

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université A.MIRA-BEJAIA



Faculté des sciences exactes
Département physique

THÈSE
EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE
DOCTORAT

Domaine : Science de la matière Filière : Physique
Spécialité : Physique théorique

Présentée par
Djamaa Kenza

Thème

Exploration et test du modèle standard au LHC

Soutenue le : 08/11/2021

Devant le Jury composé de :

Nom et Prénom

Grade

| | | | |
|---------------------------------------|-------------|--|--------------|
| Mr. Meziani Bachir | Prof | Univ. de A. M. Bejaia | Président |
| Mr. Mohamed Meziani Abdelkader | MCA | Univ. de A. M. Bejaia | Rapporteur |
| Mme. Oulebsir Nadia | MCA | Univ. de A. M. Bejaia | Examinatrice |
| Mr. Boudjema Fawzi | Prof | LAPTh, CNRS, Annecy. France | Examineur |
| Mr. Menas Ferhat | Prof | Univ. U. M. M. Tizi Ouzou, ENPEI Rouiba | Examineur |

Année Universitaire : 2020/2021

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Liste des figures | 5 |
| Liste des tableaux | 8 |
| Remerciements | 9 |
| Introduction | 10 |
| 1 Cadre Théorique | 12 |
| 1.1 Les particules fondamentales du modèle standard | 12 |
| 1.2 L'interaction électrofaible | 14 |
| 1.2.1 Le mécanisme de Higgs et la brisure spontanée de symétrie : | 16 |
| 1.2.2 Génération des masses | 17 |
| 1.3 L'interaction forte | 19 |
| 1.3.1 La liberté asymptotique et le confinement | 20 |
| 1.3.2 Factorisation et les PDF(modèle des partons :) | 20 |
| 1.4 Le lagrangien du modèle standard | 22 |
| 1.5 La renormalisation | 23 |
| 1.6 Propriétés du bosons W et Z | 24 |
| 1.7 Faiblesses du Modèle Standard | 24 |
| 1.8 La nouvelle physique (<i>NP, New Physics</i>) | 25 |
| 2 Cadre Expérimental | 28 |
| 2.1 L'accélérateur LHC au CERN | 28 |
| 2.1.1 La chaîne d'accélération | 30 |
| 2.1.2 Caractéristiques des accélérateurs | 31 |
| 2.2 L'expérience ATLAS | 34 |
| 2.2.1 Description générale | 34 |
| 2.2.2 Le système de coordonnées | 35 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 2.2.3 | Le système d'aimants | 36 |
| 2.2.4 | Le système de détecteurs internes | 37 |
| 2.2.5 | Le système de calorimètres | 40 |
| 2.2.6 | Le spectromètre à muons | 47 |
| 2.2.7 | Le système de déclenchement | 50 |
| 2.2.8 | Les autres détecteurs d'ATLAS | 51 |
| 2.2.9 | La grille de calcul | 52 |
| 3 | Simulation et reconstruction des objets physiques dans ATLAS | 54 |
| 3.1 | Reconstruction des objets physiques | 54 |
| 3.1.1 | Traces et vertex | 54 |
| 3.1.2 | Électrons et photons | 56 |
| 3.1.3 | Muons | 57 |
| 3.1.4 | Taus | 58 |
| 3.1.5 | Jets | 58 |
| 3.1.6 | Énergie transverse manquante | 61 |
| 3.2 | Simulation des évènements | 62 |
| 3.2.1 | Génération des évènements | 62 |
| 3.2.2 | Simulation de détecteur | 68 |
| 4 | Production des paires de bosons de jauge dans les collisions proton-proton | 69 |
| 4.1 | Prédictions théoriques | 70 |
| 4.2 | Des mesures expérimentales de la section efficace au LHC | 70 |
| 4.3 | La production des paires de bosons de jauge associés à 0, 1 et 2 jets | 72 |
| 4.3.1 | La production à l'ordre des arbres (LO) | 72 |
| 4.3.2 | La production à l'ordre supérieur (NLO) | 74 |
| 4.4 | Sélection d'entrée et d'évènement | 76 |
| 4.4.1 | Les paramètres d'entrées | 77 |
| 4.4.2 | Les coupures de sélection : | 79 |
| 4.5 | Les sections efficaces | 79 |
| 4.6 | Les distributions | 84 |
| 4.6.1 | Les distributions à l'échelle partonique : | 84 |
| 4.6.2 | Les distributions à l'échelle hadronique : | 87 |
| | Conclusion | 94 |
| | Annexe A | 97 |

Bibliographie

101

Résumé

115

Liste des figures

- 1.1 L'ensemble des particules élémentaires du modèle standard. [7]
- 1.2 Représentation du potentiel $V(\phi)$ dans le cas $\mu^2 > 0$ (à gauche) et $\mu^2 < 0$ (à droite). [19]
- 1.3 L'évolution de la constante de couplage de l'interaction forte en fonction de l'énergie Q^2 . [22]
- 1.4 Les fonctions de parton CTEQ10 à différentes échelles d'énergies pour les gluons et différents saveurs de quarks/antiquarks. Les PDF ont été évalué l'échelle $\mu_F = 5$ GeV (à gauche) et $\mu_F = m_{top}$ (à droite). [27]
- 1.5 L'évolution des constantes de couplage du modèle standard en fonction de l'énergie. [37]
- 2.1 Vue schématique du LHC et ses principales expériences situés entre la Suisse et la France. [45]
- 2.2 Chaîne des accélérateurs au CERN. [56]
- 2.3 Luminosité intégrée délivrée par l'ATLAS et le LHC depuis 2010. [59]
- 2.4 Luminosité intégrée délivrée par l'ATLAS et le LHC depuis 2010. [59]
- 2.5 Schéma du détecteur ATLAS avec son système de coordonnées. [61]
- 2.6 L'interaction de différentes particules dans le détecteur ATLAS. [62]
- 2.7 Schéma des aimants solénoïdal (en rose), toroïdal tonneau (en rouge) et toroïdes bouchons (en violet), et lignes de champs magnétiques créées par les aimants toroïdaux. [64]
- 2.8 Vue en coupe transverse du détecteur Interne d'ATLAS. [46]
- 2.9 Vue en coupe transverse des parties du détecteur Interne d'ATLAS. [71]
- 2.10 La distribution de matière du détecteur interne en fonction de $|\eta|$. [71]
- 2.11 Vue en coupe transverse du système calorimétrique d'ATLAS. [46]
- 2.12 Distribution de matière dans le système de calorimétrie en fonction de $|\eta|$. [46]
- 2.13 Illustration d'un plan transverse d'une section de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique (a), schéma général visualisant la structure en trois couches. [46]
- 2.14 Schéma d'un module du calorimètre hadronique à tuiles. [46]
- 2.15 Schéma du cryostat d'une partie bouchon du calorimètre électromagnétique et hadronique d'ATLAS. [80]
- 2.16 Schéma d'un module des bouchons du calorimètre hadronique. [46]
- 2.17 Schéma de spectromètre à muons du détecteur ATLAS. [46]
- 2.18 Représentation des différentes constituants de spectromètre à muons du détecteur ATLAS, une coupe longitudinale à gauche et transverse à droite. [82]

- 2.19 Schéma des différents niveaux de déclenchements dans ATLAS. [87]
- 2.20 Schéma des différents niveaux de traitement de données pour les analyses ATLAS. [90]
- 3.1 Illustration de la chaîne de génération d'événements pour les données réelles et simulées. [91]
- 3.2 Illustration des paramètres de trace dans le détecteur interne. [96]
- 3.3 Illustration schématique de la reconstruction et l'identification des électrons et des photons dans les sous détecteur. La trajectoire de l'électrons est représentée par la ligne rouge et celui de photon non converti est en pointillés rouge [100]
- 3.4 Illustrations d'amas calorimétrique pour différents algorithmes de jets : k_t (a), Cambridge/Aachen (b) et anti- k_t (c) [104]
- 3.5 Schéma du vertex principal (primaire) et vertex déplacé (secondaire) lors de la production d'un jet de quark b.
- 3.6 Représentation d'un événement de collision p-p produit par un générateur. [112]
- 3.7 Représentation d'un exemple d'hadronisation selon le modèle des cordes.
- 3.8 Représentation d'un exemple d'hadronisation selon le modèle des amas.
- 4.1 Les diagramme de Feynman correspondant à la production des paires W^+W^- et ZZ à l'ordre des arbres dans les collisions proton-proton.
- 4.2 Les diagramme de Feynman correspondant à la production des paires W^+W^-j et ZZj à l'ordre des arbres dans les collisions proton-proton.
- 4.3 Les diagramme de Feynman correspondant à la production des paires W^+W^-jj et $ZZjj$ à l'ordre des arbres dans les collisions proton-proton.
- 4.4 Les contributions réelles à NLO correspondant à la production des paires W^+W^- et ZZ dans les collisions proton-proton.
- 4.5 Les contributions réelles à NLO correspondant à la production des paires W^+W^- et ZZ associés à 1 et 2 jets dans les collisions proton-proton.
- 4.6 Les contributions virtuelles à NLO correspondant à la production des paires W^+W^- et ZZ dans les collisions proton-proton.
- 4.7 Les contributions virtuelles à NLO correspondant à la production des paires W^+W^- et ZZ dans les collisions proton-proton.
- 4.8 Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l'impulsion transverse de premier boson produit à l'échelle partonique pour tous les processus considérés.
- 4.9 Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l'impulsion transverse de second boson produit à l'échelle partonique pour les processus avec un état final de ZZ .
- 4.10 Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de la rapidité des deux bosons produit à l'échelle partonique pour tous les processus considérés.
- 4.11 Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l'impulsion transverse de premier jet principal produit à l'échelle partonique pour les processus avec un état final de ZZ .

4.12 Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l'impulsion transverse de premier boson reconstruit à l'échelle hadronique pour tous les processus.

4.13 Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l'impulsion transverse de second boson reconstruit à l'échelle hadronique pour tous les processus.

4.14 Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de la rapidité des deux bosons reconstruits à l'échelle hadronique pour tous les processus.

4.15 Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l'impulsion transverse de premier jet principal reconstruit à l'échelle hadronique pour tous les processus.

4.16 Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l'impulsion transverse de second jet principal reconstruit à l'échelle hadronique pour tous les processus.

4.17 Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l'impulsion transverse de la rapidité des deux jets durs reconstruits à l'échelle hadronique pour tous les processus.

4.18 Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l'énergie transverse manquante reconstruite à l'échelle hadronique pour tous les processus.

4.19 Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l'énergie transverse manquante reconstruite à l'échelle hadronique pour tous les processus.

Liste des tableaux

1.1 Propriétés des fermions. [8]

1.2 Propriétés des bosons.

2.1 Les paramètres caractéristiques les collisions proton-proton au LHC durant le Run 1 et le Run 2. [57]

2.2 Paramètres principaux des sous-systèmes de spectromètre à muons d'ATLAS.

4.1 Les sections efficaces totales prédit à NLO pour différents processus.

4.2 Les sections efficaces totales de production des paires W^+W^- et ZZ dans les deux collaborations ATLAS et CMS durant le Run1 et Run2.

4.3 La section efficace à LO et NLO pour les processus de production des paires W^+W^- et ZZ associés à 0, 1 et 2 jets à une énergie $\sqrt{s} = 14$ TeV au centre de masse, avec une coupure sur le moment transverse des jets $p_T(j) > 10$ GeV.

4.4 Contribution des différents sub-processus dans la section efficace totale des processus de production des paires W^+W^- et ZZ associés à 0, 1 et 2 jets à une énergie $\sqrt{s} = 14$ TeV au centre de masse, avec une coupure sur le moment transverse des jets $p_T(j) > 10$ GeV.

4.5 La section efficace à LO et NLO pour les processus de production des paires W^+W^- et ZZ associés à 0, 1 et 2 jets à une énergie $\sqrt{s} = 14$ TeV au centre de masse, avec une coupure sur le moment transverse des jets $p_T(j) > 100$ GeV.

4.6 La section efficace à LO et NLO pour les processus de production des paires W^+W^- et ZZ associés à 0, 1 et 2 jets à une énergie $\sqrt{s} = 14$ TeV au centre de masse, avec une coupure sur le moment transverse des jets $p_T(j) > 200$ GeV.

Remerciements

Après mes années du doctorat, j'ai constaté que ce parcours n'est pas seulement une expérience professionnelle mais également une vraie aventure humaine qui m'a enrichi de plus en plus sur tous les niveaux. Je n'ai pas pris ce long chemin seule, au contraire, je l'ai partagé avec un grand nombre de personnes positives qui m'ont motivée, soutenue, conseillée et aidée pour enfin réaliser ma thèse. Alors je tiens à les remercier pour leurs contributions de près ou de loin.

En premier lieu, je tiens à remercier mon directeur de thèse MOHAMED-MEZIANI Abdellakder d'avoir cru en moi et d'accepter de diriger ma thèse. Durant ces années, il m'a appris à maîtriser les outils de calculs et d'analyses que j'ai utilisés dans ma thèse. Il m'a poussée à développer mes compétences ainsi qu'il m'a encouragée, orientée et suivie étape par étape jusqu'à avoir ce manuscrit, merci également pour sa disponibilité tout le long de ma thèse.

Mes remerciements vont également à l'ensemble des membres du jury qui ont consacré le temps à lire en détail ce manuscrit et d'évaluer la qualité de mon travail.

J'ai beaucoup apprécié mes stages au sein du LAPTh (Laboratoire d'Annecy-le-vieux Physique Théorique) et je souhaite remercier tous les membres du laboratoire qui m'ont accueillie et aidée. Particulièrement, je tiens à remercier énormément Fawzi BOUDJEMA pour m'avoir accueillie, encadrée lors de mes séjours au laboratoire et pour avoir attentivement relu, discuté et commenté les résultats de mon premier article.

Mes remerciements viennent ensuite à mes collègues, mes amis qui m'ont aidée et soutenue, chacun à sa manière. Merci beaucoup pour les moments particuliers, sympas et les rires. Mes plus chaleureux remerciements vont à Razika Bizriche et Ferroudja Merabet ainsi que leur famille qui m'ont chaleureusement accueillie et aidée durant mes stages.

Enfin, un grand merci va à ma petite famille, ma mère et mes deux frères (Hillal et Hamza) pour leur confiance et leur soutien tout au long de mes études. Ils ont été toujours derrière moi avec tous leur moyen afin de me permettre de réussir. Cette thèse et tout ce que je suis arrivée à faire, jusqu'à maintenant, se sont concrétisés grâce à eux. Le doctorat était le rêve de mes parents notamment mon père (Allah yarhmo) qui n'a pas pu assister à la réalisation de son rêve alors je souhaite lui dédier ce manuscrit. Je souhaite également remercier tous les membres de ma grande famille (DJAMAA, TOUATI et HAMA).

Introduction

La physique des particules a pour objectif d'étudier les constituants fondamentaux de la matière et leurs interactions à l'échelle infiniment petite. Le Modèle Standard qui est cadre théorique, développé et testé le long du dernier siècle, s'appuie sur un échange des considérations théoriques et des mesures expérimentales. Ce modèle non-seulement fournit une description complète et avec précision des comportements des différentes particules mais également il offre des prédictions conformes aux observations expérimentales. Le caractère prédictif du Modèle Standard a été confirmé par la découverte du boson de Higgs en 2012 [1, 2], au sein des collaborations ATLAS et CMS du LHC. Cette particule a une masse d'environ 125 GeV qui attribue la masse aux autres particules de la matière ainsi qu'aux bosons de jauge. Cette observation a été d'ailleurs l'un des objectifs principaux du LHC qui a marqué le niveau de perfection atteint par ses expériences, elle a ouvert des nouvelles fenêtres pour la physique des hautes énergies. Malgré les nombreux succès du Modèle Standard, plusieurs observations et phénomènes expérimentaux restent sans explications telles que la gravitation, la matière et l'énergie noires. Pour cela, la recherche de la nouvelle physique est nécessaire, cependant les physiciens théoriciens ont proposé des nombreuses théories au-delà du Modèle standard comme la supersymétrie et les théories de grande unification.

La confirmation de l'esprit prédictif du Modèle Standard ainsi que l'observation des phénomènes due à la nouvelle physique ont lieu auprès des collisionneurs de particules, néanmoins plusieurs accélérateurs auprès de ces collisionneurs ont été construit depuis de nombreuses années mais le plus grand et le plus puissant au monde, qui a introduit des énergies au centre de masse jamais atteinte est le LHC. Il est composé de quatre grandes expériences : ATLAS, CMS, ALICE et LHCb, chaque détecteur a ses propriétés et ses caractéristiques.

Avant de confronter les données collectées par les expériences aux prédictions théoriques, il est d'abord nécessaire de simuler les événements des processus. Cependant, le travail présenté dans cette thèse est basé sur la simulation d'événements de la production directe des paires de boson de jauge W^+W^- et ZZ en association avec 0, 1 et 2 jets dans les collisions proton-proton à une énergie de 14 TeV au centre de masse. L'objectif de cette étude est de tester et exploiter le Modèle Standard, pour reproduire et reconstruire de manière numérique les événements de ces processus à l'aide d'un des générateurs Monte Carlo, afin de les traiter et les analyser d'une façon proche de la réalité. En conséquence, on s'intéresse plus particulièrement à l'évolution de leur section efficace et les différentes distributions cinématiques correspondantes. On a choisit de travailler sur la production des paires W^+W^- et ZZ car elle joue un rôle crucial dans beaucoup

d'analyses physiques, elle est parmi les processus qui ont contribué dans la découverte de boson de Higgs ainsi que la détermination de la masse du quark top. Maintenant, elle représente une vraie source de bruit de fond utilisé pour mieux comprendre leur caractéristiques et leur propriétés. Tel processus est également un ingrédient important pour tester la structure de jauge non-abélienne dans le secteur électrofaible du Modèle Standard, ce qui permet d'avoir des couplages à trois et quatre bosons. De plus, Cette production peut être interprété dans le contexte des théories au delà du Modèle Standard. D'autre part, les jets sont également des objets d'étude en soi, les états finaux contiennent des jets ce qui nous permet d'expliquer une propriété très importante des collisions proton-proton à haute énergie qui est la dynamique partonique des interactions, pour cela on propose dans cette analyse d'attacher des jets aux W^+W^- et ZZ .

Ce manuscrit se compose de quatre chapitres. Le premier donne une brève description phénoménologique sur la construction du modèle standard de la physique des particules, on présente également ses limites et ses faiblesses. On mentionne aussi brièvement quelques modèles théoriques au-delà du Modèle Standard.

Le chapitre 2 est dédié au LHC et ses caractéristiques, on décrit aussi les différents composants du détecteur ATLAS dont chacun de ses sous-détecteur joue un rôle essentiel dans les analyses des données des collisions proton-proton au LHC.

Dans le chapitre 3, on résume les critères et performances utilisés pour reconstruire et identifier les différents objets physiques autour de l'expérience ATLAS, puis, on présente la stratégie exploitée pour simuler les événements.

Enfin, le dernier chapitre se focalise sur les résultats phénoménologiques de notre travail. Après une présentation générale des paramètres d'entrées et les coupures de sélection utilisés lors de nos calculs, on décrit en détail la production des paires de bosons de jauge associées à 0, 1 et 2 jets à l'ordre dominant et l'ordre supérieur en α_s , ensuite on présente nos résultats obtenus sur la section efficace de ces processus, avec trois coupures sur le moment transverse des jets et on discute l'effet des corrections QCD sur cette grandeur. On interprète également les prédictions sur l'allure de la section efficace différentielle en fonction des différentes variables cinématiques.

L'étape suivante consiste à comparer nos résultats théoriques avec les résultats expérimentaux fournis par le LHC à travers ses publications. Le manuscrit est finalisé par une conclusion et des perspectives.

Chapitre 1

Cadre Théorique

Ce chapitre traite les grandes lignes du cadre théorique de la physique des particules. Dans un premier temps on donne une brève description des particules qui composent le modèle standard (*SM, Standard Model*), tout comme on décrit les interactions électrofaibles et fortes. Dans le même temps, on introduit quelques concepts du SM en particulier le mécanisme de Higgs et génération de masse qui sont le résultat de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, ainsi qu'une courte présentation sur la renormalisation. Ensuite, on rappelle la formule générale de lagrangien du modèle standard. Enfin, on revient rapidement sur les limites et les faiblesses du modèle standard qui motivent aujourd'hui la recherche de la nouvelle physique.

1.1 Les particules fondamentales du modèle standard

Le Modèle Standard de la physique des particules [3, 4, 5, 6] offre une description sur les constituants élémentaires qui dessinent notre univers et qu'on appelle particules élémentaires, la figure 1.1 illustre l'ensemble des particules élémentaires du modèle standard découvertes jusqu'à présent. Ces particules sont classées en deux familles : les fermions (les particules de la matière) et les bosons (les porteurs des interactions).

Fermions : La matière du modèle standard se résume en 12 fermions : 6 leptons et 6 quarks qui s'arrangent en trois familles (ou générations). Leurs principales propriétés sont résumées dans le tableau 1.1.

Les fermions sont des particules de spin demi-entier : $1/2, 3/2, \dots$, qui obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. Elles sont soumises au principe d'exclusion de Pauli qui stipule que deux fermions ne peuvent pas être dans le même état quantique. D'après la théorie de Dirac, chaque particule possède une antiparticule, de même masse mais dont tous les nombres quantiques sont opposés. Tous les fermions, leptons et quarks sont sensibles aux interactions électromagnétique et faible. Pour l'interaction forte, il n'ya que les quarks qui y sont sensibles, les leptons n'interagissent pas via cette interaction.

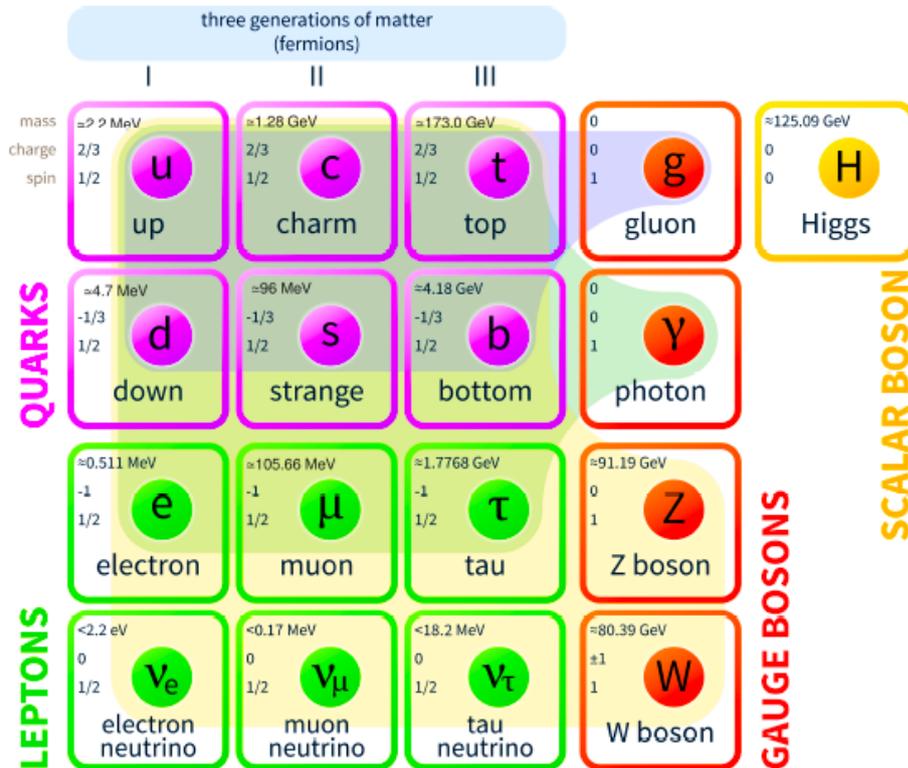


FIGURE 1.1 – L'ensemble des particules élémentaires du modèle standard.

Les quarks se combinent via l'interaction forte pour former des baryons (état liés de trois quarks) et des mésons (état liés de quarks et antiquark). Ces deux familles portent le nom globale des hadrons. Seul le quark top peut être étudié directement, en raison de son temps de vie plus faible ($\tau_t \sim 10^{-25}s$) par rapport au temps nécessaire pour l'hadronisation ($\sim 10^{-24}s$).

Bosons : Ce sont des particules de spin entier qui obéissent à la statistique de Bose-Einstein. ils véhiculent les différentes interactions. Il existe 4 types d'interactions fondamentales :

L'interaction électromagnétique : intervient entre toutes les particules ayant une charge électrique et a pour médiateur le photon. Cette interaction permet la cohésion des atomes.

L'interaction faible : elle agit sur tous les fermions et a pour médiateur les bosons W^\pm et Z^0 . Cette interaction est responsable des désintégrations nucléaires β^\pm .

L'interaction forte : agit entre les quarks, dotés de charges de couleur, pour former les hadrons. Elle est véhiculée par 8 bosons intermédiaires appelés gluons. Qui est à l'origine de la cohérence des nucléons et des noyaux.

L'interaction gravitationnelle : elle agit sur toutes les particules massives et a pour médiateur le graviton.

Les trois interactions électromagnétique, faible et forte sont unifiées et décrites par le modèle standard. La gravitation n'est encore incluse dans ce Modèle. Le tableau 1.2, présente les propriétés

| génération | quarks | | | leptons | | |
|------------------|------------|--------|-------------|----------------------------------|--------|------------|
| | particule | charge | masse | particule | charge | masse |
| 1 ^{ère} | up (u) | 2/3 | ~ 2.5 MeV | électron (e) | -1 | 511 keV |
| | down (d) | -1/3 | ~ 5 MeV | neutrino électrique (ν_e) | 0 | < 2 eV |
| 2 ^{ème} | charm (c) | 2/3 | ~ 1,3 GeV | muon (μ) | -1 | 105.66 MeV |
| | strang (s) | -1/3 | ~ 100 MeV | neutrino muonique(ν_μ) | 0 | < 2 eV |
| 3 ^{ème} | top (t) | 2/3 | ~ 173,5 GeV | tau (τ) | -1 | 1,78 GeV |
| | bottom (b) | 1/3 | ~ 4,2 GeV | neutrino taunique (ν_τ) | 0 | < 2 eV |

TABLE 1.1 – Propriétés des fermions.

| Le vecteur | Interaction | La portée | Intensité | Spin | Charge | Masse |
|--------------------|-------------------|----------------|------------------------|------|---------|------------|
| Le photon γ | électromagnétique | ∞ | $\alpha = 1/137$ | 1 | 0 | 0 |
| Les 8 gluons g | forte | ~ 1 fm | 0,1 à 1 | 1 | 0 | 0 |
| Les W^\pm | faible | ~ 10^{-3} fm | 10^{-12} à 10^{-5} | 1 | ± 1 | 80.403 GeV |
| Z^0 | | | | | 0 | 91.188 GeV |
| Le Higgs | - | - | - | 0 | 0 | 125 GeV |

TABLE 1.2 – Propriétés des bosons.

de l'ensemble des bosons du Modèle Standard.

Un dernier boson, le boson de Higgs, a été postulé par le modèle standard pour générer les masses des particules. Ils sera décrit en détail plus tard dans ce chapitre.

1.2 L'interaction électrofaible

Le modèle standard unifie les interactions électromagnétique et faible pour formuler l'interaction électrofaible [9]. Cette théorie a été élaborée par Weinberg, Salam et Glashow [10, 11, 12, 13], est basée sur le principe d'invariance sous des transformations de jauge locales. Ces transformations forment des groupes .

Dans le cadre du modèle standard, le groupe de jauge considéré est $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Cette interaction est véhiculée par quatre bosons intermédiaires qui proviennent des quatre générations du groupe considéré : un générateur pour le groupe $U(1)_Y$ (γ) et trois autres pour le groupe $SU(2)_L$ (W^\pm et Z^0).

Le groupe $SU(2)$ agit sur des objets chiraux : Les fermions de chiralité¹ gauche (\mathbf{L} :left en anglais) sont des doublets de l'interaction faible alors que les fermions de chiralité droite (\mathbf{R} :right en anglais) sont sous forme de singulets de cette interaction. On peut exprimer les leptons et les

1. La chiralité est liée à la symétrie de parité, elle consiste d'une image d'un objet et son reflet dans un miroir. A haute énergie la chiralité d'une particule(anti-particule de masse nulle est égale à l'hélicité (projection de spin sur son moment d'impulsion), alors on distingue deux catégories de chiralité, gauche et droite

quarks comme suit :

$$\psi_{Li} = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L, \quad \psi_{Ri} = l_R.$$

$$\psi_{Lq} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \psi_{Rq_1} = u_R, \quad \psi_{Rq_2} = d_R. \quad (1.1)$$

avec l est le lepton et q le quark.

On introduit également l'hypercharge Y , qui est un nombre quantique associé au groupe $U(1)_Y$ qui permet de relier la charge électrique Q et l'isospin T_3 par la relation de Gell-Mann-Nishijima [14] :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.2)$$

Le Lagrangien électrofaible invariant sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est donné par :

$$\mathcal{L} = i\gamma^\mu \bar{\psi}_L \mathcal{D}_\mu \psi_L + i\gamma^\mu \bar{\psi}_R \mathcal{D}'_\mu \psi_R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^j W_j^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.3)$$

La dérivée covariante pour les fermions de chiralité gauche est comme suit :

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\sigma_j}{2} W_\mu^j + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.4)$$

Pour les fermions de chiralité droite, la dérivée covariante est donnée par :

$$\mathcal{D}'_\mu = \partial_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.5)$$

Le terme $W_{\mu\nu}^j$ du lagrangien \mathcal{L} associé au groupe $SU(2)_L$ s'écrit :

$$W_{\mu\nu}^j = \partial_\mu W_\nu^j - \partial_\nu W_\mu^j + g \epsilon^{ijk} W_\mu^k W_\nu^i \quad (1.6)$$

le terme $B_{\mu\nu}$ du lagrangien \mathcal{L} associé au groupe $U(1)_Y$ s'écrit sous la forme suivante :

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.7)$$

W_μ^j (j=1, 2 ou 3) représentent les trois bosons de jauge du groupe $SU(2)_L$, σ_j les générateurs de ce groupe qui sont les matrices de Pauli et ϵ^{ijk} est la constante de structure de ce groupe. B_μ est le champ de jauge associé au groupe $U(1)_Y$, g et g' sont les constantes de couplages associées respectivement au groupe $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$.

Jusqu'à maintenant, le lagrangien ne contient pas les termes de masse, ie : les bosons médiateurs et les fermions sont décrit sans masse. Ce qui n'est pas confirmé aux observations expérimentales.

Donc on a inventé un mécanisme qui va générer les masses aux particules et tout en préservant l'invariance de jauge, c'est le mécanisme de Higgs.

1.2.1 Le mécanisme de Higgs et la brisure spontanée de symétrie :

Le mécanisme de Higgs, proposé en 1964 par Englert, Brout et Higgs [15, 16, 17], permet de générer des masses pour les bosons vecteurs W^\pm et Z^0 , et qui conserve une masse nulle pour le photon, tout en gardant l'invariance de jauge du lagrangien 1.3, ce mécanisme a lieu en introduisant un nouveau champ scalaire qui s'accompagne d'une brisure spontanée de la symétrie de jauge locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$ [18]. On introduit un doublet de champs scalaires complexes, qui doivent avoir un isospin faible et une hypercharge non nuls. Il a donc la forme suivante :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

avec $\phi_{i=1,\dots,4}$ sont les quatre champs scalaires réels représentant les quatre degrés de liberté de ϕ . Le champ de Higgs est décrit par le lagrangien invariant sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$,

$$\mathcal{L}_H = (\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \phi) - V(\phi) \quad (1.9)$$

où le premier terme est le terme cinétique du champ de Higgs et le deuxième est le potentiel associé à ce champ. Ce dernier a la forme suivante :

$$V(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 = -\mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4, \quad (1.10)$$

μ^2 est lié à la masse de champ ϕ et λ est un paramètre d'auto-couplage sans dimension qui doit être positif pour que le potentiel soit borné inférieurement.

La brisure spontanée de la symétrie

Les champs de jauge peuvent être aussi bien massiques que sans masse. Il est impossible d'ajouter simplement un terme massique directement au lagrangien du champ de jauge ; cela conduirait à violer l'invariance de jauge du lagrangien. Une autre approche a été donc avancée, dans laquelle les champs de jauge acquièrent la masse par violation de l'invariance de jauge du vide, le lagrangien du champ de jauge restant comme auparavant invariant sous les transformations de jauge ; c'est la brisure spontanée de la symétrie. La symétrie de jauge du vide peut ne pas être brisée complètement, une partie des champs de jauge restent alors sans masse.

Le vide est l'état d'énergie minimum, qui s'obtient en posant la dérivée de l'hamiltonien du système par rapport aux champs égale à zéro. On obtient alors la relation suivante :

$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial |\phi|^2} = -\mu^2 + 2\lambda |\phi|^2 = 0 \quad (1.11)$$

On remarque que le vide n'est pas unique, il est dégénéré, c'est à dire à l'état du vide correspond un cercle de rayon $R = \frac{\sqrt{2\mu}}{\sqrt{\lambda}}$ dans le plan complexe. Nous choisissons un vide particulier donné

par la relation ci-dessus :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \nu = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (1.12)$$

On remarque que le potentiel possède deux valeurs minimales possibles suivant le signe de μ^2 :
 Si $\mu^2 > 0$: le potentiel a alors la forme de gauche de la figure 1.2, le champ est nul ($\phi = 0$) et même les particules restent de masse nulle.

Si $\mu^2 < 0$: le potentiel a la forme similaire à celui sur la figure 1.2 appelé « chapeau mexicain », le champ a une valeur non nulle ($\phi \neq 0$), il n'y a pas alors un seul état fondamental mais une infinité de points possibles, il suffit de choisir un minimum pour briser la symétrie électrofaible.

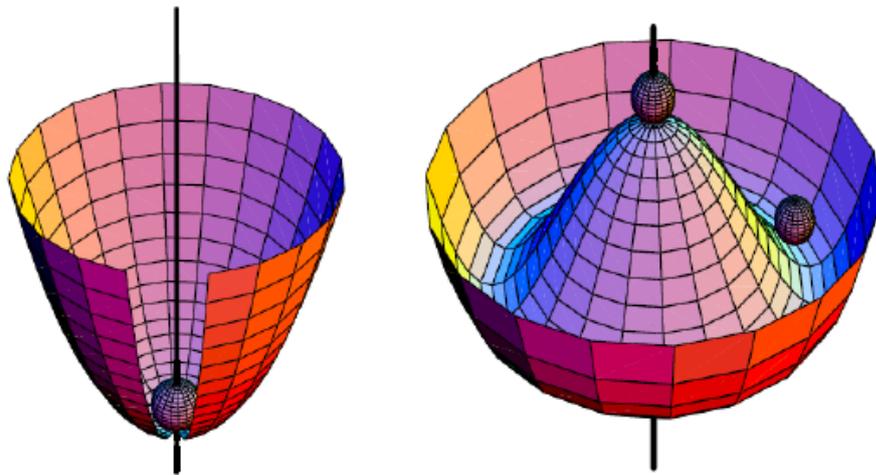


FIGURE 1.2 – Représentation du potentiel $V(\phi)$ dans le cas $\mu^2 > 0$ (à gauche) et $\mu^2 < 0$ (à droite).

1.2.2 Génération des masses

Secteur de jauge :

Après avoir brisé la symétrie, On peut effectuer une transformation de jauge sur ϕ de ce type :

$$\phi(x) \rightarrow e^{-i\frac{\sigma_j}{2}\theta^j(x)}\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + h(x) \end{pmatrix}, \quad (1.13)$$

Tel que h est un champ scalaire réel représentant une perturbation par rapport à l'état du vide. La masse des bosons vecteurs vient de terme cinétique du lagrangien \mathcal{L}_H 1.9. Nous développons

l'expression $|\mathcal{D}_\mu\phi|^2$ en sommant sur les matrices de Pauli.

$$\begin{aligned}
 (\mathcal{D}_\mu\phi)^\dagger(\mathcal{D}_\mu\phi) &= |\mathcal{D}_\mu\phi|^2 = \left| (\partial_\mu + ig\frac{\sigma_j}{2}W_\mu^j + ig'\frac{Y}{2}B_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + h \end{pmatrix} \right|^2 \\
 &= \left| \begin{pmatrix} i\partial_\mu - \frac{i}{2}(gW_\mu^3 + g'B_\mu) & -\frac{i}{2}g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ -\frac{i}{2}g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & i\partial_\mu + \frac{i}{2}(gW_\mu^3 - g'B_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + h \end{pmatrix} \right|^2 \\
 &= \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 + \frac{1}{8}g^2(\nu + h)^2|W_\mu^1 + iW_\mu^2|^2 + \frac{1}{8}(\nu + h)^2|gW_\mu^3 - g'B_\mu|^2 \quad (1.14)
 \end{aligned}$$

En redéfinissant les 4 champs de jauge W_μ^\pm , Z_μ et A_μ tel que :

$$\begin{aligned}
 W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \\
 A_\mu &= \frac{gW_\mu^3 + g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\
 Z_\mu &= \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.15)
 \end{aligned}$$

En introduisant les expressions (1.15) dans l'équation (1.14), nous observons l'apparition de termes de masse pour les bosons de jauge W^\pm et Z^0 ainsi que pour le boson de Higgs, alors que le photon reste sans masse.

$$M_W = \frac{1}{2}g\nu, \quad M_Z = \frac{1}{2}\nu\sqrt{g'^2 + g^2}, \quad M_A = 0, \quad M_H = \sqrt{2}\mu \quad (1.16)$$

Nous notons que les dernières mesures expérimentales auprès du Large Hadron Collider nous donnent $M_Z = 91, 1876 \pm 0.0021$ GeV, $M_W = 80,385 \pm 0.015$ GeV et $M_H = 125.4 \pm 0.4$ GeV.

Les masses des bosons M_W , M_Z et l'angle de Weinberg θ_W sont reliés par la relation suivante :

$$\begin{aligned}
 \cos\theta_W &= \frac{M_W}{M_Z}; \\
 \sin\theta_W &= \sqrt{1 - \frac{M_W}{M_Z}}. \quad (1.17)
 \end{aligned}$$

Secteur des fermions :

Ce mécanisme permet également aux fermions d'acquérir une masse par leurs couplages au boson de Higgs. Pour obtenir les masses des fermions, on introduit le lagrangien de Yukawa qui permettra au champ Φ de se coupler aux fermions de chiralité gauche et droite.

$$\mathcal{L}_{\mathcal{YUKAWA}} = -\lambda_e\bar{\psi}_{Ll}\phi\psi_{Rl} - \lambda_d\bar{\psi}_{Lq}\phi\psi_{Rq2} - \lambda_u\bar{\psi}_{Lq}\phi_c\psi_{Rq1} + h.c \quad (1.18)$$

Le champ de Higgs Φ et les champs des leptons et les quarks sont défini dans les équations (1.12) et (1.2), λ_f ($f = e, u, d$) est appelé le couplage de Yukawa, $\phi_c = i\sigma_2\phi^*$ avec σ_2 l'une des trois matrices de Pauli, $h.c$ est le conjugué hermitien.

On suit la même démarche que le paragraphe précédent, en effectuant un développement perturbatif autour du vide Φ on obtient les termes de masse suivant :

$$-\frac{\lambda_e}{\sqrt{2}}\nu\bar{\psi}_{Ll}\psi_{Rl} - \frac{\lambda_d}{\sqrt{2}}\nu\bar{\psi}_{Lq}\psi_{Rq2} - \frac{\lambda_u}{\sqrt{2}}\nu\bar{\psi}_{Lq}\psi_{Rq1} + h.c \quad (1.19)$$

Au final, les fermions acquièrent une masse donnée par la relation ci-dessous :

$$M_f = \frac{\lambda_f}{\sqrt{2}}\nu \quad (1.20)$$

1.3 L'interaction forte

Les quarks et les gluons sont soumis à l'interaction forte, décrite par la chromodynamique quantique (*QCD, Quantum Chromodynamics*) [20, 21]. C'est une théorie quantique des champs qui s'appuie sur l'utilisation du groupe de symétrie $SU(3)_C$. La charge associée à cette théorie est un nombre quantique appelé couleur (C) qui peut prendre trois valeurs différentes, pour les quarks ("rouge", "bleu" ou "vert"). Seuls les états non colorés : les hadrons qui sont des états liés des quarks (baryons, mésons) sont observés. Chaque quark peut donc être décrit par un triplet complexe de $SU(3)_C$:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_V \\ \psi_B \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Le Lagrangien de QCD s'exprime comme suit :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}(i\mathcal{D}_\mu\gamma^\mu - m)\psi - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^i G_i^{\mu\nu} \quad (1.22)$$

La dérivée covariante associée s'écrit sous la forme suivante :

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + ig_s G_\mu^i \frac{\lambda_i}{2} \quad (1.23)$$

où G_μ^i ($i=1,\dots,8$) représentent les huit gluons médiateurs de l'interaction forte de masse nulle, g_s est la constante de couplage forte.

λ_i sont les matrices de Gell-Man qui satisfont les relations suivantes :

$$[\lambda_i, \lambda_j] = if_{ijk}\lambda^k, \quad tr\lambda_i = 0, \quad tr\lambda_i\lambda_j = \delta_{ij}, \quad avec \quad (i, j = 1, \dots, 8) \quad (1.24)$$

avec f_{ijk} sont les constantes de structure de $SU(3)_C$.

Le tenseur de courbure du champs du gluon s'écrit comme suit :

$$G_{\mu\nu}^i = \partial_\mu G_\nu^i - \partial_\nu G_\mu^i - g_s f^{ijk} G_{j\mu} G_{k\nu} \quad (1.25)$$

1.3.1 La liberté asymptotique et le confinement

Le paramètre g_s apparait dans le Lagrangien QCD comme le couplage fort, mais on le définit généralement sous la forme : $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$, mais dans le régime QCD perturbative (pQCD), il est possible d'établir cette grandeur en fonction de l'échelle de renormalisation $Q^2 = \mu^2$ (que l'on voit détaillée dans la prochaine section).

$$\alpha_s(Q) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(\frac{Q^2}{\lambda_{QCD}^2})} \quad (1.26)$$

$$\alpha_s(M_z^2) = 0.118 \pm 0.002$$

avec N_f le nombre de saveurs de quarks qui est égale à 6 pour le modèle standard et le paramètre $\lambda_{QCD} \approx 200$ MeV est l'échelle de la théorie QCD que l'on peut déterminer expérimentalement.

L'évolution de la constante de couplage de l'interaction forte en fonction de l'énergie Q est présentée dans l'image 1.3. La constante de couplage de l'interaction forte est donc une fonction décroissante de l'énergie, contrairement à la force électromagnétique. On constate deux régions : Lorsqu'on est à courte distance c'est à dire à haute énergie ($Q \rightarrow \infty$) la constante de couplage est très faible ($\alpha_s \rightarrow 0$), ce qui nous permet de faire des calculs perturbatifs en puissance de α_s . Dans ce domaine on donne naissance à une propriété fondamentale appelée "la liberté asymptotique", ce concept considère que les quarks et gluons interagissent comme des particules quasiment libres dans un processus à haute énergie.

Au contraire, à grande distance c'est à dire à faible énergie, soit, ($Q \rightarrow 0$) la constante de couplage diverge ($\alpha_s \rightarrow \infty$). Le traitement perturbatif n'est plus valable ce qui conduit à un phénomène dit de confinement, à base énergie, on peut observer que les particules neutres de couleur (les hadrons) ce phénomène interdit au quarks et gluons d'être à l'état libre.

1.3.2 Factorisation et les PDF(modèle des partons :)

On a vu précédemment que la chromodynamique quantique a deux comportements différents selon l'échelle de l'énergie Q^2 . Cependant, le théorème de factorisation [23] nous montre que les sections efficaces peuvent décomposer en une partie à courte distance (calculable perturbativement) exprimé par l'extraction de partons des protons et une autre à longue distance (non perturbative) décrite par l'interaction dure entre ces partons pour former l'état final. Lors d'une collision proton-proton, la section efficace peut s'écrire alors grâce à ce théorème sous la forme :

$$\sigma_{pp \rightarrow X}(\sqrt{s}, \mu_F, \mu_R) = \sum_{a,b} \int \int dx_a dx_b f_a(x_a, \mu_F^2) f_b(x_b, \mu_F^2) \times \sigma_{ab \rightarrow X}(\hat{s}, \mu_F, \mu_R)$$

$$\sigma_{ab \rightarrow X}(\hat{s}, \mu_F, \mu_R) \propto \int \prod_{c=1}^N \frac{d^3 p_c}{(2\pi)^2 2E_c} \delta^4 \left(p_a + p_b - \sum_{c=1}^N p_c \right) |\mathcal{M}_{fa}|^2 \quad (1.27)$$

Les fonctions $f_a(x_a, \mu_F^2)$ et $f_b(x_b, \mu_F^2)$ sont les fonctions de distribution de partons (*PDF, Parton Distribution Fonctions*) factorisent la partie longue distance, elles décrivent phénoménologique-

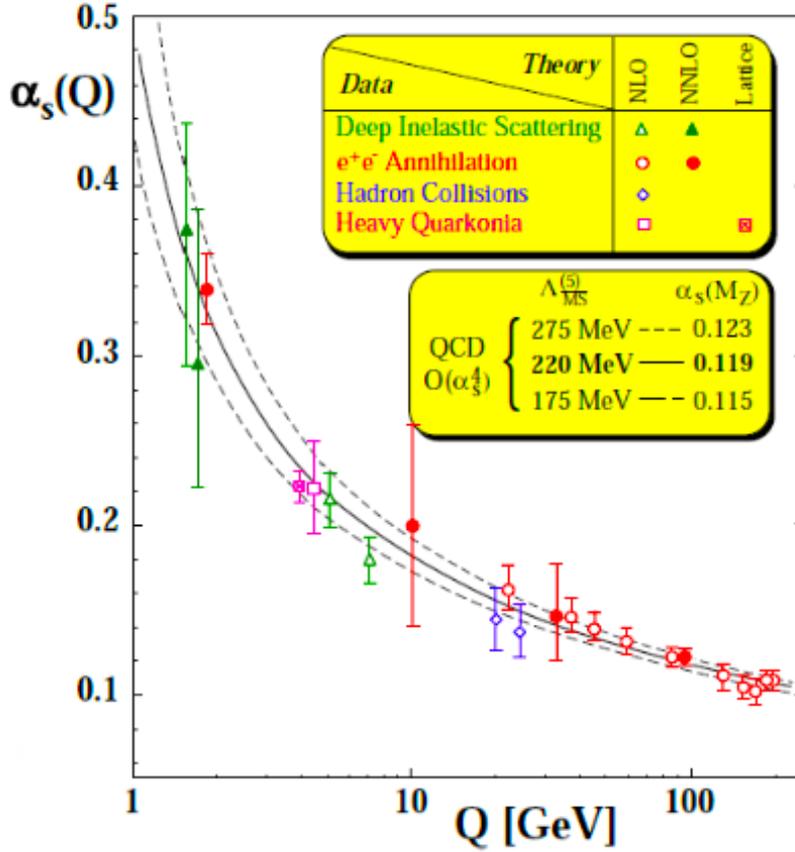


FIGURE 1.3 – L'évolution de la constante de couplage de l'interaction forte en fonction de l'énergie Q^2 .

ment la structure du proton [24], elles correspondent à la probabilité de trouver un parton a (resp. b) avec une fraction de l'impulsion x_a (resp. x_b) dans un proton. On a introduit deux échelles, le premier est dite de factorisation μ_F marque la limite entre les longues et les courtes distances, et l'autre est l'échelle de renormalisation μ_R introduite pour tenir compte des corrections d'ordre supérieur. $\sigma_{ab \rightarrow X}$ représente la section efficace partonique du processus étudié, elle peut être calculée par la pQCD à un ordre fixe grâce à un ensemble des règles appelées de Feynman. $a, b = g, q$ et X est un état final choisi. $|\mathcal{M}_{fa}|^2$ désigne l'élément de matrice de transition entre l'état initial(i) et final(f). Les PDFs sont universelles mais ne peuvent pas être calculées perturbativement et sont donc déterminées expérimentalement. Leur évolution avec l'énergie (représenté sur la figure 1.4) est décrite théoriquement par les équations de Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi (DGLAP) [25, 26]. Plusieurs jeux de PDF sont disponibles, mais les plus courants sont CTEQ [27, 28], MSTW [29] et NNPDF [30, 31](utilisé dans ce manuscrit).

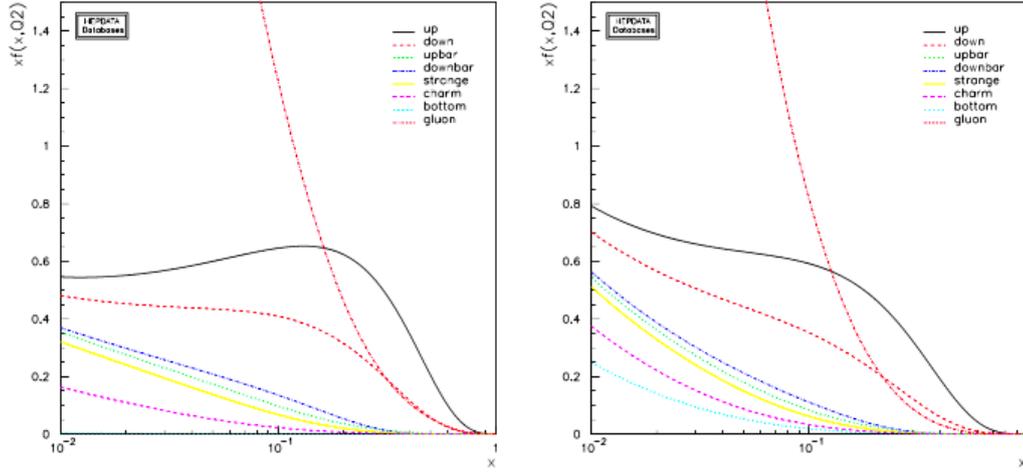


FIGURE 1.4 – Les fonctions de parton CTEQ10 à différentes échelles d'énergies pour les gluons et différents saveurs de quarks/antiquarks. Les PDF ont été évalué l'échelle $\mu_F = 5 \text{ GeV}$ (à gauche) et $\mu_F = m_{top}$ (à droite).

1.4 Le lagrangien du modèle standard

Nous allons construire le lagrangien complet du modèle standard, donc on décrit l'ensemble des interactions forte et électrofaible, sous le groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, on obtient alors le lagrangien final comme suit :

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{YUKAWA} \quad (1.28)$$

On remplace les définitions de chaque terme donné par les équations 1.3, 1.9, 1.18, 1.22 dans l'équation 1.28 et on aura :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} = & \underbrace{-\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^i G_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}}_{\mathcal{L}_G} \\ & \underbrace{+(\mathcal{D}_\mu \phi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2}_{\mathcal{L}_{Higgs}} \\ & \underbrace{-\lambda_e \bar{\psi}_{Ll} \phi \psi_{Rl} - \lambda_d \bar{\psi}_{Lq} \phi \psi_{Rq2} - \lambda_u \bar{\psi}_{Lq} \phi_c \psi_{Rq1} + h.c.}_{\mathcal{L}_{YUKAWA}} \\ & + \underbrace{\bar{\psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \psi}_{\mathcal{L}_{F(libre)}} + \underbrace{i \gamma^\mu \bar{\psi}_{Ll} (i g \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i + i g' \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_{Ll} + i \gamma^\mu \bar{\psi}_{Rl} (i g' \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_{Rl}}_{\mathcal{L}_{F(leptons)}} \\ & + \underbrace{i \gamma^\mu \bar{\psi}_{Lq} (i g_s \frac{\lambda_i}{2} G_\mu^i + i g \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i + i g' \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_{Lq} + i \gamma^\mu \bar{\psi}_{Rq} (i g_s \frac{\lambda_i}{2} G_\mu^i + i g' \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_{Rq}}_{\mathcal{L}_{F(quarks)}} \end{aligned} \quad (1.29)$$

1.5 La renormalisation

Le lagrangien du Modèle standard \mathcal{L}_{SM} de l'équation 1.29 décrit les quantités physiques de la théorie et les compare aux résultats expérimentaux. A l'ordre le plus bas (calcul au niveau de "l'arbre"), les observables présentées dans ce lagrangien sont finies, mais, aux ordres supérieurs, les diagrammes contiennent des corrections radiatives qui peuvent faire apparaître des divergences (dit ultraviolettes (UV)) dans ces grandeurs physiques. La fameuse solution pour résoudre ce problème est de redéfinir les paramètres du lagrangien, par une procédure dite de renormalisation [32, 33].

La renormalisabilité des théories de jauge non-Abéliennes avec la brisure spontanée de la symétrie dans le SM, a été incluse en 1971 par 't Hooft [34, 35, 36]. La renormalisation consiste à exprimer chaque paramètre du modèle comme les masses, la constante de couplage, ainsi que les champs (dite nu et indicé par 0) par un paramètre renormalisé (dépend de l'échelle d'énergie μ_R) pour ajouter des contre termes bien définies dans le lagrangien afin d'assurer l'absorption des divergences ultraviolettes.

La relation des principaux paramètres du modèle standard renormalisés et les paramètres nus s'écrit :

$$\psi_0 = Z_\psi^{\frac{1}{2}} \psi = \left(1 + \frac{1}{2} \delta Z_\psi\right) \psi \quad (1.30)$$

$$g_0 = Z_g g = g + \delta g \quad m_0 = Z_m m = m + \delta m \quad (1.31)$$

Où Z_i est la constante de renormalisation qui peut s'écrire sous forme $Z_i = 1 + \delta Z_i$.

Suite à cette ré-paramétrisation, le lagrangien se compose de deux parties, une contient tous les paramètres renormalisés formant un lagrangien renormalisé et l'autre représente le lagrangien des contre-termes.

$$\mathcal{L}_0(\psi_0, g_0) = \mathcal{L}(\psi, g) + \delta \mathcal{L}(\psi, g, \delta Z_\psi, \delta g) \quad (1.32)$$

Le lagrangien renormalisé $\mathcal{L}(\psi, g)$ a la même structure que le lagrangien initiale $\mathcal{L}_0(\psi_0, g_0)$ alors on lui associe les mêmes règles de Feynman, seulement que les paramètres qui le définissent ont maintenant une signification physique. Les termes en fonction des constantes de renormalisation sont confinés dans le lagrangien appelé les contre termes $\delta \mathcal{L}(\psi, g, \delta Z_\psi, \delta g)$ qui est soumis à des règles motionner dans [32, 33]. Les conditions de renormalisation sont abordés dans ces références. Ces contre termes sont différents selon le choix de schémas de renormalisation, où différents schémas sont possibles, comme le schéma de la soustraction sur la couche de masse (OMS, On Mass Shell), le schéma de la soustraction hors de la couche de masse (MOM), le schéma de la soustraction minimale (MS) et le schéma de la soustraction minimale modifiée (MS). Tous ces schémas de renormalisation nous donnent le même résultat.

Avant d'appliquer la procédure de renormalisation, il est utile de régulariser la théorie qui consiste à donner un sens mathématique aux divergences, grâce à une dépendance des paramètres

renormalisés à une échelle μ_R ; dans ce travail on utilisera la "régularisation dimensionnelle", qui respecte les symétries, où l'espace de phase est en dimension n et les divergences apparaissent comme des pôles en $\frac{1}{\epsilon}$ où $2\epsilon = n - 4$.

1.6 Propriétés du bosons W et Z

Les bosons W^\pm et Z ont été introduits dans la théorie du modèle standard par Sheldon Glashow, Abdus Salam et Steven Weinberg dans les années 1960 [10, 11, 12]. Mais, l'identification de ces bosons a été obtenus en 1983 dans les expériences UA1 et UA2 au CERN grâce à son plus grand accélérateur, le Supersynchrotron à protons, en collisionneur proton-antiproton. Par la suite, de nombreuses mesures sont établis pour étudier en détail les propriétés des bosons W et Z dans les collisionneurs hadroniques au CERN et au Tevatron à Fermilab, qui a permis de vérifier les différentes prédictions du modèle standard et de découvrir le boson de Higgs en 2012.

Les bosons W et Z sont des particules instables, ils se désintègrent rapidement (temps de vie $\sim 3 \times 10^{-25}s$) en paire de fermions/anti-fermions associés seulement au doublet de fermions gauches de $SU(2)$, à condition que la masse des produits finaux ne dépasse pas la masse de W et Z, cela veut dire que les désintégrations en quarks top sont exclues. Le couplage des bosons de jauge aux fermions a été indiqué dans l'expression de dérivée covariante de 1.4. On distingue trois canaux de désintégrations possibles, un canal leptonique, un canal semi-leptonique et un canal hadronique. La masse et la largeur de ces bosons sont évalués expérimentalement avec une précision dans le large collisionneur hadronique, les valeurs actuelles sont :

$$\begin{aligned} M_W &= 80.403 \pm 0.029 GeV & M_Z &= 91.1876 \pm 0.0021 GeV \\ \Gamma_W &= 2.41 \pm 0.041 GeV & \Gamma_Z &= 2.4952 \pm 0.0023 GeV. \end{aligned} \quad (1.33)$$

1.7 Faiblesses du Modèle Standard

Jusqu'à aujourd'hui les prédictions théoriques du Modèle Standard sont en accord avec de nombreuses mesures expérimentales comme l'existence des bosons de jauge, le quark top et même le boson de Higgs ainsi que la prédiction sur leurs masses. Malgré ses succès, plusieurs éléments tendent à montrer que ce modèle n'explique pas convenablement tous les phénomènes physiques qui sont décrits ci-dessous.

Nombre de paramètres libres : Les modèles fondamentaux qui visent à décrire la physique d'une manière simple contiennent peu de paramètres mais malheureusement ce n'est pas le cas du modèle standard où il est basé sur 19 paramètres libres qui ne sont pas prédits par la théorie mais uniquement par l'expérience : 9 paramètres, les masses des quarks et des leptons, les 3 angles de mélanges de la matrice CKM (*CKM, Cabibbo Kabayashi Maskawa*), les 3 de couplages de jauge et

les 2 paramètres λ et μ du potentiel de Higgs, 1 phase de violation CP dans le secteur électrofaible, enfin l'angle du vide de la QCD.

Problème d'unification : Le modèle standard actuel identifie les trois forces (électromagnétique, faible et forte) sous le groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ qui dépend de trois constantes de couplages, mais il ne donne pas une unification fiable de ces trois interactions. Il existe une théorie plus fondamentale appelée "Grande Unification" (GUT , *Grand Unified Theory*), qui fusionne ces trois forces sous un seul groupe de jauge G (englobant le groupe de jauge du SM) et avec seulement une constante de couplage. De plus, le modèle standard n'inclut pas l'interaction gravitationnelle car l'effet de la gravité quantique devient considérables à partir de l'échelle de Planck (de l'ordre de 10^{19} GeV), qui est supérieure à l'échelle d'énergie du modèle standard (échelle électrofaible ~ 100 GeV).

Matière noire et énergie sombre Un autre ingrédient manquant dans le modèle standard est l'identification des constituants de la matière et l'énergie noires, seulement $\sim 4\%$ de la matière de l'univers est couverte par le modèle standard (la matière baryonique), alors que $\sim 26\%$ sont attribués à la matière noire qui se compose de particules encore inconnues, mise en évidence par les effets gravitationnels. Le reste contenu de l'univers ($\sim 70\%$) est désigné à l'énergie sombre, dont le modèle standard ne propose aucune explication de ce phénomène.

Le problème de Hiérarchie Un autre aspect insatisfaisant du modèle standard est le problème de Hiérarchie, cela est dû à la différence entre les deux échelles d'énergie (échelle de Planck et échelle électrofaible). En effet, à basse énergie, à l'échelle de TeV, les théories unifient les couplages fort, faible et électromagnétique contrairement au cas des hautes énergies où ces couplages ne convergent pas vers une valeur unique comme le montre la figure 1.5

1.8 La nouvelle physique (NP , *New Physics*)

On a vu précédemment que le Modèle Standard n'est pas une théorie complète, plus précisément à l'échelle du TeV. Il est nécessaire de développer une nouvelle théorie qui ira au-delà de modèle standard. Un grand nombre de théories sont proposées pour remédier aux difficultés du Modèle Standard. Dans cette section, on discute brièvement les modèles les plus prometteurs.

Supersymétrie L'une des théories, au-delà du Modèle Standard qui semble être le modèle qui va donner des résultats concrets, est la Supersymétrie [38, 39, 40]. Généralement, les modèles supersymétriques permettent de résoudre certains problèmes de modèle standard (hiérarchie, matière noire, etc...) grâce à l'ajout de particules supplémentaires. Le principe de la supersymétrie repose sur l'introduction d'une nouvelle symétrie entre fermions et bosons, qui associé à chaque

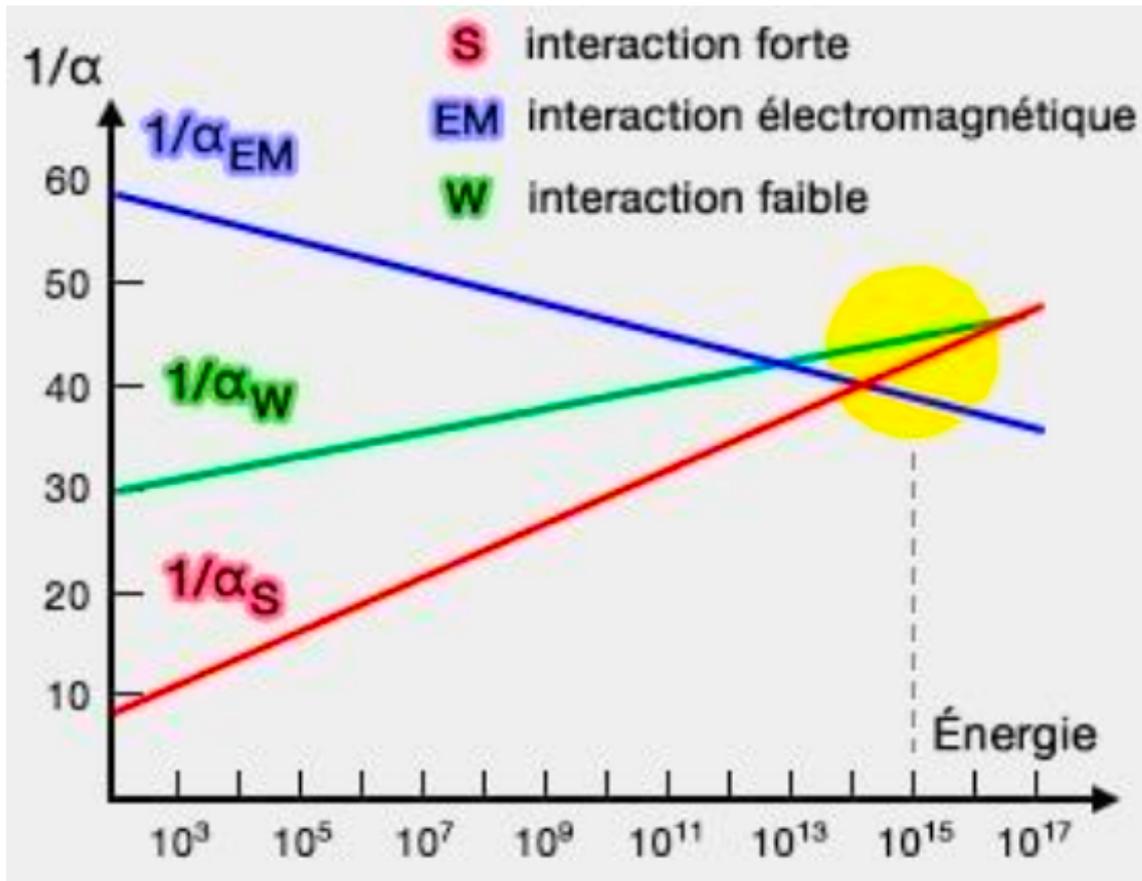


FIGURE 1.5 – L'évolution des constantes de couplage du modèle standard en fonction de l'énergie.

particule de spin demi-entier un partenaire supersymétrique de spin entier et vice versa :

$$Q|Bosons \rangle = |Fermions \rangle, \quad Q|Fermions \rangle = |Bosons \rangle \quad (1.34)$$

Le générateur Q de cette transformation repose non pas sur une algèbre de Lie mais sur une super algèbre produit direct de l'extension du groupe de Poincaré avec un groupe de symétrie interne (contenant des relations de commutations ainsi que d'anticommutations).

Dans l'extension minimale supersymétrique du Modèle Standard (MSSM), les nouvelles particules introduites sont nommées par sparticules. Les partenaires des fermions sont appelés les sfermions (squarks, sleptons) et ceux des bosons de jauge, jauginos, de même pour les partenaires de Higgs sont appelés Higgsions. La production de ces particules supersymétriques est l'objet principal des recherches menées au LEP, au TeVatron et au LHC, mais aucune particule supersymétrique n'a été trouvée.

Les théories de grande unification La théorie de grande unification tient une place importante dans les recherches de la nouvelle physique. L'idée générale de cette théorie est d'ajouter des dimensions supplémentaires à l'espace-temps, afin d'expliquer la différence entre les échelles

d'énergie (l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck), dans ce cas, toutes les interactions, même la gravitation, seront unifiées en une seule force.

La physique de quark top Grâce à sa masse et à son grand couplage aux autres particules, le quark top joue un rôle très particulier dans le modèle standard et également un bruit de fond important dans les divers scénarios de la nouvelle physique. Il est le seul quark qui se désintègre avant de se hadroniser, ce qui conduit à produire des nouvelles particules dans les états finaux qui pourraient modifier les sections efficaces de productions et les modes de désintégrations de ce quark.

Chapitre 2

Cadre Expérimental

La compréhension des propriétés et des interactions des particules du modèle standard nécessite un outil extrêmement puissant. Dans ce chapitre, on présente brièvement l'un des accélérateurs les plus performants, le collisionneur LHC et on décrit ses principales caractéristiques. On propose ensuite une description d'un de ses grands détecteurs, le ATLAS.

2.1 L'accélérateur LHC au CERN

Le LHC (*Large Hadron Collider*) est le plus puissant et le plus grand accélérateur et collisionneur de particules qui a existé à ce jour [41, 42], il a été construit entre 1998 et 2008, au lieu du LEP (*Large Electron Positron collider*) [43, 44] sous le site du CERN (*Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire*) [45] à la frontière franco-suisse. C'est un collisionneur circulaire de hadrons dont les protons et les ions lourds (précisément le plomb) peuvent être utilisés, ce qui permet d'effectuer plusieurs types de collisions (protons -protons (p - p), proton -plomb (p -Pb) et plomb-plomb (Pb -Pb)). Il occupe un tunnel de 27 km de circonférence avec une profondeur moyenne de 100 m. Cet accélérateur a été conçu pour réaliser des collisions de deux faisceaux de hadrons dans des directions opposées à une énergie nominale (notée $E_{CM} = \sqrt{s}$) égale à 7 TeV par faisceau pour les collisions protons-protons ou de noyaux de Plomb à une énergie nominale $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV et à une luminosité instantanée de $10^{34} cm^{-2} s^{-1} (100 fb^{-1})$ qui est largement plus grande que celle du LEP ou du Tevatron.

Novembre 2009 est la date des premières collisions proton-proton enregistrées à une énergie de 900 GeV dans le référentiel du centre de masse. Entre 2010 et 2011, les faisceaux de protons sont accélérés à une énergie de 3,5 TeV par faisceau. De 2012 à 2013, l'énergie des protons a été augmentée pour atteindre $\sqrt{s} = 8$ TeV au centre de masse, tandis que la luminosité instantanée a dépassé $5 fb^{-1}$ durant ces trois années qui forment le Run 1. Les données enregistrées dans ce Run 1, ont permis la découverte du boson de Brout-Englert-Higgs et de préciser sa masse à 125 GeV. Ces données ont également fourni des mesures de précision dans le cadre du modèle standard ainsi que l'étude de la nouvelle physique au delà du modèle standard (supersymétrie, la matière

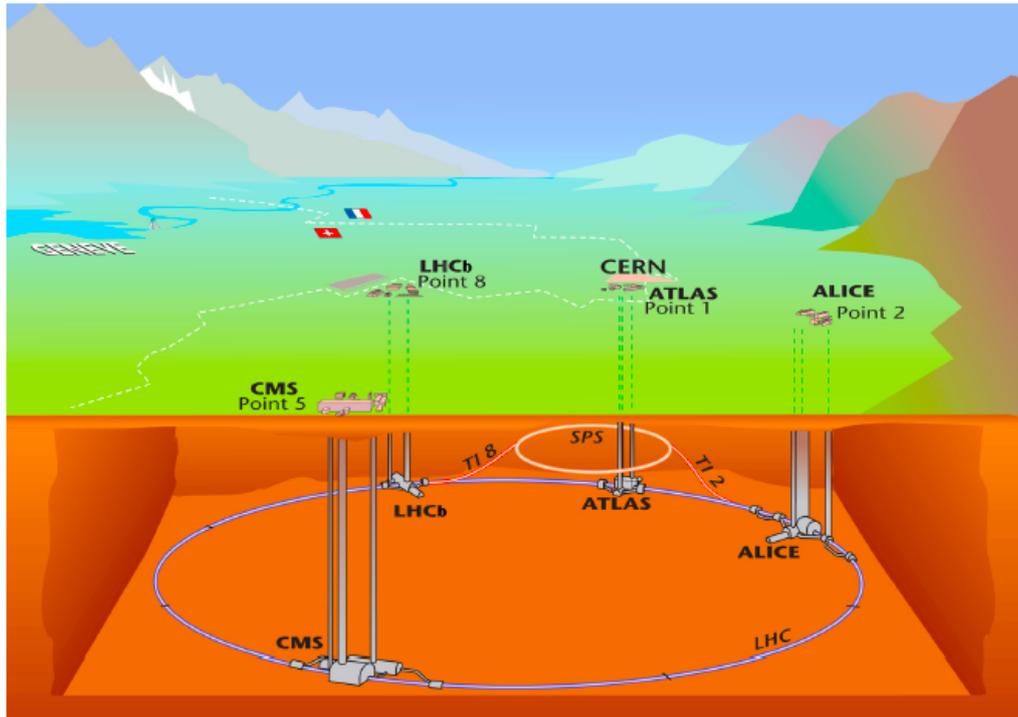


FIGURE 2.1 – Vue schématique du LHC et ses principales expériences situés entre la Suisse et la France.

noire, dimensions supplémentaires), puis, un arrêt technique pour environ 2 ans (de mars 2013 à mars 2015) a permis d'améliorer et de préparer le LHC pour atteindre un record de 13 TeV. Lors de la seconde prise de données, Run 2 (de 2015 jusqu'à la fin 2018), l'énergie des collisions pp a été augmentée à $\sqrt{s} = 13$ TeV et la luminosité instantanée est également élevée jusqu'à 20 fb^{-1} .

Le LHC est constitué de quatre expériences principales : ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) [46, 47], CMS (*Compact Muon Solenoid*) [48, 49], LHCb (*LHC Beauty experiment*) [50, 51] et ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) [52, 53]. Les deux premières expériences ont été élaborées principalement pour la recherche de boson du Higgs et de nouvelles physiques au-delà du modèle standard. LHCb fonctionne à une luminosité plus faible que celles d'ATLAS et CMS, il se focalise sur l'étude de la violation de symétrie CP via la production des quarks b. ALICE conçue sur la formation de plasma de quarks-gluons lors des collisions d'ions lourds. La figure 2.1 montre l'emplacement des différentes expériences sur l'anneau du LHC.

D'autres expériences plus petites sont réparties autour de l'anneau telles que : TOTEM (*TOTAL Elastic and diffractive cross-section Measurement*) [54], est destinée à l'étude des interactions élastiques des collisions p-p, à très petits angles, il a également l'ambition d'étudier les protons eux-mêmes. LHCf (*LHC Forward experiment*) [55] vise à pouvoir simuler les rayons cosmiques.

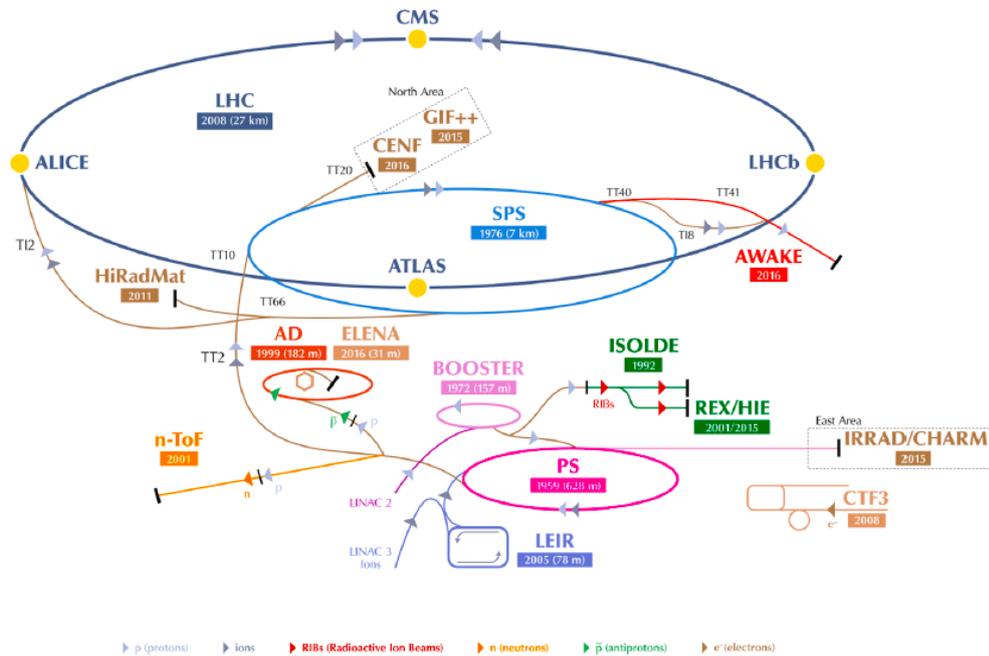


FIGURE 2.2 – Chaîne des accélérateurs au CERN.

2.1.1 La chaîne d'accélération

Les protons ne sont pas directement injectés dans le LHC, ils sont produits puis accélérés progressivement dans une chaîne d'accélérateurs linéaires et circulaires afin que le faisceau atteigne l'énergie nominale dans l'anneau du LHC. La figure 2.2 montre la complexité de cette chaîne.

Tout d'abord, les protons sont extraits à partir d'atomes d'hydrogène ionisés et ils sont accélérés initialement à 750 keV puis à 50 MeV avec une fréquence de 1 Hz, par un accélérateur linéaire (linac2). Ensuite ils sont injectés dans le Booster où ils atteignent une énergie de 1.4 GeV puis ils entrent dans le premier accélérateur circulaire de 628 mètres de circonférence dit le PS (Proton Synchrotron) où se forment les paquets ou bunch (1011 protons) espacés de 25 ns et accélérés jusqu'à 26 GeV. L'avant-dernière étape est au Super Proton Synchrotron (*SPS, Super Proton Synchrotron*), un accélérateur circulaire de 7 kilomètres de circonférence où les paquets atteignent une énergie de 450 GeV. Ces paquets sont alors envoyés au LHC sous forme de deux faisceaux circulant dans des directions opposées et comme le SPS n'accélère que 240 paquets en 18 secondes, il faut près d'une demi-heure pour remplir le LHC qui peut contenir 2808 paquets où chaque paquet fait environ 11000 tours par seconde dans l'anneau de 27 km. Au final, les deux faisceaux sortent avec une énergie nominale (6.5 TeV par faisceau) avant d'être mis en collision grâce à des cavités radiofréquence. En réalité pour obtenir un faisceau de 7 TeV, il faut utiliser les électroaimants supraconducteurs de niobium-titane (NbTi) qui seront refroidis à une température de 1.9 K par un système de refroidissement utilisant de l'hélium superfluide qui permet de délivrer un champ électrique de ~ 12 kA et un champ magnétique de 8.4 T qui assure la courbure des faisceaux.

| paramètres | nominales | Run 1 | | Run 2 | | | |
|---|-----------|-----------|-----------|-------|------|------|------|
| | | 2010/2011 | 2012/2013 | 2015 | 2016 | 2017 | 2018 |
| L'énergie au centre de masse \sqrt{s} [TeV] | 14 | 7 | 8 | 13 | 13 | 13 | 13 |
| Séparation des paquets [ns] | 25 | 50 | 50 | 25 | 25 | 25 | 25 |
| Nombre des paquet max | 2808 | 1380 | 1380 | 2224 | 2200 | 2556 | - |
| Nombre de partons par paquet [$\times 10^{11}$] | 1 | 1.3 | 1.5 | 1.15 | 1.15 | 1.15 | - |
| Luminosité instantanée [$\times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$] | 10 | 3.5 | 7.7 | 5.1 | 14 | 21 | - |
| Luminosité intégrée [fb^{-1}] | - | 5.5 | 22.8 | 4.2 | 38.5 | 50.2 | 63.3 |
| Pile-up moyen (ATLAS) | - | 9.1 | 21 | 13.4 | 25.1 | 37.8 | 36.1 |

TABLE 2.1 – Les paramètres caractéristiques les collisions proton-proton au LHC durant le Run 1 et le Run 2.

2.1.2 Caractéristiques des accélérateurs

Des quantités caractéristiques importantes expriment la puissance d'un accélérateur telles que l'énergie dans le centre de masse, la luminosité ainsi que l'effet d'empilement d'événement. Le tableau 2.1 montre la variation d'énergie et de luminosité au LHC.

L'énergie dans le centre de masse

L'énergie au centre de masse (\sqrt{s}) est la somme des valeurs absolues de l'énergie de deux faisceaux incidents au moment de la collision, exprimée en electro-Volt "eV"². D'après la célèbre formule de l'énergie d'Einstein $E = mc^2$, on peut en déduire que l'énergie augmente parallèlement à l'augmentation de la masse tandis que c est une constante. Aux accélérateurs cela signifie que plus l'énergie au centre de masse est grande, plus on aura des particules avec des masses importantes (on aura une forte probabilité de créer des particules lourdes). Le LHC a été construit pour fournir des faisceaux de protons à une énergie de $\sqrt{s} = 14$ TeV, qui était à 13 TeV en 2018. A cette échelle d'énergie, on pourra étudier des processus de production des particules lourdes ainsi que d'observer des processus rares.

La luminosité

Le deuxième ingrédient de base pour décrire les performances du collisionneur est la luminosité [58]. Elle ne dépend que des paramètres de l'accélérateur, elle correspond au taux de collisions proton-proton qui se produisent par unité de surface et temps, exprimée en " $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ". La luminosité instantanée (à un moment donnée) peut être calculée en fonction des paramètres du faisceau par la formule suivante :

$$\mathcal{L} = \frac{n_1 n_2 f N F}{4\pi \sigma_{xy}} \quad (2.1)$$

2. 1 eV = 1,6 . 10⁻¹⁶ J

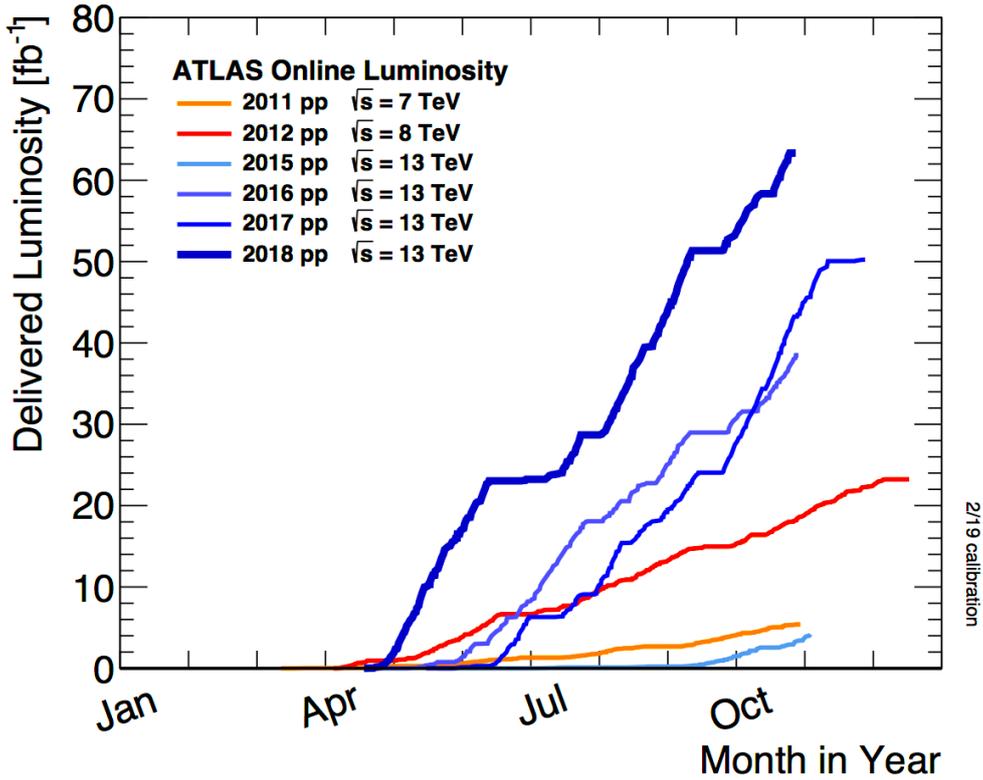


FIGURE 2.3 – Luminosité intégrée délivrée par l’ATLAS et le LHC depuis 2010.

- où n_1 et n_2 sont les nombres de protons par paquet dans les deux faisceaux,
- f est la fréquence de révolution,
- N est le nombre de paquets de protons (pour un faisceau),
- F est un facteur géométrique qui tient compte de l’angle avec lequel les faisceaux se croisent,
- σ_{xy} est la grandeur transverse caractéristique du faisceau au point de collision
 où $\sigma_{xy} = \epsilon\beta$ avec β est la fonction de focalisation longitudinale du faisceau et ϵ [60] est l’émittance normalisée du faisceau.

Le LHC et ses expériences nécessitent une luminosité instantanée beaucoup plus élevée que d’autres machines construites. Ils sont conçus pour atteindre une luminosité instantanée de $L = 10^{-34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. La figure 2.3 montre l’évolution de la luminosité depuis 2011 jusqu’à 2018 dans le détecteur ATLAS de LHC.

Après un intervalle de temps, on parle alors de luminosité intégrée (luminosité totale) notée L qui représente le taux d’interaction sur la durée de prise de données, elle s’exprime en barn ³ et donnée par :

$$L = \int_0^t \mathcal{L} dt \tag{2.2}$$

Par ailleurs, on exprime le nombre d’événements N d’un processus produit par les collisions en

3. 1 b = 10^{-24}cm^2 .

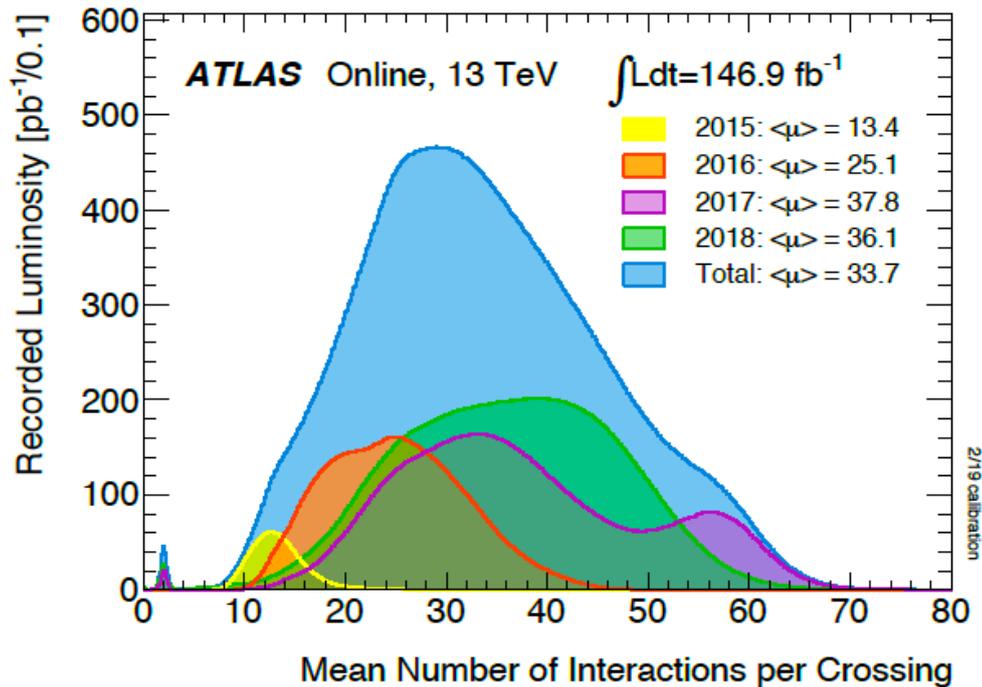


FIGURE 2.4 – Luminosité intégrée délivrée par l'ATLAS et le LHC depuis 2010.

fonction de cette grandeur par :

$$N = L \cdot \sigma \quad (2.3)$$

Où σ est la section efficace du processus. En effet, à partir de cette équation, on voit que le nombre d'événements est directement proportionnel à la luminosité. De plus, La section efficace des processus physiques se manifeste faiblement avec une luminosité très élevée, c'est pourquoi elle couvre les processus de la nouvelle physique.

Effet d'empilement d'événement (*PU, Pile-Up*)

Lors d'un croisement de faisceau, plusieurs interactions p-p produisent des événements durs et c'est la collision principale d'intérêt physique mais la luminosité intense du faisceau (le nombre important de protons dans le paquet) conduit à des interactions supplémentaires qui peuvent produire des événements additionnels superposés aux événements durs, c'est le phénomène d'empilement d'événements. Il existe deux types différents d'empilement celui qui vient en même temps avec les événements durs (*in time*) et le PU causé par le temps de réponse des détecteurs (*out of time*). Le nombre d'événements d'empilement dépend de la configuration du LHC. La figure 2.4 représente la distribution du nombre moyen pour les prises de données de 2015, 2016, 2017 et 2018.

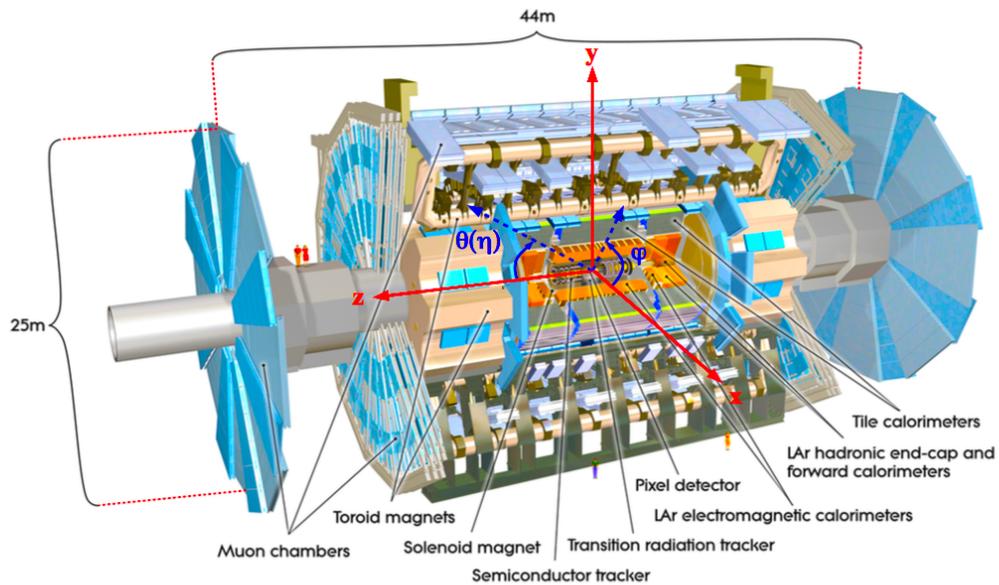


FIGURE 2.5 – Schéma du détecteur ATLAS avec son système de coordonnées.

2.2 L'expérience ATLAS

2.2.1 Description générale

ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) est l'une des deux expériences généralistes avec CMS installées auprès du LHC, à ce jour, il est l'un des plus grands détecteurs de physique des collisionneurs. Une vue d'ensemble du détecteur est représentée dans la figure 2.5 : il a une forme cylindrique avec une longueur de 46 m, 25 m de haut et 25 m de large, et pèse 7000 tonnes. Il a été installé en 2008 au Point 1 de collision à 90 m sous-terre. La collaboration ATLAS regroupe plus de 3500 membres provenant de 177 instituts originaires de 38 pays différents. Le détecteur ATLAS est principalement conçu pour tester le secteur électrofaible, en étudiant les propriétés des bosons de jauge et du boson de Higgs. Il permet aussi d'accéder aux phénomènes dus à la chromodynamique quantique (QCD), ainsi que de découvrir les particules qui pourraient constituer la physique au-delà du modèle standard, notamment les particules supersymétriques, de dimensions supplémentaires ou de la matière noire. Afin de répondre à ces objectifs et aux conditions expérimentales imposées par le collisionneur, le détecteur a été conçu avec une réponse rapide, une granularité très fine, une large couverture angulaire et grâce à sa structure qui sera décrite de manière succincte par la suite, ATLAS permet d'étudier avec précision les processus de haute énergie, capable d'identifier et de reconstruire des particules élémentaires (électrons, muons, photons) ainsi que des objets hadroniques (jets) et d'enregistrer leurs trajectoires. La figure 2.6 montre les trajets de ces particules dans le détecteur, comme il offre une mesure de l'énergie de ces particules et leur impulsion ainsi que l'énergie transverse manquante.

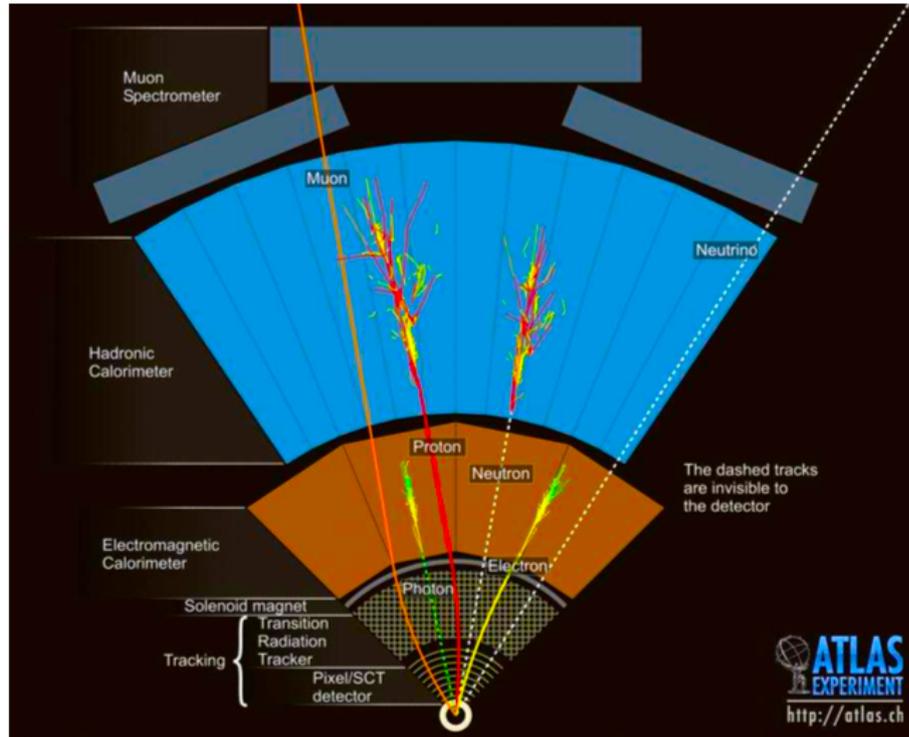


FIGURE 2.6 – L'interaction de différentes particules dans le détecteur ATLAS.

2.2.2 Le système de coordonnées

En raison de la géométrie cylindrique du détecteur ATLAS, l'expérience utilise le même système de coordonnées, prend comme origine O le point de collision au centre du détecteur, les axes x et y forment un plan transversal à la direction du faisceau, l'axe x pointe vers le centre du LHC, l'axe y est dirigé vers le haut, tandis que l'axe z suit la direction des faisceaux, définissant un triplet (x, y, z) ; dans les coordonnées cylindriques équivalant au triplet (R, ϕ, z) où $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ est la distance radiale à l'axe du faisceau et ϕ est l'angle azimutal dans le plan transverse (x, y) comme indiqué dans la figure 2.5.

On introduit la pseudo-rapacité et l'angle azimutal pour définir des quadrivecteurs des particules et une direction dans le détecteur, la pseudo-rapacité pour des particules sans masse est définie par :

$$\eta = -\ln \left| \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right| \quad (2.4)$$

Avec θ représente l'angle entre l'impulsion de la particule et l'axe (Oz), mais la pseudo-rapacité des particules massives est donnée par l'invariant de Lorentz :

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

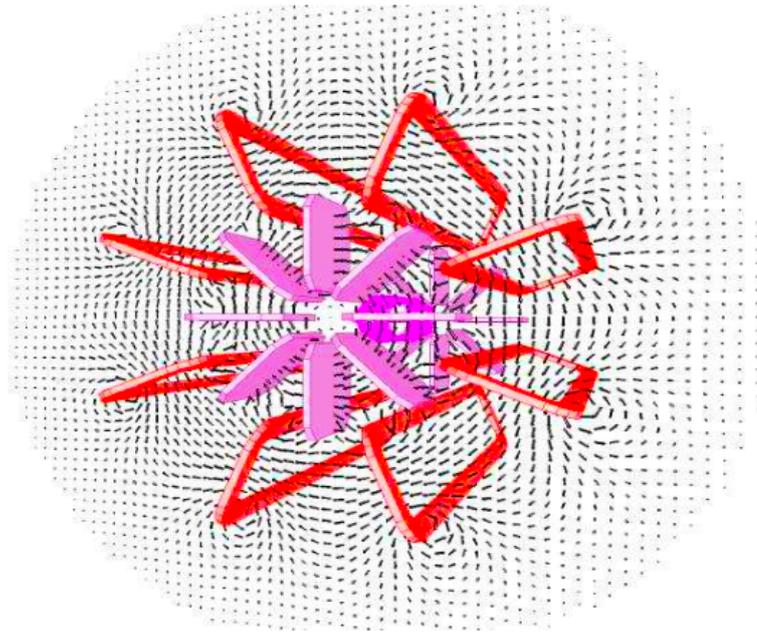


FIGURE 2.7 – Schéma des aimants solénoïdal (en rose), toroïdal tonneau (en rouge) et toroïdes bouchons (en violet), et lignes de champs magnétiques créées par les aimants toroïdaux.

Où E et p_z sont respectivement l'énergie et la composante, selon z , de l'impulsion.

Dans ce manuscrit, on utilise le plan (η, ϕ) pour définir un élément de distance comme suit :

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

2.2.3 Le système d'aimants

Le détecteur ATLAS possède deux systèmes d'aimants supraconducteurs [63] qui servent à fournir des champs magnétiques intenses (de 0.5 à 4 T), afin de courber les trajectoires des particules chargées, ce qui permet en association avec les différents trajectographes, de mesurer avec une grande précision les impulsions et les charges de ces particules. Les aimants sont refroidis à 4.5 K par l'hélium liquide.

Le système d'aimant est composé de câbles de Niobium-Titane-Cuivre supraconducteurs refroidi à 4.5 K et il est divisé en deux parties principales : l'aimant solénoïdal et les aimants toroïdaux représentés sur la figure 2.7 .

L'aimant solénoïdal

Le solénoïde (en rose dans la figure 2.7) [65, 66] est disposé sur l'axe du faisceau, il est situé entre le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique. Il mesure 5.3 m de long, 2.5 m de

diamètre et il pèse 5.4 tonnes. Il produit un champ magnétique axial de 2 T, parcouru par un courant d'intensité 7.73 kA, ce qui permet de courber la trajectoire des particules. Son épaisseur ne représente que 0.66 de longueur de radiation X_0 .

Les aimants toroïdaux

Les aimants toroïdaux [67] font partie du spectromètre à muons, ils mesurent 25 m de long et 22 m de diamètre parcourus par un courant de 20 kA . Ce système d'aimants courbe les muons selon η afin de mesurer leur impulsions, il est organisé comme suit :

Un toroïde tonneau (en rouge sur la figure 2.7) qui est constituée de huit bobines rectangulaires engendrant un champ magnétique d'environ 1 T.

Deux toroïdes bouchons qui sont placés avant et arrière du détecteur (en violet sur la figure 2.7), chaque toroïde bouchon comporte huit bobines carrées de 5 m, ils produisent des champs magnétiques d'environ 0,5 T.

Dans la suite, on décrira brièvement la structure sous-détecteur d'ATLAS.

2.2.4 Le système de détecteurs internes

Le détecteur interne (*ID : Inner Detector*) [68, 69, 70] est le sous-détecteur d'ATLAS le plus près du point d'interaction, il s'agit de la première couche du détecteur à être traversé par les produits des collisions. C'est un trajectographe cylindrique de 6.2 m de longueur pour 2.1 m de diamètre. Il est placé à l'intérieur du solénoïde créant un champ magnétique de 2 T selon l'axe du faisceau. Une Vue d'ensemble de sa structure générale est représentée dans la figure 2.8.

Il couvre la région $|\eta| < 2.5$ où typiquement, à haute luminosité, environ 1000 particules chargées seront produites dans cette zone toutes les 25 ns ce qui crée une très forte densité de traces dans ce détecteur.

Le détecteur interne joue un rôle important dans la détermination des traces de particules chargées ayant une impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV dans la zone $|\eta| < 2.5$, ainsi que de la mesurer avec précision de leurs charges, de leurs impulsions et des paramètres d'impact. Il permet également la reconstruction des vertex primaires formés par les partons lors de la collision p-p et aussi des vertex secondaires qui apparaissent lors de désintégration de hadrons beau. Enfin, il offre une identification des électrons, photons, muons, et même des jets.

Le détecteur interne est composé de trois types sous-systèmes, en partant du point d'interaction vers l'extérieur, la structure est schématisée sur la figure 2.9, on trouve :

- Le détecteur à pixels ;
- Le détecteur silicium à micro-pistes (SCT) ;
- Le détecteur à rayonnement de transition (TRT).

Chaque sous partie du détecteur interne comporte un tonneau et deux bouchons.

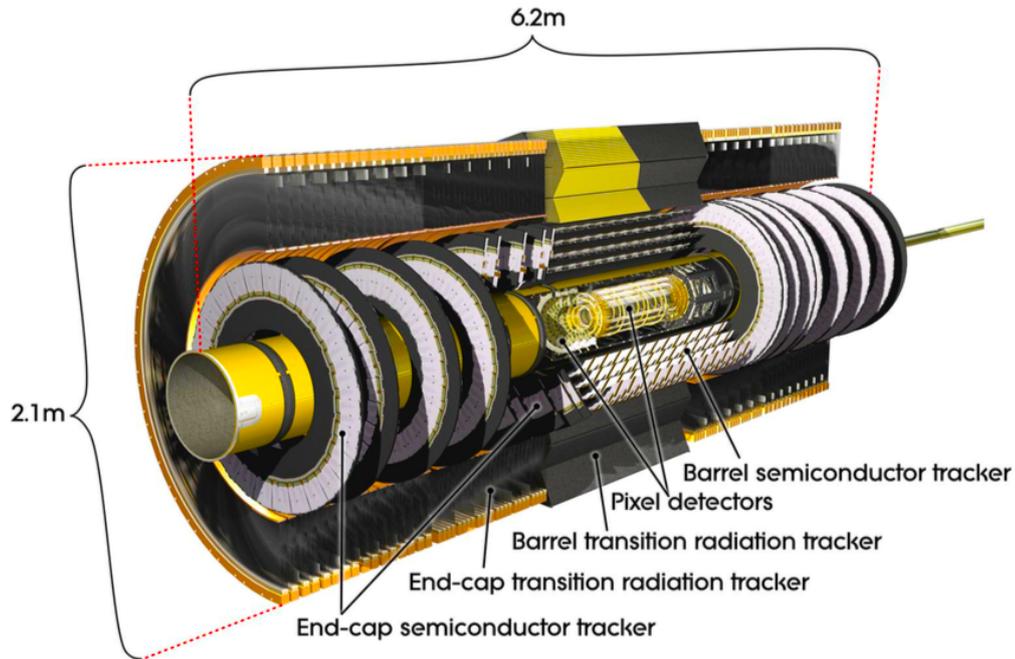


FIGURE 2.8 – Vue en coupe transverse du détecteur Interne d’ATLAS.

La distribution de la quantité de matière traversée par une particule en fonction de $|\eta|$ avant l’inclusion de l’Insertable B-layer (*IBL*) est représentée dans la figure 2.10, au Run 2, après l’installation de IBL, la quantité de matière est augmentée légèrement.

La résolution attendue pour la mesure de l’impulsion transverse pour les trois sous-détecteurs est donnée par [70] :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 5.10^{-4} p_T [GeV] \oplus 1\% \quad (2.7)$$

Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels (silicium) [72] est le trajectographe le plus proche du point d’interaction, sa première couche de pixels est placée à 3.3 cm du tube à faisceau, appelée IBL⁴ pour *Insertable B-layer* [73, 74], il fournit en moyenne trois points de passage pour chaque particule chargée, ce qui lui permet de reconstruire avec précision les vertex des interactions primaires et secondaires, en particulier pour l’identification des jets de saveur lourde (b), notamment dans la région de pseudo-rapacité $|\eta| < 2.5$.

Le détecteur à pixels est composé de quatre couches cylindriques autour de l’axe du faisceau dans le tonneau de rayons moyens de 3 cm, 5 cm, 9 cm et 12 cm (figure 2.9), et de trois disques perpendiculaires à l’axe du faisceau pour chaque deux bouchons situés respectivement à $|z| = 495$

4. IBL a été installée en 2015 avant la reprise des prises de donnée du Run 2 dans le but d’améliorer la précision de la reconstruction les vertex secondaires (l’identification des jets de b).

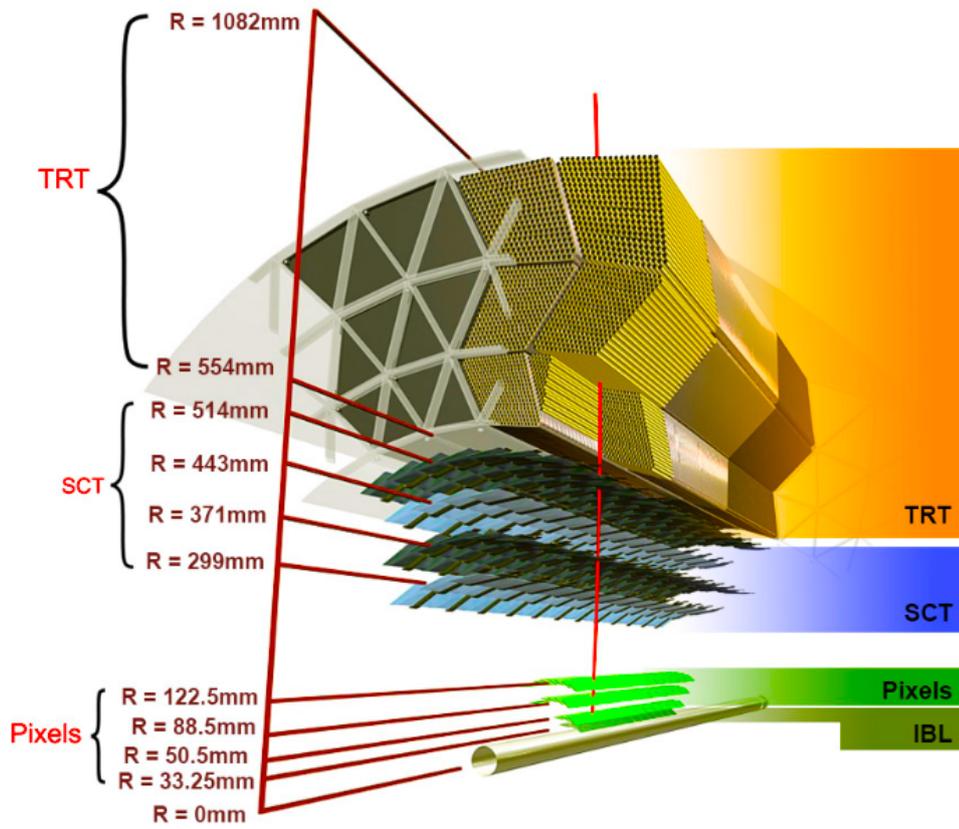


FIGURE 2.9 – Vue en coupe transverse des parties du détecteur Interne d’ATLAS.

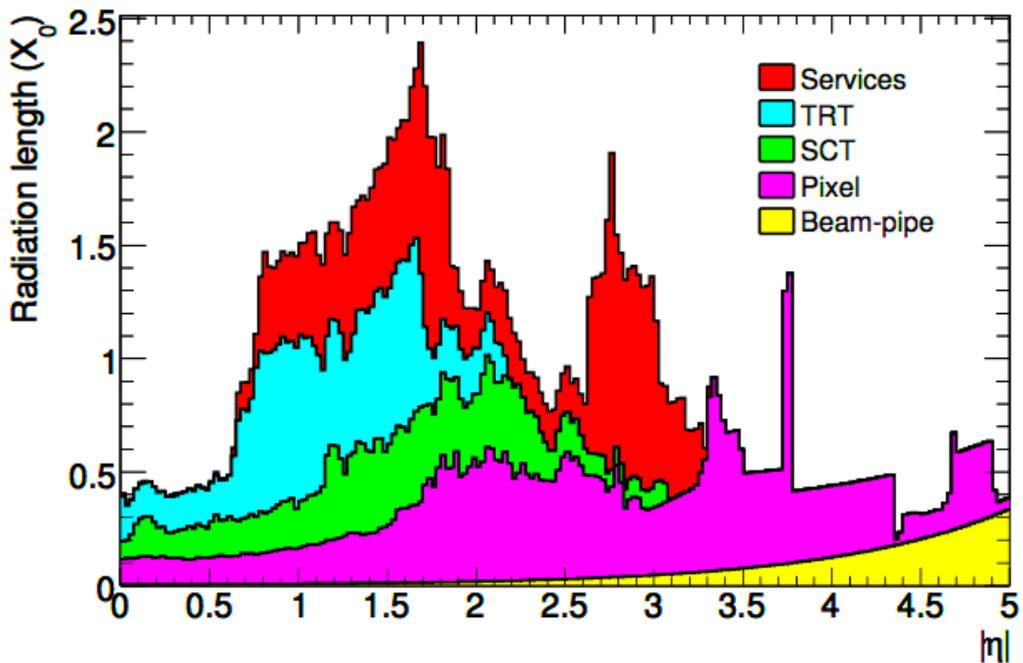


FIGURE 2.10 – La distribution de matière du détecteur interne en fonction de $|\eta|$.

mm, 580 mm et 650 mm. Il possède plus de 80 millions de voies de lecture, la taille d'un pixel est $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ dans la surface en $(R - \phi, z)$.

Le détecteur à semi-conducteurs

Le détecteur à semi-conducteurs est formé de micro-pistes de silicium appelé (*SCT*, *Semi-Conducteur Tracker*) [75, 76] plus éloigné du point d'interaction. Il contribue comme le détecteur à pixels dans la mesure de l'impulsion et la reconstruction des trajectoires des particules chargées dans la région en pseudo-rapacité de $|\eta| < 2.5$, mais la différence ici est que ce trajectographe couvre une surface de détection segmentée en bande au lieu de pixels en gardant le nombre de voies de lecture raisonnable autour de 6.2 millions.

Il est constitué de quatre couches cylindriques concentriques dans la partie tonneau situées respectivement à 299, 371, 443 et 514 mm de l'axe du faisceau, visibles sur la Figure 2.9, tandis que 9 disques forment chaque bouchon. Sa géométrie est conçue pour fournir, en moyenne, quatre points d'impacts par trace. La résolution nominale du SCT est de l'ordre de $17 \mu\text{m}$ dans le plan $(R - \phi)$ et de $580 \mu\text{m}$ selon z pour le tonneau et selon R pour les bouchons.

Le détecteur à rayonnement de transition

Le trajectographe à radiation de transition (*TRT*, *Transition Radiation Tracker*) [77] est le sous-système le plus externe du détecteur interne situé entre 554 et 1082 mm. il est constitué d'environ 370000 tubes appelés pailles de 4 mm de diamètre, qui sont disposées parallèlement à la direction du faisceau dans la partie tonneau et radialement dans les deux bouchons. Ces pailles contiennent un mélange gazeux de 70% X_e , 27% CO_2 et 3% O_2 , tel que lorsque les particules chargées traversent le tube, elles ionisent le mélange gazeux ce qui permet de délivrer un signal plus important. Contrairement aux autres détecteurs (à pixels et au SCT), le TRT fournit un grand nombre de points d'impacts (environ 36 par trace) ce qui est très utile pour améliorer la reconstruction de la trace dont la zone de couverture qui s'étend jusqu'à $|\eta| < 2$. Entre les pailles, des fibres (dans le tonneau) ou des feuilles (dans les bouchons) de propylène sont installées, ce qui lui permet d'offrir une bonne identification des électrons et les séparer des hadrons légers comme les pions ou les kaons surtout dans le domaine du p_T compris entre 1 GeV et 150 GeV. De plus, il joue un rôle important dans la mesure des impulsions transverses de toutes les particules chargées. En effet, il possède une résolution en $(R - \phi)$ de $130 \mu\text{m}$.

2.2.5 Le système de calorimètres

Le système calorimétrique entoure le détecteur interne, son objectif principal est de mesurer avec précision l'énergie des électrons, des photons, jets et des hadrons chargés ou neutres produits lors des collisions pp, ainsi que leurs identifications. Ces particules servent à construire une gerbe de particules secondaires (électromagnétique et hadronique). Cela est fait grâce à sa couverture jusqu'à $|\eta| < 4.9$.

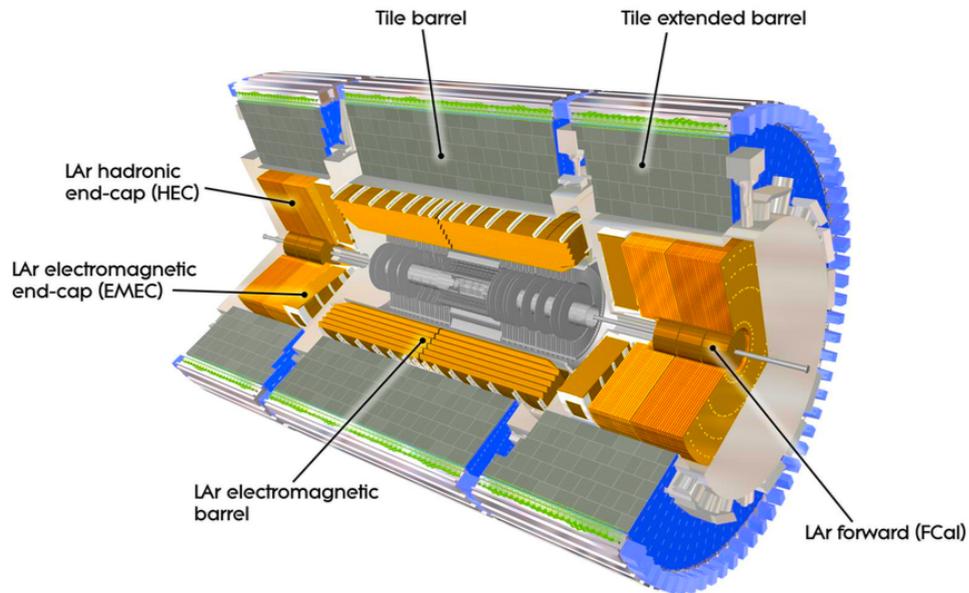


FIGURE 2.11 – Vue en coupe transverse du système calorimétrique d'ATLAS.

Le système calorimétrique d'ATLAS représenté par la figure 2.11 est également utilisé dans les mesures de l'énergie transverse manquante qui marque la présence de neutrinos ou une nouvelle particule invisible de Nouvelles Physiques n'interagissant pas avec le détecteur. Pareillement, il joue un rôle dans le système de déclenchement d'ATLAS.

Le système des calorimètres d'ATLAS se découpe de la façon suivante :

- un calorimètre électromagnétique, composé de :
 - * d'une partie tonneau, couvrant la région $|\eta| < 1,475$;
 - * de deux bouchons, couvrant la région $1,375 < |\eta| < 3,2$;
- un calorimètre hadronique, composé de :
 - * d'une partie tonneau, couvrant la région $|\eta| < 1,7$;
 - * de deux bouchons, couvrant la région $1,5 < |\eta| < 3,2$;
 - * d'un calorimètre vers l'avant, couvrant la région $3,2 < |\eta| < 4,9$.

La figure 2.12 représente la distribution de quantité de matière dans le système calorimétrique en unité de longueur d'interaction (λ) en fonction de $|\eta|$.

Les calorimètres électromagnétiques

Les calorimètres électromagnétiques (*ECAL*, *Electromagnetic CALorimeter*) [78] est bien aussi un calorimètre à argon liquide, dont le rôle essentiel est de mesurer l'énergie et la direction des photons, des électrons et la fraction électromagnétique déposée par les jets de hadrons dans la région $|\eta| < 3.2$.

Ce détecteur s'appuie sur une technologie à échantillonnage qui utilise l'Argon liquide (*LAr*,

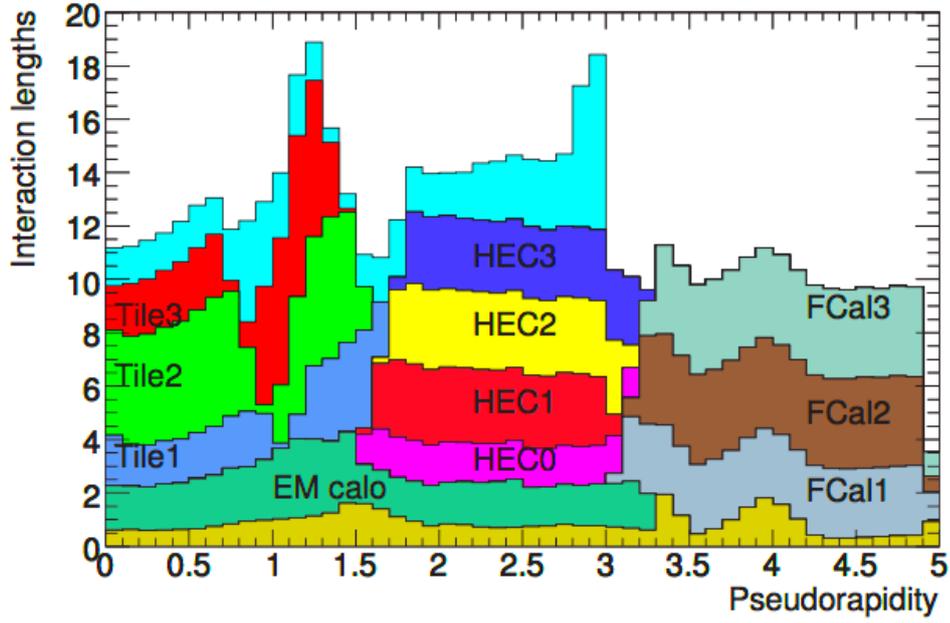


FIGURE 2.12 – Distribution de matière dans le système de calorimétrie en fonction de $|\eta|$.

Liquid Argon) comme un milieu actif à cause de sa densité élevée qui permet de créer des particules des gerbes électromagnétiques, aussi, il possède une bonne résolution et une réponse linéaire sur une large gamme d'énergie ainsi qu'une excellente résistance aux rayonnements. Dont le milieu passif est principalement constitué de plomb comme absorbeur pour développer de la gerbe électromagnétique. L'absorbeur est plié en couches successives sous forme d'accordéon et l'argon liquide rempli entre ces couches comme le montre la figure 2.13. La particularité de cette géométrie est d'assurer une couverture totale suivant ϕ sans espace vide dans la direction azimutale.

Le calorimètre électromagnétique d'Atlas est structuré en deux parties :

- Une partie centrale (*EMB, LAr ElectroMagnetic Barrel*) : le tonneau est long de 6.8 m pour des rayons interne et externe de 1.5 m et 2.25 m, couvre avec précision la région ($|\eta| < 1.475$).
- Une partie aux extrémités (*EMEC, LAr ElectroMagnetic End-Cap*) : les bouchons(avant/arrière), chaque bouchon a une roue externe couvrant la région $1.375 < |\eta| < 2.5$ et une roue interne couvrant la région $2.5 < |\eta| < 3.2$.

Le calorimètre EM est segmenté spatialement dans le plan (η, ϕ) de manière à composer les trois compartiments suivants :

- Le premier compartiment (compartiment avant, (*front*)) s'étend jusqu'à $|\eta| < 2.37$ et il possède des cellules avec une segmentation très fine de dimensions $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times 0.1$. Ces cellules sont appelées des bandes (*strips*), servant à séparer les photons et les pions neutres (où le π^0 se désintègre en deux photons $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) afin de reconstruire avec précision le début des gerbes électromagnétiques qui sont en général, très proches.

ce terme domine afin d'améliorer la résolution en énergie du détecteur

Les calorimètres hadroniques

Après le calorimètre électromagnétique, on entre dans le calorimètre hadronique (*HCAL*, *Hadronic Calorimeter*). Il se décompose en trois sections, en fonction de η : le calorimètre à tuiles scintillantes (*TileCal*, *Tile Calorimeter*), assurant une couverture dans la région centrale jusqu'à $|\eta| < 1.7$; le calorimètre hadronique bouchon à argon liquide (*HEC*, *Hadronic End-cap Calorimeter*) pour la zone de $1.5 < |\eta| < 3.2$ et le calorimètre à l'avant (*FCAL*, *Forward Calorimeter*) couvrant la région $3.1 < |\eta| < 4.9$.

Le calorimètre hadronique permet de reconstruire et de mesurer la position et l'énergie des jets de hadrons issus de la fragmentation et de l'hadronisation des quarks et gluons. Il sert aussi à contenir les gerbes hadroniques et participe au calcul de l'énergie manquante. Il possède également une longueur d'au moins 8 longueurs⁵ d'interaction, cela permet d'assurer complètement les gerbes des particules les plus énergétiques (\sim de 1 TeV) ainsi que de limiter les fuites vers le spectromètre à muons.

Le calorimètre à tuiles scintillantes La partie centrale du système de calorimètre hadronique (tonneau) correspond à un calorimètre à tuiles scintillantes (*TileCal*, *Tile Calorimeter*). Il est de forme cylindrique de rayon interne et externe respectivement de 2.3 m et 4.3 m, placé juste après les calorimètres LAr perpendiculairement à l'axe du faisceau et s'étend jusqu'à $|\eta| < 1.7$. C'est un calorimètre à échantillonnage qui utilise les couches d'acier comme absorbeurs et des scintillateurs sous forme de tuiles (polystyrène dopé) comme milieu actif. Le passage d'un hadron dans le milieu absorbeur excite le milieu actif en émettant une lumière de scintillation ultraviolette, cette lumière est transmise par l'intermédiaire de fibres optiques à décalage de longueur d'onde et est convertie en signal électrique par des photomultiplicateurs, à partir de ce signal, il est alors possible de reconstruire l'énergie associée aux hadrons déposée dans les tuiles.

L'ensemble du calorimètre à tuiles est connecté, en total, à plus 9 000 voies de lectures et composé de 64 modules comme illustré dans la figure 2.14 et il est segmenté en trois couches, dont les deux premières couches ayant une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ alors que la troisième (la plus externe) a une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.2$.

La résolution en l'énergie des jets d'hadrons du calorimètre à tuile est obtenue avec des faisceaux de test de pions. Elle est donnée par [46] :

$$\frac{\sigma(E_T)}{E_T} = \frac{a}{\sqrt{E_T}} \oplus b, \quad (2.9)$$

avec $a = 50 \% [GeV]^{\frac{1}{2}}$ et $b = 3 \%$

5. Longueur d'interaction : longueur caractéristique des calorimètres hadroniques, elle se calcule comme $\lambda = \frac{1}{\sigma_N \rho_N}$ où ρ_N est la densité de nucléons du milieu et σ_N est la section efficace de collision inélastique des atomes du milieu avec des protons, neutrons, pions, kaons . . .

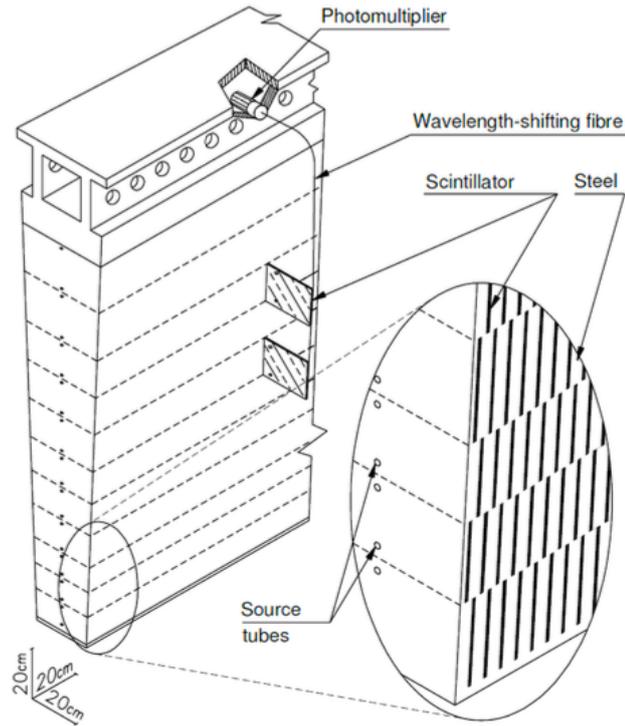


FIGURE 2.14 – Schéma d'un module du calorimètre hadronique à tuiles.

Les bouchons du calorimètre hadronique : Les bouchons du calorimètre hadronique (*HEC*, *Hadronic End-cap Calorimeter*) sont placés aux extensions du tonneau à tuiles scintillantes, et ils se situent dans les mêmes cryostats que les bouchons du calorimètre électromagnétiques comme illustré sur la figure 2.15. Le HEC est un calorimètre à échantillonnage qui utilise, aussi pour le milieu actif, l'argon liquide et du cuivre, comme absorbeur (une bonne résistance aux radiations).

Chaque bouchon se divise en deux roues (*HEC1* et *HEC2*) indépendantes disposées dans le plan transverse dans le but de stopper les particules comme le montre la figure 2.16. Il couvre l'intervalle de pseudo-rapacité $1.5 < |\eta| < 3.2$.

Les bouchons du calorimètre hadronique à argon liquide ont une résolution en énergie similaire à celle du tonneau et une granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour $1.5 < |\eta| < 2.5$ et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ dans $2.5 < |\eta| < 3.2$.

Les calorimètres vers l'avant Le calorimètre vers l'avant (*FCAL*, *Forward CALorimeter*) est le plus proche de l'axe du faisceau situé dans le même cryostat que le EMEC et le HEC, comme le montre la figure 2.15, qui est utilisé pour garantir l'herméticité de l'ensemble calorimétrique d'ATLAS. Le FCAL est un calorimètres à échantillonnage qui utilise aussi l'argon liquide dans le milieu actif et le cuivre comme absorbeur (tungstène).

Ce calorimètre est composé de trois roues, couvrant une très grandes pseudo-rapidités jusqu'à $|\eta| < 4.9$. Qui est utile notamment pour améliorer les mesures de l'énergie transverse manquante.

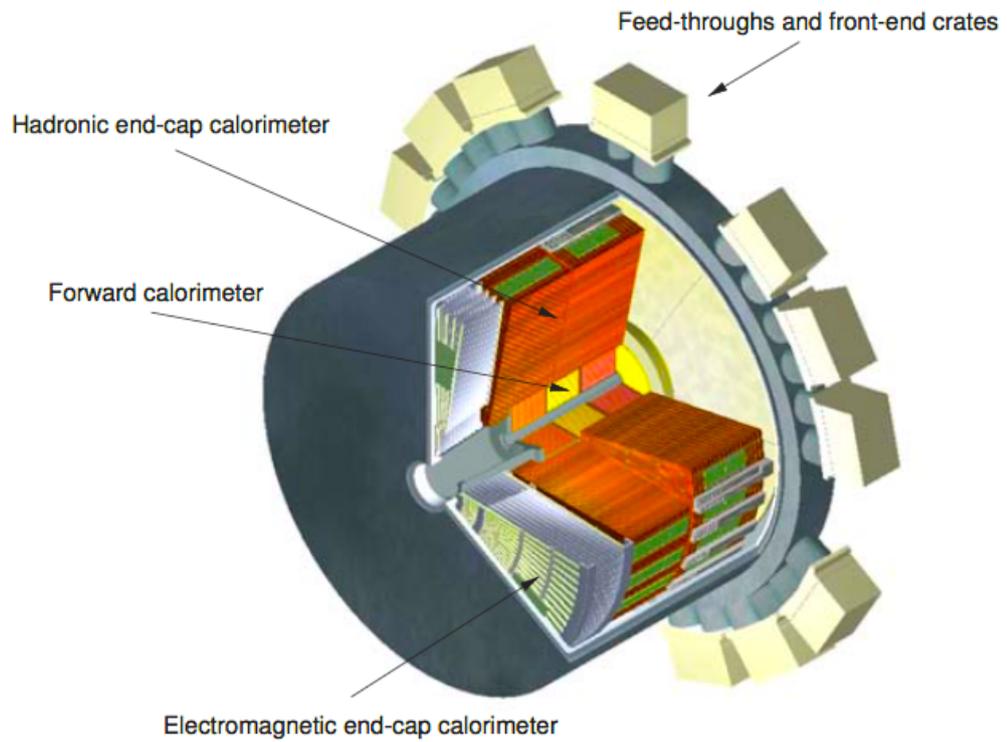


FIGURE 2.15 – Schéma du cryostat d'une partie bouchon du calorimètre électromagnétique et hadronique d'ATLAS.

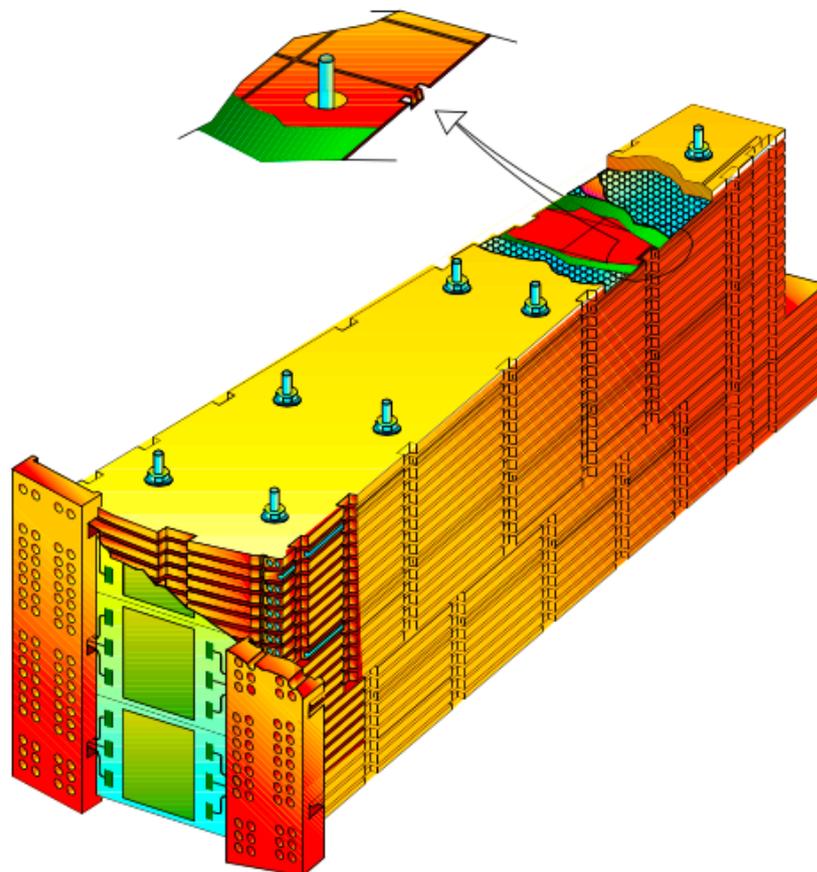


FIGURE 2.16 – Schéma d'un module des bouchons du calorimètre hadronique.

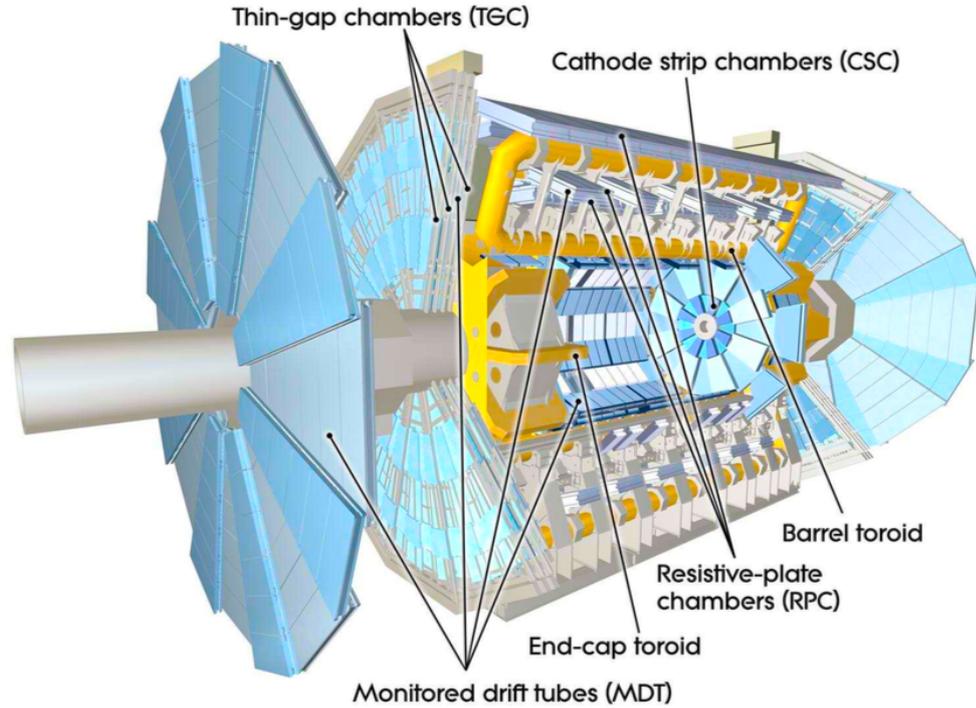


FIGURE 2.17 – Schéma de spectromètre à muons du détecteur ATLAS.

De plus, cette partie du détecteur permet également d'augmenter l'espace de phase pour avoir une bonne estimation sur l'identification des jets vers l'avant.

Ces trois modules ont une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. Ce calorimètre possède la résolution suivante [46] :

$$\frac{\sigma(E_T)}{E_T} = \frac{100\%}{\sqrt{E_T}} \oplus 10\% \quad (2.10)$$

2.2.6 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons (*MS, Muon Spectrometer*) [81] représenté dans la figure 2.17, est le sous-détecteur le plus éloigné du faisceau du système de détection d'ATLAS, disposé derrière le calorimètre hadronique. Son rôle est d'identifier et de mesurer avec précision la charge et l'impulsion des muons dans la région $|\eta| < 2.7$. Les muons sont, en général, les seules particules chargées qui peuvent traverser les calorimètres sans perdre toute leur énergie, leur trajectoire est courbée par un champ magnétique toroïdal créé par huit bobines supraconductrices délivrant un champ de 1 T dans la partie centrale ($|\eta| < 1.4$) et 0.5 T dans les bouchons ($1.6 < |\eta| < 2.7$). De plus, il contribue au système de déclenchement de l'acquisition d'événements avec une grande résolution lorsque les muons le traversent dans la région $|\eta| < 2.4$. Il permet également d'étudier les désintégrations muoniques des bosons Z et W.

Le spectromètre utilise quatre technologies de détection pour mesurer les propriétés des muons,

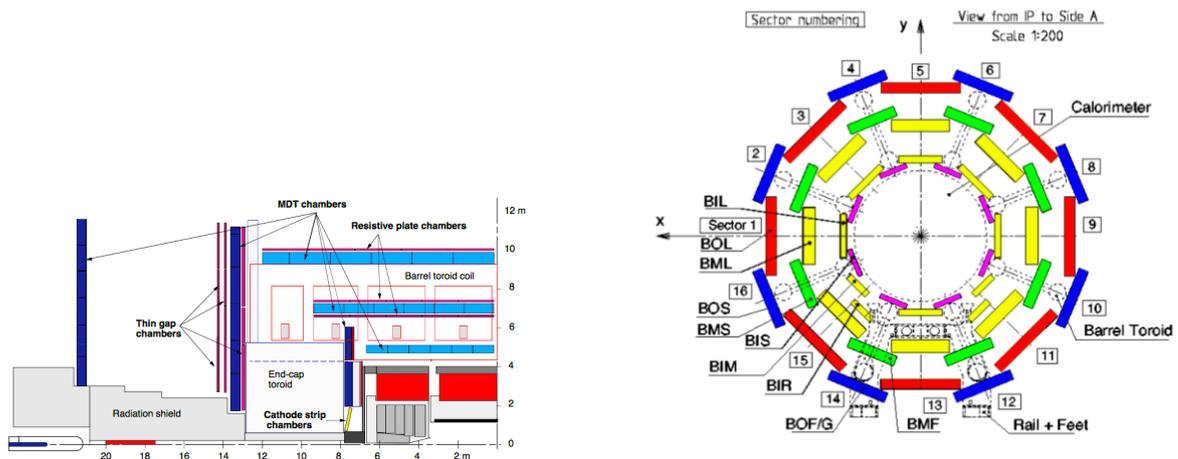


FIGURE 2.18 – Représentation des différents constituants de spectromètre à muons du détecteur ATLAS, une coupe longitudinale à gauche et transverse à droite.

| type | couverture sur $ \eta $ | Résolution en | | | Points de mesure | | nombre de | |
|------|-------------------------|----------------|----------|----------|------------------|---------|-----------|----------|
| | | z / R | ϕ | temps | tonneau | bouchon | chambres | voies |
| MDT | < 2.7 | $35 \mu m (z)$ | - | - | 20 | 20 | 1150 | $354 k$ |
| CSC | $[2.0 , 2.7]$ | $40 \mu m (R)$ | $5 mm$ | $7 ns$ | - | 4 | 32 | $30.7 k$ |
| RPC | < 1.05 | $10 mm (z)$ | $10 mm$ | $1.5 ns$ | 6 | - | 606 | $373 k$ |
| TGC | $[1.05 , 2.7]$ | $2-6 mm (R)$ | $3-7 mm$ | $4 ns$ | - | 9 | 3588 | $318 k$ |

TABLE 2.2 – Paramètres principaux des sous-systèmes de spectromètre à muons d'ATLAS.

les chambres à tubes à dérive (*MDT*, *Monitored Drift Tubes*) et les chambres proportionnelles multi-fils (*CSC*, *Cathode Strip Chambers*) sont dédiées aux mesures de précision, tandis que les chambres à plaques résistives (*RPC*, *Resistive-Plate Chambers*) et les chambres à intervalle fin (*TGC*, *Thin-gap Chambers*) sont destinées aux mesures de déclenchement, une vue de l'ensemble est illustré dans la figure 2.18 et tous les paramètres de ces différents sous-systèmes sont dans le tableau 2.2.

La résolution sur l'impulsion transverse des muons dans l'ensemble spectrométrique à muons d'ATLAS [83] peut atteindre jusqu'à $\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 10\%$ pour des muons ayant l'impulsion transverse de l'ordre de $1 TeV$.

Les chambres de précision

Les deux chambres utilisées pour les mesures de précision sont :

Les tubes à dérive (*MDT*, *Monitored Drift Tubes*)

Assurent une couverture jusqu'à $|\eta| < 2.7$, ils sont constitués de tubes en aluminium de 30 mm de diamètre remplis par un mélange gazeux à base d'argon (93 %) et de dioxyde de carbone (7 %) sous une pression de 3 bars, en leur centre il se trouve un fil de tungstène (l'anode) de 50 μm de diamètre porté à un potentiel de 3 kV, la cathode est la paroi du tube. L'anode collecte les électrons créés par l'ionisation du gaz dû au passage des muons. La résolution spatiale attendue est de 35 μm .

Les chambres proportionnelles multifils (*CSC, Cathode Strip Chambers*)

Viennent compléter les MDTs dans la région $2 < |\eta| < 2.7$ car un grand flux de particules est attendu dans cette région. Les CSCs ont un taux de comptage de 1000 Hz au lieu de 150 Hz pour les chambres précédentes. Ils sont constitués de fils d'anode également en tungstène de 30 μm de diamètre, soumis à une tension de 1900 V et ils sont disposés dans la direction radiale. Ces anodes sont baignées dans un mélange gazeux argon/dioxyde de carbone (80% d'argon et 20% de CO₂). La résolution spatiale attendue est de 40 μm dans la direction R et de 5 mm selon ϕ .

Les chambres de déclenchement

Les chambres de précision sont complétées par un autre type de chambre dite de déclenchement, leur objectif est de fournir rapidement (en quelques dizaines de nanosecondes) des informations sur le passage des muons traversant le détecteur afin de permettre au système de déclenchement de niveau 1 d'ATLAS de les utiliser. Pour ce faire, les chambres utilisent deux types de technologies décomposées selon $|\eta|$:

Les chambres à plaques résistives (*RPC, Resistive Plate Chambers*)

Dans la région $|\eta| < 1.05$, des chambres à plaques résistives sont utilisées. Elles sont situées dans la partie tonneau et sont constituées de deux plaques résistives en plastique parallèles séparées de 2 mm. L'espace entre ces plaques est rempli d'un mélange gazeux de tétrafluoroéthane, isobutane et hexafluorure de soufre (94.7 % de C₂H₂F₄, 5 % de Iso-C₄H₁₀ et 0.3 % de SF₆) qui sera ionisé lors de passage d'un muon. Un champ électrique de 4.9 kV/mm est appliqué entre les plaques pour rassembler la cascade d'ionisation conséquente. Deux pistes de lecture sont situées perpendiculairement entre elles, permettant de reconstruire les trajectoire des muons en deux dimensions avec une résolution spatiale de 10mm.

Les chambres à gap étroit (*TGC, Thin Gap Chamber*) :

Dans l'intervalle $1.5 < |\eta| < 2.4$ les TPCs ont été remplacés par les chambres à gap étroit, pour assurer une meilleure résistance aux radiations ce qui permet d'identifier toutes les détections de muons avec le croisement de faisceau. Les TGC utilisent une structure similaire à celle des chambres proportionnelles multifils. Les chambres sont remplies d'un mélange du dioxyde de carbone (55 %) et du n-pentane (45 %) et les anodes de 50 μm de diamètre portées à un potentiel de 3 kV.

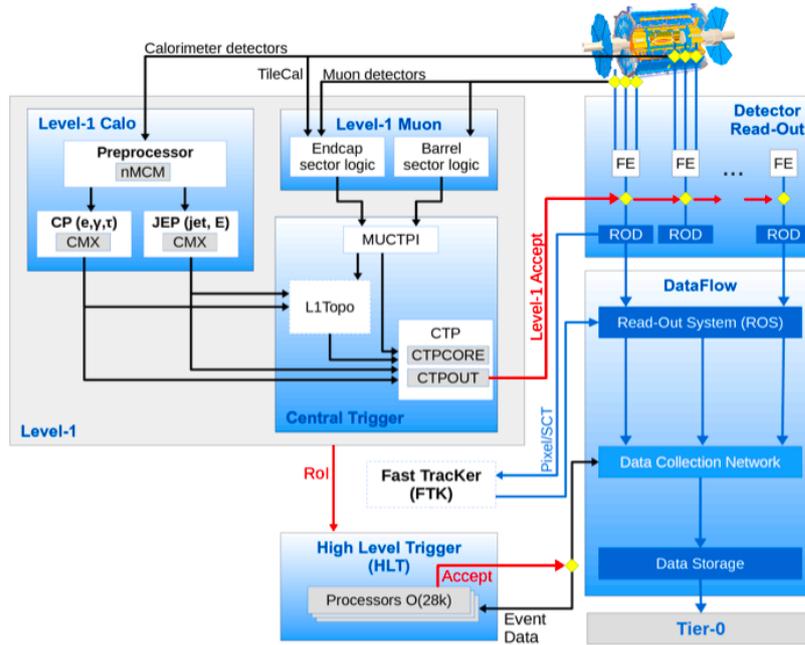


FIGURE 2.19 – Schéma des différents niveaux de déclenchements dans ATLAS.

2.2.7 Le système de déclenchement

Au LHC, les collisions proton-proton produisent des événements chaque 25 ns à une fréquence de 40 MHz alors que le système d'enregistrement des données d'ATLAS peut atteindre jusqu'à 400 Hz ce qui ne permet pas de traiter et stocker toute l'information produite ($\sim 1 \text{ MB}$ par événement). En effet, une grande partie des ces événements seront rejetés. Les données des collisions contiennent des processus qui présentent peu d'intérêt physique, il est donc important d'identifier et garder les événements les plus intéressants (contiennent des processus rares) parmi le grand nombre de collisions produites. Par conséquent, il est nécessaire de disposer d'un système de déclenchement *Trigger* [84, 85] qui permet de ne sélectionner (en-ligne) que les événements présentant un intérêt pour la physique et en rejetant tous les autres événements. Il est composé de trois niveaux utilisant des informations de complexité croissante comme indiqué sur figure 2.19. Le premier niveau ($L1$, *Level-1*) repose sur une électronique (hardware) [86], les deux autres niveaux (le niveau 2 ($L2$, *Level-2*) et le filtre d'évènements EF , *Event Filter*) ont été fusionnés au Run 2 [87] pour constituer le système de déclenchement de haut niveau (HLT , *High Level Trigger*) qui sont des systèmes de déclenchement logiciels (software).

Le niveau 1

Le premier niveau du système de déclenchement s'appuie sur l'électronique, il permet de détecter les régions d'intérêt (ROI, *Regions Of Interest*) en fonction des objets reconstruits (muons,

électrons, jets, photons) ayant une haute impulsion transverse et une grande énergie transverse afin de prendre la décision en $2.5 \mu s$ après le croisement des faisceaux pour garder ou non l'évènement, cependant il réduit le taux de déclenchement jusqu'à 100 kHz. Il utilise les informations des chambres de déclenchement des spectromètres muons (RPC et TGC) et du calorimètre basé sur une granularité réduite $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. Lorsque l'énergie transverse manquante ou totale déposée dans une région est supérieure à un certain seuil, les évènements seront sélectionnés et transmis au niveau 2.

Le système de haut niveau

Le niveau 2 et filtre d'évènement ont été fusionnés pour former le système de déclenchement à haut niveau (*HLT, High Level Trigger*), pour une bonne répartition des codes et des algorithmes (software). Il exploite les informations formant la région d'intérêt acceptée par le niveau 1 afin de reconstruire avec précision les différents objets. Les évènements enregistrés sont stockés dans l'une des grilles de calcul du CERN pour effectuer une analyse hors-ligne ultérieurement, ce qui permet de réduire la fréquence d'évènements à 1kHz avec un temps de calcul d'environ 4 s.

Une fois les évènements sont acceptés par le HLT, les informations sont transférés au système d'acquisition (*DAQ, Data Acquisition system*) pour les enregistrer et les stocker définitivement.

2.2.8 Les autres détecteurs d'ATLAS

Plus loin du point d'interaction, l'expérience ATLAS introduit trois petits sous-détecteurs couvrent les régions "avant" (grande pseudo-rapacité) [88] :

LUCID

Le détecteur LUCID (*LUMinosity measurement using Cerenkov Detector*) est composé de deux modules situés à $\pm 17 m$ du point d'interaction, chaque module est constitué de tubes d'aluminium remplis de C4F10 à 1.4bar. Lors du passage des particules dans ces tubes, ils émettent un rayonnement Cerenkov détecté par des photomultiplicateurs ce que permet d'enregistrer le nombre de particules chargées d'impulsion supérieure à un seuil fixé. LUCID assure une mesure de la luminosité dans ATLAS.

ZDC

Le détecteur ZDC (**Z**ero **D**egree **C**alorimeter) est placé à $\pm 140 m$ du point de collision, son rôle principal est de détecter les neutrons émis lors des collisions d'ions lourds de très hautes pseudo-rapidités $|\eta| > 8.3$. Il est constitué d'un compartiment électromagnétique et de trois compartiments hadroniques. il est installé dans le but d'étudier les intérêts particuliers dans le cas des collisions d'ions lourds.

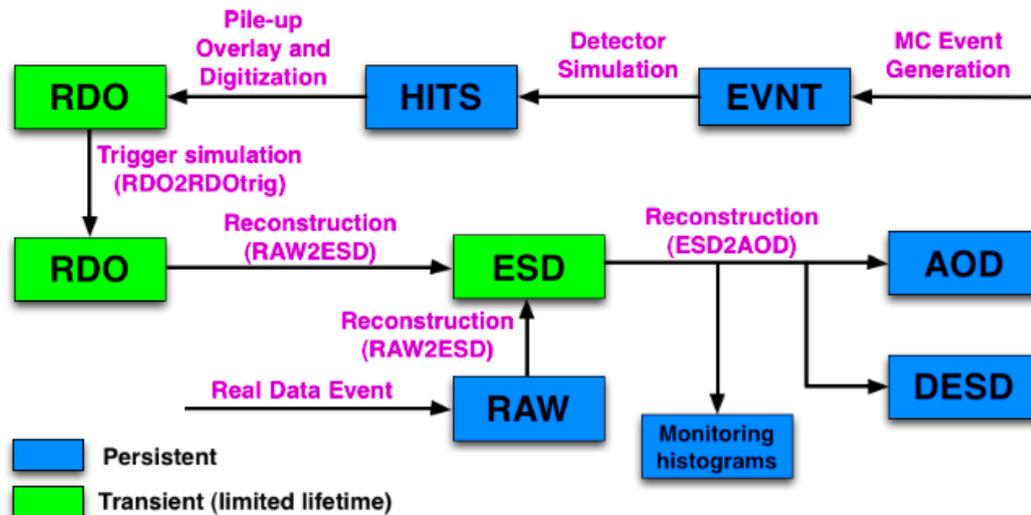


FIGURE 2.20 – Schéma des différents niveaux de traitement de données pour les analyses ATLAS.

ALFA

Le détecteur ALFA (*Absolute Luminosity For ATLAS*) est situé à ± 240 m du point de collision, il permet de mesurer la luminosité absolue via la mesure de l'amplitude de diffusion élastique à petit angle.

2.2.9 La grille de calcul

Les différentes données produites dans ATLAS sont traitées et analysées par ce qu'on appelle la grille de calcul. Un ensemble de logiciel permet principalement de reconstruire et d'identifier des objets ainsi que d'estimer le bruit de fond des événements. La collaboration ATLAS utilise l'environnement logiciel ATHENA [89] pour le traitement des bases de données. Ces bibliothèques logicielles sont développées avec le langage C++ et les étapes de traitement de données pour les analyses ATLAS sont représentées dans la figure 2.20

Dans un premier temps, les informations provenant, en sortie, des sous-détecteurs de l'expérience ATLAS sont enregistrées sous un format appelé les données brutes (*RAW Data*), pour réaliser une meilleure estimation des traces de particules et des vertex d'interaction. Puis les fichiers sont convertis au format ESD (*Event Summary Data*) afin de reconstruire les événements, tel que la quantité d'informations dans ce type de fichier est réduite (environ 500 ko par événement). Finalement, les données du format ESD sont filtrées et sont, à leur tour, converties au format AOD (*AOD, Analysis Object Data*) qui contiennent uniquement les informations nécessaires pour la reconstruction des objets physiques et leurs analyses. Les fichiers de sortie de la grille de calcul sont lisibles avec le logiciel ROOT [91, 92], un outil essentiel dédié aux analyses de la physique des hautes énergies.

Au cours de ce chapitre, On a donné un aperçu général du LHC ainsi que des principaux sous-détecteurs et des performances d'ATLAS. Dans ce que suit, on présentera les méthodes utilisées par l'ATLAS pour reconstruire des objets physiques.

Chapitre 3

Simulation et reconstruction des objets physiques dans ATLAS

Avant de mesurer et d'étudier les caractéristiques des observables physiques d'un événement, il est important d'exploiter les informations enregistrées par les différents sous détecteurs d'ATLAS et de les traduire en objets physiques. La première partie de ce chapitre présente une brève introduction à la reconstruction et l'identification des différentes particules. Dans une deuxième partie on présentera, de manière générale, la chaîne de simulation où les événements sont produits avec précision, à l'aide du logiciel dit Monte Carlo (*MC*) [93], afin de comparer les prédictions théoriques aux résultats expérimentaux. La figure 3.1 montre la chaîne de génération d'événements pour les données et la simulation, dans laquelle la procédure de reconstruction des objets physiques est commune aux données réelles et simulées.

3.1 Reconstruction des objets physiques

Les données enregistrées par les sous-détecteurs ATLAS ne sont pas directement analysées, mais elles sont utilisées pour reconstruire et identifier des objets physiques, grâce à des algorithmes. Les signaux électriques et les dépôts d'énergie détectés sont convertis, puis interprétés comme objets physiques afin de réaliser des mesures de leur énergie-impulsion et chaque particule est déduite par ses propriétés. Dans cette section, on va décrire brièvement les axes principaux pour reconstruire et identifier les traces et vertex, les électrons et photons, les muons, les jets ainsi que l'énergie transverse manquante.

3.1.1 Traces et vertex

Les trajectoires des particules chargées sont courbées par l'aimant solénoïdal afin de traverser le détecteur interne sous forme de signaux, tandis que les différentes parties de ID (IBL, le détecteur à pixels, le SCT et le TRT) enregistrent les informations associées à ces signaux et les utilisent pour reconstruire et mesurer les traces des particules. Au début de la reconstruction, les détecteurs

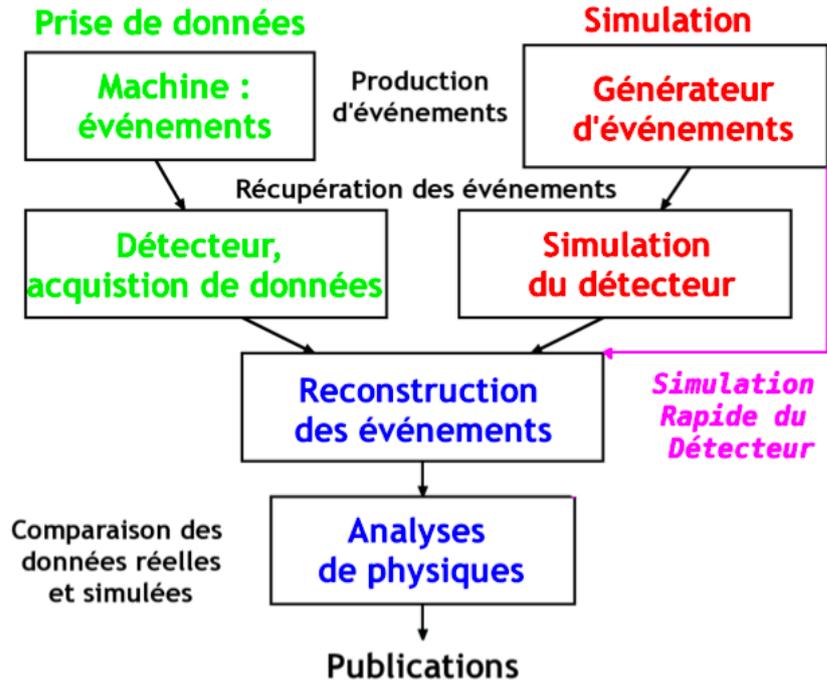


FIGURE 3.1 – Illustration de la chaîne de génération d'événements pour les données réelles et simulées.

à pixel et le SCT regroupent les dépôts d'énergie et les convertissent en coups, les positions de ces coups sont suffisantes pour former les traces des particules chargées ayant $p_T > 0.4$ GeV dans la région $|\eta| < 2.5$. Ces traces sont ensuite extrapolées jusqu'au TRT en utilisant l'algorithme de filtrage de Kalman [94] et les informations d'ajustement global χ^2 [95].

Les traces reconstruites sont définies essentiellement par 5 paramètres, d_0 et z_0 sont respectivement les deux paramètres d'impacts (IP) transversal⁶ et longitudinal,⁷ les angles θ et ϕ sont respectivement les angles polaire et azimutal et enfin le rapport de la charge électrique et l'impulsion transverse Q/p_T représente la courbure de la trace. Une illustration de ces paramètres est sur la figure 3.2. L'installation de IBL en 2015 (Run2) permet d'offrir des informations complémentaires grâce à une amélioration sur la résolution des deux paramètres d'impacts [97].

Les traces qui ne satisfont pas les critères de qualité de reconstruction des traces dans le TRT seront rejetées, elles sont appelées les fausses traces. Ces dernières sont prolongées à nouveau dans les détecteurs à pixels et au SCT afin d'améliorer les mesures et la reconstruction des traces secondaires issues des désintégrations de particules à longue durée de vie ou de conversions de photons.

La reconstruction des traces permet d'obtenir les vertex primaires et secondaires à chaque

6. d_0 est le paramètre d'impact (IP) transversal représente la distance du point le plus proche de la trace à l'axe du faisceau.

7. z_0 est le paramètre d'impact (IP) longitudinal représente la distance du plan transversal ($x - y$) du point le plus proche de la trace au vertex primaire (PV) ou de l'origine des coordonnées si le PV n'est pas encore défini.

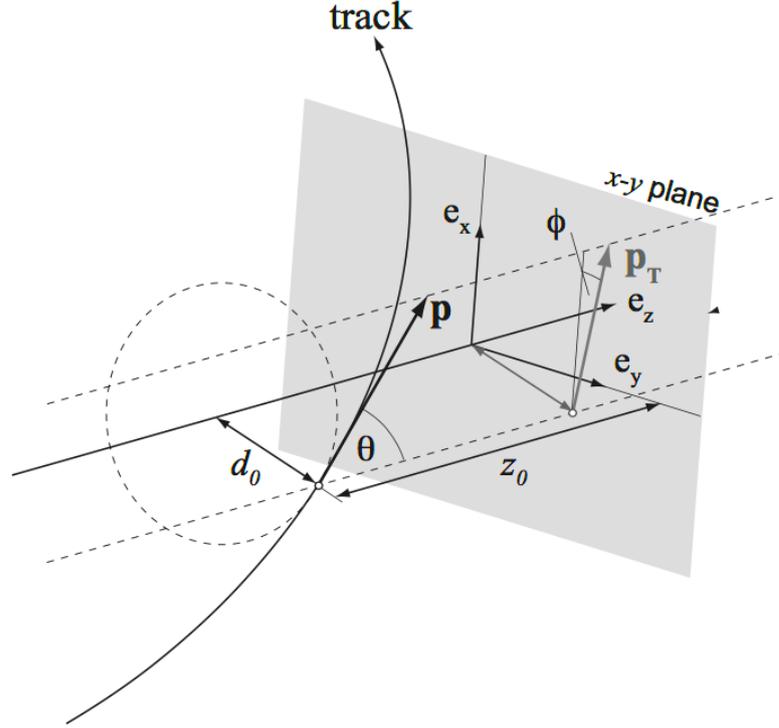


FIGURE 3.2 – Illustration des paramètres de trace dans le détecteur interne.

croisement de faisceau. En raison d'empilement important au LHC, plusieurs vertex sont construits dans un évènement, cependant un vertex primaire est identifié comme celui avec la plus grande somme de moments transversaux carrés des traces qui le forment $\sum p_T^2$ avec $p_t > 0.4$ GeV et les autres sont considérés être des vertex secondaires.

3.1.2 Électrons et photons

Les électrons et les photons possèdent la même procédure de reconstruction [98, 99], ils sont arrêtés dans le calorimètre électromagnétique où ils déposent leurs énergie. Ce qui différencie les photons des électrons est que ces derniers laissent une trace dans le détecteur interne (ID). Cependant dans le cas où il n'y a aucune traces, les candidats sont considérés comme des photons non convertis, contrairement aux photons convertis qui se convertissent aux paires électron-positron avant le calorimètre. La figure 3.3 montre une présentation schématique du parcours suivi par les électrons et les photons dans les sous-détecteurs.

Le calorimètre utilise des grilles de taille fixe de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ correspondant à la taille des cellules du deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique et couvrant la région en pseudo-rapacité jusqu'à $|\eta| < 2.5$. La définition des électrons et des photons est basée sur la construction des amas (*clusters*) électromagnétiques, cela est fait grâce à l'algorithme de "fenêtre glissante" (*sliding window*) [101]. Cet algorithme recherche des dépôts d'énergie supérieurs à un seuil de $E_T > 2.5$ GeV dans le calorimètre électromagnétique et contenus dans un cône

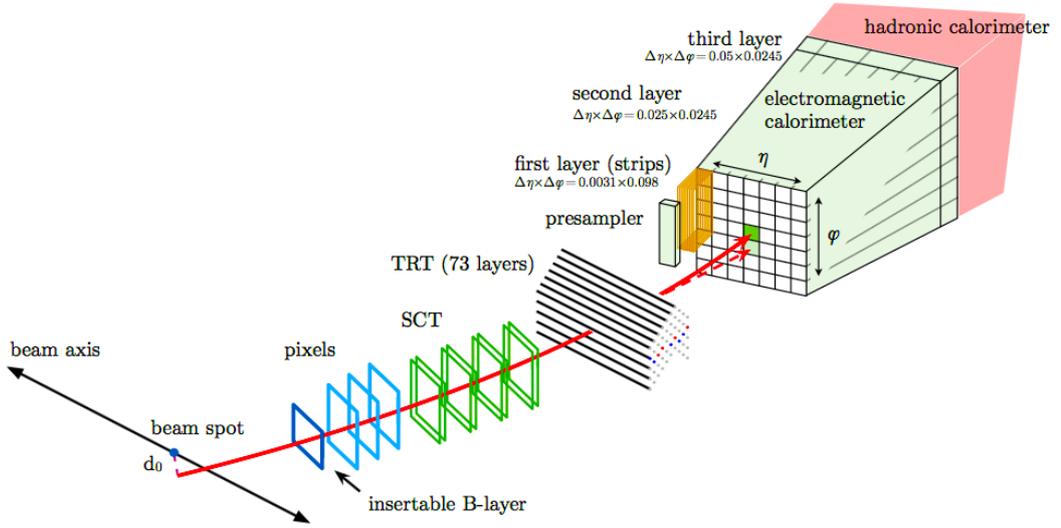


FIGURE 3.3 – Illustration schématique de la reconstruction et l’identification des électrons et des photons dans les sous détecteur. La trajectoire de l’électrons est représentée par la ligne rouge et celui de photon non converti est en pointillés rouge

$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.2$. Un amas est ensuite formé avec la taille de 3×5 pour les photons non convertis et de 3×7 pour les électrons et les photons convertis dans le tonneau. Par contre dans les bouchons, tous les clusters électromagnétiques sont de taille 5×5 .

Une fois les électrons et les photons reconstruits, une procédure d’identification est introduite pour distinguer les vrais objets de ce qui provient du bruit de fond afin de rejeter les faux objets. Les critères d’identification sont définis selon la méthode de (*LH, Likelihood*) [102] offrant trois points de fonctionnement pour identifier les électrons avec un rejet de fond croissant : loose (relâché), medium (moyen) et tight (serré). Les photons sont différenciés grâce à deux points, tight et loose. Ces points sont optimisés dans les régions de $|\eta|$ et E_T .

3.1.3 Muons

Les muons traversent à la fois le détecteur interne et le spectromètre à muons. Les informations de chacun d’eux sont combinées dans un ajustement global (une minimisation de χ^2), pour reconstruire séparément les segments de traces constituant les candidats muons dans la région $|\eta| < 2.7$.

Il existe quatre catégories différentes de muons définies selon les sous-détecteurs utilisés pour la reconstruction [103] :

- Les muons ”(*SA, StandAlone*)” (dite aussi extrapolés) : sont reconstruits uniquement dans le spectromètre à muon où chaque segment (trace) est extrapolé vers le point d’interaction sans

laisser aucune trace dans l'ID, tout en estimant l'énergie perdue dans les calorimètres. Ces muons couvrent une région de $2.5 < |\eta| < 2.7$ où le détecteur interne est absent.

- Les muons "*(ST), Segment-Tagged*" : ce type de muons est reconstruit en utilisant leurs traces dans le détecteur interne associée, au moins, à un segment de trace dans les chambres MDT ou CSC du spectromètre à muons. Généralement, ces candidats ne traversent qu'une seule couche de chambres MS parce qu'ils se propagent dans des régions à base pseudo-rapacité, ou, à cause de leurs faible impulsion transverse p_T .

- Les muons "*(CB), Combined*" : ces muons sont reconstruits à partir de leurs traces dans le détecteur interne qui sont également compatibles avec celles de spectromètre à muons. La combinaison des deux est alors formée avec un ajustement global. Cette catégorie de muons est la plus utilisée dans les analyses, ainsi qu'elle a le bruit de fond le plus faible.

- Les muons "*(CT), Calorimeter-Tagged*" : ce genre de muons sont soumis à un bruit de fond très important, ils se retrouvent dans les régions où le spectromètre à muons est absent. Ils sont principalement reconstruits à partir des dépôts d'énergie laissés dans le système calorimétrique compatible avec une trace de faible ionisation dans le détecteur interne.

Après la reconstruction, une procédure d'identification est appliquée afin de sélectionner les muons de fond des muons du signal et de rejeter les " faux muons". Pour ce faire, des critères d'identification sont imposés où on peut distinguer quatre points de travail, loose, medium, tight et high- p_T selon les valeurs de l'impulsion transverse p_T . Les critères d'isolement utilisés pour le candidat muon sont les mêmes que pour les électrons, avec une seule différence étant la taille du cône commençant à $\Delta R = 0.3$, au lieu de $\Delta R = 0.2$ dans le cas des électrons.

3.1.4 Taus

Les leptons taus sont classés parmi les leptons les plus lourds avec une masse de $m = 1.8$ GeV. Ce sont des particules caractérisées par une durée de vie de $\sim 10^{-13}$ s et une longueur de désintégration moyenne de $\sim 87\mu\text{m}$. Les leptons taus peuvent être reconstruits à partir de ses produits de désintégration dont deux types sont distingués. Les processus leptoniques représentent 35%, ils se décomposent en muons ou électrons accompagnés de neutrinos qui sont reconstruits sous forme de leptons légers. Les processus hadroniques représentent 65%, et sont reconstruits sous forme du jet grâce à des dépôts d'énergie dans les calorimètres et leur trace dans le détecteur interne.

3.1.5 Jets

Dans les collisions p-p à haute énergie, nombreux processus de désintégration produisent des quarks ou des gluons (partons) dans leur état final, et du fait du confinement des couleurs dans la chromodynamique quantique, ces partons ne peuvent pas être des singulets de couleur, on ne peut pas alors les observer dans des états libres. Par conséquent, ils se fragmentent et s'hadronisent immédiatement afin de former une cascade de partons et de produire une gerbe hadronique. D'un

point de vue expérimental, ces particules sont regroupées dans un objet physique appelé jet. La signature expérimentale de ces jets est observée par leur trace dans le détecteur interne et déposent leur énergie dans le calorimètre EM afin d'être arrêté dans le calorimètre hadronique.

La reconstruction des jets est basée sur la formation des amas topologiques tridimensionnels dits aussi les clusters topologiques (*topo-clusters*) constitués à partir des cellules calorimétriques dans lesquelles l'énergie mesurée est quatre fois supérieure au niveau du bruit de fond moyen d'une cellule. Dans ATLAS, les jets sont généralement reconstruits en utilisant l'algorithme anti- k_t [104] avec un paramètre de rayon $R = 0.4$ ou 0.6 . Cependant la reconstruction est faite sur les quatre étapes suivantes :

- Pour chacune des proto-jets⁸ i et ses voisins j , on définit la distance d_{ij} comme suit :

$$d_{ij} = \min(p_{T,i}^{2p}, p_{T,j}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}, \quad d_{iB} = p_{T,i}^{2p} \quad (3.1)$$

avec $\Delta_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$, η et ϕ sont la rapidité et angle azimutal. R est le paramètre de rayon, $p_{T,i}$ et $p_{T,j}$ sont les impulsions transverses des proto-jets i et j , enfin, le paramètre p est une caractéristique de l'algorithme utilisé dont il peut prendre trois valeurs différents pour définir trois types d'algorithmes :

- * $p = +1$, correspond à l'algorithme k_t [105, 106] ;
- * $p = 0$, correspond à l'algorithme Cambridge/Aachen [107] ;
- * $p = -1$, correspond à l'algorithme anti- k_t [104] utilisé dans cette analyse.

La figure 3.4 représente le résultat d'amas calorimétrique associé à chacun de ces algorithmes pour un jet standard.

- On cherche le minimum de d_{ij} correspondant à un proto-jet i donné.
- Dans le cas où $d_{ij} < d_{iB}$, le proto-jet i est considéré comme un jet, il est donc retiré de la liste d'entrée. En revanche si $d_{ij} > d_{iB}$ les proto-jets i et j sont combinés et formant un jet, ce dernier est ajouté en tant que nouvelle entrée.
- La procédure est refaite en boucle, et les paramètres de distance d_{ij} et d_{iB} sont recalculés jusqu'à ce qu'il n'existe plus de proto-jets à combiner.

Toutefois, les jets sont reconstruits et ils sont soumis à des critères d'identification afin de rejeter les jets dûs aux bruits électronique du calorimètre ou d'interaction entre faisceau de protons dont quatre points de fonctionnement sont appliqués, du plus relâche au plus strict : looser, loose, medium et tight.

Les jets de quark b

La signature des jets provenant de la désintégration de quark beau (b-jet) a des propriétés particulières car ce quark a une masse importante et une longue durée de vie de l'ordre du 1.5 ps qui lui permet de parcourir une distance de l'ordre de quelques millimètres ($450 \mu\text{m}$) avant de se désintégrer et puis de s'hadroniser. Les jets de quark b (montré dans la figure 3.5) sont caractérisés

8. un proto-jet :une paire de TopoClusters

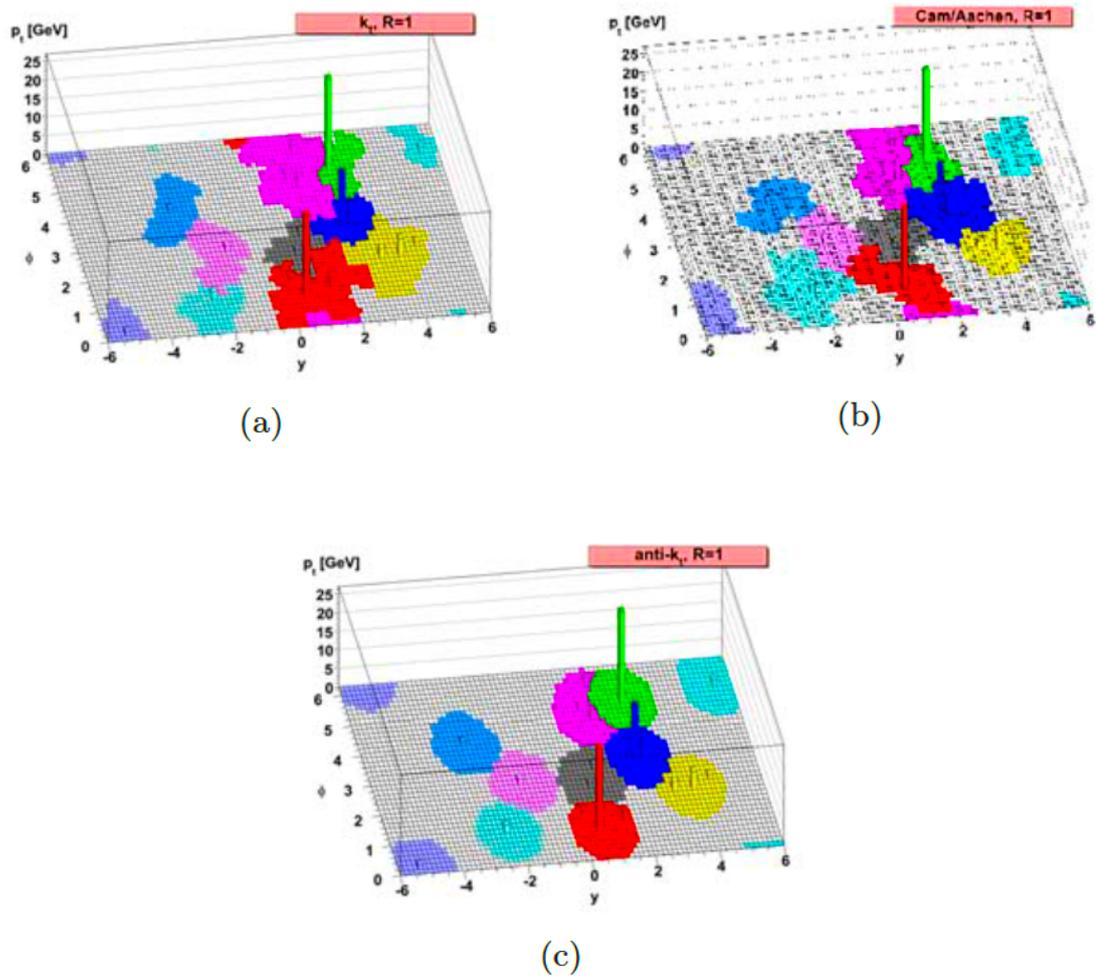


FIGURE 3.4 – Illustrations d’amas calorimétrique pour différents algorithmes de jets : k_t (a), Cambridge/Aachen (b) et anti- k_t (c).

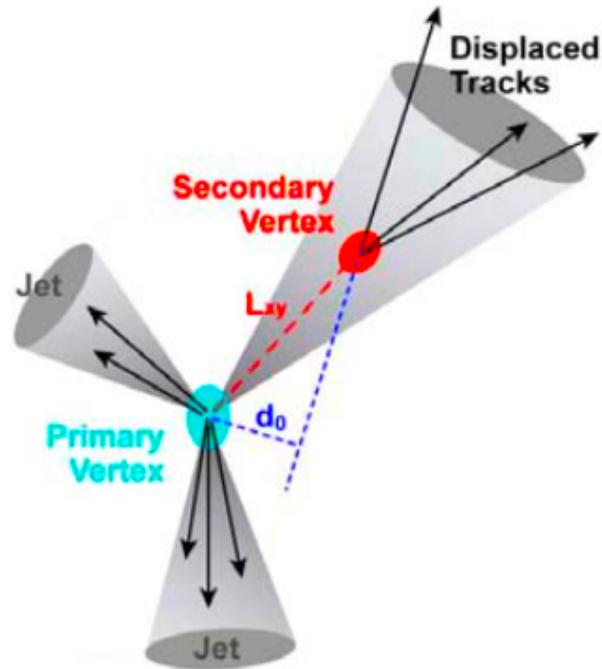


FIGURE 3.5 – Schéma du vertex principal (primaire) et vertex déplacé (secondaire) lors de la production d'un jet de quark b.

par leurs traces issues d'un vertex déplacé et ayant un grand paramètre d'impact par rapport au vertex primaire. L'identification des b-jets dans ATLAS, repose sur trois algorithmes JetFitter, IP3D (*Impact Parameter based Algorithms 3 D*) et SV1 (Secondary Vertex Finding Algorithm) [108, 109] en exploitant essentiellement leur propriétés.

3.1.6 Énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante notée E_T^{miss} (*MET, Missing Energy Transverse*) est portée par des particules avec une longue durée de vie et traversant le détecteur sans interagir, cependant, elles ne peuvent pas être directement détectées par le détecteur ATLAS. Les collisions pp vérifient la conservation de l'énergie et d'impulsion transverse. Étant donné que le parton initial porte une fraction d'énergie inconnue du proton incident, son impulsion transverse est alors négligeable ce qui signifie que la somme des impulsions transverses des particules produites doit également être nulle. Par conséquent, un déséquilibre dans cette somme peut définir l'énergie transverse manquante. Cette quantité est un ingrédient essentiel pour de nombreuses analyses physiques, particulièrement dans l'étude des désintégrations leptoniques du quark top ou des bosons W , de plus, elle joue un rôle crucial dans les recherches de Nouvelle Physique.

La reconstruction de l'énergie transverse manquante est basée sur des objets (électrons (e),

photons (γ), tau (τ), muons (μ) et jet) reconstruits et étalonnés [110, 111]. Ces objets sont définis par des critères d'identifications à partir des dépôts d'énergie dans les calorimètres ou des traces dans les détecteurs et le spectromètre à muons. L'énergie transverse manquante E_T^{miss} est alors donnée par :

$$E_T^{miss} = \sqrt{(E_x^{miss})^2 + E_y^{miss})^2} \quad (3.2)$$

avec

$$E_{x,y}^{miss} = E_{x,y}^{miss,e} + E_{x,y}^{miss,\gamma} + E_{x,y}^{miss,\tau} + E_{x,y}^{miss,jet} + E_{x,y}^{miss,\mu} + E_{x,y}^{miss,soft} \quad (3.3)$$

Le terme $E_{x,y}^{miss,soft}$ correspond à l'énergie issue des contributions des jets dont leur impulsion transverse $p < 20$ GeV ainsi que l'énergie estimée à partir des traces non associées à un objet physique. De plus, le calcul de l'énergie transverse manquante prend en compte les effets d'empilement.

3.2 Simulation des évènements

La simulation d'évènements est un élément essentiel de l'analyse des propriétés des processus en physique des particules. Elle utilise des codes informatiques développés pour faire des prédictions théoriques afin de les comparer aux données provenant du détecteur ATLAS. Elle consiste alors à reproduire et détecter des particules dans le cadre des collisions p-p d'une manière proche de la réalité (de mêmes caractéristiques que dans l'expérience).

Dans cette partie, on va présenter, de manière générale, les étapes principales de la simulation à partir de la génération d'évènements correspond à la collision initiale entre deux partons jusqu'à simuler l'interaction des particules produites avec le détecteur, passant par le phénomène d'hadronisation. En fin, on va exposer quelques générateurs Monte Carlo utilisés dans la collaboration ATLAS.

3.2.1 Génération des évènements

Dans les collisions pp au ATLAS et à haute énergie, les évènements d'intérêt sont produits grâce à l'interaction des partons constituant les protons. Chaque parton emporte une fraction d'énergie x_i du proton initial. En effet, la production de la plupart des évènements physiques exigent une génération des processus compliqués selon différentes étapes comme les montre la figure 3.6.

La génération d'évènements commence par un processus dur (*hard process*) produit par deux partons quasiment libres provenant de deux protons initiaux, suivi par la radiation de partons (*parton shower*). Les phénomènes d'hadronisation et les désintégrations spontanées, en particules stables, sont ensuite introduites pour être finalement observés par les détecteurs. Par ailleurs, les évènements sous-jacents sont aussi pris en considération.

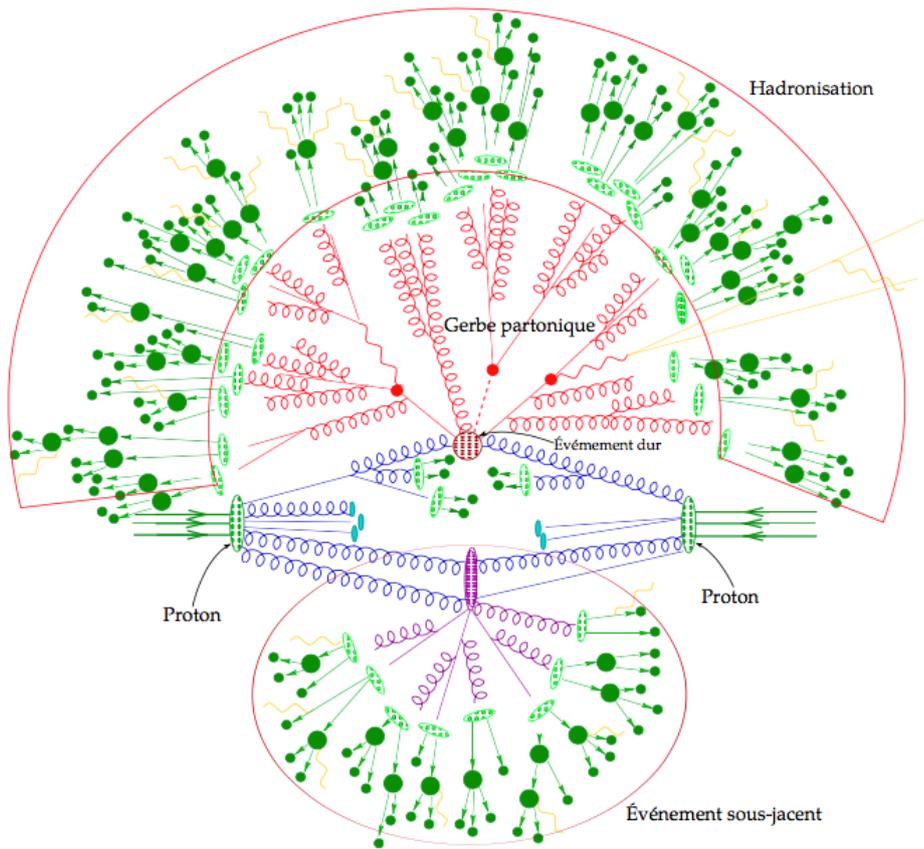


FIGURE 3.6 – Représentation d'un événement de collision p-p produit par un générateur.

processus dur :

La première étape de génération d'événements est la production du processus dur d'intérêt, lors de la collision entre deux partons emportant la plus grande fraction d'énergie de deux protons incidents. Le théorème de factorisation (voir chapitre 1) divise le calcul de la section efficace inclusive de production d'un état final χ en deux parties : Le calcul non perturbatif utilise les fonctions de distribution des partons (PDF) et les PDF utilisés dans cette analyse sont les NNPDF 2.3 [31] implémentés dans le programme LHAPDF. Le calcul perturbatif détermine l'élément de matrice (*ME, Matrix Element*) à l'aide des règles de Feynman.

Les générateurs Monte-Carlo tels que Madgraph5 [113] fournissent facilement des résultats à l'ordre de l'arbre (*LO, Leading Order*), pour les processus les plus importants du SM. Par contre, les calculs aux ordres supérieurs (*NLO, Next-to-Leading-Order*) sont généralement plus compliqués et ne sont pas disponibles pour tous les processus physiques, ce type de calculs est implémenté à l'aide des générateurs comme MG_aMC@NLO [114, 115] et POWHEG [116, 117, 118].

Radiation de partons :

Les partons d'événement dur possèdent une charge de couleur, qui peuvent alors produire des radiations QCD en émettant des gluons et des photons. Ces gluons vont eux-même produire des paires $q\bar{q}$ ou se désintégrer en d'autres gluons, ce processus est appelé la radiation des partons (*PS, parton shower*).

Les rayonnements de parton shower sont généralement divisés en deux catégories : les radiations de l'état initial (*ISR, Initial State Radiation*) sont associés à l'émission de radiations qui vient avant le processus dur ce qui exige que leur énergie soit inférieure à celle du processus dur. Cette radiation se termine au moment de la collision de deux partons initiaux. Les radiations de l'état final (*FSR, Final State Radiation*) sont produites après le processus dur et se propagent au reste de l'événement, ce qui peut conduire à un état final plus complexe.

Plusieurs outils sont utilisés pour simuler les partons shower et l'hadronisation des partons tels que PYTHIA8 [119, 120] et HERWIG [121, 122]. Pour éviter le double comptage des événements produits par l'élément de matrice et les partons shower, les générateurs Monte Carlo utilisent des algorithmes dédiés à les séparer tels que MLM [123] et CKKW [124].

Hadronisation :

A haute énergie, les calculs sont perturbatifs et les partons produits dans l'état final sont faiblement liés, ils portent alors une charge de couleur qui les rend des objets non détectables dans les détecteurs. Avant d'observer les partons et en raison du confinement des couleurs, ces partons doivent d'abord se confiner pour former des hadrons (neutres) grâce à un processus appelé l'hadronisation. Les hadrons sont produits dans un temps de l'ordre de 10^{-24} s et les hadrons

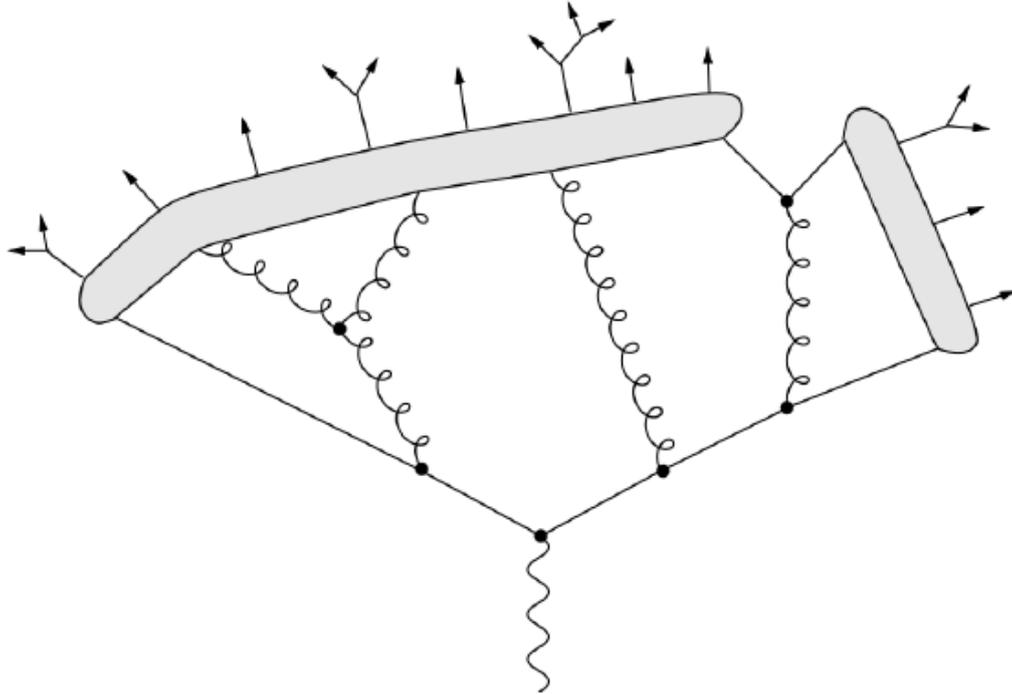


FIGURE 3.7 – Représentation d'un exemple d'hadronisation selon le modèle des cordes.

instables vont à leur tour se désintégrer et s'hadroniser en d'autres particules stables qui seront finalement observées dans les détecteurs.

Le phénomène d'hadronisation se base sur des modèles phénoménologiques de la QCD. Dans ATLAS, on distingue deux modèles principaux, l'un basé sur des cordes de Lund (*Lund string model*) [125, 126] et l'autre est le modèle des amas (*cluster hadronisation*) [127].

Modèle des cordes de couleur : illustré sur la figure 3.7, l'idée générale de ce modèle est de relier les partons entre eux par une corde énergétique. Lorsqu'une paire de partons s'éloigne l'une de l'autre à grande vitesse, l'énergie augmente. A une distance de l'ordre de f_m et quand l'énergie est suffisamment grande pour créer une paire de quark-antiquark $q\bar{q}$, cela conduit à briser la corde. Cette paire conduit à deux nouvelles paires de $q\bar{q}'$ et $q'\bar{q}$. L'itération se reproduit tant que l'énergie de la corde est suffisante et en formant une série d'hadrons, la chaîne s'arrêtera lorsqu'il n'y aura plus de partition des paires de quarks. Pythia8 est l'un des programmes le plus utilisés dans ce modèle.

Modèle des amas : cette catégorie est basée sur la propriété du pré-confinement de la QCD. Elle permet de former une combinaison de partons dite des amas (clusters) comme le montre la figure 3.8. Si un amas a une masse proche d'un hadron connu, il est identifié directement comme un hadron, mais s'il est plus lourd, il se désintègre en deux amas plus légers ou bien un amas léger et un hadron. Cette chaîne est répétée jusqu'à ce qu'il n'y ait plus d'amas qui se transforment

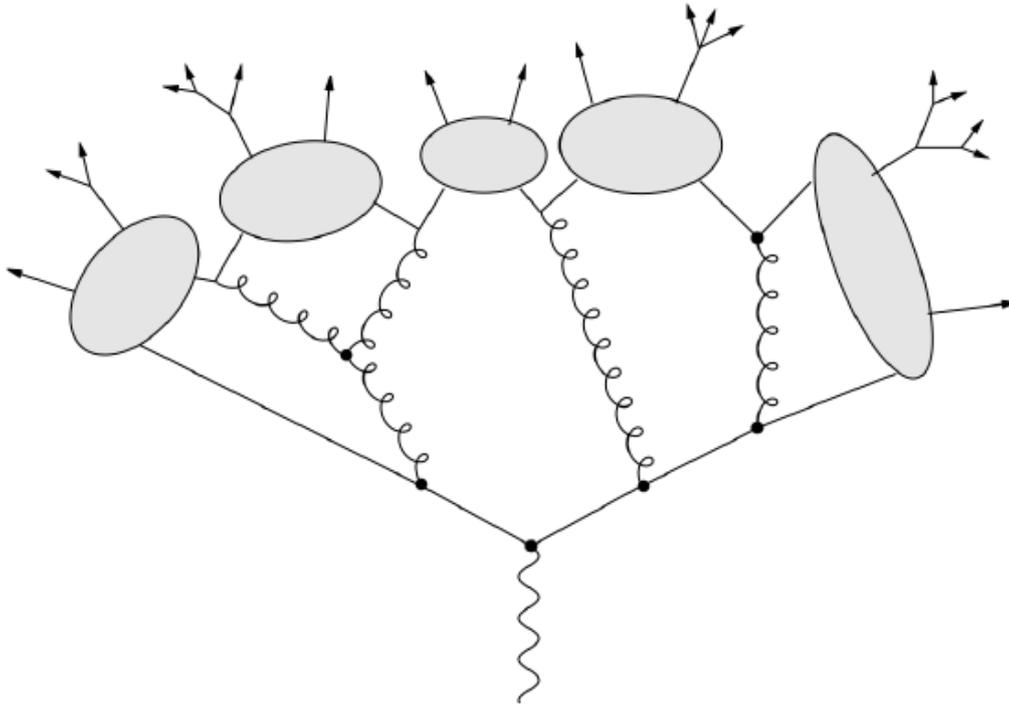


FIGURE 3.8 – Représentation d'un exemple d'hadronisation selon le modèle des amas.

en hadron. Plusieurs générateurs MC sont implémentés pour ce modèle tels que Herwig++ et Herwig7.

Événements sous-jacent :

Les événements sous-jacents (*UE*, *Underlying events*) regroupent plusieurs autres processus participant dans la simulation, ils ont une importance plus que le bruit de fond électronique de détecteur. Généralement, ces événements sont produits soit par la propagation des collisions entre les partons spectateurs présents dans les protons initiaux qui n'interviennent pas dans la collision dure, soit par l'interaction de ces partons entre eux (*MPI*, *Multiple Parton Interaction*). Ces processus conduisent éventuellement à l'existence de partons supplémentaires portant des charges de couleur dans l'état final qui vont aussi s'hadroniser.

Les générateurs Monte Carlo :

Les générateurs Monte Carlo (*MC*) utilisés en physique des particules, sont des codes informatiques qui offrent des prédictions théoriques sur la production des particules dans les collisions hadroniques à hautes énergies, de façon à avoir des événements similaires aux données expérimentales trouvées aux détecteurs. Les programmes MC utilisent toutes les variables nécessaires pour assurer des prédictions très précises sur les caractéristiques des observables des particules

physiques telles que leur impulsion, leur rapidité et la section efficace de certains processus. Les événements physiques mis en jeu sont considérés comme s'ils sont produits dans des détecteurs idéaux.

Les générateurs d'événement MC permettent de simuler la production et la détection des particules, étape par étape, en allant des processus durs jusqu'aux signaux électroniques passant par la gerbe partonique, l'hadronisation et la désintégration des particules composites. Nombreux générateurs MC sont utilisés au sein d'ATLAS, ils sont classés en deux catégories :

Générateurs généraux : Les logiciels MC utilisés dans cette catégorie, consistent à simuler totalement la production des événements, en commençant par décrire les éléments de matrices d'interactions fondamentales à l'hadronisation. La particularité du genre des logiciels est la possibilité de les associer avec d'autres générateurs spécialisés dans certains types de processus. Différents programmes sont implémentés pour ce type de générateurs, on en présente ici deux.

Pythia : C'est un générateur MC généraliste, prévu pour les collisions à hautes énergies notamment entre deux particules fondamentales telles que p-p, e^+e^- , e^-p , programmé à la base en Fortran (Pythia6) ensuite il a été développé en C++ (Pythia8). Il est capable de produire des événements complets de nombreux processus $2 \rightarrow n$ ($n \leq 3$) au LO et de suivre leur évolution. Plusieurs modèles théoriques ont été mis en œuvre dans PYTHIA, comme il possède sa propre bibliothèque de fonctions de densité partonique et il accepte aussi les bibliothèques externes plus précises, ce qui permet d'inclure la gestion des partons shower et de simuler les événements sous-jacents.

Pythia simule l'hadronisation selon le modèle de Lund, cependant, il est souvent utilisé en association avec des générateurs spécifiques tels que Madgraph ou POWHEG. Dans cette thèse, on l'a classé aussi comme un outil de parton shower et l'hadronisation en combinaison avec MadGraph.

Herwig : Est un générateur MC, capable de générer des processus $2 \rightarrow 2$ des collisions hadroniques à l'ordre de l'arbre. Il a été implémenté en Fortran (Herwig) ensuite il a été développé en C++ (Herwig++). Comme Pythia, il est aussi un outil d'hadronisation, utilisé souvent en association avec les générateurs spécifiques pour la simulation de partons shower dont la procédure d'hadronisation repose sur le modèle des amas (cluster).

Générateurs spécifiques : Les logiciels utilisés dans cette catégorie sont des générateurs à l'élément de matrice. Ils effectuent des calculs sur une partie de la génération d'événements. Une fois le processus dur a été généré, des générateurs à gerbe partonique sont introduits pour prendre en charge la simulation des partons shower, de l'hadronisation et les événements sous-jacents. On citera dans ce travail deux programmes parmi le grand nombre de générateurs.

MadGraph : MadGraph est générateur partonique qui permet de produire différents processus $2 \rightarrow n$ ($n \leq 9$) au LO et NLO avec des corrections QCD et QED pour la physique du modèle standard et plusieurs modèles au delà du modèle standard (MSSM, le modèle de doublet de Higgs etc..). Ce code à été programmé en Fortran77, mais ses dernières versions ont été développées en Python. Une particularité de Madgraph est qu'il fournit un ensemble graphique des diagrammes de Feynman pour les processus décrits par un Lagrangien, à partir des règles de Feynman installées dans les bases de données HELAS ou FeynRules. Après la production de l'élément de matrice d'événements, un calcul de la section efficace partonique est ensuite établi. Puisque, MadGraph ne génère que les processus durs, alors il possède des interfaces avec des logiciels à gerbe partonique telles que Pythia et Herwig pour effectuer la fragmentation et l'hadronisation. Dans notre travail, on a utilisé MadGraph5 combiné avec Pythia8. Dans cette combinaison, des algorithmes sont installés pour éviter les double comptages entre jets générés par MadGraph et les jets issus du parton shower générés par Pythia dans les processus associés à des jets,

Powheg : Powheg est un générateur d'événements partonique, conçu pour la production des processus durs à l'ordre dominant (LO) et à l'ordre suivant(NLO). Il est couplé avec Pythia ou Herwig pour le processus de fragmentation, hadronisation et l'émission de radiations.

3.2.2 Simulation de détecteur

Une fois les événements des collisions dures sont générés, la réponse du détecteur est tenu en compte afin de comparer les prédictions théoriques au données. La simulation du détecteur décrit l'interaction des particules générées avec le matériau du détecteur, simule les gerbes électromagnétiques et hadroniques. Ainsi qu'elle modélise la réponse de l'électronique du détecteur. La simulation du détecteur ATLAS repose sur deux catégories possibles :

Simulation complète

La simulation complète du détecteur s'appuie sur le logiciel GEANT4 (*GEometry ANd Tracking*) [128]. Elle assure une meilleure performance vu que elle décrit un nombre important d'événements, ce qui permet de simuler un grand nombre de particules pour faire des études très précises. Cependant elle nécessite un temps de calcul important.

Simulation rapide

Ce genre de simulation réduit le temps de calcul à l'aide du logiciel ATLFAST-II [129, 130] au sein de collaboration ATLAS. Elle simplifie la trajectoire des particules en utilisant les paramètres les plus importants du détecteur afin de reconstruire les événements avec une erreur de l'ordre du pour-cent. Contrairement à la précédente, cette simulation est incomplète, elle est alors dédiée à simuler certains événements des processus qui ne nécessitent pas beaucoup du temps.

Chapitre 4

Production des paires de bosons de jauge dans les collisions proton-proton

La production des paires de bosons de jauge dans les collisions proton-proton sont des processus recherchés pour plusieurs phénomènes en physique des hautes énergies pour différentes raisons. De tels processus n'ont pas seulement le fait de participer dans la découverte de boson de Higgs mais aussi ils représentent un véritable test de la structure de jauge non-abélienne dans le secteur électrofaible. Ces processus peuvent non seulement être utilisés pour valider le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible du Modèle Standard, mais à nous aider aussi à mieux comprendre plusieurs propriétés des particules du Modèle Standard avec une grande précision, comme la détermination de la masse du quark top.

En outre, l'association des jets avec les bosons de jauge sont l'un des plus importants processus au LHC, ils fournissent de nouveaux canaux représentant un bruit de fond pour les recherches de la nouvelle physique au delà du modèle standard, par exemple la recherche des nouvelles particules lourdes telles que les bosons de Higgs neutres et chargés, squarks et gluinos.

Cependant, on décrira dans la première section les prédictions théoriques des processus de production des bosons de jauge ainsi que quelques références qui donnent une attention à leurs associations aux jets. On présentera ensuite les mesures expérimentales proposées par le LHC plus précisément avec les deux collaborations ATLAS et CMS afin de les comparées à nos prédictions. La section 4.3 traitera l'impact des corrections QCD à l'ordre supérieur en théorie perturbative, sur la production des états finaux avec des bosons de jauge associés à 0, 1 et 2 jets. Après une description de ces processus, on définira dans la section 4.4 les paramètres d'entrés ainsi que les critères de sélection afin de reconstruire des événements d'une manière plus précise et plus proche de la réalité. Dans la section 4.5, on discutera nos propres prédictions sur les sections efficaces totales de ces productions. Enfin, on verra dans la dernière section le comportement de différentes variables cinématiques des événements simulés à l'échelle partonique et hadronique. Et on comparera nos résultats à ceux fournis par les expériences ATLAS et CMS à travers leurs publications régulières.

4.1 Prédictions théoriques

En raison de leurs différents rôles dans les études des phénomènes dans le cadre du modèle standard et même dans les recherches de la nouvelle physique au LHC, les processus de productions des bosons de jauge notamment associés à des jets ont eu une place considérable dans la littérature. Cependant, plusieurs prédictions théoriques ont proposé des calculs pour la production on-shell des paires W^+W^- et ZZ à l'ordre supérieur de α_s avec des corrections QCD comme [131, 132, 133, 134] respectivement, bien que l'effet des corrections électrofaible a été étudié dans [135, 136, 137]. La [138] examine ces deux paires utilisant le code MCFM avec une énergie au centre de masse allant de $\sqrt{s} = 7$ jusqu'à 14 TeV, alors que la [139] a approfondi leur calculs dans le but de comprendre le vertex à trois bosons de jauge et, plus précisément, le couple WZ . La production de ces processus au-delà du deuxième ordre de α_s (next-to-next-to-leading order (NNLO)) avec des corrections QCD a été analysé par nombreux auteurs tels que [140] pour les paires W^+W^- employant les fonctions de distribution des partons de l'ensemble MSTW2008, et [141, 142, 143] pour les paires de bosons de Z exploités dans le cadre des NNPDF3.0.

Les désintégrations leptoniques de W^+W^- et ZZ a été également prise en compte dans [144, 145] respectivement, ces désintégrations ont été également discutées dans le cas des processus $gg \rightarrow W^+W^-/ZZ$ par [146, 147, 148, 149, 150]. Ces contributions ont une influence importante sur les calculs des sections efficaces grâce à l'inclusion des canaux avec Higgs médiateur comme le montrent les [151, 152, 153, 154]. De même, la création de paire $t\bar{t}$ à partir de W^+W^- et ZZ a été traitée avec les corrections QCD+EW par [155].

En revanche, l'association d'un jet avec ces paires joue un rôle très important dans les collisions hadroniques. La production off-shell à NLO avec des corrections QCD pour les W^+W^-j et ZZj a été calculée dans [156, 157, 158] en utilisant les fonctions de distribution des partons implémentées dans CTEQ. Alors que leurs productions on-shell ont été estimées dans [159, 160, 161, 162]. Les [163, 164] soulignent l'influence des créations des états finaux de W^+W^-j/ZZj via la fusion gg sur la section efficace. D'autre côté, l'évolution des corrections QCD pour le processus $pp \rightarrow W^+W^-jj/ZZjj$ a été étudiée dans [165, 166, 167, 168] où leurs désintégrations leptoniques ont été prise en compte.

On donne dans le tableau 4.1, quelques valeurs des sections efficaces totales à NLO prédites par ces références.

4.2 Des mesures expérimentales de la section efficace au LHC

Au cours des dernières années, plusieurs mesures des productions de W^+W^-/ZZ dans les collisions proton-proton ont été réalisées dans les collaborations ATLAS et CMS à différentes énergies dans le centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV [169, 170, 171, 172, 173], $\sqrt{s} = 8$ TeV [174, 175, 176, 177, 178] et $\sqrt{s} = 13$ TeV [179, 180, 181, 182]. La section efficace de ces productions est mesurée

| processus | σ [pb] | PDFs | \sqrt{s} [TeV] | Refs |
|---------------------------|---------------|----------|------------------|-------|
| $pp \rightarrow W^+W^-$ | 116.7 | MSTW2008 | 14 | [140] |
| $pp \rightarrow W^+W^-j$ | 43.641 | CTEQ6 | 14 | [160] |
| $pp \rightarrow W^+W^-jj$ | 0.0445 | MSTW2008 | 7 | [166] |
| $pp \rightarrow ZZ$ | 16.01 | MSTW2008 | 14 | [134] |
| $pp \rightarrow ZZj$ | 8.01 | CTEQ6 | 14 | [158] |
| $pp \rightarrow ZZjj$ | 0.507 | MSTW2008 | 7 | [168] |

TABLE 4.1 – Les sections efficaces totales prédites à NLO pour différents processus.

après avoir collectés les données de chaque Run, on résume dans le tableau 4.2 quelques valeurs mesurées.

| la production des paires W^+W^- | | | |
|-----------------------------------|------------------|--------------------------------|---|
| L'expérience (Ref) | \sqrt{s} [TeV] | \mathcal{L}_{int} fb $^{-1}$ | σ [pb] |
| ATLAS ([170]) | 7 | 4.6 | 51.9 ± 2.0 (stat) ± 3.9 (syst) ± 2.0 (lumi) |
| CMS([169]) | 7 | 4.92 | 52.4 ± 2.0 (stat.) ± 4.5 (syst.) ± 1.2 (lum.) |
| ATLAS ([176]) | 8 | 20.3 | 71.1 ± 1.1 (stat) $^{+5.7}_{-5.0}$ (syst) ± 1.4 (lumi) |
| CMS([174]) | 8 | 5.3 | 69.9 ± 2.8 (stat.) ± 5.6 (syst.) ± 3.1 (lum.) |
| CMS([175]) | 8 | 19.4 | 60.1 ± 0.9 (stat) ± 3.2 (exp) ± 3.1 (theo) ± 1.6 (lumi) |
| la production des paires ZZ | | | |
| ATLAS ([187]) | 7 | 4.9 | 6.7 ± 0.7 (stat.) $^{+0.4}_{-0.3}$ (syst.) ± 0.3 (lumi.) pb, |
| CMS ([173]) | 7 | 5.0 | $6.24^{+0.86}_{-0.80}$ (stat.) $^{+0.41}_{-0.32}$ (syst.) ± 0.14 (lumi.) |
| ATLAS([177]) | 8 | 20.3 | 7.3 ± 0.4 (stat) ± 0.3 (syst) $^{+0.2}_{-0.1}$ (lumi) |
| CMS([178]) | 8 | 18.9 | 6.5 ± 1.7 (stat) ± 1.0 (syst) ± 0.9 (theo) ± 0.2 (lumi) |
| ATLAS([180]) | 13 | 3.2 | $16.7^{+2.2}_{-2.0}$ (stat.) $^{+0.9}_{-0.7}$ (syst.) $^{+1.0}_{-0.7}$ (lumi.) |
| ATLAS([181]) | 13 | 36.1 | 17.8 ± 1.0 (stat) ± 0.7 (syst) ± 0.4 (lumi) |
| CMS ([188]) | 13 | 2.6 | $14.6^{+1.9}_{-1.8}$ (stat) $^{+0.5}_{-0.3}$ (syst) ± 0.2 (theo) ± 0.4 (lumi) pb, |
| CMS ([182]) | 13 | 35.9 | 17.2 ± 0.5 (stat) ± 0.7 (syst) ± 0.4 (theo) ± 0.4 (lumi) |

 TABLE 4.2 – Les sections efficaces totales de production des paires W^+W^- et ZZ dans les deux collaborations ATLAS et CMS durant le Run1 et Run2.

Les bosons de jauge associés à un jet dans l'état final ont aussi une part dans ces expériences, cependant, la [183] présente les mesures de la production des W^+W^- avec un jet dans les collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV collectés par le détecteur ATLAS durant 2012 utilisant des données correspondant à une luminosité intégrée égale à 20.3 fb $^{-1}$. De même, la section efficace différentielle de la production de ZZ avec un jet a été mesurée à deux niveaux d'énergie $\sqrt{s} = 8$ TeV et $\sqrt{s} = 13$ TeV en analysant les données collectées par CMS correspondant à deux valeurs de la luminosité intégrée 19.7 fb $^{-1}$ et 35.9 fb $^{-1}$ respectivement, comme indiqué dans la [184].

La production des W^+W^- avec deux jets n'est pas encore mesurée par les collaborations ATLAS et CMS mais ils ont eu des observations et des mesures pour les paires de bosons W de même signe en association avec deux jets à une énergie de $\sqrt{s} = 13$ TeV au centre de masse, les données collectées correspondant à une luminosité intégrée égale 36.1 fb $^{-1}$ pour le détecteur

ATLAS [185] et 35.9 fb^{-1} pour les données de CMS [186]. Par contre, les collaborations ATLAS et CMS proposent des mesures à $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ pour le processus $pp \rightarrow ZZjj$ avec des désintégrations leptoniques des bosons Z correspondant à une luminosité intégrée de 139 fb^{-1} et 35.9 fb^{-1} respectivement.

4.3 La production des paires de bosons de jauge associés à 0, 1 et 2 jets

Dans cette partie, on considère les processus de production des paires de bosons de jauge W^+W^- et ZZ associés à 0, 1 et 2 jets dans les collisions proton-proton et dans le contexte du Modèle Standard. On a étudié séparément ces processus dans les articles [189, 190]. On utilise MadGraph5_aMC@NLO version 2.6.0, l'un des générateurs Monte Carlo pour générer un lot d'événements et on l'a associé avec PYTHIA8 afin de prendre en compte les émissions des partons (Parton Shower) et la hadronisation. Tous les processus sont créés à l'ordre de l'arbre ensuite à l'ordre supérieur avec des corrections QCD. Les algorithmes utilisés dans le couple MadGraph5_aMC@NLO et PYTHIA8, permettent d'éviter le double comptage entre les jets du processus dur (jets réels) et les jets issus de la parton shower (jets QCD). Dans les collisions hadroniques, les protons initiaux sont des quarks et des gluons, cependant on a établi nos calculs dans le schéma à 4 saveurs (c'est-à-dire $p = u, d, c, s$) et gluons, en négligeant leurs masses. En outre on a exclu les contributions via des quarks b, t et même du Higgs dans l'état initial mais on prend en compte leurs boucles virtuelles .

4.3.1 La production à l'ordre des arbres (LO)

A l'ordre le plus bas, la production des paires de bosons W^+W^- et ZZ se fait via uniquement les annihilations quarks-antiquarks. Pendant que la création d'une paire de boson W^+W^- est produite par deux voies, le canal t , avec l'échange d'un quark comme il est représenté dans la figure 4.1 a et le canal s avec l'échange d'un boson Z ou photon (γ). Ce canal permet de voir les vertex à 3 bosons de jauge (Triple Gauge Boson Couplings (TGCs)) représenté par le point rouge sur la figure 4.1 b. Alors que la production de paire ZZ n'est formée que par le canal t avec l'échange d'un quark comme il est montré sur la figure 4.1 c.

Les contributions produisant des paires W^+W^- et ZZ associées à un jet peuvent se résumer en trois catégories :

- $q\bar{q} \rightarrow W^+W^-g/ZZg$ (figure 4.2 a) ;
- $qg \rightarrow W^+W^-q/ZZq$ (figure 4.2 b) ;
- $\bar{q}g \rightarrow W^+W^-\bar{q}/ZZ\bar{q}$ (figure 4.2 c).

avec un échange de quark (anti-quark), bosons Z et de photon (γ) pour les paires W^+W^- et seulement les quarks (anti-quarks) pour les paires ZZ .

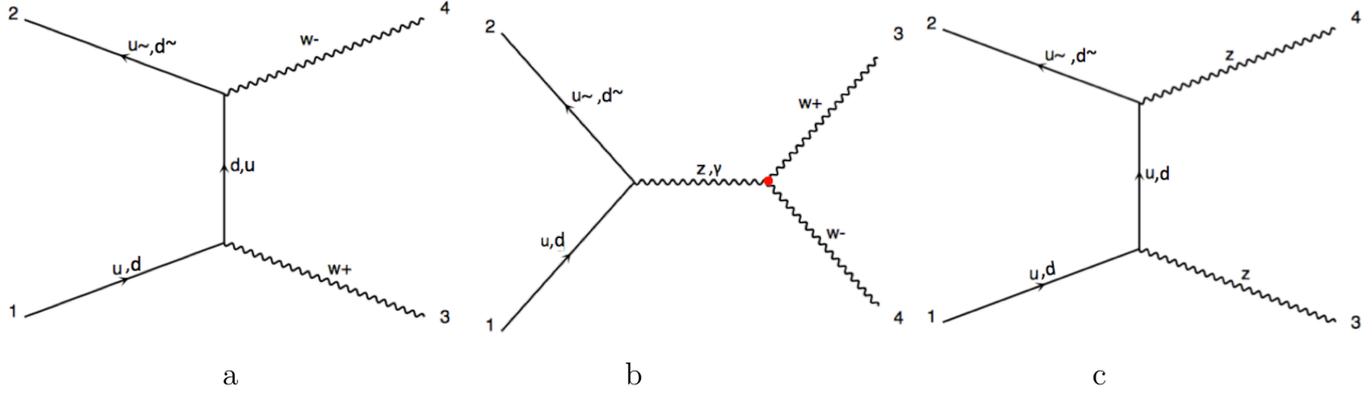


FIGURE 4.1 – Les diagrammes de Feynman correspondant à la production des paires W^+W^- et ZZ à l'ordre des arbres dans les collisions proton-proton.

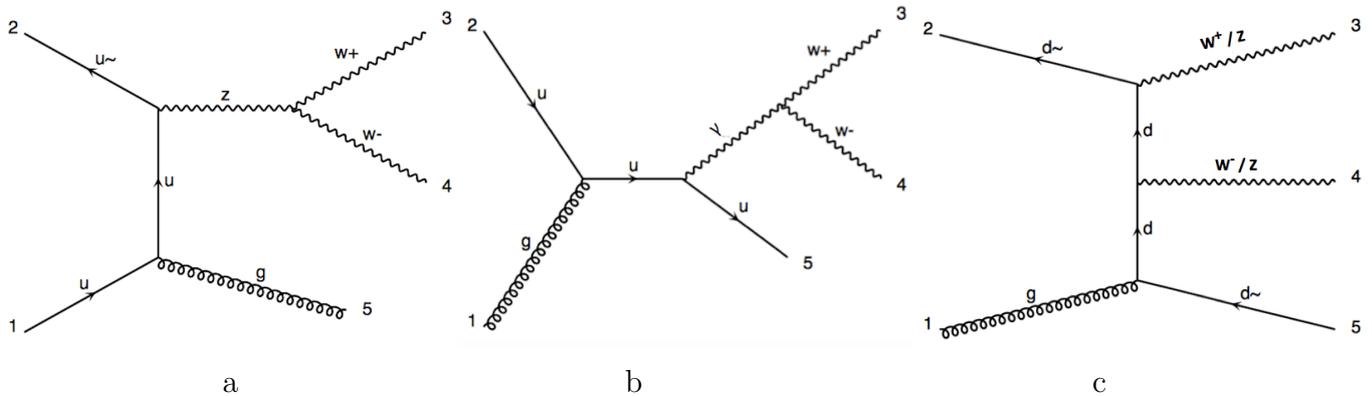


FIGURE 4.2 – Les diagrammes de Feynman correspondant à la production des paires W^+W^-j et ZZj à l'ordre des arbres dans les collisions proton-proton.

Plusieurs topologies contribuent à l'ordre de Born dans les productions des W^+W^-jj et $ZZjj$, qu'on peut regrouper comme suit :

- $gg \rightarrow W^+W^-qq/ZZqq$ (un exemple illustré sur figure 4.3 a) ;
- $q(\bar{q})g \rightarrow W^+W^-gq(\bar{q})/ZZgq(\bar{q})$ (un exemple illustré sur figure 4.3 b) ;
- $q\bar{q} \rightarrow W^+W^-gg/ZZgg$;
- $qq(\bar{q}\bar{q}, qq', q\bar{q}') \rightarrow W^+W^-qq(\bar{q}\bar{q}, qq', q\bar{q}')/ZZqq(\bar{q}\bar{q}, qq', q\bar{q}')$ (un exemple illustré sur figure 4.3 c).

On a remarqué lors de nos calculs que le nombre de diagrammes de Feynman pour les paires W^+W^- est plus grand que celui des paires ZZ , ainsi que les contributions de production des bosons W^+W^- incluent des vertex à 3 bosons de jauge et des photons qui n'existent pas dans les productions des ZZ . Ces deux différences sont dûs à l'existence de bosons Z identiques dans les états finaux.

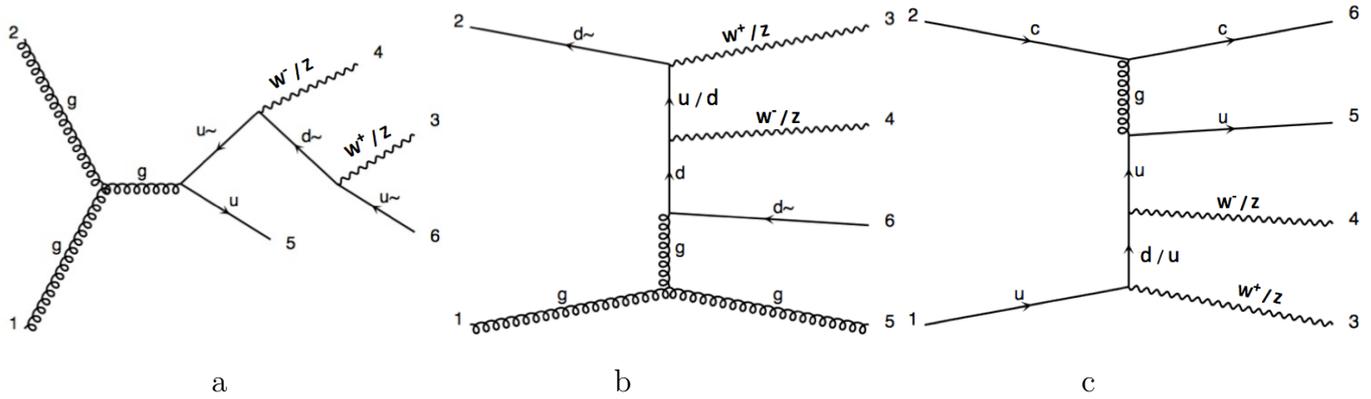


FIGURE 4.3 – Les diagrammes de Feynman correspondant à la production des paires W^+W^-jj et $ZZjj$ à l’ordre des arbres dans les collisions proton-proton.

4.3.2 La production à l’ordre supérieur (NLO)

En réalité, les calculs à l’ordre le plus bas ne fournissent pas une vraie description sur la production des paires de bosons de jauge et leur propriétés, cependant il est nécessaire de prendre en compte les corrections à l’ordre supérieur (NLO) pour assurer des prédictions théoriques proches aux mesures expérimentales. Il existe plusieurs types de corrections à l’ordre NLO, dans ce travail on s’intéresse aux corrections QCD sur nos processus qui sont considérables et non-négligeables.

L’évolution de ces processus à l’ordre NLO avec des corrections QCD accorde l’ouverture des nouveaux canaux non permis à l’ordre des arbres par des contributions réelles et virtuelles. Lors de la génération des processus de production de W^+W^- et ZZ notamment associés avec 1 et 2 jets à l’ordre NLO avec des corrections QCD, le nombre de diagrammes de Feynman augmente ce qui rend les calculs trop compliqués et prennent beaucoup de temps.

Il est connu que dans les calculs à l’ordre NLO-QCD, les sous-processus interviennent par des émissions réelles et des corrections virtuelles, qui génèrent deux types de divergences dites ultraviolette (UV) et infrarouge (IR). On sépare ces divergences afin de les supprimer, en utilisant la méthode de la régularisation dimensionnelle (DR) [35] et la prescription anticommutative de γ_5 [191]. Les singularités infrarouges (soft et collinear) sont les résultantes soit des émissions réelles ou des contributions virtuelles. Pour que ces corrections soient combinées et intégrables dans l’espace de phase, on traite ces singularités par l’approche de soustraction proposé par Catani et Seymour [192]. Les divergences ultraviolettes (UV) des corrections virtuelles sont supprimées par la renormalisation de α_s . Les logiciels utilisés dans ce travail assurent des résultats finaux indépendants du schéma de régularisation et avec des limites finies en ultraviolet (UV) et infrarouge (IR).

Les contributions réelles :

Les corrections réelles des processus de production des paires de jauge sont les contributions de Born attachées à un extra parton (quark, anti-quark ou gluon) dans l’état final. En effet, les

sous-processus de $2 \rightarrow n$ deviennent des sous-processus de type $2 \rightarrow n + 1$, où n est le nombre de particules dans l'état final. Dans notre étude, n est égal à 2, 3 ou 4, et par ailleurs, ces contributions vont produire des nouvelles topologies.

Par conséquent les canaux partoniques formant la production des paires W^+W^- et ZZ représentés dans la figure 4.4, sont classés en deux groupes, les contributions gluon-quark (anti-quark) pour lequel le quark (anti-quark) contribue dans l'état final $q(\bar{q})g \rightarrow W^+W^-q(\bar{q})/ZZq(\bar{q})$, et les contributions quark-antiquark avec un gluon additionnel dans l'état final $q\bar{q} \rightarrow W^+W^-g/ZZg$.

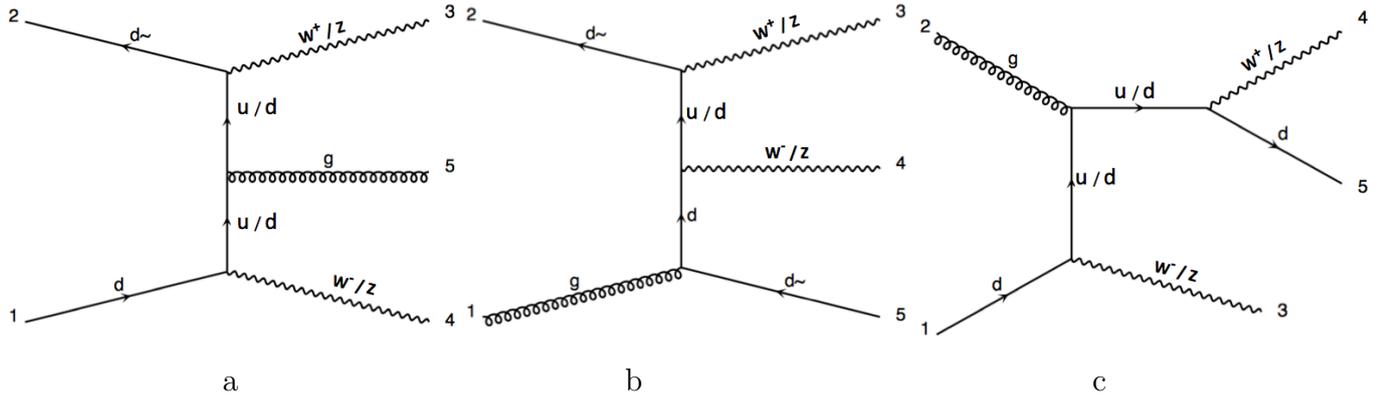


FIGURE 4.4 – Les contributions NLO réelles correspondant à la production des paires W^+W^- et ZZ dans les collisions proton-proton.

L'émission réelle de processus des production des W^+W^- et ZZ associés à 1 et 2 jets est générée par plusieurs contributions que l'on peut classer comme suite : $q\bar{q}$, qg , $\bar{q}g$, gg , $\bar{q}q'$, $q\bar{q}'$, qg et $\bar{q}g$ avec la radiation d'un quark, anti-quark ou gluon (plus un photon et un boson Z dans le cas de la production de W^+W^-). Quelques exemples de diagrammes de Feynman sont indiqués dans la figure 4.5.

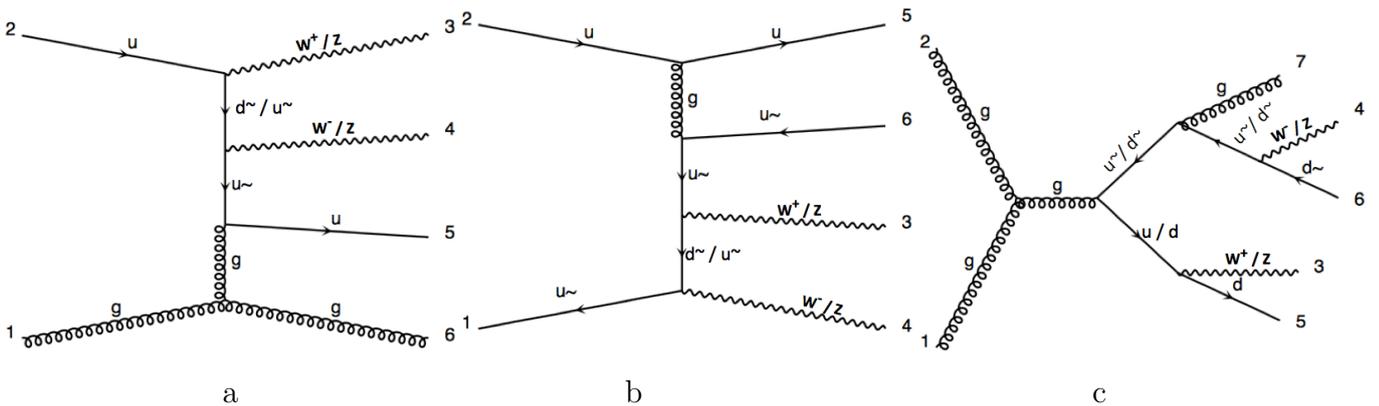


FIGURE 4.5 – Les contributions NLO réelles correspondant à la production des paires W^+W^- et ZZ associés à 1 et 2 jets dans les collisions proton-proton.

Les contributions virtuelles :

Les contributions virtuelles des corrections QCD à l'ordre supérieur des calculs perturbatifs modifient les processus partoniques par l'introduction de boucles aux vertex lors de la production. Dans notre analyse, on distingue trois types de boucles : self-energy (2-points), triangle (3-points) et boîte (4-points) formées par des gluons, quarks, anti-quarks ou bien un mélange de tous (voir les figures de 4.6).

Les contributions $q\bar{q}$ sont les canaux dominants dans le cas de la production des paires W^+W^- et ZZ à une boucle avec des corrections QCD à NLO (voir le figure 4.6 a), mais les boucles formées par les quarks lourds (top et bottom) sont principalement via la fusion gluon-gluon. Ce dernier canal contient 6 diagrammes où les paires W^+W^- et ZZ sont produites directement par la désintégration du boson de Higgs qui provient de boucles top et bottom, comme montrent les figures 4.6 b et c.

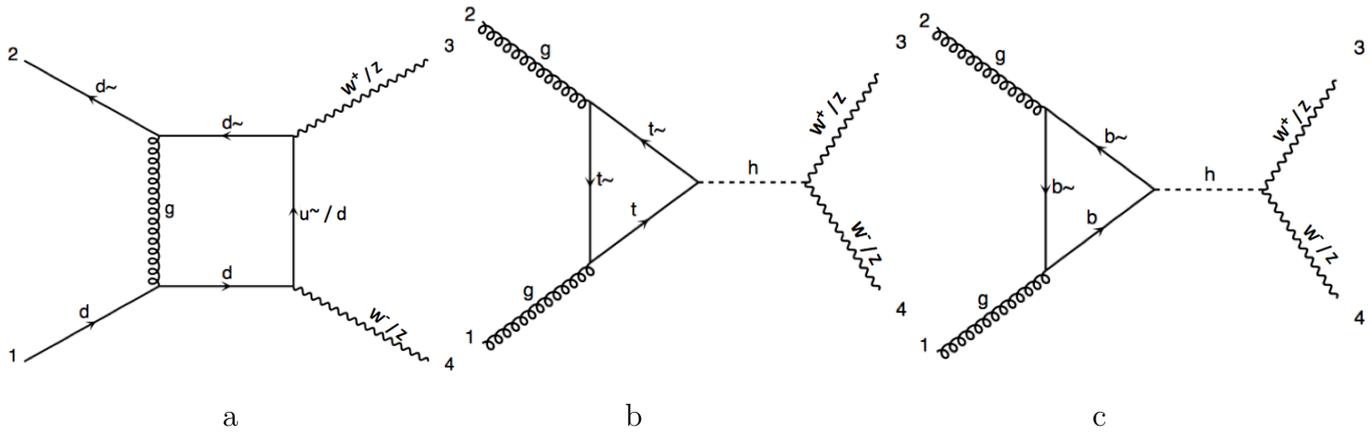


FIGURE 4.6 – Les contributions NLO virtuelles correspondant à la production des paires W^+W^- et ZZ dans les collisions proton-proton.

Par contre ce genre de diagrammes sont produits aussi avec les contributions $q\bar{q}$ et $gq(\bar{q})$ dans le cas des processus $pp \rightarrow W^+W^-j/ZZj$ (quelques exemples sont illustrés sur les figures 4.7 a et b) et également via les contributions qq' , $q\bar{q}'$ et $\bar{q}q'$ pour le processus $pp \rightarrow W^+W^-jj/ZZjj$ (quelques exemples sont illustrés sur les figures 4.7 c et d). On note que les contributions virtuelles des processus de production des paires W^+W^- avec 0, 1 et 2 jets font apparaître des vertex à trois bosons et de photon comme le montrent les figures 4.7 e et f

4.4 Sélection d'entrée et d'événement

Afin de se mettre dans les conditions identiques à celles de l'expérience ATLAS de LHC, on a utilisé une liste de paramètres d'entrés et de coupures d'événements inspirés par la carte ATLAS 1604 07773.tcl card [193]. On a ensuite généré tous les processus à une énergie égale à $\sqrt{s} = 14$ TeV au centre de masse et une luminosité intégrée $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$.

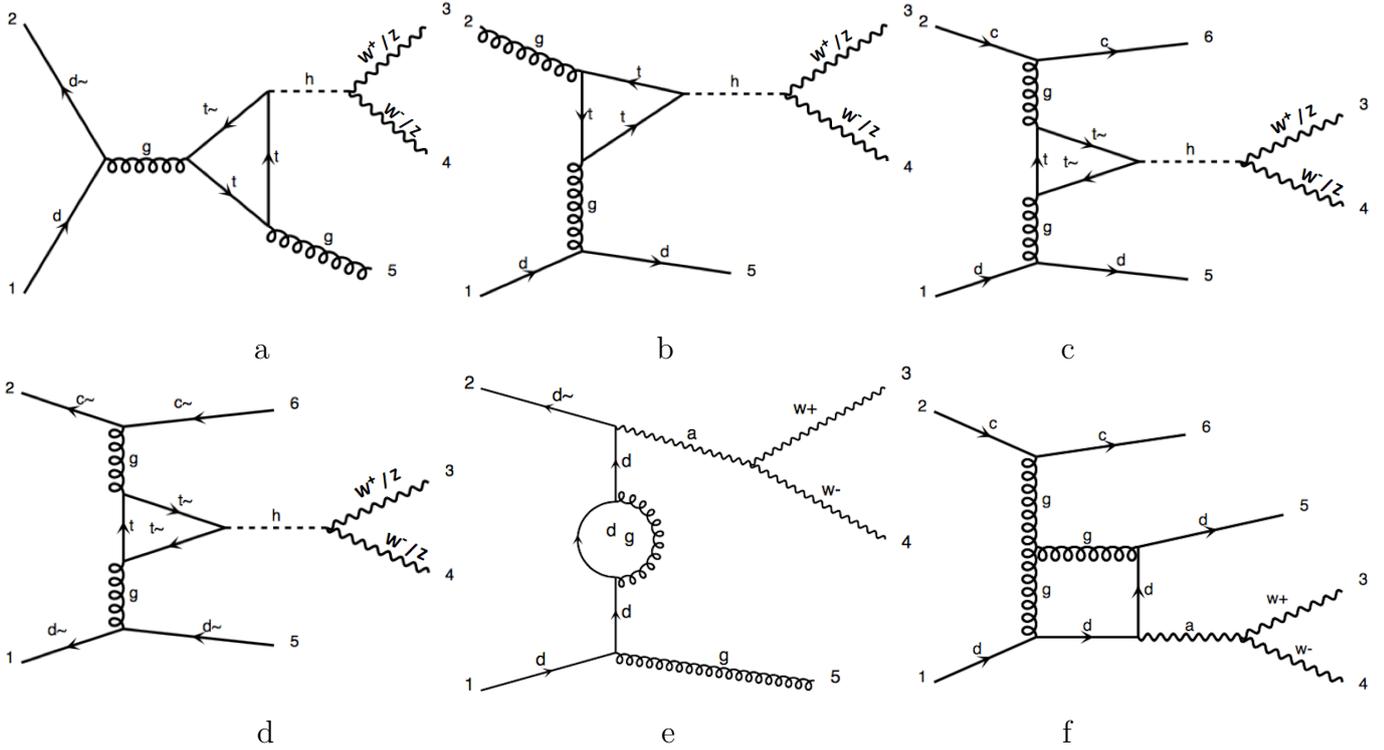


FIGURE 4.7 – Les contributions NLO virtuelles correspondant à la production des paires W^+W^- et ZZ dans les collisions proton-proton.

4.4.1 Les paramètres d'entrées

Les calculs numériques effectués dans cette thèse sont basés sur l'ensemble de paramètres d'entrées suivants :

- On définit la constante de couplage électrofaible à l'ordre de Born par : $g(0) = \frac{1}{137}$, alors que à NLO, les processus sont proportionnel à $g_{G_\mu}^2 g(0)$ avec g_{G_μ} qui est définie par :

$$g_{G_\mu} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} G_\mu M_W^2 s_w^2 = 7.543 \times 10^{-3} \quad (4.1)$$

où $G_\mu = 1.16639 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ est la constante de Fermi, $s_w^2 = \sin^2 \theta_w = 0.2226$ où θ_w est l'angle de Weinberg.

- On donne les masses et les largeurs de désintégration des particules participantes dans nos réactions :

* Les bosons de jauge :

$$\begin{aligned} M_W &= 80.385 \text{ GeV}, & \Gamma_W &= 2.085 \text{ GeV}; \\ M_Z &= 91.188 \text{ GeV}, & \Gamma_Z &= 2.495 \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

où les valeurs des largeurs de désintégration Γ_W et Γ_Z sont obtenues à partir de la formule standard

de [194] :

$$\Gamma_W = \frac{\alpha M_W}{24s_W^2} \left[\frac{3}{2} + \frac{\alpha_s}{\pi} \right]; \quad (4.3)$$

$$\Gamma_Z = \frac{\alpha M_Z}{24s_W^2 c_W^2} \left[21 - 40s_W^2 + \frac{160}{3} c_W^4 - 9 \frac{m_b^2}{M_Z^2} + \frac{m_b^4}{M_Z^4} (24s_W^2 - 16c_W^4) + \frac{\alpha_s}{\pi} \left(15 - 28s_W^2 + \frac{88}{3} c_W^4 \right) \right].$$

où $c_W^2 = 1 - s_W^2$.

* La masse et la largeur de désintégration des quarks top et bottom ainsi que le boson de Higgs qui contribuent, seulement dans les boucles à l'ordre supérieur, sont les suivantes :

$$\begin{aligned} M_H &= 125 GeV, & \Gamma_H &= 0.00407 GeV; \\ m_t &= 173.2 GeV, & \Gamma_t &= 1.4426 GeV; \\ m_b &= 4.75 GeV, & \Gamma_b &= 0 GeV. \end{aligned} \quad (4.4)$$

* Les autres quarks sont considérés sans masse. Notre travail se fait dans le schéma à quatre (4) saveurs (four flavor scheme), ce qui justifie l'utilisation de la matrice CKM diagonale et elle est égale à l'identité ($V_{CKM} \approx \mathbf{I}$) en prenant en compte les relation suivantes :

$$V_{ud} = V_{cs} = 0.974; \quad V_{us} = V_{cd} = \sqrt{1 - \|V_{ud}\|^2}; \quad V_{tb} = 1. \quad (4.5)$$

et les autres éléments de la matrice sont égaux à 0 [195].

• On a choisi d'utiliser la collection NNPDF23 développée dans le programme LHAPDF [31] comme des fonctions de distribution des partons (PDFs) afin de calculer les contributions correspondantes à la section efficace des processus. Cette famille de PDFs sont déterminées expérimentalement à l'aide des données collectées entre 2010 et 2011 au LHC (ATLAS, CMS et LHCb) grâce à des réactions profondément inélastiques, Drell-Yan, la production de bosons de jauge et de jets.

Les constantes de couplage fortes correspondants à ces PDFs, à LO et NLO, sont respectivement :

$$\alpha_s^{LO}(M_Z) = 0.1137; \quad \alpha_s^{NLO}(M_Z) = 0.1251. \quad (4.6)$$

• Les derniers paramètres participant dans nos calculs sont les échelles de renormalisation (μ_R) et de factorisation (μ_F) déjà définies dans le paragraphe 1.3.2. On a fixé leur valeur centrale égale à la masse du boson Z dans le cas de la production de paires ZZ et à la masse du boson W dans le cas des états finaux avec W^+W^- :

$$\mu_R = \mu_F = M_{Z/W} \quad (4.7)$$

4.4.2 Les coupures de sélection :

Une fois les paramètres d'entrées sont établis, On peut sélectionner des coupures sur différentes observables afin de produire les événements concernés.

- D'abord, tous les leptons (l) satisfont aux coupures suivantes :

$$p_T(l) > 10\text{GeV}; \quad |\eta(l)| \leq 2.5; \quad \Delta R_{l_i l_j} = \sqrt{(\eta_{l_i} - \eta_{l_j})^2 + (\phi_{l_i} - \phi_{l_j})^2} > 0.2, \quad (4.8)$$

avec $p_T(l)$ et $\eta(l)$ sont respectivement le moment transverse et la pseudo-rapacité du lepton l , $\Delta R_{l_i l_j}$ est la distance angulaire séparent n'importe quelle paire de leptons chargés et ϕ_{l_i} est l'azimut du lepton i .

- Les calculs de la section efficace de nos processus sont effectués avec trois coupures sur le moment transverse des jets durs $p_T(j)$ comme suit :

$$p_T(j) > 10\text{GeV}, \quad p_T(j) > 100\text{GeV}, \quad p_T(j) > 200\text{GeV}; \quad (4.9)$$

$$|\eta(j)| \leq 2.5, \quad \Delta R_{j_i j_k} = \sqrt{(\eta_{j_i} - \eta_{j_k})^2 + (\phi_{j_i} - \phi_{j_k})^2} > 0.4,$$

avec $\eta(j)$ est la pseudo-rapacité du jet et $\Delta R_{j_i j_k}$, la distance angulaire isolant une paire de jets. En outre, les jets sont reconstruits en utilisant l'algorithme anti- k_T développé dans le programme Fastjet [196] avec un rayon de la base du cône $R = 0.6$. Cet algorithme permet de regrouper les jets dans le plan (η, ϕ) sous forme des cônes de rayon R , il reconstruit d'abord les jets via des hadrons stables ensuite, les jets via des radiations molles et colinéaires ce qui donne la forme régulière et fixe du cône. D'un point de vue expérimental cet avantage rend la calibration des jets plus pratique.

On ajoute que la distance minimale isolant une paire formée d'un lepton et d'un jet satisfait la condition suivante :

$$\Delta R_{l_i j_k} = \sqrt{(\eta_{l_i} - \eta_{j_k})^2 + (\phi_{l_i} - \phi_{j_k})^2} > 0.4. \quad (4.10)$$

4.5 Les sections efficaces

Dans cette partie, on présente d'abord, nos prédictions phénoménologiques de la section efficace intégrée pour chaque processus de production des paires W^+W^- et ZZ associées à 0, 1 et 2 jets, ensuite, on discute les résultats simulés. Avant ça, on rappelle brièvement la formule de la section efficace totale utilisée dans nos calculs, [192, 197].

La section efficace à l'ordre supérieur est donnée par :

$$\sigma = \sigma^{LO} + \sigma^{NLO}. \quad (4.11)$$

Pour les états initiaux ponctuels, la partie LO de σ^{LO} est obtenue en intégrant la section efficace exclusive, dans l'approximation de Born, sur l'espace de phase disponible des particules de l'état final comme ci-dessous :

$$\sigma^{LO} = \int_m d^{(4)} \sigma^B, \quad (4.12)$$

où

$$d^{(4)}\sigma^B = d^{(4)}\Phi^m |M_m|^2 F_j^{(m)}. \quad (4.13)$$

Ici, $d^{(4)}\Phi^m$ et M_m désignent respectivement l'élément d'espace de phase de m particules, pris à quatre dimensions et l'élément de matrice QCD au niveau de l'arbre pour le processus considéré. $F_j^{(m)}$ est la fonction des coupures définissant les jets etc.. Afin d'obtenir un résultat significatif à comparer avec des données expérimentales, des coupes d'isolation sont généralement appliquées sur les particules sortantes, ce qui peut aussi servir à garder l'intégrale finie. Un critère typique par exemple est d'identifier les partons sortants à des jets et donc d'appliquer des coupes de définition de jet sur les partons de telle sorte qu'ils soient tous bien séparés dans l'espace de phase.

La partie NLO de la section efficace est écrite comme suite :

$$\sigma^{NLO} = \int_m d^{(d)}\sigma^{NLO} = \int_{m+1} d^{(d)}\sigma^R + \int_m d^{(d)}\sigma^V \quad (4.14)$$

où $d^{(d)}\sigma^R$ représente la section efficace donnée par les corrections réelles, qui consistent en des émissions d'un parton supplémentaire et $d^{(d)}\sigma^V$ désigne la section efficace des contributions virtuelles à une boucle. Les singularités ultraviolettes (UV) dans la contribution virtuelle sont traitées assez simplement : les amplitudes de boucle sont régularisées dans la régularisation dimensionnelle, et la théorie est renormalisée par l'ajout de contre-termes dans le lagrangien QCD. L'idée clé est de redéfinir les différentes grandeurs physiques en utilisant ces contre-termes de manière à devenir des observables finies et de remplacer les paramètres nus par des paramètres renormalisés afin que le lagrangien puisse s'écrire comme la somme d'une partie renormalisée et d'une partie de contre-termes.

Alors que les deux intégrales du côté droit de l'équation 4.12 sont séparément déduites et divergentes en quatre dimensions, celles de 1.14 sont donc prises en dimensions d . Pour la correction réelle, les divergences surviennent lorsque le parton supplémentaire devient mou ou colinéaire avec un autre parton, conduisant à des propagateurs sur coque (on-shell) dans l'élément de matrice. Pour la correction virtuelle, la divergence vient avec l'intégration sur le moment libre de boucle (unrestricted), de sorte qu'à nouveau, un propagateur passe sur la coque. En utilisant le théorème de Kinoshita, Lee et Nauenberg [198, 199, 200], les deux contributions divergentes sont annulées exactement, conservant ainsi leur somme finie. Pour les quantités infra-rouges. Plus précisément, la pureté (safety) infrarouge exige que $F_j^{(m+1)} \rightarrow F_j^{(m)}$ avec les configurations partoniques $m+1-$ et $m-$ se dégènèrent cinématiquement [196]. En fixant $d = 4 + 2\epsilon$ dans ce qui suit, les divergences se manifesteront par des pôles doubles et simples, c'est-à-dire comme $1 = \frac{1}{\epsilon^2}$ et $1 = \frac{1}{\epsilon}$, respectivement. En principe, l'annulation des pôles résout alors le problème ; en pratique, l'applicabilité directe des équations ci-dessus à des processus physiques réels est limitée car l'intégration analytique sur un espace de phase à particules multiples en dimensions d avec des coupures dans de nombreux cas n'est pas évidente.

| $p_T^{min}(j) > 10\text{GeV}$ | | | | |
|-------------------------------|---------------------------------------|-------------------------------------|--|---|
| | $\sigma^{LO}[\text{pb}]$ | $\sigma^{NLO}[\text{pb}]$ | $K = \frac{\sigma^{NLO}}{\sigma^{LO}}$ | σ_{gg}^{NLO} |
| W^+W^- | $66.76 \pm 0.17^{+5.69\%}_{-6.65\%}$ | $115.11 \pm 0.4^{+3.9\%}_{-4.4\%}$ | 1.72 | $3.604 \pm 0.0061^{+20.7\%}_{-16.6\%}$ |
| W^+W^-j | $66.98 \pm 0.223^{+13.2\%}_{-11.5\%}$ | $86.32 \pm 0.52^{+3.4\%}_{-4.1\%}$ | 1.29 | $3.375 \pm 0.052^{+36.5\%}_{-24.9\%}$ |
| W^+W^-jj | $53.41 \pm 0.139^{+23.9\%}_{-17.8\%}$ | $55.55 \pm 0.49^{+1.4\%}_{-3.1\%}$ | 1.04 | $2.028 \pm 0.002^{+39.4\%}_{-31.8\%}$ |
| ZZ | $9.652 \pm 0.026^{+5.01\%}_{-5.95\%}$ | $16.13 \pm 0.067^{+3.0\%}_{-3.5\%}$ | 1.67 | $1.179 \pm 0.0009^{+21.61\%}_{-17.1\%}$ |
| ZZj | $8.415 \pm 0.024^{+12.5\%}_{-10.9\%}$ | $12.56 \pm 0.092^{+3.3\%}_{-3.8\%}$ | 1.49 | $1.158 \pm 0.0014^{+36.7\%}_{-25.1\%}$ |
| $ZZjj$ | $5.777 \pm 0.013^{+22.7\%}_{-17.1\%}$ | $7.041 \pm 0.065^{+3.1\%}_{-4.0\%}$ | 1.22 | $0.223 \pm 0.005^{+38.6\%}_{-29.3\%}$ |

TABLE 4.3 – La section efficace à LO et NLO pour les processus de production des paires W^+W^- et ZZ associés à 0, 1 et 2 jets à une énergie $\sqrt{s} = 14$ TeV au centre de masse, avec une coupure sur le moment transverse des jets $p_T(j) > 10$ GeV.

On présente dans le tableau 4.3, les valeurs de la section efficace à LO et NLO lors de la simulation de nos processus à une énergie de $\sqrt{s} = 14$ TeV avec la première coupure sur le moment transverse des jets $p_T(j) > 10$ GeV ainsi que le facteur K défini par le rapport $\frac{\sigma^{NLO}}{\sigma^{LO}}$ qui correspond à la largeur des corrections QCD.

On remarque que les corrections QCD ont un effet très important sur les sections efficaces à l'ordre supérieur, où on observe que les sections efficaces NLO sont plus grandes que celle de l'ordre dominant de 4%, 29% à 72%, et de 22%, 49% jusqu'à 67% pour les productions $W^+W^- + jj/ZZ + jj$, $W^+W^- + j/ZZ + j$ et W^+W^-/ZZ respectivement. Cet écart revient à l'introduction des nouveaux canaux produits par l'ensemble complet des corrections QCD à NLO, notamment l'apparition des boucles avec le boson de Higgs ainsi que les quarks bottom et top dans les contributions virtuelles. En effet, le tableau 4.4 illustre la participation de chaque sous-processus dans le résultat final de la section efficace. La densité élevée des gluons dans les protons au premier ordre de perturbation QCD, permet d'observer clairement l'effet des contributions $gq(\bar{q})$, particulièrement dans la production des paires W^+W^- et ZZ sans jets alors qu'à l'ordre dominant, elles sont produites uniquement par l'annihilation quark-antiquark $q\bar{q}$ ($\sigma_{pp \rightarrow W^+W^-/ZZ}^{LO} = \sigma_{q\bar{q} \rightarrow W^+W^-/ZZ}^{LO}$).

D'autre part, l'impact de la fusion gg sur tous nos processus est modéré pour la même raison mentionnée au-dessus, leur section efficace représente au maximum 10% de la section efficace totale, elle est très petite en comparaison avec les autres canaux. En outre, cette fusion contribue plus dans les processus $pp \rightarrow ZZ$ que dans les états finaux avec W^+W^- . Il est à noter que les événements W^+W^- et ZZ avec 0, 1 et 2 jets créés par la fusion gg peuvent être générés séparément des processus initiaux.

Il est bien connu que les paires W^+W^- ou ZZ reculent contre les jets émis dans l'état final, par conséquent, la section efficace totale diminue lorsqu'on ajoute un ou deux jets à ces paires dans l'état final, comme indique le tableau 4.3. On trouve que les productions W^+W^- et ZZ sans

| | LO | | | NLO | | |
|------------|-----------------|-------------------|----------|-----------------|-------------------|----------|
| | $q\bar{q}'$ [%] | $gq(\bar{q})$ [%] | gg [%] | $q\bar{q}'$ [%] | $gq(\bar{q})$ [%] | gg [%] |
| W^+W^- | 100 | - | - | 76.06 | 20.95 | 3.13 |
| W^+W^-j | 40.80 | 59.20 | - | 40.82 | 55.42 | 3.76 |
| W^+W^-jj | 26.71 | 69.51 | 3.78 | 28.01 | 68.32 | 3.67 |
| ZZ | 100 | - | - | 61.54 | 31.15 | 7.31 |
| ZZj | 57.25 | 42.75 | - | 52.51 | 38.27 | 9.22 |
| $ZZjj$ | 38.48 | 58.59 | 2.9 | 36.46 | 60.37 | 3.17 |

TABLE 4.4 – Contribution des différents sous-processus dans la section efficace totale des processus de production des paires W^+W^- et ZZ associés à 0, 1 et 2 jets à une énergie $\sqrt{s} = 14$ TeV au centre de masse, avec une coupure sur le moment transverse des jets $p_T(j) > 10$ GeV.

jets ont la valeur la plus grande de la section efficace par rapport à leurs états finaux associés à des jets. La même remarque est vraie pour le facteur K, où sa plus grande valeur correspond aussi à la création de W^+W^- et ZZ sans jets, ce qui exprime que les corrections QCD sont considérables dans ces processus.

Les résultats de nos prédictions des sections efficaces sont en bon accord avec les prédictions théoriques citées précédemment dans le tableau 4.1, les petites différences sont liées aux choix des coupures de sélection, les PDFs, les échelles de renormalisation et de factorisation ainsi que l'énergie au centre de masse. De même, on remarque une concordance entre nos prédictions de simulation et les résultats collectés par les expériences ATLAS et CMS du LHC, représentés dans le tableau 4.2.

Maintenant, on applique les deux autres coupures sur les moments transverses des jets $p_T(j) > 100$ et $p_T(j) > 200$ afin de voir l'influence de ces coupures sur nos combinaisons, ensuite, on résume les résultats des sections efficaces des processus ainsi que le facteur K correspondant dans les tableaux 4.5 et 4.6. Ces deux coupures sont appliquées sur les processus qui ont un ou deux jets dans leur état final, c'est pour cette raison, qu'on ne voit aucun changement dans les calculs de $pp \rightarrow W^+W^-/ZZ$. Différemment, aux processus $pp \rightarrow W^+W^-/ZZ$ associés à des jets, ces coupures ont un effet très important sur les calculs des sections efficaces à l'ordre dominant et aussi à l'ordre supérieur. En effet, on observe une diminution rapide de cette grandeur avec l'augmentation du moment transverse des jets. Comme prévu, la section efficace totale est faible à des hauts $p_T(j)$. L'impact de ces coupures est également marqué dans la variation du facteur K qui n'est pas constant, il augmente avec l'augmentation de $p_T(j)$, ce que traduit l'augmentation des corrections QCD à des moments transverses élevés.

D'après les tableaux 4.3, 4.5 et 4.6, on observe que les processus avec un état final W^+W^- ont une section efficace supérieure à celle de production des ZZ , ceci peut être expliqué par le fait que les deux bosons neutres Z de l'état final sont identiques. Dans les états finaux, ces deux bosons reculent contre les jets en même temps qu'ils reculent entre eux ce qui diminue le nombre

| $p_T^{\min}(j) > 100\text{GeV}$ | | | | |
|---------------------------------|--|---------------------------------------|--|--|
| | $\sigma^{LO}[\text{pb}]$ | $\sigma^{NLO}[\text{pb}]$ | $K = \frac{\sigma^{NLO}}{\sigma^{LO}}$ | σ_{gg}^{NLO} |
| W^+W^- | $66.76 \pm 0.17^{+5.69\%}_{-6.65\%}$ | $115.11 \pm 0.4^{+3.9\%}_{-4.4\%}$ | 1.72 | $3.604 \pm 0.0061^{+20.7\%}_{-16.6\%}$ |
| W^+W^-j | $7.697 \pm 0.018^{+12.0\%}_{-10.2\%}$ | $12.21 \pm 0.045^{+4.6\%}_{-5.2\%}$ | 1.57 | $1.67 \pm 0.0029^{+37.6\%}_{-25.4\%}$ |
| W^+W^-jj | $1.965 \pm 0.0066^{+26.6\%}_{-19.5\%}$ | $2.58 \pm 0.013^{+4.4\%}_{-7.5\%}$ | 1.27 | $1.099 \pm 0.0092^{+30.2\%}_{-21.9\%}$ |
| ZZ | $9.652 \pm 0.026^{+5.01\%}_{-5.94\%}$ | $16.13 \pm 0.052^{+3.1\%}_{-3.6\%}$ | 1.67 | $1.177 \pm 0.0009^{+21.61\%}_{-17.3\%}$ |
| ZZj | $0.727 \pm 0.0021^{+12.2\%}_{-10.3\%}$ | $1.36 \pm 0.0062^{+7.8\%}_{-6.8\%}$ | 1.87 | $0.129 \pm 0.0001^{+38.1\%}_{-24.7\%}$ |
| $ZZjj$ | $0.1996 \pm 0.00051^{+26.6\%}_{-19.4\%}$ | $0.268 \pm 0.00014^{+5.9\%}_{-8.3\%}$ | 1.34 | $0.006 \pm 5.05 \cdot 10^{-5}^{+39.9\%}_{-32.1\%}$ |

TABLE 4.5 – La section efficace à LO et NLO pour les processus de production des paires W^+W^- et ZZ associés à 0, 1 et 2 jets à une énergie $\sqrt{s} = 14$ TeV au centre de masse, avec une coupure sur le moment transverse des jets $p_T(j) > 100$ GeV.

| $p_T^{\min}(j) > 200\text{GeV}$ | | | | |
|---------------------------------|--|---------------------------------------|--|---|
| | $\sigma^{LO}[\text{pb}]$ | $\sigma^{NLO}[\text{pb}]$ | $K = \frac{\sigma^{NLO}}{\sigma^{LO}}$ | σ_{gg}^{NLO} |
| W^+W^- | $66.76 \pm 0.17^{+5.69\%}_{-6.65\%}$ | $115.11 \pm 0.4^{+3.9\%}_{-4.4\%}$ | 1.72 | $3.604 \pm 0.0061^{+20.7\%}_{-16.6\%}$ |
| W^+W^-j | $2.014 \pm 0.008^{+15.1\%}_{-12.3\%}$ | $3.301 \pm 0.017^{+7.6\%}_{-7.2\%}$ | 1.64 | $0.01 \pm 1.9 \cdot 10^{-5}^{+18.9\%}_{-27.7\%}$ |
| W^+W^-jj | $0.428 \pm 0.0014^{+29.1\%}_{-20.8\%}$ | $0.547 \pm 0.0025^{+4.6\%}_{-7.9\%}$ | 1.28 | $0.0097 \pm 6.11 \cdot 10^{-5}^{+38.2\%}_{-33.6\%}$ |
| ZZ | $9.652 \pm 0.026^{+5.01\%}_{-5.94\%}$ | $16.13 \pm 0.056^{+3.4\%}_{-3.8\%}$ | 1.67 | $1.175 \pm 0.0009^{+21.66\%}_{-17.2\%}$ |
| ZZj | $0.1537 \pm 0.00047^{+14.4\%}_{-11.9\%}$ | $0.306 \pm 0.0018^{+10.1\%}_{-8.9\%}$ | 1.98 | $0.03 \pm 3.2 \cdot 10^{-5}^{+40.2\%}_{-25.9\%}$ |
| $ZZjj$ | $0.0481 \pm 0.00012^{+27.5\%}_{-20.1\%}$ | $0.076 \pm 0.0003^{+3.8\%}_{-7.3\%}$ | 1.35 | $0.001 \pm 1.04 \cdot 10^{-5}^{+40.6\%}_{-33.1\%}$ |

TABLE 4.6 – La section efficace à LO et NLO pour les processus de production des paires W^+W^- et ZZ associés à 0, 1 et 2 jets à une énergie $\sqrt{s} = 14$ TeV au centre de masse, avec une coupure sur le moment transverse des jets $p_T(j) > 200$ GeV.

d'amplitudes d'hélicité.

Dans les mêmes tableaux, on a présenté les erreurs théoriques reliées à nos calculs dont plusieurs sources sont considérées. La première source, posée directement après les valeurs de la section efficace est dite l'erreur statistique, elle provient des intégrations numériques des amplitudes dans la simulation de Monte Carlo. et elle est différente d'un processus à un autre selon le nombre d'événements simulés, l'énergie au centre de masse, la luminosité intégrée et d'autres paramètres d'entrés. Elle est moins de 0.5 pb dans notre cas.

D'autre part, nos calculs dépendent des échelles de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F , cependant les incertitudes d'échelles sont estimées dans la théorie perturbative par la variation simultanément de μ_R et μ_F entre $0.5M_Z < \mu_R, \mu_F < 2M_Z$ avec la contrainte $0.5 < \mu_R/\mu_F < 2$. Elles sont estimées dans les tableaux en pourcentages. On trouve que cette incertitude à NLO, est petite par rapport au premier ordre. On observe également que les sections efficaces données par la fusion gg ont les plus grandes valeurs des incertitudes d'échelle. Ces résultats sont similaires

à ceux trouvés dans la littérature [115]. On constate que ces incertitudes varient d'un processus à un autre, effectivement, lorsqu'on ajoute un jet ou deux à la production W^+W^- et ZZ , on distingue une augmentation de cette incertitude ce qui peut être expliqué par la multiplicité des jets dans l'état final. Une légère augmentation est aussi observée quand on passe des faibles aux hauts moments transverses des jets.

La dernière erreur, prise en compte dans notre simulation et nécessaire à décrire, est les incertitudes de PDF, elles sont dûs au choix des fonctions de distributions partoniques (PDFs). Chaque collection de PDFs a une incertitude différente de l'autre, l'analyse présentée dans cette thèse est basée sur NNPDF23 comme déjà mentionné, sa valeur maximale d'incertitude obtenue durant nos calculs peut aller jusqu'à 4%.

4.6 Les distributions

Dans le but d'évaluer notre étude sur la production des bosons de jauge en association avec des jets et d'illustrer l'impact des corrections QCD sur ces processus et vu que le nombre d'événements contenus dans nos calculs est important, on propose dans cette section de présenter les différentes distributions différentielles en fonction des variables cinématiques à l'échelle partonique ensuite à l'échelle hadronique après l'hadronisation et la radiation partonique (showering).

4.6.1 Les distributions à l'échelle partonique :

MadGraph5_aMC@NLO génère d'abord les événements des processus concernés, et il compresse les informations de toutes les observables physiques correspondant dans des fichiers spéciaux appelés Les Houches Event (LHE). A ce niveau les événements considérés sont à l'échelle dite partonique ce qui veut dire sont enregistrés avant la désintégration des bosons de jauge. Au niveau partonique, les résultats sont non-physiques mais, on les utilise pour motiver et mieux comprendre notre analyse et ensuite les comparer à nos prédictions réelles donnés après l'application du "parton shower" et l'hadronisation.

On commence notre discussion avec les distributions liées aux moments transverses du premier boson produit dans les processus $pp \rightarrow W^+W^-/ZZ$ associés à 0, 1 et 2 jets, illustrées dans la figure 4.8. On voit clairement que ces distributions ont la même allure pour tous les processus considérés. On distingue une courte augmentation des distributions dans la région des faibles moments transverses des bosons ($p_T(V)^9 < 60$ GeV) ensuite elles diminuent progressivement le long de $p_T(V)$. Les corrections QCD sont plus visibles à des hauts moments $p_T(V)$ et elles sont plus intenses pour la production des W^+W^-/ZZ sans jets, ce qui s'accorde avec nos prédictions sur le facteur K.

Dans le même sens, les distributions sur les moments transverses du boson W^- produit ont une attitude identique à celle donnée par W^+ . Quant aux distributions en fonction du second boson

9. $V = W^\pm$ ou Z

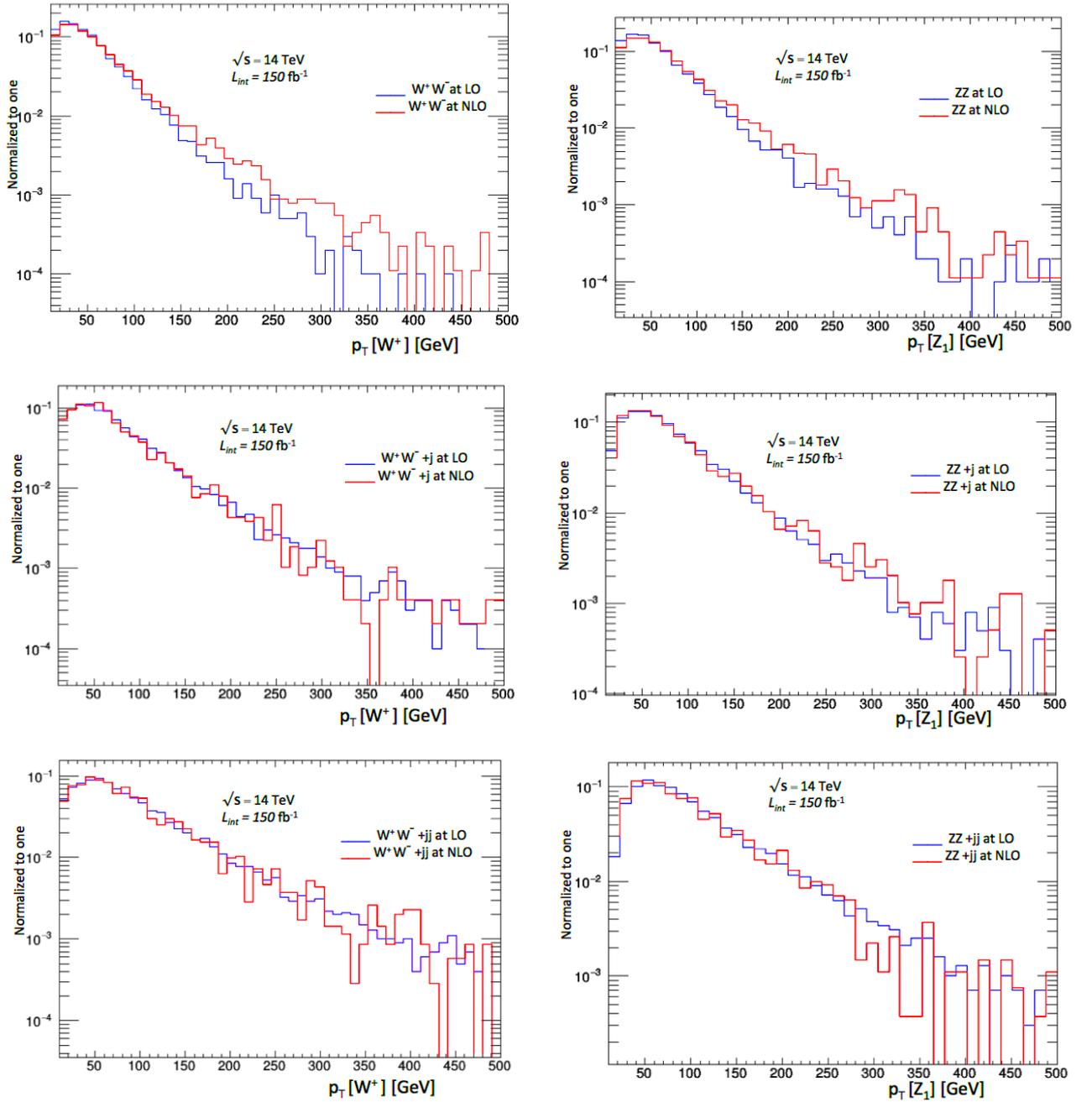


FIGURE 4.8 – Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l’impulsion transverse de premier boson produit à l’échelle partonique pour tous les processus considérés.

Z , elles ont une démarche équivalente à celle du premier Z , mais elles diminuent rapidement comme montre le figure 4.9. Ce fait a été expliqué déjà par le recul des bosons Z entre eux dans l’état final, ce qui baisse l’énergie totale d’un des boson Z et de le rendre moins énergétique que le premier qui se comporte comme le plus dur.

En utilisant la figure 4.10 pour montrer que les distributions en rapidité des deux bosons pour tous nos processus ont le même intervalle de -4 jusqu’à 4 , alors que leur valeur maximale est dans

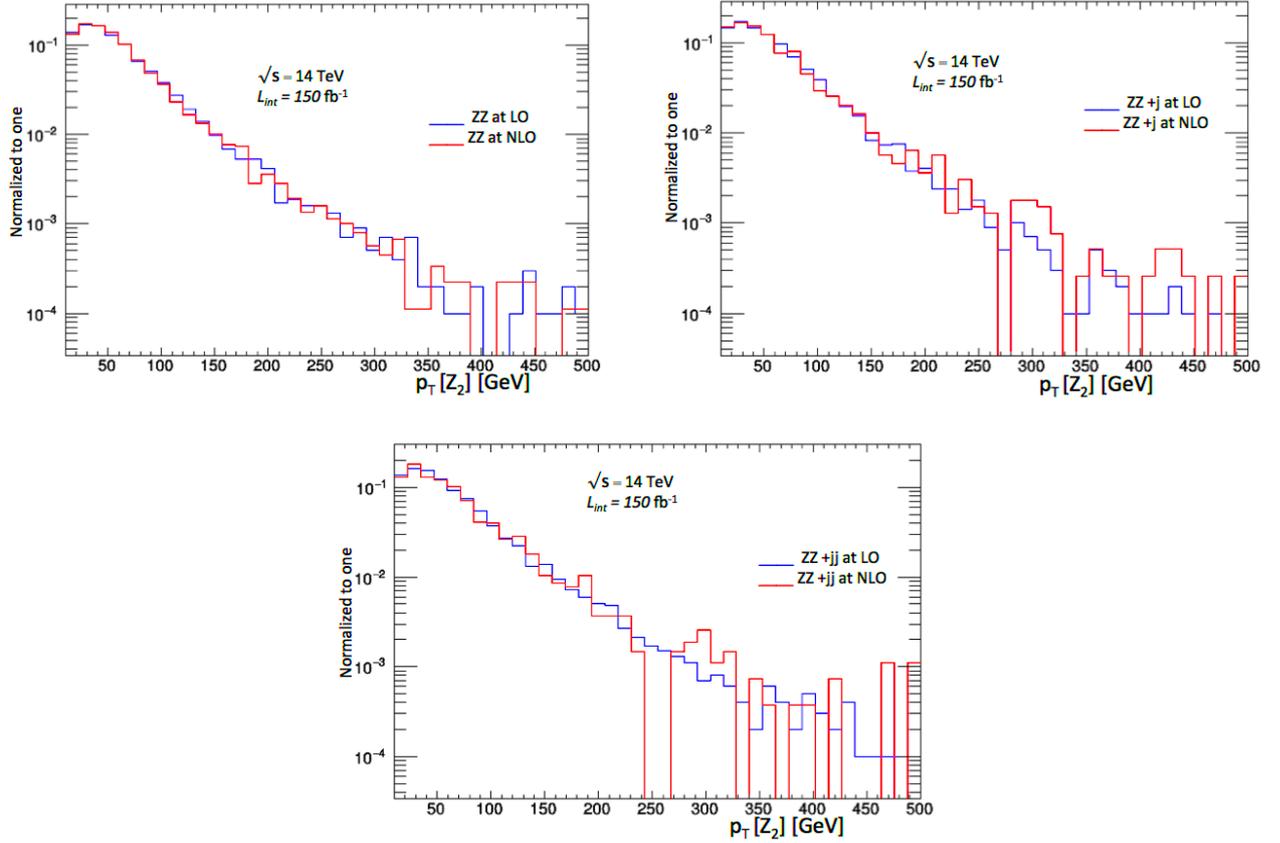


FIGURE 4.9 – Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l’impulsion transverse de second boson produit à l’échelle partonique pour les processus avec un état final de ZZ .

la région centrale comprise entre -2 et $+2$. On remarque également que les contributions des paires ZZ sont plus stables que celle données par les bosons W^+W^- .

C’est également motivant de simuler le comportement de la section efficace différentielle en fonction de l’impulsion transverse du jet principal. On représente dans la figure 4.11, leur évolution pour tous les processus étudiés. A cette échelle, on constate que le seul jet considéré dans les processus $pp \rightarrow W^+W^-/ZZ$ est le jet QCD, qui inclut toutes les particules produites par les contributions réelles des corrections NLO QCD. Leur distribution a un pic dans $p_T(j) \sim 60$ GeV puis elle s’annule rapidement dans les environs de 300 GeV pour les paires ZZ et 380 GeV pour les paires W^+W^- . On remarque également que l’apparition de deux jets dans l’état final rend la distribution moins importante, cependant, les distributions des processus $pp \rightarrow W^+W^-/ZZ + 2\text{jets}$ s’évanouissent rapidement à des $p_T(j) \sim 220$ GeV.

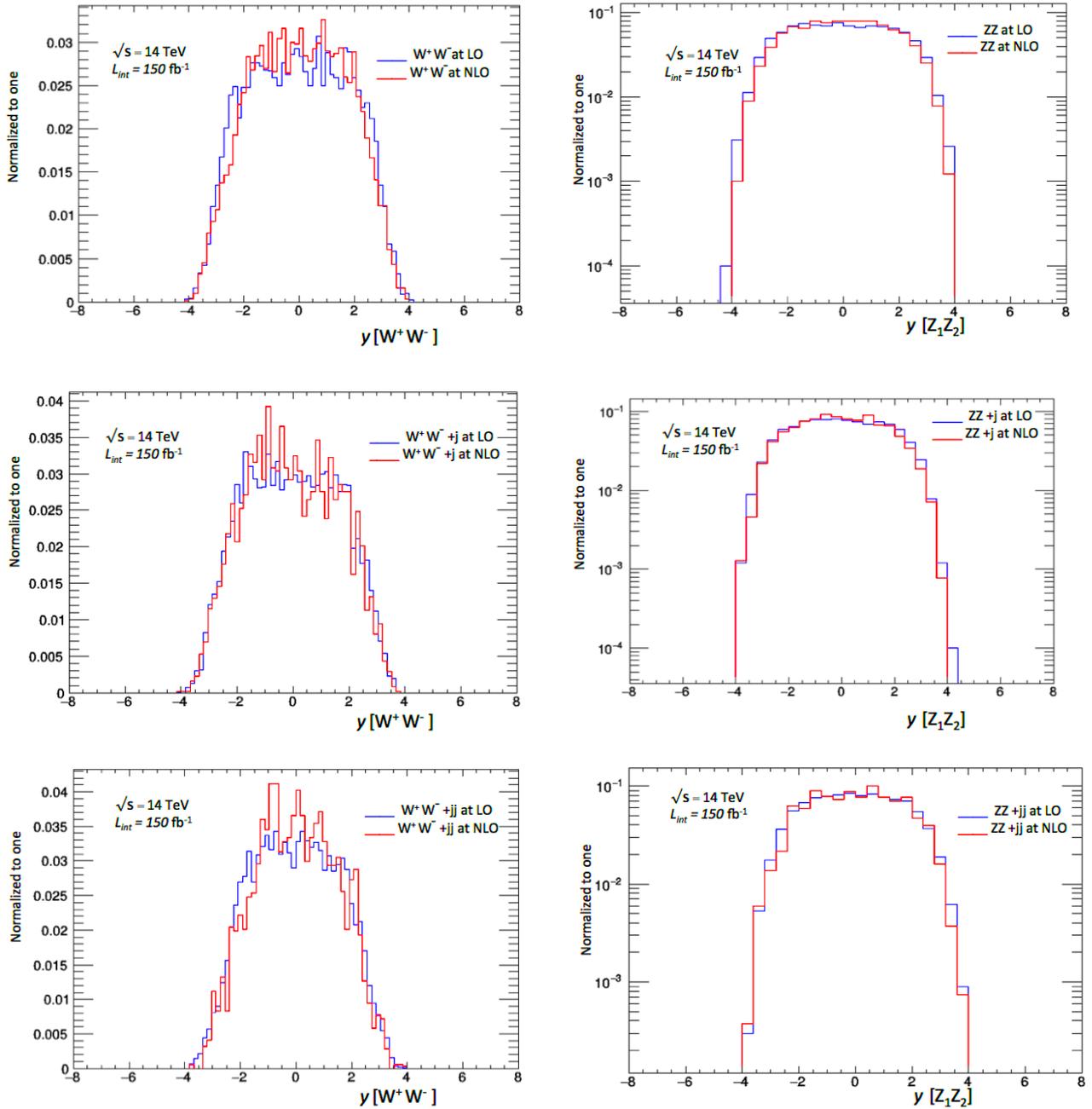


FIGURE 4.10 – Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de la rapidité des deux bosons produit à l'échelle partonique pour tous les processus considérés.

4.6.2 Les distributions à l'échelle hadronique :

Après la désintégration des bosons de jauge, on reconstruit les événements correspondants à partir des leptons produits par leur désintégrations selon les critères de ATLAS décrits précédemment dans le chapitre 3 et en les imposant des coupures de sélection 4.4.1 pour garantir une bonne reconstruction des objets sélectionnés. Les événements reconstruits subissent les phénomènes de

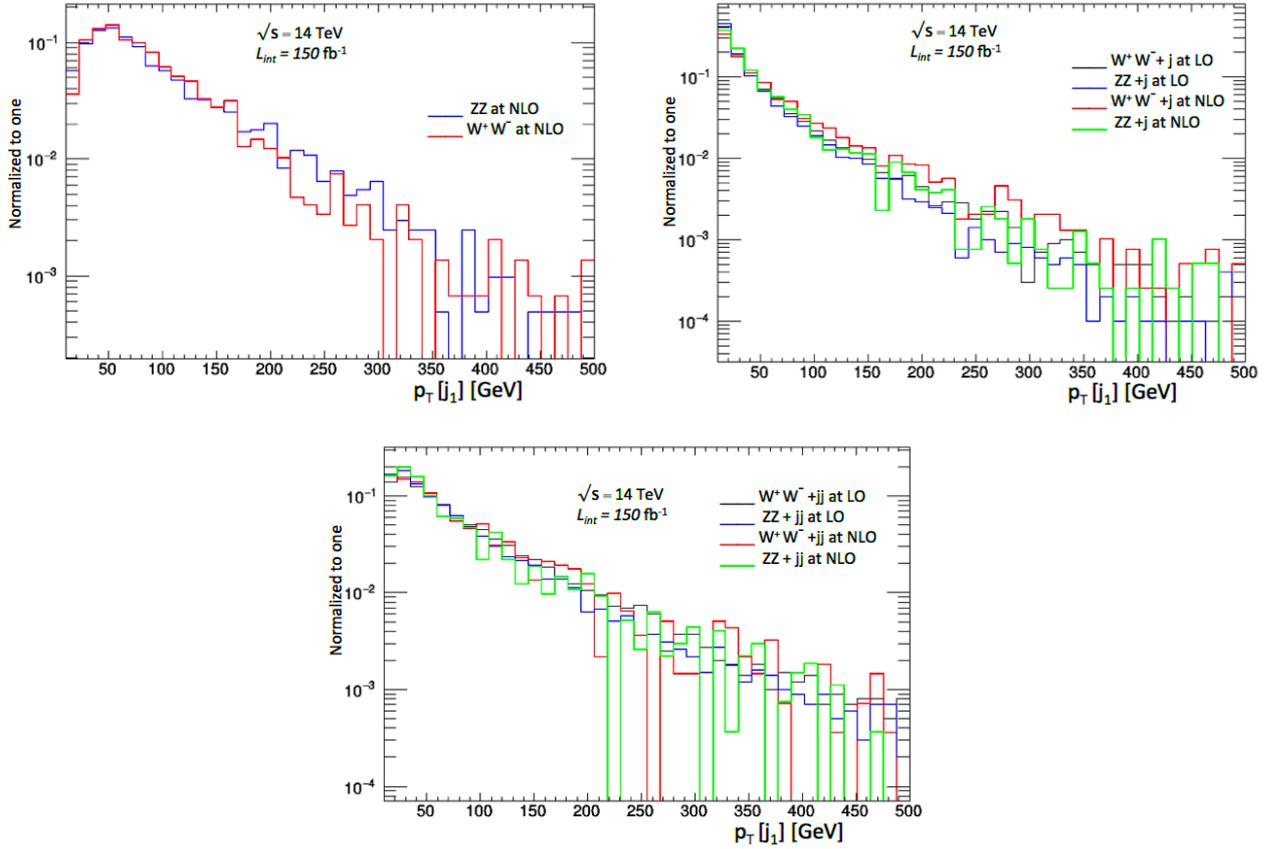


FIGURE 4.11 – Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l’impulsion transverse de premier jet principal produit à l’échelle partonique pour tous les processus considérés.

hadronisation et la radiation partonique (showering) à travers le générateur Pythia8.

Par analogie avec l’échelle partonique, on propose d’étudier les distributions en moments transverses du premier boson reconstruit. D’après la figure 4.12, la production hadronique est faible par rapport à la production partonique, ceci est justifié par le fait qu’à l’échelle hadronique les événements sont reconstruits à partir des particules produites lors de la désintégration des bosons W^+W^-/ZZ ce qui provoque des pertes énergétiques. Les sections efficaces différentielles ont un comportement totalement différent de celui au niveau partonique. Ces sections efficaces se décroissent pour toutes les valeurs de moment transverse du boson V_1 reconstruit jusqu’à ce qu’elle s’évanouissent à une énergie de 260 GeV. Il en est de même pour les distributions en fonction de l’impulsion transverse du second boson reconstruit, représentées dans la figure 4.13. Ces derniers évènements sont moins intenses.

Sur la figure 4.14, on montre les spectres de la rapidité de deux bosons reconstruits pour les différents processus. Il est à noter que l’intervalle de cette distribution à été dilaté pour être comprise entre -6 et 6, par contre leur maximum est toujours dans la même région centrale de -2 à 2.

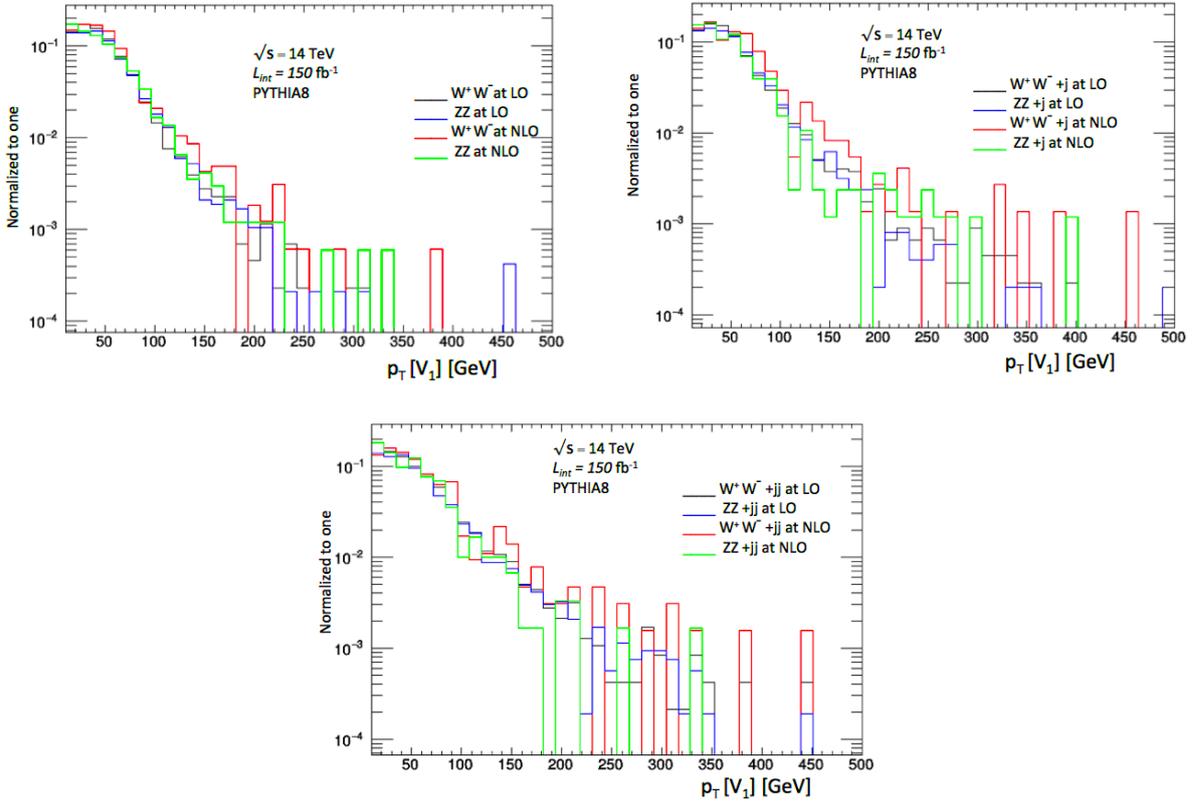


FIGURE 4.12 – Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l’impulsion transverse de premier boson reconstruit à l’échelle hadronique pour tous les processus.

De nouveau, les distributions au niveau hadronique, en fonction des moments transverses du premier jet principal sont illustrées dans la figure 4.15. On constate sur ces courbes que ces distributions ont une allure similaire pour tous les processus et elles sont quasiment semblables à celles données, dans l’échelle partonique. Plusieurs effets sont pris en compte pour expliquer ce résultat mais le plus remarquable est dû au fait de reconstruire des jets avec un grand rayon ($R=0.6$ dans notre cas), aussi ce qui permet d’inclure un nombre important des particules dans notre algorithme. On remarque que ces sections efficaces différentielles ont deux régions : la première est à basse impulsion dans laquelle elles augmentent jusqu’à avoir le maximum par les $p_T(j) \sim 60$ GeV, ensuite elle décroissent graduellement, dans la deuxième région (à hautes impulsions transverses). A cette échelle, un deuxième jet reconstruit est présenté dans la figure 4.16. Il est certainement moins énergétique que le premier jet reconstruit mais ses distributions se comportent de la même manière que les distributions en impulsion transverse du premier jet principal reconstruit.

On constate sur la figure 4.17, que les distributions de la rapidité du premier et second jets principaux ont leur maximum dans la région centrale comprise entre -1.5 et 1.5 .

Comme dernière analyse, on observe l’effet du ”parton shower” sur l’énergie transverse manquante, montré sur les courbes de la figure 4.18.

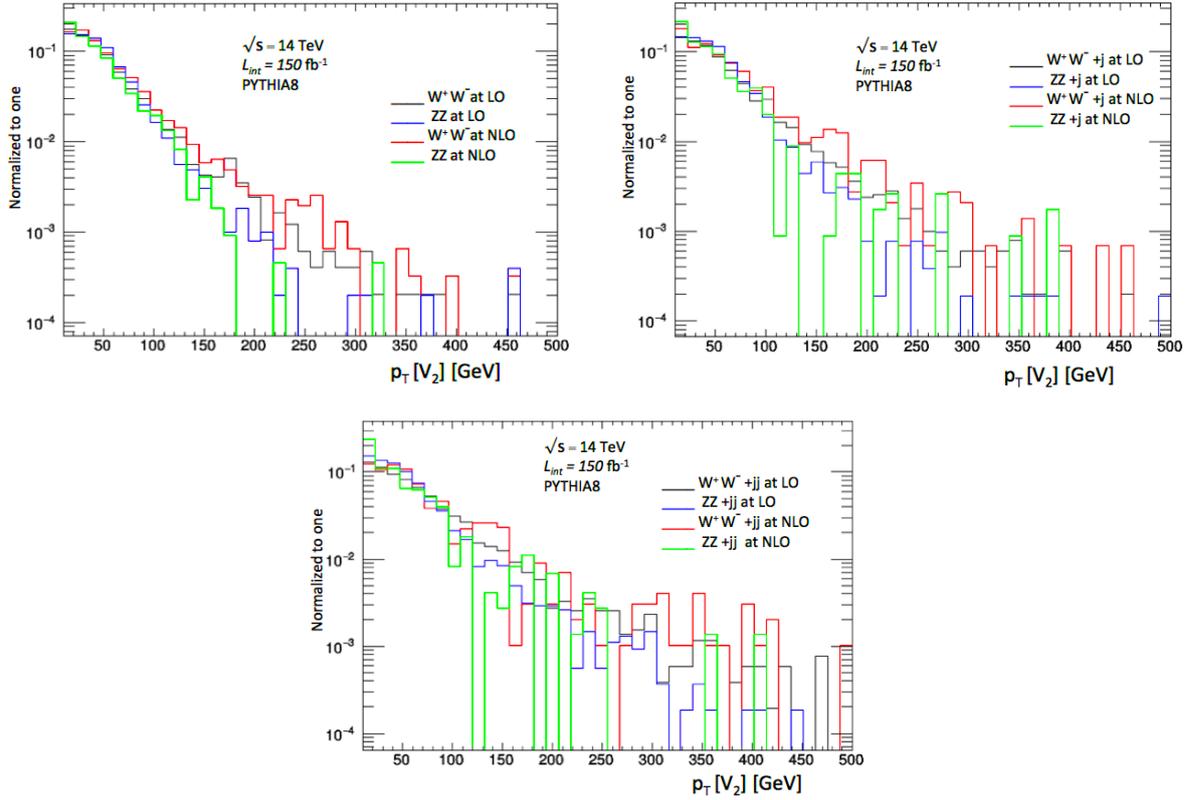


FIGURE 4.13 – Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l’impulsion transverse de second boson reconstruit à l’échelle hadronique pour tous les processus.

A l’échelle hadronique, l’effet des partons shower est bien observé sur les particules invisibles échappant aux détecteur et qui créent des quantités d’énergies non-négligeables, elles sont reconstruites par nos algorithmes en tant que des énergies transverse manquantes. La figure 4.18 présente leur spectres pour tous nos processus, on trouve qu’elles sont importantes et considérables particulièrement pour les processus qui ont un état final avec les bosons ZZ à cause de la masse plus élevée de ces bosons.

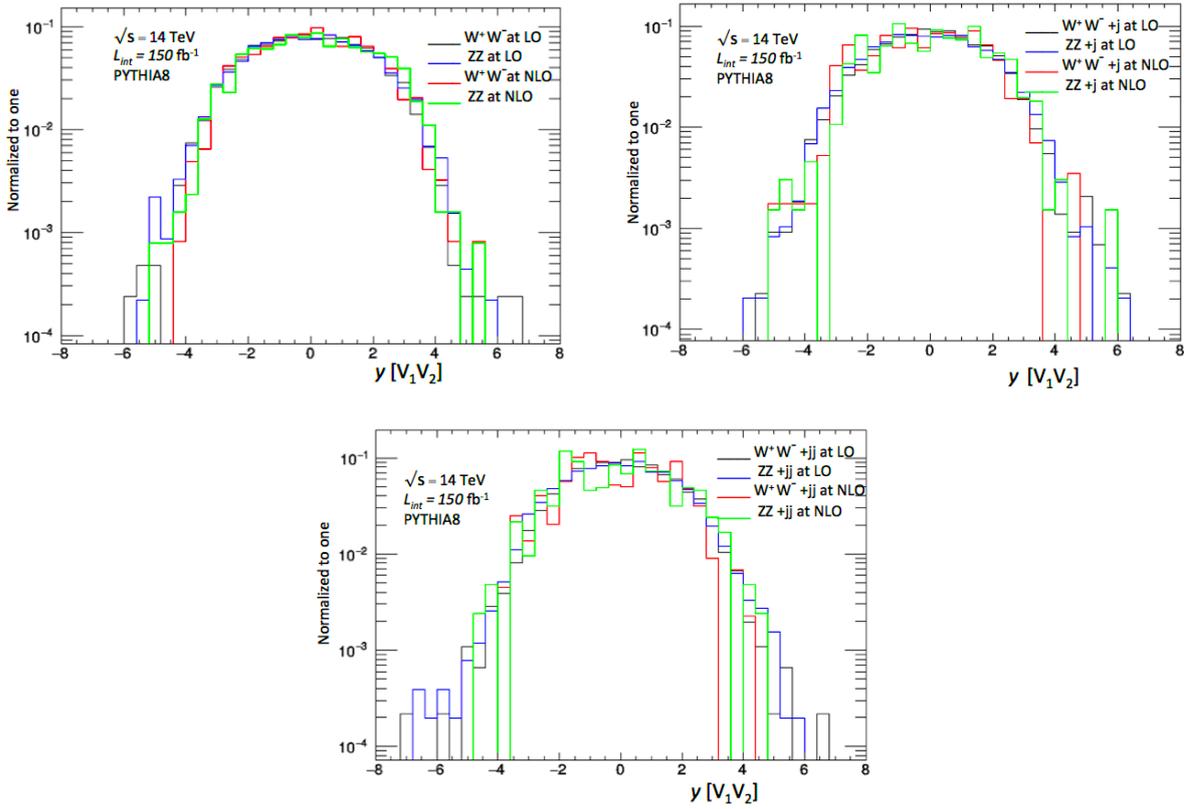


FIGURE 4.14 – Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de la rapidité des deux bosons reconstruits à l'échelle hadronique pour tous les processus.

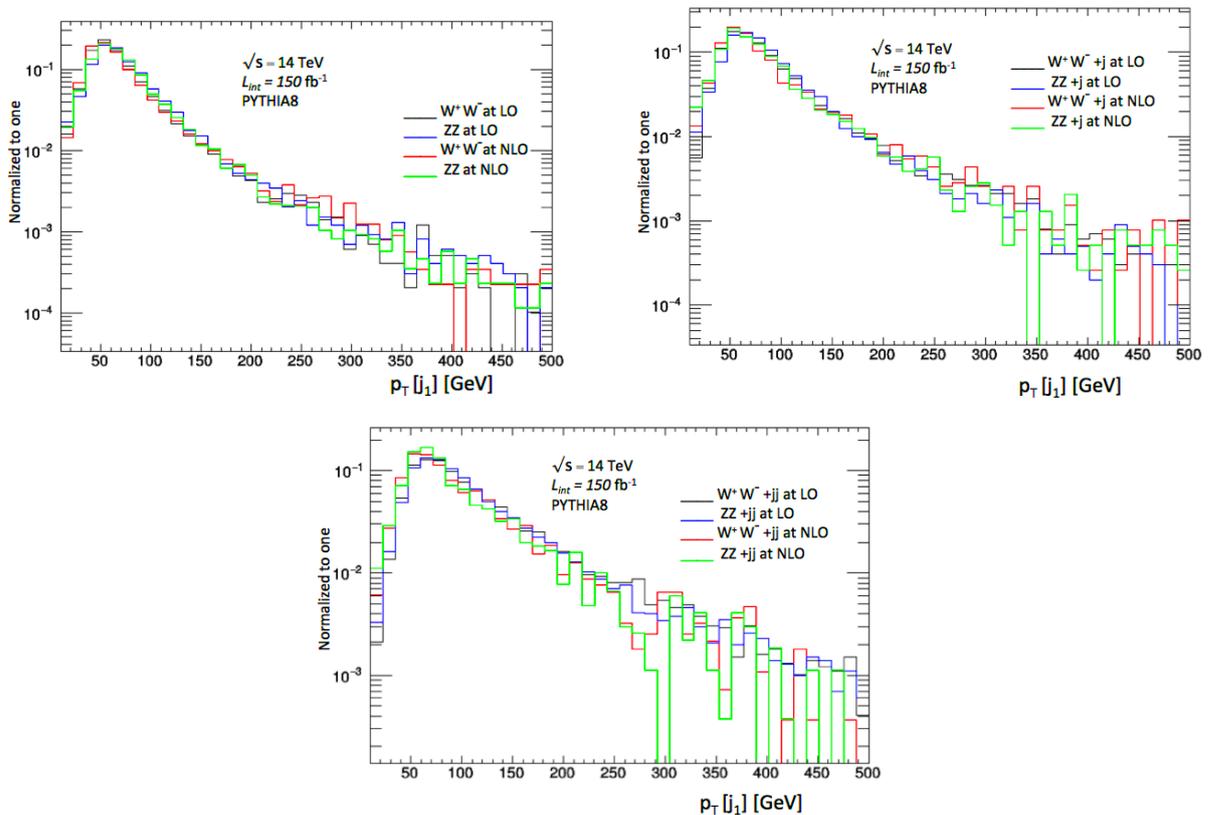


FIGURE 4.15 – Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l'impulsion transverse de premier jet principal reconstruit à l'échelle hadronique pour tous les processus.

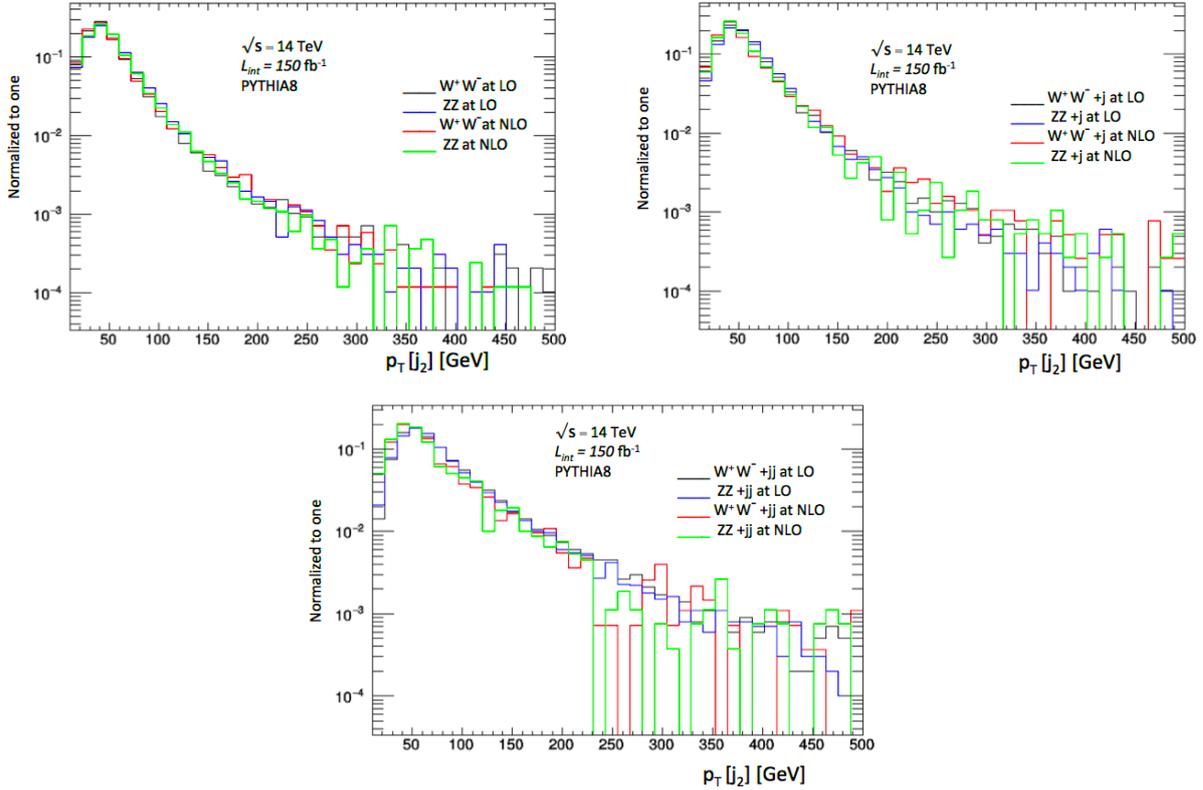


FIGURE 4.16 – Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l’impulsion transverse de second jet principal reconstruit à l’échelle hadronique pour tous les processus.

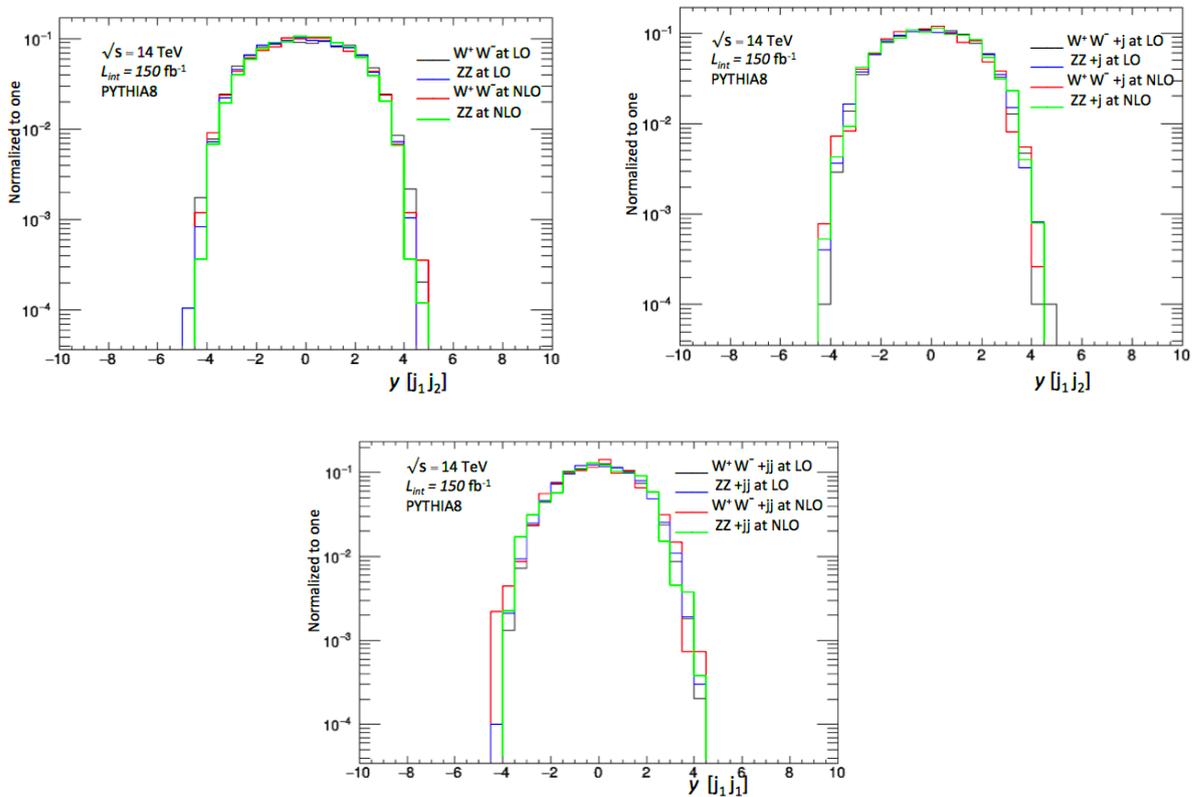


FIGURE 4.17 – Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l’impulsion transverse de la rapidité des deux jets durs reconstruits à l’échelle hadronique pour tous les processus.

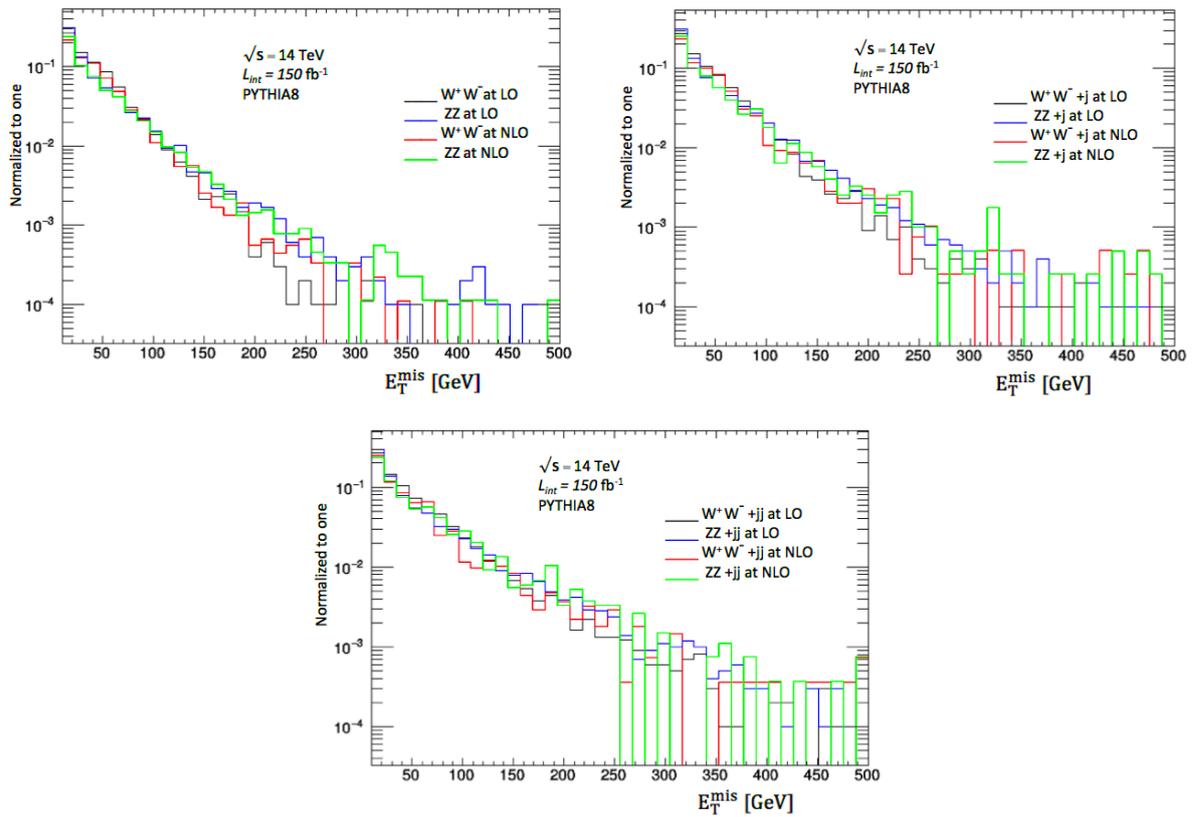


FIGURE 4.18 – Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l'énergie transverse manquante reconstruite à l'échelle hadronique pour tous les processus.

Conclusion

Les travaux présentés au cours de cette thèse sont menés à décrire en détail les différentes étapes de la production directe des paires de bosons de jauge en les attachant à 0, 1 et 2 jets dans l'état final dans les collision proton-proton, à une énergie de $\sqrt{s} = 14$ TeV au centre de masse. Les simulations des événements de ces processus ont été présentés dans le contexte du Modèle Standard, afin de le tester et l'exploiter dans ces canaux. Ces processus ont été générés à l'aide de MadGraph5_aMC@NLO associé avec PYTHIA8 basé sur la méthode des simulations Monte Carlo.

Dans le début de ce manuscrit, on s'est intéressé au cadre théorique de la physique des particules où on a donné une brève description du Modèle Standard. Puis on a décrit les performances du dispositif expérimental ATLAS au sein du grand collisionneur hadronique (LHC), dont chaque sous-détecteur est un outil essentiel dans les analyses des données des collisions proton-proton. On a détaillé également les algorithmes et les critères utiles pour la reconstructions des objets physiques (traces et vertex, électrons et photons, muons, taus, jets et énergie transverse manquante) dans ATLAS.

On a exposé l'effet des corrections QCD à l'ordre suivant de celui de Born, sur les processus de production des paires W^+W^- et ZZ associés à 0,1 et 2 jets dans les collisions de protons. A NLO, ces corrections avec leurs deux contributions, réelles et virtuelles ont donné naissance à de nouveaux canaux pour ces processus qui n'ont pas été permis à l'ordre de l'arbre. En effet, ces corrections ont aussi un impact fort sur les résultats des sections efficaces totales de tous les processus considérés. Elles augmentent de 4%, 22% jusqu'à 67% dans le cas des états finaux avec W^+W^- , W^+W^-j et W^+W^-jj respectivement, et de 22%, 35% jusqu'à 55% dans le cas de production ZZ , ZZj et $ZZjj$ respectivement, par rapport au premier ordre. Ceci est justifié par l'apparition de nouvelles contributions à NLO, notamment celles qui contiennent des boucles des quarks top et bottom, même les canaux émettant le boson de Higg dans l'état intermédiaire ont un effet particulier dans cette augmentation. De plus, on a évalué séparément les sections efficaces produites par la fusion gg , on a vu qu'elle représente au maximum 10% de la totalité des sections efficaces à NLO. Les résultats de nos prédictions sont comparables avec plusieurs prédictions théoriques proposées par différents auteurs, de même ils sont en bon accord avec les mesures expérimentales obtenus au sein d'ATLAS et CMS.

L'ajout d'un ou deux jets aux paires W^+W^-/ZZ dans l'état final, modifie les résultats de leur section efficace totale avec une diminution considérable, ce qui est été expliqué par le reculement

des jets avec les bosons de jauge dans l'état final.

Par ailleurs, on a imposé sur ces productions, trois coupures du moment transverse des jets ($p_T(j) > 10$, $p_T(j) > 100$ et $p_T(j) > 200$). On a montré que le facteur K augmente avec l'augmentation des $p_T(j)$ cela signifie que les corrections QCD sont importantes à large p_T , contrairement aux sections efficaces totales qui montrent un comportement inverse, elles ont des valeurs trop petites à des hautes impulsions transverses des jets

On a estimé les erreurs théoriques via de trois différentes sources lors de nos simulations, la première liée à l'intégration numérique des sections efficaces totales, les incertitudes d'échelle sont déterminée par la variation simultanée des échelles de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F , et la dernière, elle est due au choix des fonctions de distributions partoniques (PDF).

Un autre résultat présenté dans ce travail concerne les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de plusieurs variables cinématiques, à deux niveaux différents, partonique et hadronique. L'échelle partonique permet de motiver nos prédictions ensuite à l'échelle hadronique afin de s'approcher des résultats réels donnés par les expérimentateurs.

Perspectives

Finalement, cette thèse comme tous les travaux scientifiques, apporte des extensions et des perspectives au modèle utilisé. On a décrit une approche théorique de la production on-shell des paires W^+W^-/ZZ en association avec 0, 1 et 2 jets, dans le cadre du Modèle Standard dans le but de l'explorer et le tester. Ces productions ouvrent des nouvelles fenêtres sur plusieurs recherches en physique des hautes énergies dans le cadre du modèle standard, cependant, il est aussi intéressant de les utiliser dans le contexte d'étudier et de comprendre des phénomènes au-delà du SM. Les distributions présentées ont montré ainsi un spectre non-négligeable au delà de nos coupures (résonance > 500 GeV) malgré le fait qu'elles souffrent de l'instabilité. Un exemple concerne l'énergie transverse manquante dont la distribution est montrée sur la figure 4.19. La prise en compte de ces événements peut permettre d'explorer et de prédire des signatures de particules décrivant des théories au-delà du SM. De même, la production de tels processus peut se faire à partir des particules lourdes comme Higgs neutres et chargés, les extra bosons de jauge, squarks et gluinos afin de définir des événements réels dans le contexte de la nouvelle physique.

Dans les futures investigations, on vise à prendre en compte l'ensemble des deux corrections QED+QCD ainsi que de pousser nos calculs jusqu'à Next-to-Next-to-Leading-Order (NNLO). Il est également important de combiner ces paires pas seulement avec des jets mais aussi avec d'autres particules comme les quarks, les photons et les bosons de higgs.

Une autre étude a également un intérêt crucial pour les différentes analyses physiques, il s'agit de la production off-shell de ces processus (leurs désintégrations leptoniques et en paire quarks top) car elle représente un bruit de fond pour nombreux processus.

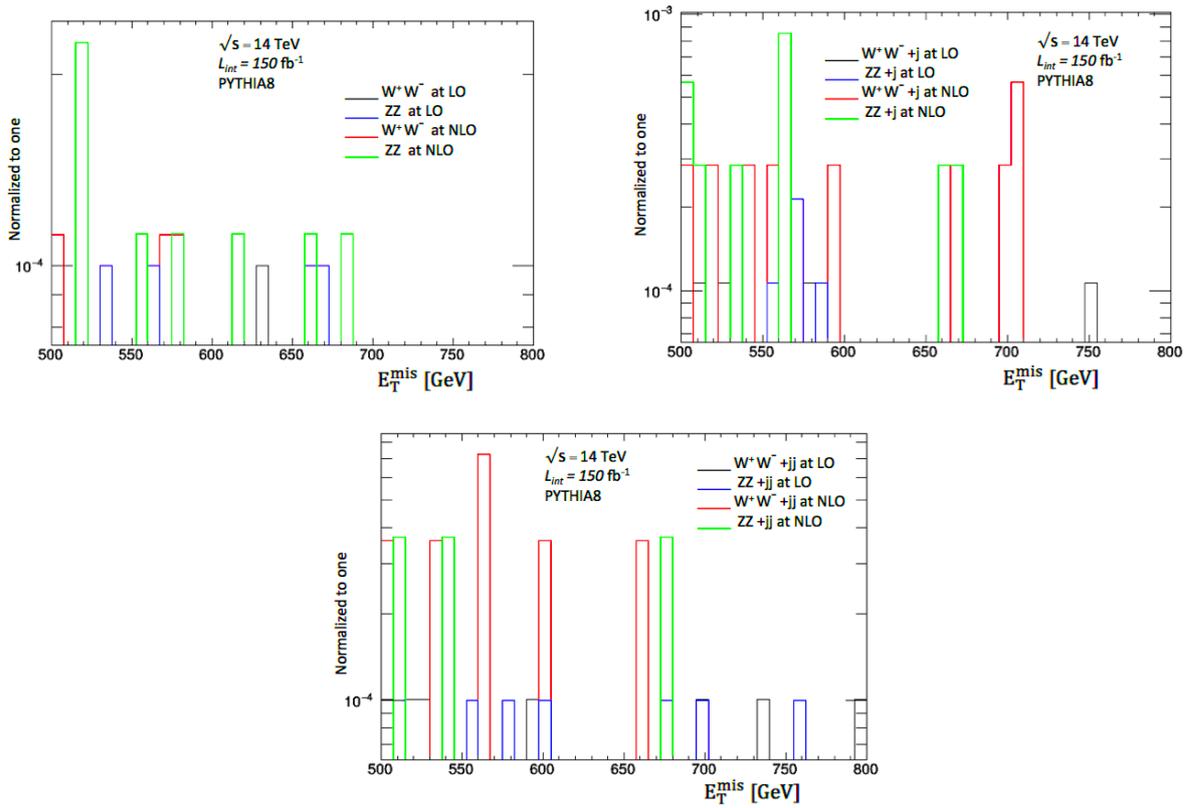


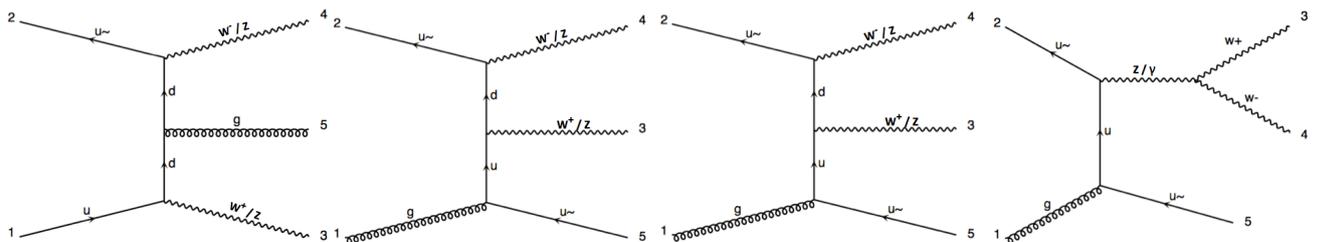
FIGURE 4.19 – Les distributions des sections efficaces différentielles en fonction de l'énergie transverse manquante reconstruite à l'échelle hadronique pour tous les processus à des résonances > 500 GeV.

Annexe A : Diagrammes de Feynman à l'ordre NLO

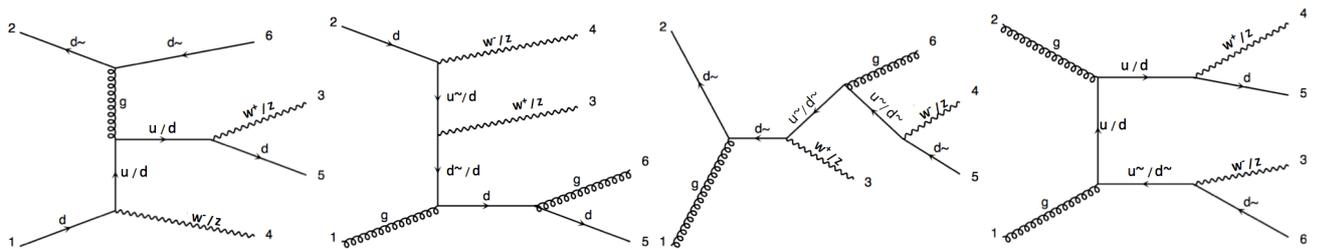
Les corrections QCD au premier ordre de perturbation produisent un très grand nombre de diagrammes de Feynman pour les processus de production des paires de bosons de jauge ww et zz associés à 0, 1 et 2 jets. Dans cette section, on présente quelques diagrammes contribuant aux corrections réelles et virtuelles.

Les contributions réelles

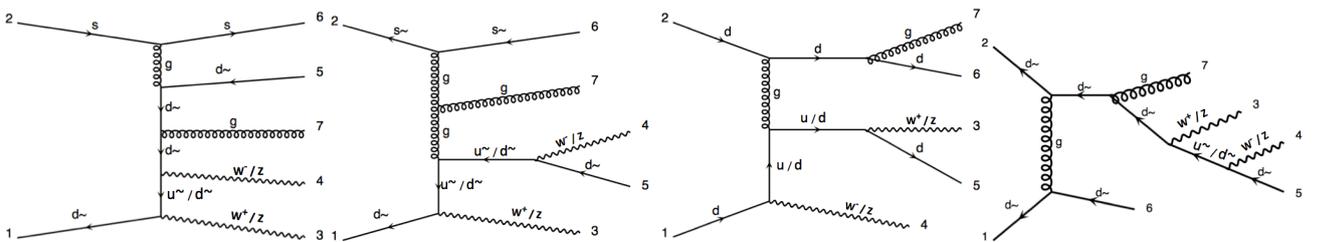
$$pp \rightarrow W^+W^-/ZZ$$



$$pp \rightarrow W^+W^- + j/ZZ + j$$

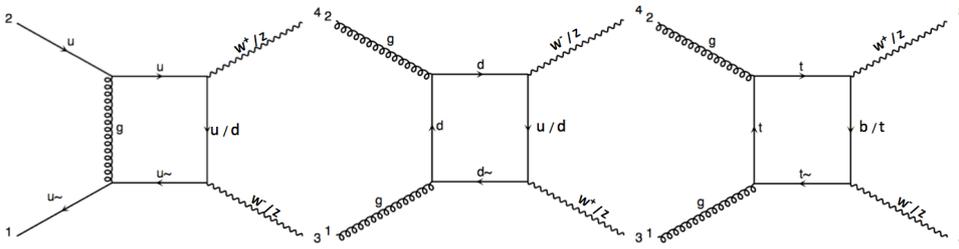


$$pp \rightarrow W^+W^- + jj/ZZ + jj$$

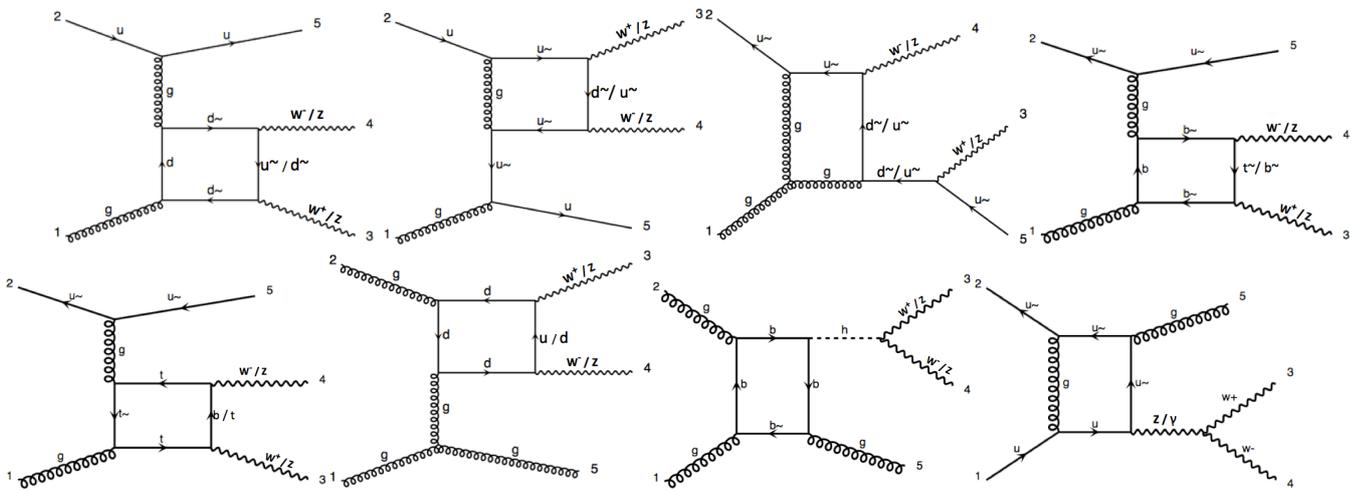


Les contributions virtuelles (boîtes)

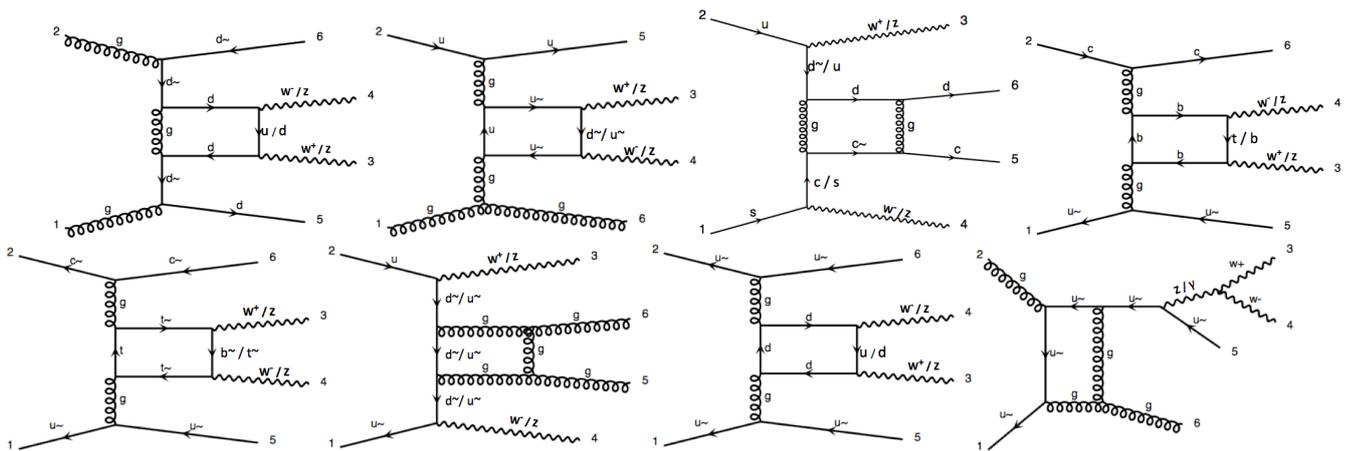
$pp \rightarrow W^+W^-/ZZ$



$pp \rightarrow W^+W^- + j/ZZ + j$

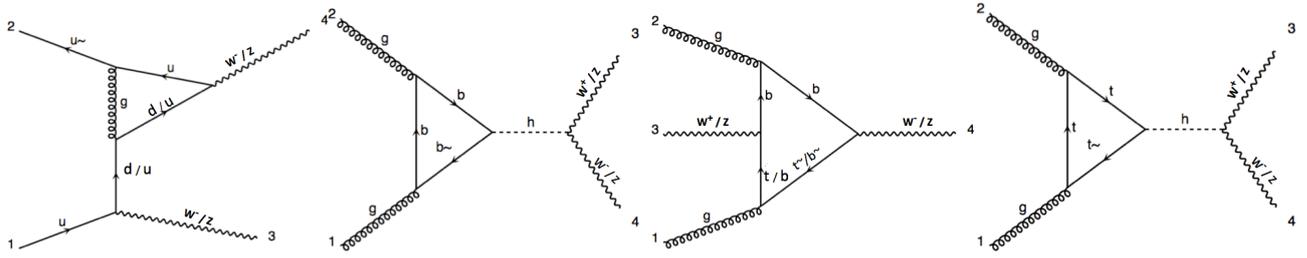


$pp \rightarrow W^+W^- + jj/ZZ + jj$

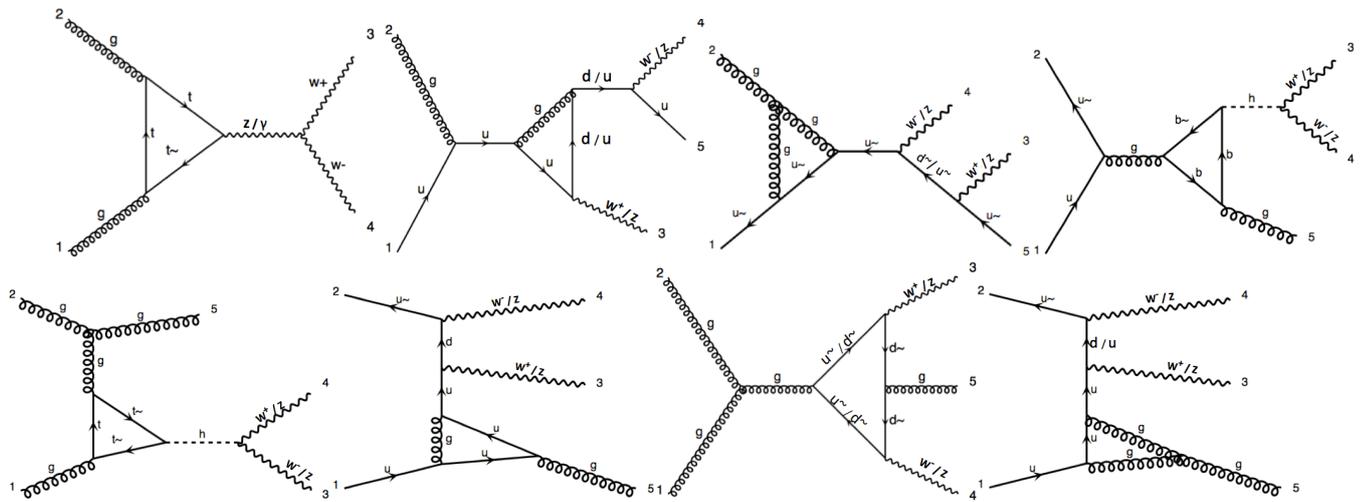


Les contributions virtuelles (triangles)

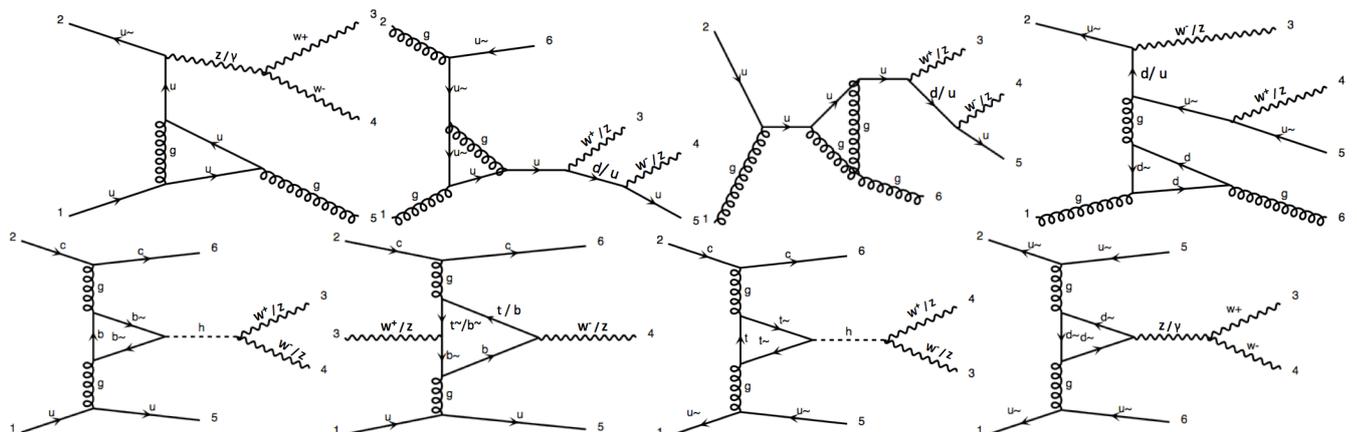
$$pp \rightarrow W^+W^- / ZZ$$



$$pp \rightarrow W^+W^- + j/ZZ + j$$

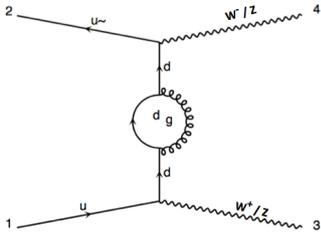


$$pp \rightarrow W^+W^- + jj/ZZ + jj$$

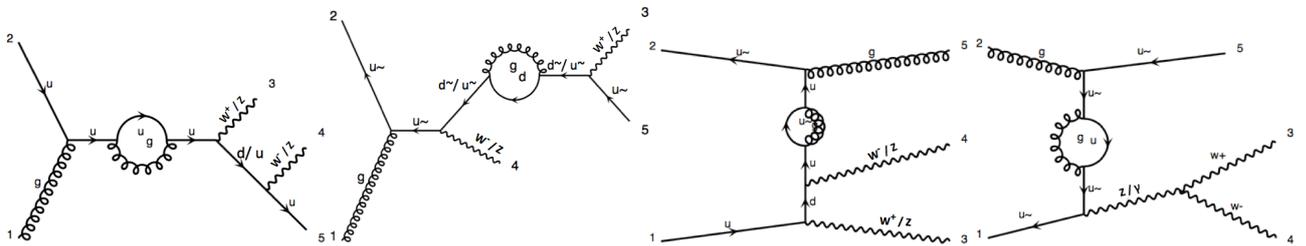


Les contributions virtuelles (boucles)

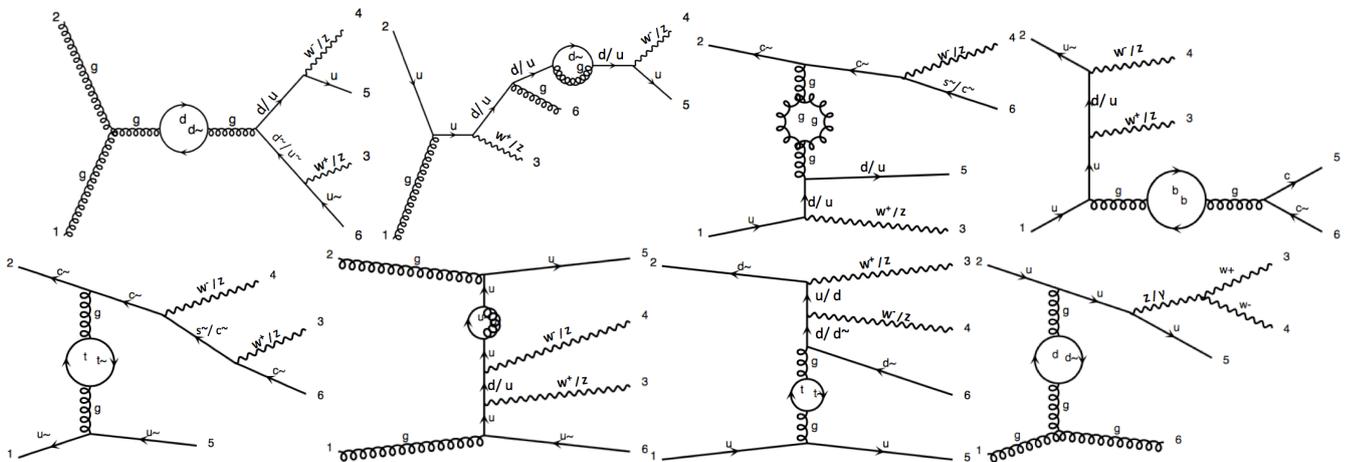
$$pp \rightarrow W^+W^- / ZZ$$



$$pp \rightarrow W^+W^- + j/ZZ + j$$



$$pp \rightarrow W^+W^- + jj/ZZ + jj$$



Bibliographie

- [1] ATLAS Collaboration, "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC", *Phys.Lett.* B716 (2012) p. 1–29, arXiv :hep-ex/1207.7214.
- [2] CMS Collaboration, "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC", *Phys.Lett.* B716 p. 30–61, 2012 arXiv :hep-ex/1207.7235.
- [3] S. Weinberg, "The Making of the standard model," *Eur.Phys.J.* C34 p. 5–13, 2004, arXiv :hep-ph/0401010.
- [4] S. F. Novaes, "Standard model : an introduction", 1999, arxiv : hep-ph/0001283.
- [5] C. Burgess et G. Moore, "The Standard Model : a Primer. Cambridge University Press, 2007.
- [6] Particle Data group. Particle physics booklet, 2012.
- [7] Cush et al., "Standard Model of Elementary Particles", via Wikimedia Commons, 2018, URL : https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg.
- [8] C. Patrignani et al. Particle Data Group, 2017 Review of Particle Physics, *Chin. Phys. C* 40, 2017.
- [9] Julian Schwinger. "Quantum Electrodynamics. I. A Covariant Formulation". In : *Phys. Rev.* 74 p.1439–1461, 1948, doi : 10.1103/PhysRev.74.1439, url : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.74.1439>
- [10] A. Salam. "Elementary particle theory", p. 367. Almquist and Wiksell, Stockholm, 1968.
- [11] A. Salam, "Weak and electromagnetic interactions", . *Proc. of the 8th Nobel Symposium on Elementary Particle Theory, Relativistic Groups and Analyticity*, Stockholm, Sweden, edited by N. Svartholm, p. 367-377, 1968.
- [12] S. L. Glashow. "Partial-symmetries of weak interactions". *Nucl. Phys.* 22 p. 579-588, 1961.
- [13] Steven Weinberg. "Conceptual foundations of the unified theory of weak and electromagnetic interactions", *Rev.Mod.Phys.* 52 p. 515–523, 1980. doi :10.1103/RevModPhys.52.515.
- [14] M. Gell-Mann, "A Schematic Model of Baryons and Mesons", *Phys. Lett.* 8 p. 214–215, 1964.
- [15] F. Englert et R. Brout, "Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons". *Phys. Rev. Lett.* 13 p. 321–323, 1964, doi : 10.1103/PhysRevLett.13.321. url : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>.

- [16] P. W. Higgs, "Broken symmetries, massless particles and gauge fields", *Phys. Lett.* 12 p. 132–133, 1964, doi : 10.1016/0031-9163(64)91136-9 .
- [17] P. W. Higgs. "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons", *Phys. Rev. Lett.* 13 p. 508–509, 1964, doi : 10.1103/PhysRevLett.13.508.
- [18] A. Djouadi, "The anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model", *Phys. Rept.* 457 p. 1–216, 2008, arXiv :hep-ph/0503172
- [19] A. Cheriguene, "Physique au-delà du Modèle Standard et Matière Noire", Mémoire de magister, p. 17, 2010, url : <http://dspace.univ-jijel.dz:8080/xmlui/bitstream/handle/123456789/2079/530.1-13.pdf?sequence=1&isAllowed=y>.
- [20] R. Ellis, W. Stirling, and B. Webber, "QCD and Collider Physics. Cambridge Monographs on Particle Physics", *Nucl. Phys. and Cosmo.* Cambridge University Press, 1996.
- [21] P. Aurenche, "La QCD et son histoire : partons d'un bon pied !", École Joliot-curie de Physique Nucléaire, Maubuisson, 2005. url : <http://cel.archives-ouvertes.fr/cel-0009300/fr/>.
- [22] A. Pitch, "Aspects of Quantum Chromodynamics", 2000, arxiv : hep-ph/0001118v1.
- [23] J. C. Collins, D. E. Soper, and G. F. Sterman, "Factorization of Hard Processes in QCD", *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* 05, p1, 1989, arxiv : hep-ph/0409313.
- [24] J. Pumplin et al., "New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis", *JHEP* 07 p. 012, 2002, arxiv : hep-ph/0201195.
- [25] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, " e^+e^- pair annihilation and deep inelastic ep scattering in perturbation theory", *Sov.J.Nucl.Phys.* 15 p. 675–684, 1972.
- [26] Guido Altarelli and G. Parisi, "Asymptotic freedom in parton language", *Nucl.Phys. B* 126 p. 298, 1977. doi :10.1016/0550-3213(77)90384-4.
- [27] H.-L. Lai et al., "New parton distributions for collider physics", *Phys. Rev.*, D82 p. 074024, 2010, arXiv : hep-ph/1007.2241.
- [28] T.-J. Hou et al., "CT14 Intrinsic Charm Parton Distribution Functions from CTEQ-TEA Global Analysis", *JHEP* 02 p. 059, 2018 arxiv : hep-ph/1707.00657.
- [29] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne et G. Watt, "Parton distributions for the LHC", *Eur.Phys.J., C* 63 p. 189–285, 2009, arXiv : hep-ph/0901.0002.
- [30] R. D. Ball et al., "Unbiased global determination of parton distributions and their uncertainties at NNLO and at LO", *Nucl.Phys., B* 855 p.153–221, 2012, arXiv : hep-ph/1107.2652.
- [31] The NNPDF Collaboration : R. D. Ball, V. Bertone, S. Carrazza, C. S. Deans, L. D. Debbio, S.Forte, A. Guanti, N. P. Hartland, J. Latorre, J. Rojo and M. Ubiali, "Parton distributions with LHC data", *Nucl. Phys. B*, 2012, arXiv : hep-ph/1207.1303.
- [32] B. Delamotte, "A hint of renormalization", *Am. J. Phys.* 72 p. 170–184, 2004, arXiv :hep-th/0212049.

- [33] K. G. Wilson et J. Kogut, "The renormalization group and the expansion", Phys. Rep. C 12 p. 75–199, 1974.
- [34] G. 't Hooft, "Dimensional regularization and the renormalization group", Nucl. Phys. B 61 p. 455–468, 1973, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321373903763>.
- [35] G. 't Hooft, "Renormalization of massless Yang-Mills fields", Nucl. Phys. B 33.1, p. 173–199, 1971, doi : [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(71\)90395-6](https://doi.org/10.1016/0550-3213(71)90395-6), url : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321371903956>.
- [36] G. 't Hooft and M. Veltman, "Regularization and Renormalization of Gauge Fields", Nucl. Phys. B 44 p.189–213, 1972.
- [37] url : <http://vetopsy.fr/modele-standard-particules/interactions-fundamentales-particules.php>
- [38] L. Ibàñez and G. Ross, "Low-energy predictions in supersymmetric grand unified theories", Phys. Lett. B 105 p. 439–442, 1981, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269381912004>.
- [39] W. J. Marciano and G. Senjanovic, "Predictions of supersymmetric grand unified theories", Phys. Rev. D 25 p. 3092–3095, 1982, <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.25.3092>.
- [40] Michael E. Peskin, "Supersymmetry in elementary particle physics", C06-06-04 p. 609–704, 2008. arXiv :hep-ph/0801.1928.
- [41] L. R. Evans and P. Bryant, "LHC Machine", JINST 3 p. S08001, 2008, url : <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08001>.
- [42] CERN. Faq : "LHC, the guide", url : <http://cds.cern.ch/record/1092437/files/CERN-Brochure-2008-001-Eng.pdf>.
- [43] S. Myers and E. Picasso, "The design, construction and commissioning of the CERN large Electron-Positron collider", Contemp. Phys. 31 p. 387–403, 1990, eprint : <https://doi.org/10.1080/00107519008213789>
- [44] Grand collisionneur électron-positon (LEP), 2013, <https://cds.cern.ch/record/1997707>.
- [45] Site internet du CERN. <http://home.web.cern.ch/>.
- [46] ATLAS Collaboration, "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider", JINST 3 p. S08003, 2008, doi :10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [47] ATLAS Collaboration. ATLAS, "technical proposal for a general-purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN", LHC Tech. Proposal. Geneva : CERN, 1994, url : <http://cds.cern.ch/record/290968>.
- [48] CMS Collaboration, "The CMS experiment at the CERN LHC", JINST 3 p. S08004, 2008, doi :10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [49] CMS Collaboration, "Technical proposal. LHC Tech. Proposal. Cover title : CMS, the Compact Muon Solenoid", tech proposal. Geneva : CERN, 1994, url : <http://cds.cern.ch/record/290969>.

- [50] LHCb Collaboration, "The LHCb experiment at the CERN LHC", JINST 3 p. S08005, 2008, doi :10.1088/1748-0221/3/08/S08005.
- [51] LHCb Collaboration, "LHCb", Tech. Proposal. Geneva : CERN, 1998, url : <http://cds.cern.ch/record/622031>.
- [52] ALICE Collaboration, "The ALICE Experiment at the CERN LHC", JINST 3 p. S08002, 2008, doi :10.1088/1748-0221/3/08/S08002.
- [53] ALICE Collaboration, "ALICE : Technical proposal for a Large Ion collider Experiment at the CERN LHC", LHC Tech. Proposal. Geneva : CERN, 1995. url : <http://cds.cern.ch/record/293391>.
- [54] TOTEM Collaboration, "The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider", JINST 3 p. S08007, 2008, doi :10.1088/1748-0221/3/08/S08007.
- [55] LHCf Collaboration, "The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider", JINST 3 p. S08006, 2008, doi :10.1088/1748-0221/3/08/S08006.
- [56] E. Mobs, "The CERN accelerator complex. Complexe des accélérateurs du CERN", 2016, General Photo, url : <https://cds.cern.ch/record/2197559>
- [57] ATLAS Collaboration, "Luminosity Public Results for Run 1", 2018, url : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>.
- [58] R. Bruce, G. Arduini, H. Bartosik et al., "LHC Run 2 : Results and challenges ", CERN-ACC-2016-0103, 2016, MOAM5P50 p.7, url : <https://cds.cern.ch/record/2201447>.
- [59] ATLAS Collaboration, "Luminosity Public Results Run 2", Tech. rep., 2019, url : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>.
- [60] Particle Data Book, Rev. of Part. Phys., 2012, <http://pdg.lbl.gov/2011/reviews/rpp2011-rev-accel-phys-colliders.pdf>.
- [61] Site internet, url : <https://cds.cern.ch/record/1095924>.
- [62] Site internet, url : <https://cds.cern.ch/record/1505342>.
- [63] ATLAS Collaboration, "ATLAS Magnet System : Technical Design Report", Technical Design Report ATLAS, 1997, CERN/LHCC/97-18.
- [64] Site internet, url : <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/MagneticField>.
- [65] A. Yamamoto, Y. Makida, R. Ruber, Y. Doi, T. Haruyama, et al., "The ATLAS central solenoid", Nucl.Instrum.Meth. A584 p.53–74, 2008, doi : 10.1016/j.nima.2007.09.047.
- [66] ATLAS Collaboration, "ATLAS central solenoid : Technical Design Report". Tech. Des. Rep. ATLAS. CERN, Geneva, 1997, url : <http://cdsweb.cern.ch/record/331067/>.
- [67] ATLAS Collaboration, "ATLAS barrel toroid : Technical design report", Tech. Des. Rep. ATLAS CERN-LHCC-97-019, 1997, url : <https://cds.cern.ch/record/331065?ln=fr>.
- [68] ATLAS Collaboration, "ATLAS inner detector : Technical Design Report", vol1, Tech. Des. Rep. ATLAS. CERN, Geneva, 1997, url : <http://cdsweb.cern.ch/record/331063/>.

- [69] ATLAS Collaboration, "ATLAS inner detector : Technical Design Report", vol2, Tech. Des. Rep. ATLAS. CERN, Geneva, 1997, url : <http://cdsweb.cern.ch/record/331064/>.
- [70] ATLAS Collaboration, "The ATLAS Inner Detector commissioning and calibration", Eur. Phys. J., C70 p.787-821, 2010, arXiv : hep-ph/1004.5293.
- [71] ATLAS Collaboration, Track Reconstruction Performance of the ATLAS Inner Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV, ATL-PHYS-PUB-2015-018, 2015, url : <https://cds.cern.ch/record/2037683>.
- [72] N. Vermes and G. Hallewel, "ATLAS pixel detector : Technical Design Report", Tech. Des. Rep. ATLAS. CERN, Geneva, CERN-LHCC-98-013, 1998, url : <http://cds.cern.ch/record/381263>.
- [73] ATLAS collaboration, "Insertable B-Layer Technical Design Report", Tech. Rep. CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR- 19, 2010, url : <http://cds.cern.ch/record/1291633>.
- [74] A. La Rosa. "The ATLAS Insertable B-Layer : from construction to operation", JINST 11 p. C12036, 2016 : arXiv : physics.ins-det/1610.01994, url : <http://arxiv.org/abs/1610.01994>.
- [75] ATLAS Collaboration, "The silicon microstrip sensors of the ATLAS semiconductor tracker", Nucl. Instrum. and Meth. 578.1 p. 98 - 118, 2007, doi : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.04.157>, url : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207007644>.
- [76] A. Abdesselam et al., "The barrel modules of the ATLAS semiconductor tracker", Nucl. Instrum. Meth., A 568 p. 642-671, 2006, doi : 10.1016/j.nima.2006.08.036.
- [77] The ATLAS TRT collaboration, "The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube : design and performance", J. of Instrum. 3.02 p. 02013, 2008, url : <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=02/a=P02013>.
- [78] The ATLAS Collaboration, "ATLAS liquid argon calorimeter : Technical Design Report", Tech. Des. Rep. ATLAS. CERN, Geneva, 1996, url : <http://cdsweb.cern.ch/record/331061/>.
- [79] ATLAS Collaboration, "Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data", Eur. Phys. J. C, CERN-PH-EP-2014-153, p.51 2014, arXiv : hep-ex/1407.5063, <http://cds.cern.ch/record/1125884/files/CERN-OPEN-2008-020.pdf>.
- [80] ATLAS Collaboration, "ATLAS tile calorimeter : Technical design report", Tech. des. rep., CERN-LHCC-96-042 p. 333, 1996, url : <https://cds.cern.ch/record/331062?ln=fr>.
- [81] The ATLAS Collaboration, "ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report", Tech. Des. Rep. ATLAS. CERN, Geneva, CERN/LHCC/97- 22, 1997, url : <http://cdsweb.cern.ch/record/331068/>.
- [82] ATLAS Collaboration, "Commissioning of the ATLAS Muon Spectrometer with Cosmic Rays", Eur. Phys. J. C70 p. 875-916, 2010, doi : 10.1140/epjc/s10052-010-1415-2, arXiv : physics.ins-det/1006.4384.
- [83] ATLAS Collaboration, "Calibration and Performance of the ATLAS Muon Spectrometer", 2011, arXiv : physics.ins-det/1109.6933.

- [84] ATLAS Collaboration, “The Run-2 ATLAS Trigger System”, tech. rep. ATL-DAQ-PROC-2016-003, CERN, 2016, url : <https://cds.cern.ch/record/2133909>.
- [85] M. zur Nedden, “The Run-2 ATLAS Trigger System : Design, Performance and Plan”, tech. rep. ATL-DAQ-PROC-2016-039, CERN, 2016, url : <https://cds.cern.ch/record/2238679>.
- [86] ATLAS Collaboration, “ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report”, Tech. Rep. ATLAS. CERN, Geneva, CERN-LHCC-98-014, 1998, <http://cdsweb.cern.ch/record/381429/>.
- [87] Morad Aaboud et al., ”Performance of the ATLAS Trigger System in 2015”, Eur. Phys. J. C77.5 p. 317, 2017, doi : 10.1140/epjc/s10052-017-4852-3. arXiv : hep-ex/1611.09661.
- [88] N. Soni, ATLAS Collaboration, ”ATLAS Forward Detectors and Physics”, 2010, arXiv : hep-ex/1006.5426.
- [89] P. Calafiura et al., “The Athena control framework in production, new developments and lessons learned”, p. 456-458, 2005.
- [90] I. Bird et al., ”Update of the Computing Models of the WLCG and the LHC Experiments”, Tech. Rep. LCG 2, 2014, url : <https://cds.cern.ch/record/1695401>.
- [91] Site internet, “ROOT Reference Guide”, <https://root.cern.ch/root/html/>.
- [92] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT, An object oriented data analysis framework”, Nucl. Instrum. Meth. A 389.1 p. 81-86, 1997, ISSN : 0168-9002. DOI : 10.1016/S0168-9002(97)00048-X, url : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029700048X>.
- [93] T. Sjöstrand and A. de Roeck, ”Monte carlo generators dor the lhc”, Talk, CERN. Geneva, 2005, url : <http://cdsweb.cern.ch/record/794322>.
- [94] R. Fruhwirth, Application of Kalman filtering to track and vertex fitting, Nucl. Instrum. Meth. Phys. A 262 p. 444-450, 1987, doi : 10.1016/0168-9002(87)90887-4.
- [95] T. G. Cornelissen, M. Elsing, I. Gavrilenko, J. F. Laporte, W. Liebig, M. Limper, K. Nikolopoulos, A. Poppleton, and A. Salzburger, ” The global χ^2 track fitter in ATLAS”, J. Phys. Conf. Ser. 119 p. 032013, 2008, doi :10.1088/1742-6596/119/3/032013, url : <http://stacks.iop.org/1742-6596/119/i=3/a=032013>.
- [96] T. G. Cornelissen, N Van Eldik, M Elsing, et al., ”Updates of the ATLAS Tracking Event Data Model (Release 13)”, Tech. rep. ATL-SOFT-PUB-2007-003. ATL-COM-SOFT-2007-008. Geneva : CERN, 2007, url : <https://cds.cern.ch/record/1038095>.
- [97] The ATLAS Collaboration, ”Impact Parameter Resolution”, IDTR-2015-007, 2017, url : <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/IDTR-2015-007>.
- [98] The ATLAS Collaboration, ”Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS : expected performance at high energy and results at 900 GeV”, ATLAS-CONF-2010-005, 2010, url : <https://cds.cern.ch/record/1273197>.
- [99] G. Aad et al., “Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data”, Eur. Phys. J. C74.10 p. 3071, 2014, doi : 10.1140/epjc/s10052-014-3071-4, arXiv : hep-ex/1407.5063.

- [100] The ATLAS Collaboration, "Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton-proton collision data at $\hat{O}s = 13$ TeV", *Eur. Phys. J.*, 2019, 10.1140/epjc/s10052-019-7140-6, arXiv : physics.ins-det/1902.04655.
- [101] W Lampl, S Laplace, D Lelas, et al., "Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance". Tech. rep. ATL-LARG-PUB-2008-002. ATLCOM- LARG-2008-003. Geneva : CERN, 2008, url : <https://cds.cern.ch/record/1099735>.
- [102] The ATLAS Collaboration, "Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton-proton collision data", Tech. Rep. ATLAS-CONF-2016-024, CERN, Geneva, 2016, url : <https://cds.cern.ch/record/2157687>.
- [103] The ATLAS Collaboration, "Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV", *Eur.Phys.J.* C76 p. 292, 2016, doi : 10.1140/epjc/s10052-016-4120-y, arXiv : hep-ex/1603.05598.
- [104] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, "The anti- k_t jet clustering algorithm", *JHEP* 04 p. 063, 2008, doi : 10.1088/1126-6708/2008/04/063, arXiv : hep-ph/0802.1189.
- [105] M. Cacciari and G. P. Salam, "Dispelling the N3 myth for the kt jet-finder", *Phys.Lett. B* 641 p. 57-61, 2006, doi : 10.1016/j.physletb.2006.08.037, arXiv : hep-ph/0512210.
- [106] S. Catani, Yuri L. Dokshitzer, M. H. Seymour, and B. R. Webber, "Longitudinally invariant Kt clustering algorithms for hadron hadron collisions", *Nucl. Phys.*, B406 p. 187-224, 1993, doi : 10.1016/0550-3213(93)90166-M.
- [107] Y. L. Dokshitzer, G. D. Leder, S. Moretti, and B. R. Webber, "Better jet clustering algorithms", *JHEP*, 08 p. 001, 1997, arXiv : hep-ph/9707323, doi : 10.1088/1126-6708/1997/08/001.
- [108] The ATLAS Collaboration, "Commissioning of the ATLAS high-performance btagging algorithms in the 7 TeV collision data". Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-102, 2011, url : <https://cdsweb.cern.ch/record/1369219>.
- [109] The ATLAS Collaboration, "Optimisation of the ATLAS b-tagging performance for the 2016 LHC Run", Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2016-012, CERN, Geneva, 2016, url : <https://cds.cern.ch/record/2160731>.
- [110] The ATLAS Collaboration, "Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in ATLAS studied in Proton-Proton Collisions recorded in 2012 at 8 TeV", Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-082, CERN, Geneva, 2013, <http://cds.cern.ch/record/1570993>.
- [111] The ATLAS Collaboration, "Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector in the first proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV, ATL-PHYS-PUB-2015-027, 2015, url : <https://cds.cern.ch/record/2037904>.
- [112] S. Brochet, "Recherche de la physique au delà du Modèle Standard dans le secteur du quark top et calibration de l'échelle en énergie des jets avec l'expérience CMS du LHC", thèse de doctorat, Université de Lyon1, 2014, url : <http://hal.in2p3.fr/tel-01089260v2/document>.

- [113] J. Alwall et al., “MadGraph 5 : Going Beyond”, JHEP 06 p.128, 2011, doi : 10.1007/JHEP06(2011)128, arXiv : hep-ph/1106.0522.
- [114] J. Alwall et al. “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations”, JHEP 07 p.079, 2014, doi : 10.1007/JHEP07(2014)079, arXiv : hep-ph/1405.0301.
- [115] S. Frixione, P. Nason, B.R. Webber, ”Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production”, JHEP 0308 p. 007, 2003, doi : 10.1088/1126-6708/2003/08/007, arxiv : hep-ph/ 0305252.
- [116] C. Oleari, “The POWHEG-BOX”, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 205-206 p. 36-41, 2010, doi : 10.1016/j.nuclphysbps.2010.08.016, arXiv : hep-ph/1007.3893.
- [117] R. Frederix, E. Re and P. Torrielli, ”Single-top t-channel hadroproduction in the four-flavour scheme with POWHEG and aMC@NLO”, JHEP 09 p. 130, 2012, doi : 10.1007/JHEP09(2012)130, arXiv : hep-ph/1207.5391.
- [118] S. Alioli, et al., ” A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX”, JHEP 1006 p.043, 2010, doi : 10.1007/JHEP06(2010)043, arXiv : hep-ph/1002.2581.
- [119] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, PYTHIA 6.4 Physics and Manual, JHEP 05 p. 26, 2006, doi : 10.1088/1126-6708/2006/05/026, arXiv : hep-ph/0603175.
- [120] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, ”A Brief Introduction to PYTHIA 8.1”, Comput. Phys. Commun. 178 p. 852-867, 2008, doi : 10.1016/j.cpc.2008.01.036, arXiv : hep-ph/0710.3820.
- [121] J. Bellm, S. Gieseke, D. Grellscheid, et al., ”Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note”, Eur. Phys. J. C 76 p. 196, 2016, doi : 10.1140/epjc/s10052-016-4018-8, arXiv : hep-ph/1512.01178.
- [122] M. Bahr et al., ”Herwig++ Physics and Manual”, Eur. Phys. J. C 58 p.639-707, 2008, doi : 10.1140/epjc/s10052-008-0798-9, arXiv : hep-ph/0803.0883.
- [123] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, and M. Treccani, ”Matching matrix elements and shower evolution for top-quark production in hadronic collisions”, JHEP, 0701 p.013, 2007, doi : 10.1088/1126-6708/2007/01/013, arXiv :hep-ph/0611129.
- [124] S. Catani, F. Krauss, R. Kuhn, and B.R. Webber, ”QCD matrix elements + parton showers”, JHEP 0111 p.063, 2001, doi : 10.1088/1126-6708/2001/11/063, arXiv :hep-ph/0109231.
- [125] B. Andersson, ”The Lund model”, Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. 7 p. 1-471, 1997.
- [126] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand, ”Parton Fragmentation and String Dynamics”, Phys .Rept. 97 p. 31-145, 1983, url : [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(83\)90080-7](https://doi.org/10.1016/0370-1573(83)90080-7).
- [127] J.-C. Winter, F. Krauss, and G. Soff, ”A modified cluster-hadronisation model”, Eur. Phys. J. C 36 p.381–395, 2004, <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2004-01960-8>.

- [128] S. Agostinelli et al., "GEANT4 : A Simulation toolkit". Nucl.Instrum.Meth. A506 p. 250-303, 2003, doi : 10.1016/S0168-9002(03)01368-8, url : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [129] E. Richter-Was, D. Froidevaux, and L. Poggioli, "ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS", (ATL-PHYS-98-131, ATL-COM-PHYS-98-011, CERN-ATL-PHYS-98-131), 1998, url : <https://cds.cern.ch/record/683751/files/phys-98-131.pdf>.
- [130] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, A. A. Abdelalim, A. Abdesselam, O. Abdinov, B. Abi, M. Abolins, H. Abramowicz, H. Abreu, and et al., "The ATLAS Simulation Infrastructure", Eur. Phys. J. C 70 p. 823-874, 2010, url : <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1429-9>.
- [131] J. M. Campbell and R. K. Ellis, "An update on vector boson pair production at hadron colliders", Phys. Rev. D 60 p.113006, 1999, doi : 10.1103/PhysRevD.60.113006, arXiv : hep-ph/9905386.
- [132] L. Dixon, Z. Kunszt and A. Signer, "Vector Boson Pair Production in Hadronic Collisions at Order α_s : Lepton Correlations and Anomalous Couplings", Phys. Rev. D 60 p. 114037, 1999, doi : 10.1103/PhysRevD.60.114037, arXiv : hep-ph/9907305.
- [133] M. Grazzini, S. Kallweit, M. Wiesemann and J. Y. Yook, "ZZ production at the LHC : NLO QCD corrections to the loop-induced gluon fusion channel", JHEP, 1903 p. 070, 2020, doi : 10.1007/JHEP03(2019)070, arXiv : hep-ph/1811.09593.
- [134] R. Rahaman and R. K. Singh, "Anomalous triple gauge boson couplings in ZZ production at the LHC and the role of Z boson polarizations", Nucl. Phys. B 948 p. 114754, 2019, doi : 10.1016/j.nuclphysb.2019.114754, arXiv : hep-ph/1810.11657.
- [135] A. Bierweiler, T. Kasprzik, J. H. Kuhn and S. Uccirati, "Electroweak corrections to W-boson pair production at the LHC", JHEP 11 p. 093, 2012, doi : 10.1007/JHEP11(2012)093, arXiv : hep-ph/1208.3147.
- [136] M. Billoni, S. Dittmaier, B. Jäger and C. Speckner, "Next-to-leading order electroweak corrections to $pp \rightarrow W^+W^- \rightarrow 4$ leptons at the LHC in double-pole approximation", JHEP12 p. 043, 2013, doi : 10.1007/JHEP12(2013)043, arXiv : hep-ph/1310.1564.
- [137] B. Biedermann, A. Denner, S. Dittmaier, L. Hofer, and B. Jäger, "Electroweak corrections to $pp \rightarrow \mu^+\mu^-e^+e^- + X$ at the LHC – a Higgs background study", Phys. Rev. Lett 116 p. 161803 (2016), doi : 10.1103/PhysRevLett.116.161803, arXiv : hep-ph/1601.07787.
- [138] J. M. Campbell, R. K. Ellis and C. Williams, "Vector boson pair production at the LHC", JHEP 1107 p. 018, 2011, doi : 10.1007/JHEP07(2011)018, arXiv : hep-ph/1105.0020.
- [139] L. Dixon, Z. Kunszt and A. Signer, "Vector Boson Pair Production in Hadronic Collisions at Order α_s : Lepton Correlations and Anomalous Couplings", Phys. Rev. D 60 p. 114037, 1999, doi : 10.1103/PhysRevD.60.114037, arXiv : hep-ph/9907305.
- [140] T. Gehrmann, M. Grazzini, S. Kallweit, P. Maierhöfer, A. von Manteuffel, S. Pozzorini, D. Rathlev, L. Tancredi, "W⁺W⁻ production at hadron colliders in NNLO QCD", Phys. Rev. Lett. 113 p. 212001, 2014, doi : 10.1103/PhysRevLett.113.212001, arXiv : hep-ph/1408.5243.

- [141] F. Cascioli, T. Gehrmann, M. Grazzini, S. Kallweit, P. Maierhofer, A. von Manteuffel, S. Pozzorini, D. Rathlev, L. Tancredi and E. Weihs, "ZZ production at hadron colliders in NNLO QCD", Phys. Lett. B 735 p. 311, 2014, doi : 10.1016/j.physletb.2014.06.056, arXiv :hep-ph/1405.2219.
- [142] S. Kallweit and M. Wiesemann, "ZZ production at the LHC : NNLO predictions for $2l2\nu$ and $4l$ signatures", Phys. Lett. B 10 p. 016, 2018, doi : 10.1016/j.physletb.2018.10.016, arXiv :hep-ph/1806.05941.
- [143] M. Grazzini, S. Kallweit and D. Rathlev, "ZZ production at the LHC : fiducial cross sections and distributions in NNLO QCD", Phys. Lett. B 09 p. 055, 2015, doi : 10.1016/j.physletb.2015.09.055, arXiv :hep-ph/1507.06257.
- [144] P. F. Monni, G. Zanderighi, "On the excess in the inclusive $W^+W^- \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$ cross section", 2014, arXiv : hep-ph/1410.4745.
- [145] A. Ballestrero, D. B. Franzosi, and E. Maina, "Vector-Vector scattering at the LHC with two charged leptons and two neutrinos in the final state", JHEP 06 p. 013, 2011, doi : 10.1007/JHEP06(2011)013, arXiv :hep-ph/1011.1514.
- [146] F. Caola, K. Melnikov, R. Rontsch, L. Tancredi, "QCD corrections to W^+W^- production through gluon fusion", Phys. Lett. B 01 p. 046, 2016, doi : 10.1016/j.physletb.2016.01.046, arXiv : hep-ph/1511.08617.
- [147] J. M. Campbell, R. Keith Ellis and C. Williams, "Gluon-gluon contributions to W^+W^- production and Higgs interference effects", JHEP 10 p.005, 2011, doi : 10.1007/JHEP10(2011)005, arXiv : hep-ph/1107.5569.
- [148] T. Binoth, M. Ciccolini, N. Kauer, M. Kramer, "Gluon-induced W-boson pair production at the LHC", JHEP 0612 p. 046, 2006, doi : 10.1088/1126-6708/2006/12/046, arXiv : hep-ph/0611170.
- [149] F. Caola, K. Melnikov, R. Rontsch and L. Tancredi, "QCD corrections to ZZ production in gluon fusion at the LHC", Phys. Rev. D 92 p. 094028, 2015, doi : 10.1103/PhysRevD.92.094028, arXiv : hep-ph/1509.06734.
- [150] S. Alioli, F. Caola, G. Luisoniz and R. Rontsch, "ZZ production in gluon fusion at NLO matched to parton-shower", Phys. Rev. D 95 p. 034042, 2016, doi : 10.1103/PhysRevD.95.034042, arXiv : hep-ph/1609.09719.
- [151] N. Darvishi, M.R. Masouminia, K. Ostrolenk, " k_t -factorization vs collinear factorization in W^+W^- pair production at the LHC", Phys. Rev. D 101 p. 014007, 2020, doi : 10.1103/PhysRevD.101.014007, arXiv : hep-ph/1909.13862
- [152] I. Moutl, I. W. Stewart, "Jet Vetoes Interfering with $H \rightarrow WW$ ", JHEP 09 p. 129, 2014, doi : 10.1007/JHEP09(2014)129, arXiv : hep-ph/1405.5534.
- [153] F. Caola, M. Dowling, K. Melnikov, R. Rontsch, L. Tancredi, "QCD corrections to vector boson pair production in gluon fusion including interference effects with off-shell Higgs at the LHC", JHEP 07 p. 087, 2016, doi : 10.1007/JHEP07(2016)087, arXiv : hep-ph/1605.04610.

- [154] N. Kauer, G. Passarino, "Inadequacy of zero-width approximation for a light Higgs boson signal", JHEP 08 p. 116, 2012, doi : 10.1007/JHEP08(2012)116, arXiv : hep-ph/1206.4803.
- [155] N. Bouayed and F. Boudjema, "One-loop Electroweak and QCD corrections to vector boson scattering into top pairs and application to ILC", Phys. Rev. D 77 p. 013004, 2007, doi : 10.1103/PhysRevD.77.013004, arXiv : hep-ph/0709.4388.
- [156] S.Dittmaier, S.Kallweit, P.Uwer, "NLO QCD corrections to WW +jet production at hadron colliders", Phys. Rev. Lett.100 p. 062003, 2008, doi : 10.1103/PhysRevLett.100.062003, arXiv : hep-ph/0710.1577.
- [157] T. Binoth, T. Gleisberg, S. Karg, N. Kauer and G. Sanguinetti, "NLO QCD corrections to ZZ +jet production at hadron colliders", Phys. Lett. B 12 p. 013, 2009, doi : 10.1016/j.physletb.2009.12.013, arXiv :hep-ph/0911.3181.
- [158] S. Karg, T. Binoth, T. Gleisberg, N. Kauer, G. Sanguinetti, M. Kramer, Q. Li and D. Zeppenfeld, " ZZ +jet and Graviton+jet at NLO QCD : recent applications using GOLEM methods", 2010, arXiv :hep-ph/1001.2537.
- [159] J. M. Campbell, K. R. Ellis, and G. Zanderighi, "Next-to-leading order predictions for $WW + 1$ jet distributions at the LHC", JHEP 0712 p. 056, 2007, doi : 10.1088/1126-6708/2007/12/056, arXiv : hep-ph/0710.1832.
- [160] S. Dittmaier, S. Kallweit and P. Uwer, "NLO QCD corrections to $pp/p\bar{p} \rightarrow WW$ +jet+X including leptonic W-boson decays", Nucl. Phys. B 826 p. 18-70, 2010, doi : 10.1016/j.nuclphysb.2009.09.029, arXiv : hep-ph/0908.4124.
- [161] F. Campanario, M. Rauch and S. Sapeta," ZZ production at high transverse momenta beyond NLO QCD", JHEP 08 p. 070, 2015, doi : 10.1007/JHEP08(2015)070, arXiv :hep-ph/1504.05588.
- [162] W. Yong, Z. Ren-You, M. Wen-Gan, L. Xiao-Zhou and G. Lei, "NLO QCD and electroweak corrections to ZZ +jet production with Z-boson leptonic decays at LHC", Phys. Rev. D 94 p. 013011, 2016, doi : 10.1103/PhysRevD.94.013011, arXiv :hep-ph/1604.04080.
- [163] T. Melia, K. Melnikov, R. Rontsch, M. Schulze, G. Zanderighi, " Gluon fusion contribution to $W^+W^- +$ jet production", JHEP 08 p. 115, 2012, doi : 10.1007/JHEP08(2012)115, arXiv : hep-ph/1205.6987.
- [164] F. Campanario, Q. Li, M. Rauch and M. Spira, " ZZ +jet production via gluon fusion at the LHC", JHEP 06 p. 069, 2012, doi : 10.1007/JHEP06(2013)069, arXiv :hep-ph/1211.5429.
- [165] T. Melia, K. Melnikov, R. Rontsch, G. Zanderighi, " NLO QCD corrections for W^+W^- pair production in association with two jets at hadron colliders", Phys. Rev. D 83 p. 114043, 2011, doi : 10.1103/PhysRevD.83.114043, arXiv : hep-ph/1104.2327.
- [166] N. Greiner, G. Heinrich, P. Mastrolia, G. Ossola, T. Reiter, F. Tramontano, "NLO QCD corrections to the production of W^+W^- plus two jets at the LHC", Phys. Lett. B 06 p. 027, 2012, doi : 10.1016/j.physletb.2012.06.027, arXiv :1202.6004.

- [167] B. Jager, A. Karlberg and G. Zanderighi, "Electroweak $ZZjj$ production in the Standard Model and beyond in the POWHEG-BOX V2", JHEP 03 p. 141, 2013, doi : 10.1007/JHEP03(2014)141, arXiv : hep-ph/1312.3252.
- [168] F. Campanario, M. Kerner Le D. Ninh and D. Zeppenfeld, "Next-to-leading order QCD corrections to ZZ production in association with two jets", JHEP 07 p. 148, 2014, doi : 10.1007/JHEP07(2014)148, arXiv : hep-ph/1405.3972.
- [169] The CMS Collaboration, "Measurement of the W^+W^- cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and limits on anomalous WWg and WWZ couplings", Eur. Phys. J. C 73 p. 2610, 2013, doi : 10.1140/epjc/s10052-013-2610-8, arXiv : hep-ex/1306.1126.
- [170] The ATLAS Collaboration, "Measurement of W^+W^- production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous WWZ and WW couplings", Phys. Rev. D 87 p. 112001, 2013, doi : 10.1103/PhysRevD.87.112001, arXiv : hep-ex/1210.2979.
- [171] The ATLAS Collaboration, "Search for new phenomena in the $W^+W^- \rightarrow l\nu l'\nu'$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector", Phys. Lett. B 718 p. 860-878, 2013, doi : 10.1016/j.physletb.2012.11.040, arXiv : hep-ex/1208.2880,
- [172] The ATLAS Collaboration, "Measurement of the ZZ production cross section and limits on anomalous neutral triple gauge couplings in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector", Phys. Rev. Lett. 108 p. 041804, 2011, doi : 10.1103/PhysRevLett.108.041804, arXiv : hep-ex/1110.5016.
- [173] The CMS Collaboration, "Measurement of the ZZ production cross section and search for anomalous couplings in $2l2l'$ final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", JHEP 01 p. 063, 2013, doi : 10.1007/JHEP01(2013)063, arXiv : hep-ex/1211.4890.
- [174] The CMS Collaboration, "Measurement of W^+W^- and ZZ production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV", Phys. Lett. B 721 p. 190, 2013, doi : 10.1016/j.physletb.2013.03.027, arXiv : hep-ex/1301.4698.
- [175] The CMS Collaboration, "Measurement of the W^+W^- cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and limits on anomalous gauge couplings", Eur. Phys. J. C 76 p. 401, 2016, doi : 10.1140/epjc/s10052-016-4219-1, arXiv : hep-ex/507.03268.
- [176] The ATLAS Collaboration, "Measurement of total and differential W^+W^- production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous triple-gauge-boson couplings", JHEP 09 p. 029, 2016, doi : 10.1007/JHEP09(2016)029, arXiv : hep-ex/1603.01702.
- [177] The ATLAS Collaboration, "Measurement of the ZZ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the $ZZ \rightarrow l^-l^+l'^-l'^+$ and $ZZ \rightarrow l^-l^+\nu\bar{\nu}$ channels with the ATLAS detector", JHEP 01 p. 099, 2017, doi : 10.1007/JHEP01(2017)099, arXiv : hep-ex/1610.07585.
- [178] The CMS Collaboration, "Measurement of WZ and ZZ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV in final states with b-tagged jets", Eur. Phys. J. C 74 p. 2973, 2014, doi : 10.1140/epjc/s10052-014-2973-5, arXiv : hep-ex/1403.3047.

- [179] The ATLAS Collaboration, "Search for diboson resonances in hadronic final states in 139 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector", JHEP 09 p. 091, 2019, doi : 10.1007/JHEP09(2019)091, arXiv : hep-ex/1906.08589.
- [180] The ATLAS Collaboration, "Measurement of the ZZ Production Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS Detector", Phys. Rev. Lett, 116 p. 101801, 2016, doi : 10.1103/PhysRevLett.116.101801, arXiv : hep-ex/1512.05314.
- [181] The ATLAS Collaboration, "Measurement of ZZ production in the $ll\nu\nu$ final state with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ", JHEP 10 p. 127, 2019, doi : 10.1007/JHEP10(2019)127, arXiv : hep-ex/1905.07163.
- [182] The CMS Collaboration, "Measurements of the $pp \rightarrow ZZ$ production cross section and the $Z \rightarrow 4l$ branching fraction, and constraints on anomalous triple gauge couplings at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ", Eur. Phys. J. C 78 p. 165, 2018, doi : 10.1140/epjc/s10052-018-5567-9, arXiv : hep-ex/1709.08601.
- [183] The ATLAS Collaboration, "Measurement of W^+W^- production in association with one jet in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector", Phys. Lett. B 763 p. 114, 2016, doi : 10.1016/j.physletb.2016.10.014, arXiv : hep-ex/1608.03086 .
- [184] The CMS Collaboration, "Measurement of differential cross sections for Z boson pair production in association with jets at $\sqrt{s} = 8$ and 13 TeV ", Phys. Lett. B 789 p. 19, 2018, doi : 10.1016/j.physletb.2018.11.007, arXiv : hep-ex/1806.11073.
- [185] The ATLAS Collaboration, "Observation of electroweak production of a same-sign W boson pair in association with two jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector", Phys. Rev. Lett. 123 p. 161801, 2019, doi : 10.1103/PhysRevLett.123.161801, arXiv : hep-ex/1906.03203.
- [186] The CMS Collaboration, "Observation of electroweak production of same-sign W boson pairs in the two jet and two same-sign lepton final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ", Phys. Rev. Lett. 120 p. 081801, 2018, doi : 10.1103/PhysRevLett.120.081801, arXiv : hep-ex/1709.05822.
- [187] The ATLAS Collaboration, "Measurement of ZZ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ and limits on anomalous ZZZ and ZZ gamma couplings with the ATLAS detector", JHEP 03 p. 128, 2013, doi : 10.1007/JHEP03(2013)128, arXiv : hep-ex/1211.6096.
- [188] The CMS Collaboration, "Measurement of the ZZ production cross section and Z to $l^+l^-l'^+l'^-$ branching fraction in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ", Phys. Lett. B 763 p. 280, 2016, doi : 10.1016/j.physletb.2017.09.030, arXiv : hep-ex/1607.08834.
- [189] K. Djamaa, A. Mohamed-Meziani, "The production of gauge bosons pairs W^+W^- associated with 0, 1 and 2 jets in proton-proton collisions at LHC", PEPAN Lett. 18, No 4, 2021, arXiv : hep-ph/2001.05255.
- [190] K. Djamaa, A. Mohamed-Meziani, "NLO QCD corrections to the processes $pp \rightarrow ZZ$ with 0, 1 and 2 jets at the LHC", 2020, arXiv : hep-ph/2012.04235.

- [191] M. S. Chanowitz, M. Furman, and I. Hinchliffe, "The Axial Current in Dimensional Regularization", Nucl.Phys. B 159 p. 225-243, 1979, doi : 10.1016/0550-3213(79)90333-X.
- [192] S. Catani and M. H. Seymour, "A General Algorithm for Calculating Jet Cross Sections in NLO QCD", Nucl. Phys. B 485 p. 291-419, 1997, doi : 10.1016/S0550-3213(96)00589-5, arXiv : hep-ph/9605323.
- [193] M. Aaboud, et al., "Search for new phenomena in final states with an energetic jet and large missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector", Phys. Rev. D 94 p. 032005, 2016, doi : 10.1103/PhysRevD.94.032005, arXiv : hep-ph/1604.07773.
- [194] E. Accomando, A. Denner, A. Kaiser, "Logarithmic electroweak corrections to gauge-boson pair production at the LHC", Nucl. Phys. B 706 p. 325-371, 2005, doi : 10.1016/j.nuclphysb.2004.11.019, arXiv : hep-ph/0409247.
- [195] A. Hocker et al., "A New Approach to a Global Fit of the CKM Matrix", Eur. Phys. J. C 21 p. 225-259, 2001, doi : 10.1007/s100520100729, arXiv : hep-ph/0104062.
- [196] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, "FastJet user manual", Eur. Phys. J. C 012 p. 1896, 2011, doi : 10.1140/epjc/s10052-012-1896-2, arXiv : hep-ph/1111.6097.
- [197] T. Gleisberg and F. Krauss, "Automating dipole subtraction for QCD NLO calculations", Eur. Phys. J. C 53 p. 501-523, 2008, doi : 10.1140/epjc/s10052-007-0495-0, arXiv : hep-ph/0709.2881.
- [198] F. Bloch and A. Nordsieck, "Note on the Radiation Field of the Electron", Phys. Rev. 52 p. 54, 1937, doi : 10.1103/PhysRev.52.54.
- [199] T. Kinoshita, "Mass singularities of Feynman amplitudes", J. Math. Phys. 3 p. 650-677, 1962, doi : 10.1063/1.1724268.
- [200] T. D. Lee and M. Nauenberg, "Degenerate Systems and Mass Singularities", Phys. Rev. 133 p. B1549, 1964, doi : 10.1103/PhysRev.133.B1549.

Résumé :

Dans cette thèse on se propose d'explorer et de tester le modèle standard en se basant sur les résultats expérimentaux dans les deux collaborations ATLAS et CMS du grand collisionneur du CERN, le LHC. Pour cela, on a étudié les processus de production de paires de bosons de jauge de l'interaction faibles de jauge $W+W^-$ et ZZ en association avec 0, 1 et 2 jets dans les collisions proton-proton à une énergie de 14 TeV au centre de masse. On a utilisé le générateur Monte Carlo, MadGraph5_aMC@NLO, pour générer les lots d'événements et on l'a associé au simulateur PYTHIA8 afin de prendre en compte les émissions des partons (Parton Shower) et la hadronisation. Tous les processus sont créés à l'ordre de l'arbre, LO, ensuite à l'ordre supérieur, NLO, avec des corrections QCD. On a estimé les différentes sections efficaces de production des processus partoniques et ensuite celles des processus avec les radiations partoniques (parton shower) en imposant plusieurs coupures sur les moments transverses p_T des leptons et des jets qui rentrent en jeu, en adéquation avec celles utilisées dans les expériences réelles ATLAS et CMS. On a ensuite calculé les incertitudes systématiques et celles liées à la série des PDF (parton distribution functions) utilisées, NNPDF23 en l'occurrence. Les distributions des principales variables cinématiques utilisées dans les expériences ATLAS et CMS ont été tracées pour pouvoir les comparer avec les données expérimentales publiées par les deux expériences.

Abstract

In this thesis we propose to explore and test the standard model based on experimental results in the two collaborations ATLAS and CMS of the large hadronic collider, LHC of CERN. For this purpose, we studied the processes of production of pairs of $W+W^-$ and ZZ gauge weak interaction bosons in association with 0, 1 and 2 jets in proton-proton collisions at an energy of 14 TeV at the center of mass. The Monte Carlo generator, MadGraph5_aMC@NLO, has been used to generate the events and has been associated with the PYTHIA8 simulator in order to take into account the parton Showering and hadronization. All processes are created at tree order, LO, then at higher order, NLO, with QCD corrections. The different production cross sections of the partonic processes and then those of the processes with parton shower have been estimated by imposing several cuts on the transverse moments p_T of the leptons and jets involved, in agreement with those used in the real experiments ATLAS and CMS. The systematic uncertainties and the uncertainties related to the set of PDFs (parton distribution functions) used, NNPDF23 in this case, were then calculated. The distributions of the main kinematic variables used in the ATLAS and CMS experiments have been plotted to compare them with the experimental data published by the two experiments.

ملخص

نقترح في هذه الأطروحة استكشاف واختبار النموذج القياسي بناءً على النتائج التجريبية في تعاوني ATLAS و CMS لمصادم CERN الكبير ، LHC. لهذا ، درسنا عمليات إنتاج أزواج بوزونات قياس التفاعل الضعيف للمقياس $W+W^-$ و ZZ بالاشتراك مع نفاثات 0 و 1 و 2 في تصادم البروتون والبروتون بطاقة 14 تيرا إلكترون فولت في مركز الكتلة. استخدمنا مولد Monte Carlo, MadGraph5_aMC@NLO لإنشاء دفعات الحدث وقمنا بربطها بمحاكاة PYTHIA8 من أجل مراعاة انبعاثات (Parton Shower) و hadronization. يتم إنشاء جميع العمليات بترتيب شجرة ، LO ، ثم بترتيب أعلى ، NLO ، مع تصحيحات QCD. قمنا بتقدير المقاطع العرضية للإنتاج المختلفة لعمليات parton ثم تلك الخاصة بالعمليات ذات الإشعاعات الجزئية (parton shower) من خلال فرض عدة تخفيضات على اللحظات العرضية p_T من اللبتونات والنفاثات التي تدخل حيز التنفيذ ، بما يكفي مع تلك تستخدم في تجارب ATLAS و CMS الحقيقية. قمنا بعد ذلك بحساب حالات عدم اليقين النظامية وتلك المتعلقة بسلسلة PDF (وظائف التوزيع الجزئي) المستخدمة ، NNPDF23 في هذه الحالة. تم رسم توزيعات المتغيرات الحركية الرئيسية المستخدمة في تجربتي ATLAS و CMS من أجل مقارنتها بالبيانات التجريبية التي نشرتها التجربتان.