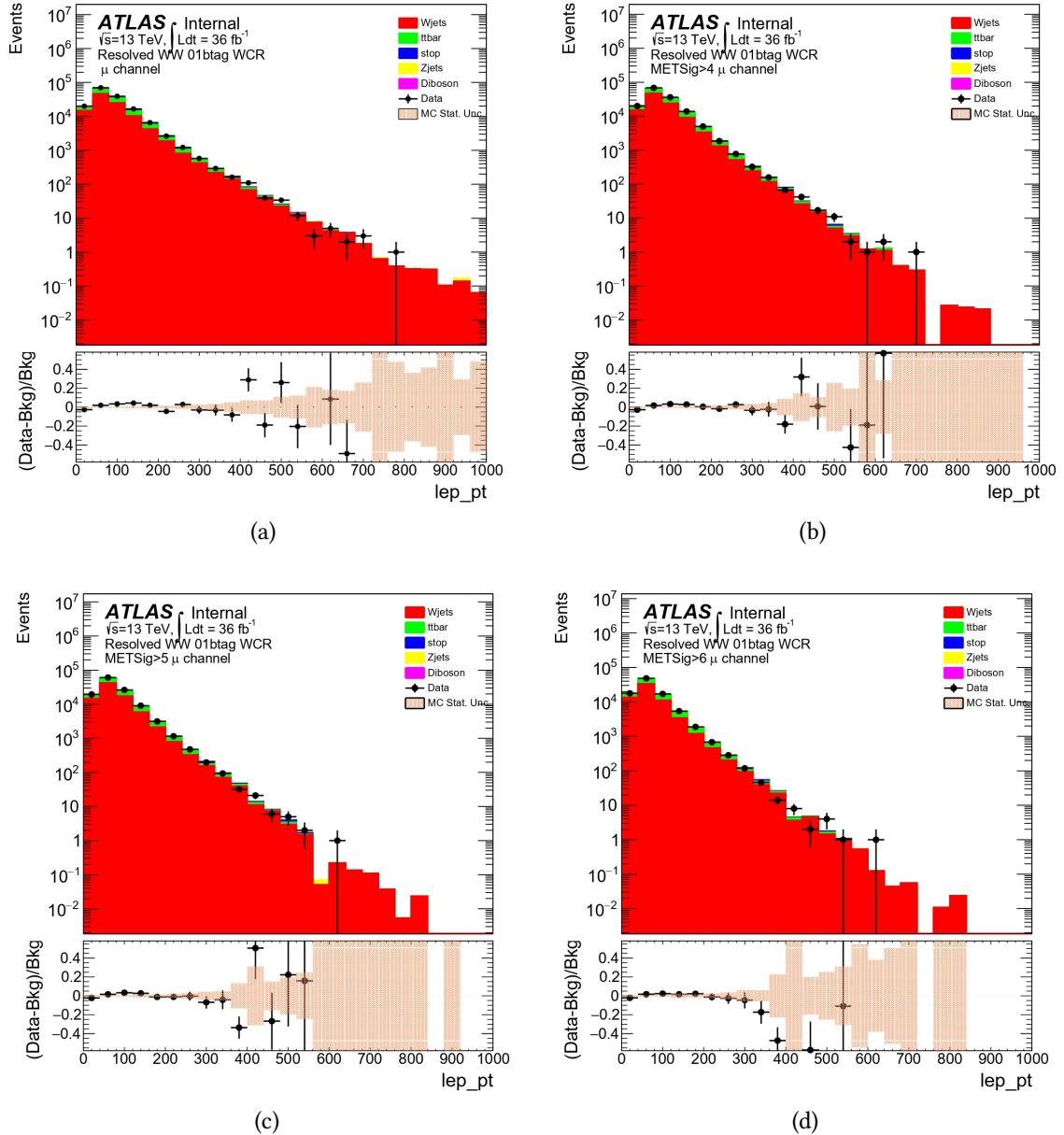


FIGURE 4.14 – Distribution de l’impulsion transverse du lepton dans la région de contrôle  $W+jets$  avec 0 ou un b-jet dans le canal muonique. a) sans coupure sur la variable signficance  $E_T^{miss}$ , (b) avec une coupure supérieur à 4, (c) avec une coupure supérieur à 5 et (d) avec une coupure supérieur à 6.

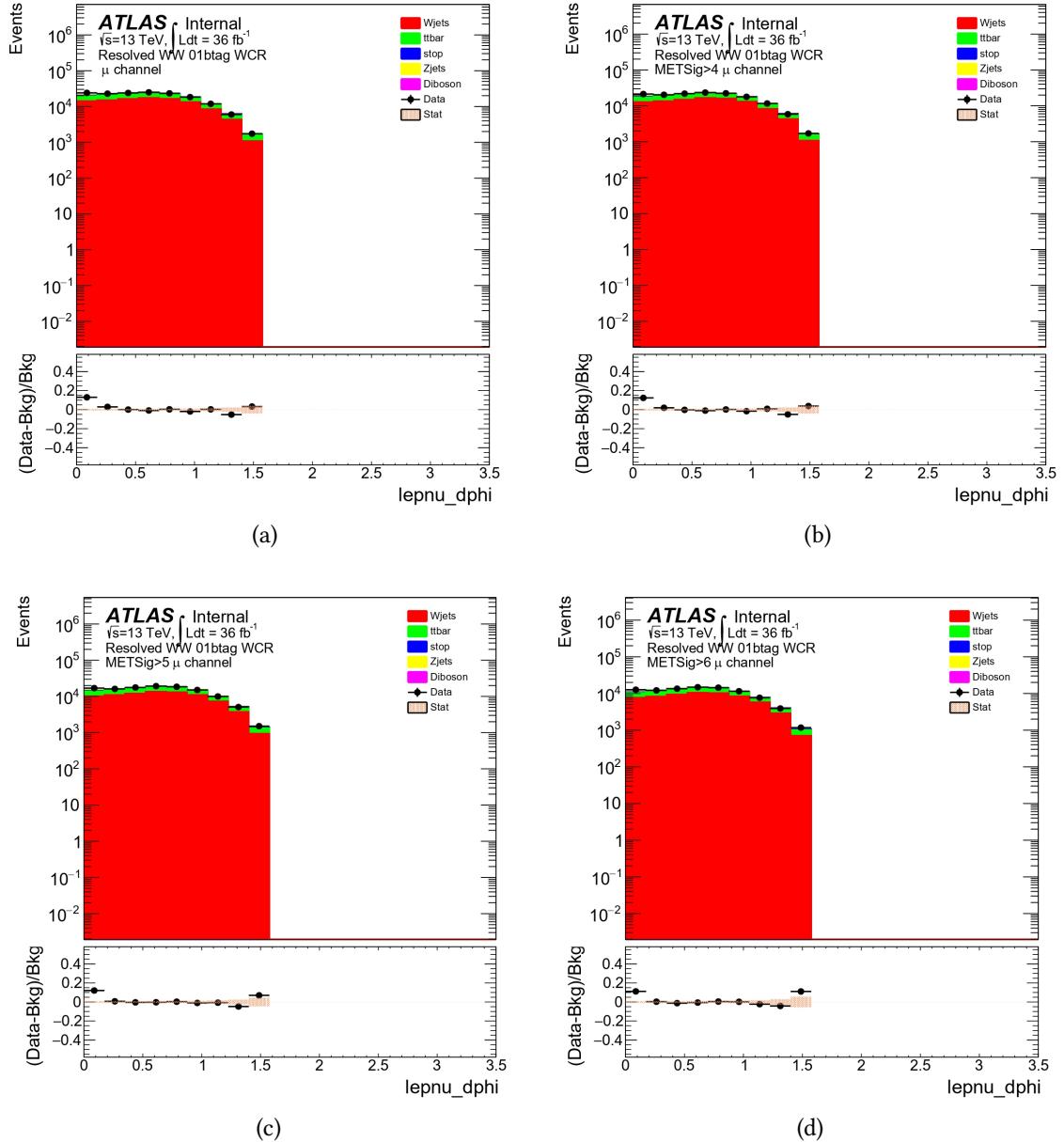


FIGURE 4.15 – Distribution de la séparation azimutale entre le lepton et le neutrino dans la région de contrôle  $W + \text{jets}$  avec 0 ou un b-jet dans le canal muonique. a) sans coupure sur la variable signficance  $E_T^{\text{miss}}$ , (b) avec une coupure supérieur à 4, (c) avec une coupure supérieur à 5 et (d) avec une coupure supérieur à 6.

## 4.6.2 Impact de la coupure S sur la sensibilité de l'analyse

Comme discuté dans le paragraphe 4.6.1 nous avons mis en place une coupure pour supprimer les bruit de fond Multijets qui peuvent être reconstruit comme étant des électrons, on observe qu'effectivement ces coupure réduisent les événement provenant de ce bruit de fond.

Après l'application de la coupure, dans ce paragraphe on va voir l'impacte sur l'efficacité du signal 4.17 et aussi la signification de l'analyse, figure 4.16, estimé en utilisant la formule 4.5.

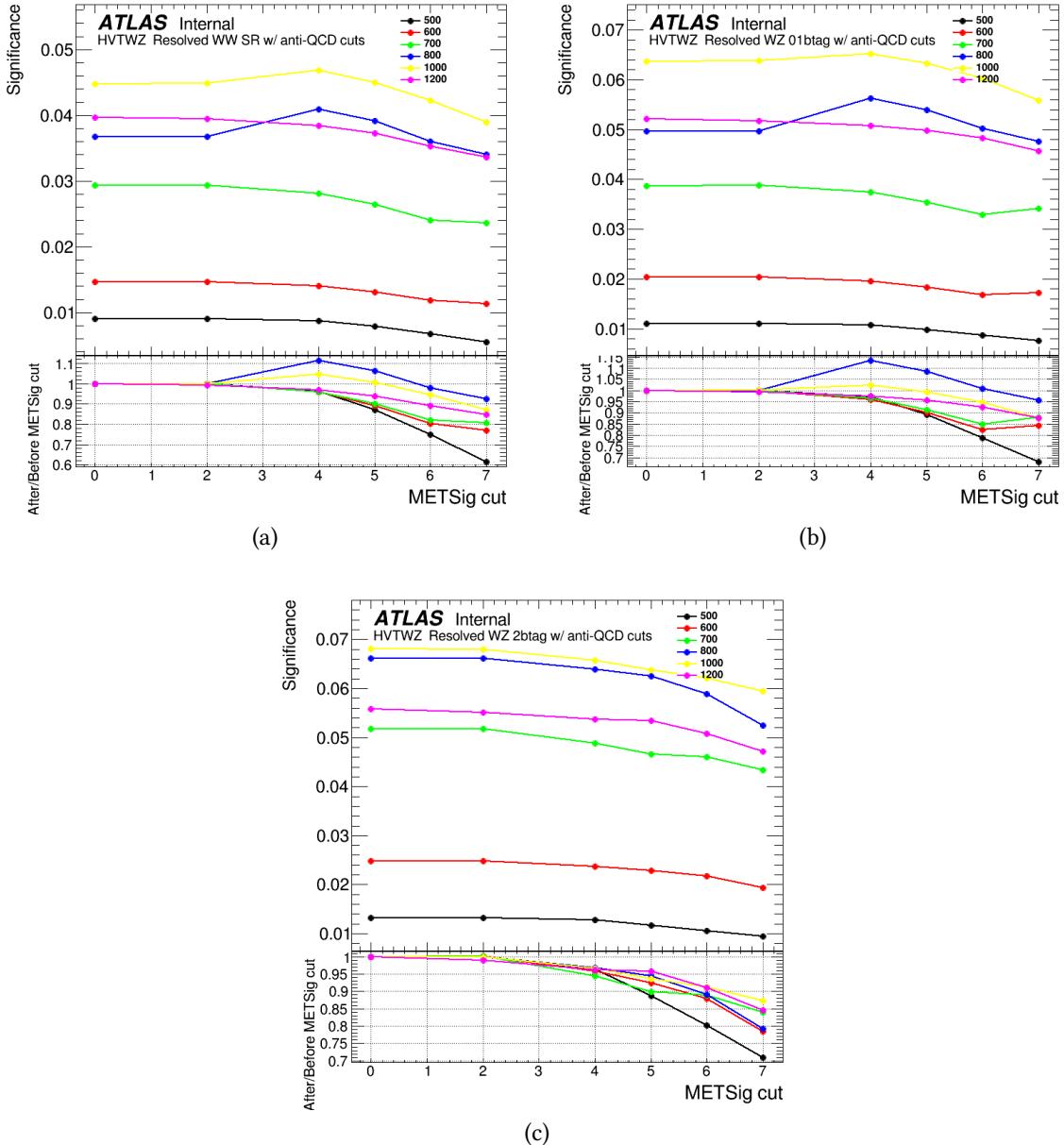


FIGURE 4.16 – Graphiques représentant la signification attendue en fonction de la coupure sur  $S$  pour différentes masses de  $W'$  dans la région signal dans le régime resolved a) dans la région  $WW$  b)  $WZ$  avec 0 ou 1 b-jet c)  $WZ$  avec 2 b-jets. Le panneau inférieur représente le rapport par rapport à la valeur nominale.

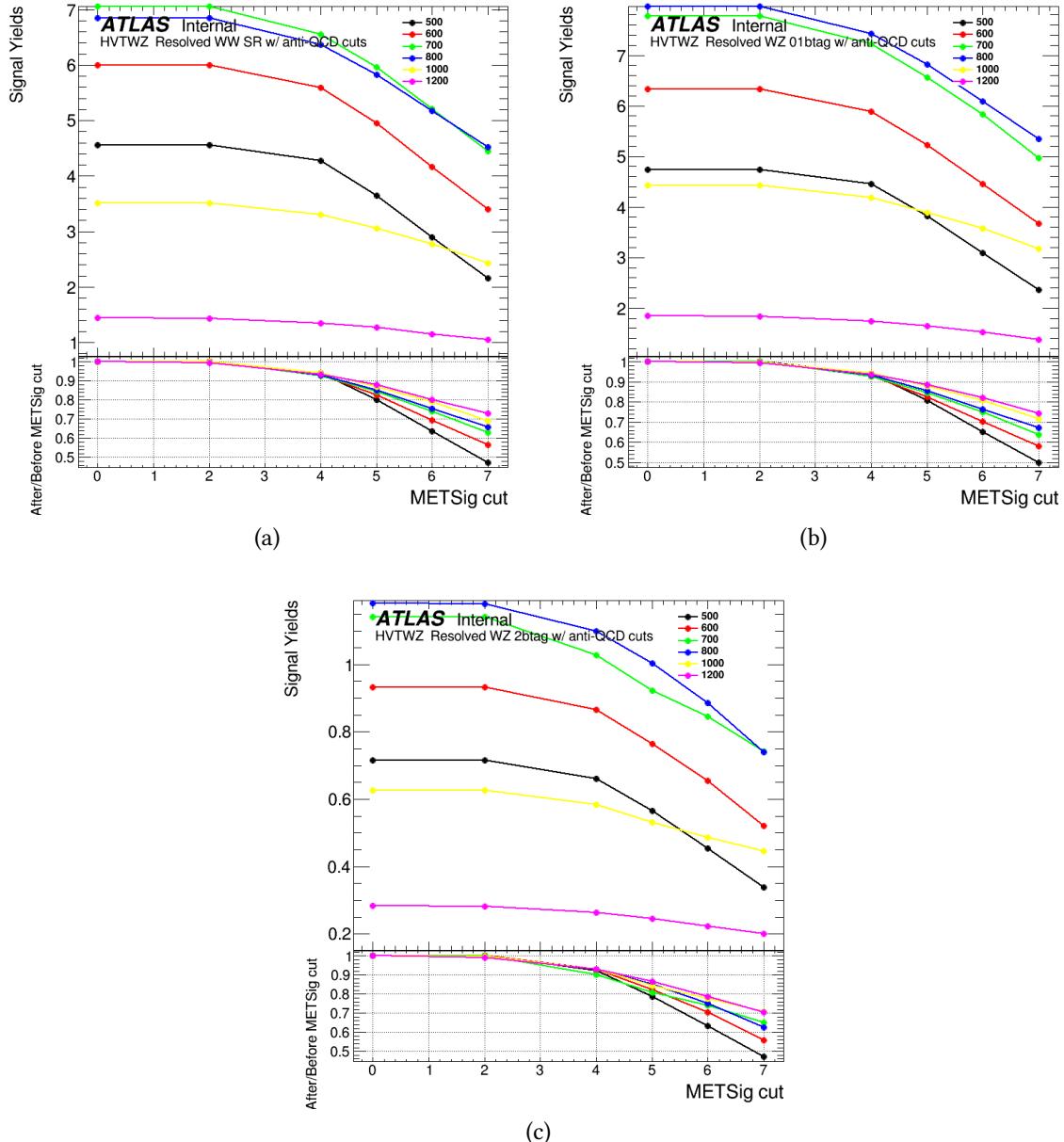


FIGURE 4.17 – Graphiques représentant le nombre des événements du signale en fonction de la coupure sur  $S$  pour différentes masses de  $W'$  dans la région signal dans le régime resolved  
a) dans la région  $WW$  b)  $WZ$  avec 0 ou 1 b-jet c)  $WZ$  avec 2 b-jets. Le panneau inférieur représente le rapport par rapport à la valeur nominale.

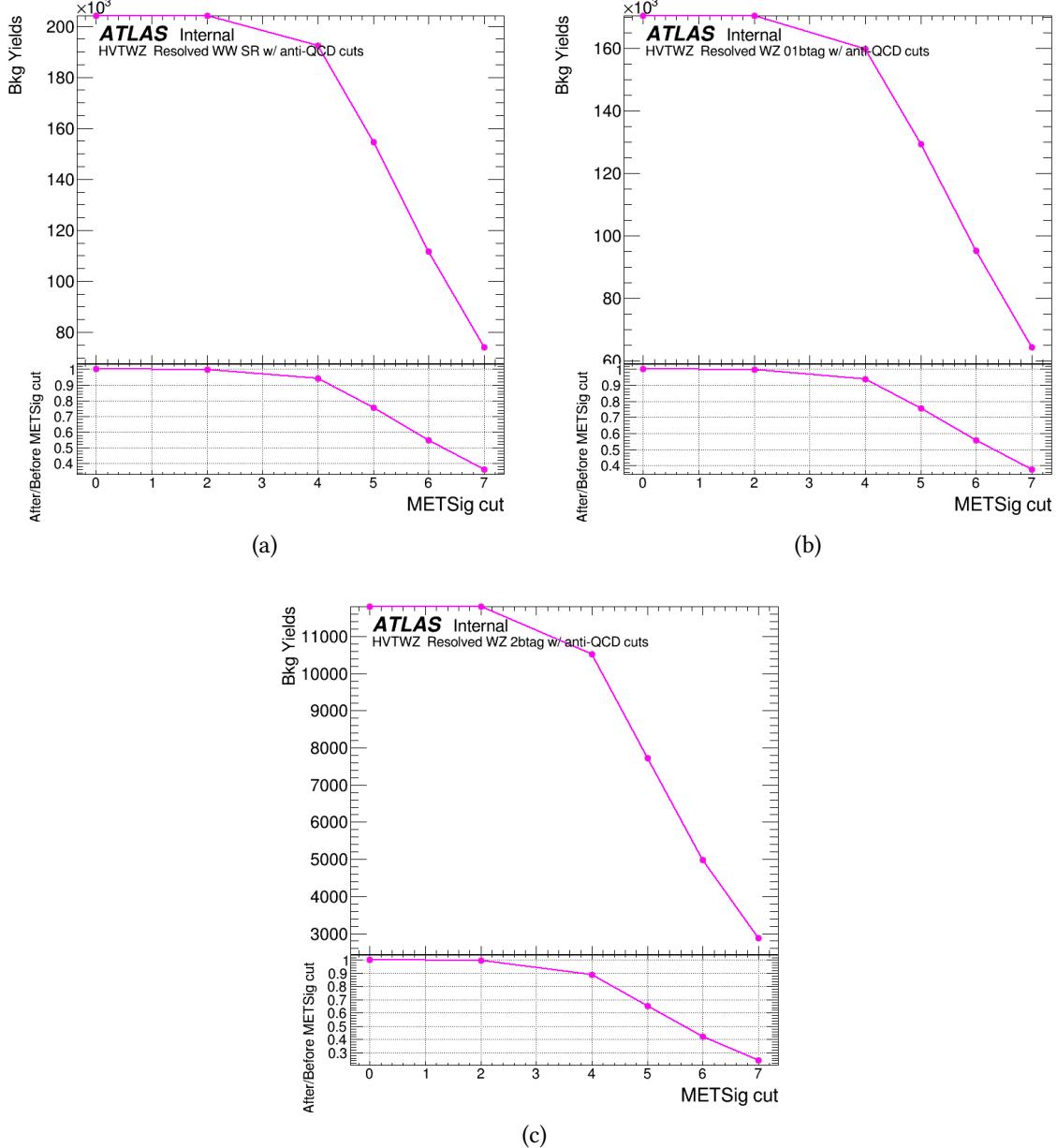


FIGURE 4.18 – Graphiques représentant le nombre des événements du bruit de fond en fonction de la coupure sur  $S$  dans le régime resolved a) dans la région  $WW$  b)  $WZ$  avec 0 ou 1 b-jet c)  $WZ$  avec 2 b-jets. Le panneau inférieur représente le rapport par rapport à la valeur nominale.

## 4.7 Conclusion

Les travaux qui ont été présentés dans ce mémoire de master s'inscrivent dans le thème de la recherche des nouvelles résonances se désintégrant en paires de boson  $WW$  ou  $WZ$  dans l'état final semileptonique où le boson  $W$  se désintègre leptonique en  $l\nu$  et l'autre boson  $V$  ( $V = W/Z$ ) se désintègre hadroniquement en une paire de quarks en utilisant les données des collisions  $pp$  collectées par le détecteur ATLAS à une énergie de centre de masse de  $\sqrt{s} = 13$  GeV.

Nous avons étudié une coupure qui a le potentiel d'enlever la contribution des faux électrons provenant de la désintégration hadronique des quarks lourdes et qui pourront être reconstruits comme étant des vrais électrons. La variable signification de la masse transverse a été développée au sein de la collaboration ATLAS et nous l'avons implémenté dans le code de cette analyse. Puis nous avons étudié différentes coupures et voir leurs impacts sur la modélisation dans des variables sensibles à la contribution Multijets comme la masse traverse du boson  $W$  ou la séparation azimutale entre le lepton et le neutrino.

En coupant sur cette variable nous avons observé que la modélisation s'améliore. Et après avoir étudié l'impact de cette coupure sur la sensibilité de l'analyse nous avons conclu que pour ne pas perdre beaucoup de sensibilité de l'analyse une coupure sur 5 a été choisie, la contribution multijet devient négligeable après cette coupure mais la sensibilité de l'analyse est réduite de 10%

# Bibliographie

- [1] *ATLAS : technical proposal for a general-purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN*. LHC technical proposal. CERN, Geneva, 1994.
- [2] *Technical proposal*. LHC technical proposal. CERN, Geneva, 1994. Cover title : CMS, the Compact Muon Solenoid : technical proposal.
- [3] *ALICE : Technical proposal for a Large Ion collider Experiment at the CERN LHC*. LHC technical proposal. CERN, Geneva, 1995.
- [4] *LHCb : Technical Proposal*. CERN, Geneva, 1998.
- [5] Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector. Technical report, CERN, Geneva, 2014. All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CONF-2014-018>.
- [6] Multi-Boson Simulation for 13 TeV ATLAS Analyses. Technical report, CERN, Geneva, 2016. All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2016-002>.
- [7] Improving jet substructure performance in ATLAS using Track-Calorimeters. Technical report, CERN, Geneva, 2017. All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2017-015>.
- [8] Variable Radius, Exclusive- $k_T$ , and Center-of-Mass Subjet Reconstruction for Higgs( $\rightarrow b\bar{b}$ ) Tagging in ATLAS. Technical report, CERN, Geneva, 2017. All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2017-010>.
- [9] Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS detector. Technical report, CERN, Geneva, 2018. All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CONF-2018-038>.
- [10] Formulae for Estimating Significance. Technical report, CERN, Geneva, 2020. All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-PHYS-PUB-2020-025>.
- [11] Morad Aaboud, G Aad, B Abbott, J Abdallah, Baptiste Abeloos, OS AbouZeid, NL Abraham, Halina Abramowicz, Henso Abreu, Ricardo Abreu, et al. Electron efficiency measurements with the atlas detector using 2012 lhc proton–proton collision data. *The European Physical Journal C*, 77(3) :1–45, 2017.

- [12] Georges Aad, B Abbott, J Abdallah, R Aben, M Abolins, OS AbouZeid, H Abramowicz, H Abreu, R Abreu, Y Abulaiti, et al. Identification of boosted, hadronically decaying w bosons and comparisons with atlas data taken at  $\sqrt{S} = 8$  tev. *The European Physical Journal C*, 76(3) :1–47, 2016.
- [13] Georges Aad, A Aggarwal, S Caron, L Colasurdo, V Fabiani, CA Gottardo, N Ilic, AC Konig, L Pedraza Diaz, and JFP Schouwenberg. Electron and photon performance measurements with the atlas detector using the 2015–2017 lhc proton-proton collision data. 2019.
- [14] E Abat, T N Addy, T P A Akesson, and Alison. The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube : design and performance. *JINST*, 3 :P02013, 2008.
- [15] M. Abolins, Ricardo Abreu, Ricardo Achenbach, M. Aharrouche, Giulio Aielli, A. Al-Shabibi, I. Alexandrov, E. Alexandrov, B.-M Allbrooke, A. Aloisio, Francisco Alonso, B. Alvarez-Gonzalez, M.G Alviggi, A. Amorim, N. Amram, G. Anders, A. Andreani, A. Andreazza, Andrei Kelarev, and Martin Nedden. The atlas data acquisition and high level trigger system. 06 2016.
- [16] Kaustubh Agashe, Roberto Contino, and Alex Pomarol. The minimal composite higgs model. *Nuclear Physics B*, 719(1-2) :165–187, 2005.
- [17] Simone Alioli, Paolo Nason, Carlo Oleari, and Emanuele Re. A general framework for implementing nlo calculations in shower monte carlo programs : the powheg box. *Journal of High Energy Physics*, 2010(6) :1–58, 2010.
- [18] Johan Alwall, R Frederix, S Frixione, V Hirschi, Fabio Maltoni, Olivier Mattelaer, H-S Shao, T Stelzer, P Torrielli, and M Zaro. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *Journal of High Energy Physics*, 2014(7) :1–157, 2014.
- [19] Charalampos Anastasiou, Lance Dixon, Kirill Melnikov, and Frank Petriello. High-precision qcd at hadron colliders : Electroweak gauge boson rapidity distributions at next-to-next-to leading order. *Physical Review D*, 69(9) :094008, 2004.
- [20] Ignatios Antoniadis, Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos, and Gia Dvali. New dimensions at a millimeter to a fermi and superstrings at a tev. *Physics Letters B*, 436(3-4) :257–263, 1998.
- [21] Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos, and Gia Dvali. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Physics Letters B*, 429(3-4) :263–272, 1998.
- [22] Manuel Bähr, Stefan Gieseke, Martyn A Gigg, David Grellscheid, Keith Hamilton, Oluseyi Latunde-Dada, Simon Plätzer, Peter Richardson, Michael H Seymour, Alexander Sherstnev, et al. Herwig++ physics and manual. *The European Physical Journal C*, 58(4) :639–707, 2008.
- [23] Richard D Ball, Valerio Bertone, Stefano Carrazza, Christopher S Deans, Luigi Del Debbio, Stefano Forte, Alberto Guffanti, Nathan P Hartland, José I Latorre, Juan Rojo, et al. Parton distributions for the lhc run ii. *Journal of High Energy Physics*, 2015(4) :1–148, 2015.
- [24] V Barger, Wai-Yee Keung, and Ernest Ma. Gauge model with light w and z bosons. *Physical Review D*, 22(3) :727, 1980.
- [25] Wulfrin Bartel, T Canzler, D Cords, P Dittmann, R Eichler, R Felst, D Haidt, S Kawabata, H Krehbiel, B Naroska, et al. Observation of planar three-jet events in e+ e- annihilation and evidence for gluon bremsstrahlung. *Physics Letters B*, 91(1) :142–147, 1980.

- [26] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders. Extended rotation curves of spiral galaxies : dark haloes and modified dynamics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 249(3) :523–537, 04 1991.
- [27] Andy Buckley, Jonathan Butterworth, Stefan Gieseke, David Grellscheid, Stefan Höche, Hendrik Hoeth, Frank Krauss, Leif Lönnblad, Emily Nurse, Peter Richardson, et al. General-purpose event generators for lhc physics. *Physics Reports*, 504(5) :145–233, 2011.
- [28] Matteo Cacciari, Gavin P Salam, and Gregory Soyez. The anti-kt jet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2008(04) :063, 2008.
- [29] Matteo Cacciari, Gavin P Salam, and Gregory Soyez. Fastjet user manual. *The European Physical Journal C*, 72(3) :1–54, 2012.
- [30] Fabio Cascioli, Philipp Maierhöfer, and Stefano Pozzorini. Scattering amplitudes with open loops. *Physical review letters*, 108(11) :111601, 2012.
- [31] Atlas Collaboration, A Airapetian, Vladimir Cindro, Andrej Filipčič, Gregor Kramberger, Marko Mikuž, Matevž Tadel, Dejan Žontar, et al. *Inner Detector : Technical Design Report*. ATLAS Inner Detector Community, 1997.
- [32] ATLAS collaboration et al. Selection of jets produced in proton-proton collisions with the atlas detector using 2011 data. ATLAS-CONF-2012-020, 2012.
- [33] Atlas Collaboration et al. Search for heavy diboson resonances in semileptonic final states in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  tev with the atlas detector. *arXiv preprint arXiv:2004.14636*, 2020.
- [34] Atlas Collaboration et al. Search for heavy diboson resonances in semileptonic final states in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 80 :1165. 41 p, Apr 2020. 50 pages in total, author list starting page 41, 15 figures, 5 tables, submitted to EPJC. All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PAPERS/HDBS-2018-10/>.
- [35] The ATLAS collaboration. Monitoring and data quality assessment of the atlas liquid argon calorimeter. *Journal of Instrumentation*, 9(07) :P07024–P07024, Jul 2014.
- [36] The LHCf Collaboration, O Adriani, L Bonechi, M Bongi, G Castellini, R D'Alessandro, D A Faus, K Fukui, M Grandi, M Haguenauer, Y Itow, K Kasahara, D Macina, T Mase, K Masuda, Y Matsubara, H Menjo, M Mizuishi, Y Muraki, P Papini, A L Perrot, S Ricciarini, T Sako, Y Shimizu, K Taki, T Tamura, S Torii, A Tricomi, W C Turner, J Velasco, A Viciani, H Watanabe, and K Yoshida. The LHCf detector at the CERN large hadron collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08006–S08006, aug 2008.
- [37] T G Cornelissen, M Elsing, I Gavrilenko, J-F Laporte, W Liebig, M Limper, K Nikolopoulos, A Poppleton, and A Salzburger. The global 2track fitter in ATLAS. *Journal of Physics : Conference Series*, 119(3) :032013, jul 2008.
- [38] T G Cornelissen, N Van Eldik, M Elsing, W Liebig, E Moyse, N Piacquadio, K Prokofiev, A Salzburger, and A Wildauer. Updates of the ATLAS Tracking Event Data Model (Release 13). Technical report, CERN, Geneva, Jun 2007. All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PUBNOTES/ATL-SOFT-PUB-2007-003>.
- [39] Csaba Csaki, Jay Hubisz, and Seung J Lee. Radion phenomenology in realistic warped space models. *Physical Review D*, 76(12) :125015, 2007.
- [40] Hewett Davoudiasl, JL Hewett, and TG Rizzo. Phenomenology of the randall-sundrum gauge hierarchy model. *Physical Review Letters*, 84(10) :2080, 2000.

- [41] Günther Dissertori, Ian G Knowles, and Michael Schmelling. *Quantum chromodynamics : high energy experiments and theory*, volume 115. Oxford University Press, 2003.
- [42] Stephen D Ellis and Davison E Soper. Successive combination jet algorithm for hadron collisions. *Physical Review D*, 48(7) :3160, 1993.
- [43] François Englert and Robert Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Physical review letters*, 13(9) :321, 1964.
- [44] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08001–S08001, aug 2008.
- [45] Enrico Fermi. Trends to a theory of beta radiation. *Nuovo Cim*, 11(1) :535, 1934.
- [46] Rudolf Frühwirth. Application of kalman filtering to track and vertex fitting. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 262(2-3) :444–450, 1987.
- [47] Murray Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Phys. Letters*, 8, 1964.
- [48] Stefan Gieseke, Christian Röhr, and Andrzej Siodmok. Colour reconnections in herwig++. *The European Physical Journal C*, 72(11) :1–18, 2012.
- [49] Tanju Gleisberg and Stefan Höche. Comix, a new matrix element generator. *Journal of High Energy Physics*, 2008(12) :039, 2008.
- [50] Tanju Gleisberg, Stefan Höche, F Krauss, M Schönherr, S Schumann, F Siegert, and J Winter. Event generation with sherpa 1.1. *Journal of High Energy Physics*, 2009(02) :007, 2009.
- [51] Walter D Goldberger and Mark B Wise. Modulus stabilization with bulk fields. *Physical Review Letters*, 83(24) :4922, 1999.
- [52] Peter W Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Physical Review Letters*, 13(16) :508, 1964.
- [53] Stefan Höche, Frank Krauss, Marek Schönherr, and Frank Siegert. Qcd matrix elements+ parton showers. the nlo case. *Journal of High Energy Physics*, 2013(4) :1–22, 2013.
- [54] W Kienzle, M Oriunno, Anne Laure Perrot, S Weisz, M Bozzo, A Buzzo, M Macri, A Santroni, G Settle, M Buénerd, F Malek, Y Muraki, K Kasahara, G Sanguinetti, Giorgio Matthiae, P Privitera, V Verzi, A Faus-Golfe, J Velasco, and S Torii. TOTEM, Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC : Technical Proposal. Technical report, CERN, Geneva, Mar 1999.
- [55] David Krohn, Jesse Thaler, and Lian-Tao Wang. Jet trimming. *Journal of High Energy Physics*, 2010(2) :1–21, 2010.
- [56] Walter Lampl, P Loch, S Menke, S Rajagopalan, S Laplace, G Unal, H Ma, S Snyder, D Le-las, and D Rousseau. Calorimeter clustering algorithms : description and performance. Technical report, 2008.
- [57] David J. Lange. The evtgen particle decay simulation package. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 462(1) :152–155, 2001. BEAUTY2000, Proceedings of the 7th Int. Conf. on B-Physics at Hadron Machines.
- [58] Andrew J Larkoski, Ian Moult, and Duff Neill. Power counting to better jet observables. *Journal of High Energy Physics*, 2014(12) :1–41, 2014.
- [59] L Maiani and O Benhar. Relativistic quantum mechanics-an introduction to quantum field theory. *Editori Riuniti*, 2013.

- [60] Juan Maldacena. The large-n limit of superconformal field theories and supergravity. *International journal of theoretical physics*, 38(4) :1113–1133, 1999.
- [61] Paolo Nason. A new method for combining nlo qcd with shower monte carlo algorithms. *Journal of High Energy Physics*, 2004(11) :040, 2004.
- [62] G Piacquadio, Kirill Prokofiev, and A Wildauer. Primary vertex reconstruction in the atlas experiment at lhc. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 119, page 032033. IOP Publishing, 2008.
- [63] Vera C Rubin and W Kent Ford Jr. Rotation of the andromeda nebula from a spectroscopic survey of emission regions. *The Astrophysical Journal*, 159 :379, 1970.
- [64] Steffen Schumann and Frank Krauss. A parton shower algorithm based on catani-seymour dipole factorisation. *Journal of High Energy Physics*, 2008(03) :038, 2008.
- [65] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. Pythia 6.4 physics and manual. *Journal of High Energy Physics*, 2006(05) :026, 2006.
- [66] Steven Weinberg. A model of leptons. *Physical review letters*, 19(21) :1264, 1967.
- [67] Norbert Wermes and G Hallewel. *ATLAS pixel detector : Technical Design Report*. Technical design report. ATLAS. CERN, Geneva, 1998.