

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

Mémoire de Master

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de :

Master Physique Mathématique

Par :

AAMRI Omar¹

Encadrant :

Dr. GOUIGHRI Mohamed

Recherche de production de paire de boson de Higgs dans le canal $b\bar{b}\ell\nu q\bar{q}$ à une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 13$ TeV avec le détecteur ATLAS

Soutenue le 15 septembre 2023, devant le jury composé de :

Dr. AHL LAAMARA Rachid	<i>Université Mohammed V , Faculté des Sciences, Rabat</i>
Dr. GOUIGHRI Mohamed	<i>Université Ibn Tofail , Faculté des Sciences, Kénitra</i>
Dr. FAHMI Atika	<i>Université Ibn Tofail , Faculté des Sciences, Kénitra</i>
Dr. RAIDOU Abderrahim	<i>Université Ibn Tofail , Faculté des Sciences, Kénitra</i>

ANNÉE UNIVERSITAIRE : 2022-2023

1. omar_aamri@um5.ac.ma

Table des matières

Table des figures	5
Liste des tableaux	8
1 Introduction générale	12
2 Modèle standard de la physique des particules	15
2.1 Introduction	15
2.2 Electrodynamique quantique	17
2.2.1 Lagrangien de l'electrodynamique quantique	17
2.2.2 Règles de Feynman pour la QED	19
2.3 Théorie de Yang-Mills $SU(N)$	19
2.3.1 Généralités sur la théorie	19
2.3.2 Lagrangien $SU(N)$	20
2.4 Chromodynamique quantique	22
2.4.1 Généralités sur QCD	22
2.4.2 Lagrangien de la chromodynamique quantique	22
2.4.3 Règles de Feynman pour la QCD	23
2.4.4 Liberté asymptotique en QCD	23
2.5 Théorie électrofaible	24
2.5.1 Interaction faible	24
2.5.2 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible	25
2.5.3 Mécanisme de Higgs	27
2.5.4 Modèle de Glashow-Weinberg-Salam :	28
2.5.5 Matrice CKM	35
2.6 Conclusion	37
3 Physique au-delà du Modèle Standard : La production d'une paire de bosons de Higgs	39
3.1 Introduction	39
3.2 Production non-résonante :	39
3.2.1 Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs	39
3.2.2 Le potentiel d'auto-couplage du boson de Higgs dans MS	42
3.3 Production résonante :	44
3.3.1 Singulet de Higgs Complexe :	44
3.3.2 Extension du singulet de Higgs réel	46
3.4 Résumé	47

4 Grand collisionneur de hadrons (LHC) et le détecteur ATLAS	49
4.1 Introduction	49
4.2 Grand collisionneur de hadrons (LHC)	49
4.2.1 Luminosité	51
4.3 Détecteur ATLAS	52
4.3.1 Système de coordonnées du détecteur ATLAS	52
4.3.2 Composants du détecteur Atlas	53
4.3.3 Détecteur interne : Mesure de l'impulsion	53
4.3.4 Système de calorimétrie : mesure de l'énergie	57
4.3.5 Systèmes magnétiques	59
4.3.6 Système de déclenchement (Trigger System)	60
4.4 Conclusion	62
5 Simulation et reconstruction des événements	63
5.1 Simulation	63
5.1.1 Fonctions de Distribution des Partons	63
5.1.2 Diffusion dure	64
5.1.3 Calcul de la gerbe de partons	65
5.1.4 Simulation du détecteur	66
5.1.5 Reconstruction	67
5.2 Identification des particules	67
5.2.1 Électrons	69
5.2.2 Muons	70
5.2.3 Jets	71
5.2.4 B Tagging	75
5.2.5 Energie Transverse Manquante (Missing Transverse Momentum) .	77
6 Analyse :	
Recherche de la production en paire de bosons de Higgs dans le canal $b\bar{b}WW^*$ à une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 13$ TeV avec le détecteur ATLAS	79
6.1 Inroduction	79
6.2 Aperçu de l'analyse	80
6.3 Données et échantillons de Monte Carlo	81
6.3.1 Données	81
6.3.2 Échantillons de Monte Carlo	81
6.4 Reconstruction des objets	83
6.4.1 Reconstruction des Électrons	83
6.4.2 Reconstruction des Muons	84
6.4.3 Reconstruction des Jets	84
6.4.4 Impulsion transverse manquante (E_T^{miss})	85
6.4.5 Élimination des chevauchements	85
6.5 Analyse résolue	86
6.5.1 Sélection des événements	86
6.5.2 Détermination du Bruit de fond (Background)	90
6.5.3 Incertitudes systématiques	94
6.6 Analyse boostée	96
6.6.1 Reconstruction des événements	97

6.6.2	Sélection des événements	98
6.6.3	Détermination du Bruit de fond (Background)	98
6.6.4	Incertitudes systématiques	99
6.7	Résultats	100
6.7.1	Résultats de l'analyse résolue	100
6.7.2	Résultats de l'analyse boostée	101
6.7.3	Résultats combinés	101
	Bibliographie	110

Table des figures

2.1	Les particules du modèle standard	16
2.2	Les interactions possible entre les particules du modèle standard	16
2.3	Les règles de Feynman pour la QED	19
2.4	Certaines règles de Feynman pour la QCD	23
2.5	Le couplage en cours de QED	24
2.6	Le couplage en cours de QCD [7]	24
2.7	Cas de symétrie non brisée pour le vide	26
2.8	Cas de symétrie brisée pour l'état fondamental	26
2.9	Le diagramme de Feynman pour les interactions entre les leptons et les bosons de jauge $W^\pm; Z^0$ et γ	34
2.10	Désintégration $\Sigma^- \rightarrow ne^-\bar{\nu}_e$ en utilisant la saveur mixte (mixing flavour)	36
2.11	résumé des mesures de sections efficaces pour le modèle standard dans les expériences ATLAS au LHC en fonction de l'énergie de centre de masse [7]	38
3.1	Les diagrammes de Feynman pour la diffusion W^+W^-	40
3.2	Les diagrammes de Feynman pour le niveau arborescent avec une seule boucle pour la double production du boson de Higgs	41
3.3	Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs (M_H) en fonction de l'échelle Λ : frontière en énergie de validité du Modèle Standard. Les limites supérieures (frontière du régime perturbatif) et inférieures (stabilité du vide) sont reportées en rouge et vert respectivement [19].	42
3.4	Le principal mode de production des événements di-Higgs au LHC avec une énergie $\sqrt{s} = 13$ TeV, avec le couplage tri-linéaire du Higgs à gauche.	43
3.5	Section efficace différentielle normalisée pour $pp \rightarrow hh$ dans le modèle standard en fonction de la masse invariante des deux bosons de Higgs. Les lignes pleines et pointillées correspondent respectivement à $\sqrt{s} = 14$ and 100 TeV[9]	44
3.6	Diagrammes de Feynman pour la production de $h_i h_j h_k, ijk = 123$	46
3.7	Diagramme de Feynman pour $h_2 \rightarrow h_1 h_1$	47
3.8	Le taux de branchement minimum et maximum $BR(h_2 \rightarrow h_1 h_1)$ en fonction de m_2 pour $b_4 = 4.2, \sin^2 \theta = 0.12$	48
4.1	Aperçu des parties du grand collisionneur de hadrons LHC [22]	50
4.2	Aperçu général du détecteur ATLAS [13]	52
4.3	Schéma de coordonnées standard pour un détecteur cylindrique [25]	53
4.4	Aperçu des couches déetectrices d'ATLAS	54
4.5	un schéma explicatif de la mesure de l'impulsion des particules chargées en fonction de l'effet du champ magnétique sur leur trajectoire.	56
4.6	shower EM	57

4.7	Granularité des couches du calorimètre à argon liquide.	58
4.8	Vue en coupe du système muon d'ATLAS [21]	59
4.9	Le système d'aimants d'ATLAS	60
4.10	Les aimants Toroid du détecteur ATLAS[23]	60
4.11	Schéma du flux de données du système de déclenchement et d'acquisition de données d'ATLAS dans Run-2 [27]	61
5.1	Représentation picturale de la génération d'un événement [29]	64
5.2	Une aperçu sur les couches du détecteur ATLAS générée par son ordinateur [24]	68
5.3	Illustration de la sensibilité infrarouge d'un algorithme de jet conçu de manière superficielle (en haut). Illustration du produit d'un algorithme de jet non sûr pour la collinéarité. Une division collinéaire change le nombre de jets (en bas) [18]	73
5.4	Un événement échantillon au niveau des particules, avec de nombreux "ghosts" mous aléatoires, groupés avec quatre algorithmes de jet différents, illustrant les zones de captation "actives" des jets durs résultants [10] . . .	74
5.5	Topologie d'un évènement ayant un quark b.[19].	77
5.6	Comparaison du rejet des jets légers en fonction de l'efficacité d'identification des jets b pour les configurations de détecteur Run 1 et Run 2.	78
6.1	Illustration des rapports de branchement du boson de Higgs [26].	80
6.2	Diagramme de Feynman de la production résonante de paires de bosons de Higgs avec les désintégrations ultérieures $H \rightarrow WW^*$ et $H \rightarrow bb$	80
6.3	Vue schématique d'un événement $HH \rightarrow bbWW^*$ comparé à un événement $t\bar{t} \rightarrow bbWW$	88
6.4	Résolution m_{bb} pour les échantillons de signal	91
6.5	m_{bb} et m_{HH} dans CR1, CR2 et CR3 Les données sont masquées dans la région $100 < m_{bb} < 140$	92
6.6	Représentation visuelle de quatre régions de la méthode ABCD	93
6.7	illustre un schéma de la topologie de l'événement après la reconstruction des particules.	97
6.8	Les distributions de m_{HH} pour les sélections non résonantes et à m500 dans l'analyse résolue sont présentées. Pour chaque sélection, l'hypothèse de signal correspondante, non résonante et résonance scalaire, est affichée. Pour le signal scalaire, les résonances avec une masse de 500 GeV sont montrées. Le panneau inférieur montre la différence fractionnelle entre les données et le bruit de fond total attendu avec les incertitudes statistiques et totales correspondantes. Le signal non résonant est multiplié par un facteur de 150 par rapport à la section efficace SM attendue. Le signal scalaire est multiplié par un facteur de cinq par rapport à la limite supérieure attendue de la section efficace.	103

6.9 m_{HH} distributions in the resolved analysis selections. For each selection the corresponding signal hypothesis and mass 1000 (2000) GeV for the low-mass (high-mass) analysis, are shown. The lower panel shows the fractional difference between data and the total expected background with the corresponding statistical and total uncertainty. In the plot the scalar signal is multiplied by a factor of eight with respect to the expected upper-limit cross section ;for the plot on the right the multiplying factor is 20 for the scalar signal.	104
6.10 Limite supérieure attendue et observée à 95 % de CL sur la section efficace de production de paires résonantes pour l'analyse résolue dans le modèle du boson scalaire lourd S. Le graphique montre également la limite attendue sans inclure les erreurs systématiques afin de montrer leur impact.	105
6.11 Les distributions de m_{HH} après l'ajustement global de vraisemblance pour l'analyse boostée. Le panneau inférieur montre la différence fractionnelle entre les données et le bruit de fond total attendu avec les incertitudes statistiques et totales correspondantes. Les signaux présentés correspondent à des résonances d'une masse de 2000 GeV. Le signal scalaire est multiplié par un facteur de quatre par rapport à la limite supérieure attendue de la section efficace.	106
6.12 Limites supérieures attendues et observées à 95 % de confiance sur la section efficace de production de paires résonantes pour le modèle du boson scalaire lourd S dans l'analyse boostée. Le graphique montre également les limites attendues sans inclure les erreurs systématiques afin de montrer leur impact.	107
6.13 Limites supérieures attendues et observées à 95 % de CL sur la section efficace des hypothèses du modèle de signal scalaire résonant. Les limites observées des modèles de signal scalaire sont modifiées à une masse de 1300 GeV. Les limites attendues des deux analyses sont présentées dans une région autour des points de transition. Le point de transition est choisi à la valeur de masse où l'analyse boostée devient plus sensible que l'analyse résolue.	108

Liste des tableaux

2.1	Les valeurs propres de l'opérateur de charge pour les cas de fermions.	17
2.2	Les nombres quantiques pour les quarks et les leptons	30
4.1	Quelques paramètres des faisceaux de LHC.	51
6.1	Échantillons MC du modèle standard utilisés pour l'estimation des bruits de fond.	82
6.2	Échantillons de signal HH utilisés dans l'analyse.	83
6.3	Critères de sélection des électrons.	84
6.4	Critères de sélection des muons.	84
6.5	Sélection des jets avec un paramètre de distance $R = 0.4$	85
6.6	Résumé de la procédure d'élimination des chevauchements.	86
6.7	Critères de sélection pour les analyses non-résonante, m_{500} , à basse masse et à haute masse.	89
6.8	Sélection de la fenêtre sur m_{HH} en fonction de la masse de résonance m_S	89
6.9	Rapports S/B dans la zone tampon et les bandes latérales par rapport au S/B dans la région de signal finale (SR).	90
6.10	Définition des régions cinématiques utilisées pour normaliser le fond de Top définit les bandes latérales dans lesquelles les régions de contrôle sont définies. Les fonds SM attendus sont ensuite comparés aux données à chaque sélection ultérieure.	90

Résumé

Dans ce mémoire, nous présentons une recherche de production de paire de bosons de Higgs dans l'état final $b\bar{b}WW^*$ lors de collisions proton-proton avec le détecteur ATLAS au Grand Collisionneur de Hadrons. Dans cette analyse, un boson de Higgs se désintègre via $H \rightarrow b\bar{b}$ et l'autre via $H \rightarrow WW^*$. Le système WW^* se désintègre en $l\nu q\bar{q}$ où l est un lepton (soit un électron soit un muon). La production double de Higgs est prédictée dans le Modèle Standard avec une section efficace de $\sigma_{HH} = 33.53 \text{ fb}$. De nombreuses théories au-delà du Modèle Standard prédisent des améliorations de la section efficace de production de di-Higgs (production résonante) avec une augmentation de 6.0%. Cette recherche utilise l'ensemble des données de 2015+2016 avec une luminosité intégrée de 36.1 fb^{-1} et une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$.

Mots-clés : modèle standard, LHC, ATLAS, Higgs

Abstract

In this thesis, we present a search for the production of a pair of Higgs bosons in the $b\bar{b}WW^*$ final state in proton-proton collisions using the ATLAS detector at the Large Hadron Collider. In this analysis, one Higgs boson decays via $H \rightarrow b\bar{b}$, and the other via $H \rightarrow WW^*$. The WW^* system further decays into $l\nu q\bar{q}$, where l can be either an electron or a muon. Double Higgs production is predicted in the Standard Model with a cross section of $\sigma_{HH} = 33.53 \text{ fb}$. Many theories beyond the Standard Model predict enhancements to the production cross section through resonant production with an increase of 6.0%. This search utilizes the full dataset from 2015-2016 with an integrated luminosity of 36.1 fb^{-1} and a center of mass energy of $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$.

Keywords : standard model, LHC, ATLAS, Higgs ...

Remerciements

Louange et remerciement à Allah pour Sa guidance dans la réalisation de ce mémoire. Je tiens à exprimer ma profonde gratitude envers le **Pr. Mohamed GOUIGHRI** en tant que mon superviseur, pour tous les efforts qu'il a déployés pour me servir l'étudiant et m'aider à rédiger ce mémoire. Bien sur sans oublier les efforts du **Pr. AHL LAAMAMRA Rachid** qui m'a supporté durant ces deux ans de formations, je tiens à vous remercier de tout mon cœur pour le soutien que vous avez apporté pour moi et pour les autres étudiants. Je remercie également le cher mon co-encadrant, **Monsieur HIDAOUI Mourad** pour tout ce qu'il a fait pour moi, ainsi que tous les membres du laboratoire de la Physique des Hautes Energies- Modelisation et Simulation (LPHE-MS) de la faculté des sciences de Rabat ...

Que Dieu vous bénisse tous.

Dédicace

Je dédie ce modeste travail à mon père et sur l'âme de ma mère,
ainsi qu'à mon chère frère Hamza pour tous leurs efforts matériels et moraux,
À tous mes amis que j'ai rencontrés à l'université, en particulier ceux qui m'ont guidé,
conseillé et m'ont appris beaucoup.

À tous mes camarades de classe chacune à son nom

Je prie Allah de vous guider tous dans votre vie.

Chapitre 1

Introduction générale

Les physiciens cherchent à comprendre l'univers qui nous entoure, ce qui a toujours été un puissant moteur pour découvrir les lois fondamentales qui gouvernent la nature. Autrefois, on pensait que la nature était composée de choses très petites et indivisibles appelées atomes, mais grâce aux recherches scientifiques récentes, on a découvert que ces atomes sont composés de parties encore plus petites, les protons, les neutrons et les électrons. Ensuite, il a été découvert que les protons et les neutrons sont également composés de parties appelées quarks. Ces parties plus petites ont un diamètre inférieur à $10^{-18}m$ décrit comme un point, et sont maintenant appelées particules élémentaires. La compréhension des lois de la nature est basée sur un modèle appelé le modèle standard des particules élémentaires, qui a été très réussi jusqu'à présent. Selon ce modèle, la matière est composée 12 particules élémentaires, de 6 quarks et de 6 leptons. Les interactions entre eux sont médiées par trois forces fondamentales : la force électromagnétique, qui est transmise par l'échange de photons, la force forte, transmise par les gluons, et enfin la force faible, transmise par les bosons vecteurs W^+, W^- et Z^0 massifs. La force gravitationnelle est la plus faible de toutes les forces et n'est donc pas incluse car son effet sur les particules élémentaires est négligeable.

Les symétries en physique sont extrêmement importantes, et la théorie de **Noether** nous dit que toute symétrie différentielle pour tout système a une quantité conservée correspondante. En maintenant et en préservant la symétrie de jauge, nous pouvons également prédire de nouveaux phénomènes physiques, le plus remarquable étant le mécanisme de Higgs. Cette mécanisme prédit l'existence d'une nouvelle particule appelée boson de Higgs, une prédition faite par les physiciens théoriciens **François Englert** et **Robert Brout**, ainsi que **Peter Higgs** en 1964, pour expliquer comment la plupart des particules élémentaires acquièrent leur masse. Le mécanisme de Higgs trouve ses racines dans les travaux de Goldstone sur la brisure spontanée de symétries, qui se produit à l'état fondamental, c'est-à-dire que le système est symétrique selon un groupe donné mais pas dans l'état de vide. Dans ce cas, on dit que la symétrie est brisée spontanément.

La théorie du champ quantique est la base théorique pour traiter les modèles de la physique des particules subatomiques, incluant les principes de la relativité et de la mécanique quantique, où elle a réussi à décrire précisément le comportement des particules ponctuelles et leurs interactions. La théorie du champ prédit plusieurs types de particules selon leur spin, mais à travers le spectre des particules de base observées dans la nature, elles peuvent être classées comme suit :

- Particules de spin 0 décrites par l'équation de **Klein-Gordon**.
- Particules de spin $\frac{1}{2}$ décrites par l'équation de **Dirac**.
- Particules de spin 1 décrites par l'équation de **Maxwell**.

Il est connu dans les théories de jauge que les particules de spin 1 sont toujours d'être sans masse, car il est évident qu'un terme de masse dans le Lagrangien viole l'invariance de jauge. Cela est vrai pour la théorie électrodynamique quantique (QED) et la chromodynamique quantique (QCD), où les photons et les gluons sont de masse nulle. Cependant, ces théories de jauge ne sont pas acceptables pour les interactions faibles, où les bosons de jauge chargés W^\pm et neutres Z^0 ont une grande masse. De plus, il y a un terme de masse explicite pour les particules de spin $\frac{1}{2}$ (fermions), qui sont sous forme de combinaison de champs fermioniques de chiralités gauche (left-handed) et de chiralités droite (right-handed), qui ne sont pas non plus autorisés à briser la symétrie de jauge. La solution possible à ce problème est d'introduire une particule scalaire qui explique la génération de la masse pour la plupart des particules élémentaires connues par le mécanisme mentionné.

Le mécanisme de Higgs a fourni une explication importante pour formuler le modèle standard à travers des symétries de jauge et un comportement correct pour les interactions faibles à hautes énergies, mais les expériences ont révélé plusieurs phénomènes qui ne peuvent pas être décrits dans le modèle standard, tels que :

Masse des neutrinos : Dans le modèle standard, les neutrinos sont considérés comme étant sans masse. Cependant, des expériences menées sur les neutrinos solaires et atmosphériques qui prouvent que leur masse a une contrainte supérieure $m_{\nu_e} + m_{\nu_\mu} + m_{\nu_\tau} < 0.28$ eV pour les trois générations.

Matière noire et énergie noire : La cosmologie nous dit que l'univers est constitué uniquement de 5% de matière ordinaire (baryonique). Les 23% restants sont de la matière noire et les 72% restants sont de l'énergie noire (sombre). Le modèle standard peut expliquer seulement la première proportion.

Gravité : Le modèle standard ne prend en compte que les forces électrofaibles et fortes, sans inclure la gravité.

La matière et l'antimatière : Le modèle standard ne peut pas expliquer pourquoi la matière domine sur l'antimatière, car au début de la création de l'univers, elles étaient équivalentes.

En outre, plusieurs phénomènes le modèle standard ne sont pas expliqués, L'une de ces questions concerne la forme précise du potentiel de Higgs, ou plus spécifiquement la masse du boson de Higgs (Le Modèle Standard prédit l'existence du boson de Higgs, mais il ne donne pas d'explication fondamentale à sa masse. La masse du boson de Higgs est un paramètre libre du modèle, ce qui signifie qu'elle doit être mesurée expérimentalement (La découverte du boson de Higgs en 2012 au CERN a confirmé son existence), les trois générations de fermions, le problème de la hiérarchie, le problème d'unification des couplages. Il y a plusieurs tentatives pour résoudre ces problèmes, telles que les théories de supersymétrie, de grande unification (GUT) et de dimensions supplémentaires (Extra Dimensions)).

Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) au CERN a été conçu pour tester le Modèle Standard et vérifier ses mesures, ainsi que pour tester de nombreuses de ces nouvelles théories à travers des expériences principales qui consistent en ATLAS et CMS pour traiter les collisions qui permettent d'explorer des systèmes d'énergie sans précédent. La tâche qui reste consiste à explorer les extrêmes du MS, soit pour mesurer plus précisément les paramètres, soit pour trouver des preuves à une nouvelle physique. Dans ce mémoire, je vais tester le MS. La recherche de la production de di-Higgs est essentiel pour confirmer davantage le Modèle Standard ou trouver des preuves d'une physique au-delà du Modèle Standard. Le faible taux de production de di-Higgs dans le Modèle Standard rend ce canal particulièrement important pour rechercher de nouvelle physique. En particulier, le taux de production de di-Higgs offre un moyen de mesurer plus précisément le potentiel du boson de Higgs. Ces indices expérimentaux soulèvent un certain nombre de questions :

- Avons-nous une base théorique pour décrire cette production de di-higgs ?
- Cela signifie-t-il l'existence d'une nouvelle physique ? Si nous considérons cela comme une nouvelle physique, est-ce que cela entre dans l'interprétation des théories au-delà du modèle standard ?
- Est-ce que nous comprenons bien le comportement de fond ?

Dans ce mémoire, nous discuterons des points suivants :

Le chapitre 2 donne un aperçu du modèle standard de la physique des particules.

Au début, nous présenterons les constituants élémentaires du modèle. Puis nous donnerons les éléments essentiels pour la construction de son lagrangien. Ensuite, nous étudierons la brisure spontanée de la symétrie électrofaible pour générer les masses à différentes particules élémentaires. La fin de ce chapitre sera consacrée à la discussion des problèmes et limites du modèle standard, ainsi certain solutions de ces problèmes.

Le chapitre 3 aborde la production de di-Higgs, à la fois dans le MS et au-delà du MS.

Le chapitre 4 décrit l'appareil expérimental utilisé dans ce mémoire, nous présentons des idées générales sur le grand collisionneur de hadrons LHC et l'un de ses détecteurs les plus importants, ATLAS, avec son système de coordonnées et ses composants pour identifier les différentes particules.

Le chapitre 5 traite de la génération des échantillons de bruit de fond et de la reconstruction des données pour l'analyse.

Le chapitre 6 fournissent une description détaillée de l'analyse

Chapitre 2

Modèle standard de la physique des particules

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous discuterons du Modèle standard en tant que la base théorique pour la physique des particules. Le Modèle standard est un modèle théorique développé en 1970 pour unifier trois des quatre interactions que nous connaissons aujourd’hui, électromagnétique, faible et forte sauf la gravité. Une description presque complète des particules élémentaires montrée à la **figure 2.1** en version simplifiée donne chaque particule qui ne peut pas être un composé et qui est caractérisée par plusieurs propriétés différentes, à savoir la masse, la charge et le spin. Ces particules on peut la classifier en deux catégories : les particules de la matière présentées par les fermions et qui contient les quarks et les leptons, il doit signaler que il y a aussi son antiparticules qui a les mêmes masse et spin mais de charge opposé. La deuxième classe est connue sous le nom de porteurs de force, représentée par des bosons de jauge, La force électromagnétique portée par un photon dont les couplages sont formés avec toute particule chargée électriquement, La force nucléaire faible est transmise par le courant faiblement chargé avec W^\pm et le courant neutre à travers Z^0 , et ils ont des couplages avec toute particule qui a un isospin faible, Le boson responsable de la force nucléaire forte est le gluon, cette force diffère considérablement des autres forces car elle a trois charges de couleur, vert, rouge et bleu et a la propriété de (confinement), ce qui fait que chaque particule de couleur ne peut pas être libre. Le dernier boson découvert dans le **LHC** pour compléter le modèle standard est le boson de Higgs qu'est responsable de la génération de la masse à chaque particule avec laquelle il interagit. La **figure 2.2** montre un résumé sur les particules du Modèle standard avec la possibilité de leurs interactions entre elles.

On peut définir le modèle standard comme la théorie quantique relativiste des champs , sa formalisme mathématique est liée à l'opérateur de densité lagrangienne \mathcal{L} (appelée aussi lagrangien pour simplifier), qui résume la dynamique et la cinématique de la théorie ; décrit les forces dans les interactions et comment la création et l'annihilation des particules (dynamique) et décrit également le mouvement des particules en termes d'impulsion et d'énergie (Cinétique). Le noyau de l'idée dans le modèle standard est la construction d'une lagrangien qui peut être localement invariant sous le groupe de symétrie de jauge, qui décrit non seulement les fermions mais aussi les interactions entre ces fermions. Le groupe de symétrie dans le modèle standard peut être écrit sous la forme :

$$G_{MS} = SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (2.1)$$

LEPTONS	mass → 2.4 MeV/c ² charge → 2/3 spin → 1/2 u up	mass → 1.27 GeV/c ² charge → 2/3 spin → 1/2 c charm	mass → 171.2 GeV/c ² charge → 2/3 spin → 1/2 t top	mass → 0 charge → 0 spin → 1 γ photon	mass → ~126 GeV/c ² charge → 0 spin → 0 H Higgs boson
	mass → 4.8 MeV/c ² charge → -1/3 spin → 1/2 d down	mass → 104 MeV/c ² charge → -1/3 spin → 1/2 s strange	mass → 4.2 GeV/c ² charge → -1/3 spin → 1/2 b bottom	mass → 0 charge → 0 spin → 1 g gluon	
	mass → 0.511 MeV/c ² charge → -1 spin → 1/2 e electron	mass → 105.7 MeV/c ² charge → -1 spin → 1/2 μ muon	mass → 1.777 GeV/c ² charge → -1 spin → 1/2 τ tau	mass → 91.2 GeV/c ² charge → 0 spin → 1 Z Z boson	
	mass → <2.2 eV/c ² charge → 0 spin → 1/2 ν_e electron neutrino	mass → <0.17 MeV/c ² charge → 0 spin → 1/2 ν_μ muon neutrino	mass → <15.5 MeV/c ² charge → 0 spin → 1/2 ν_τ tau neutrino	mass → 80.4 GeV/c ² charge → ±1 spin → 1 W W boson	
					GAUGE BOSONS

FIGURE 2.1 – Les particules du modèle standard

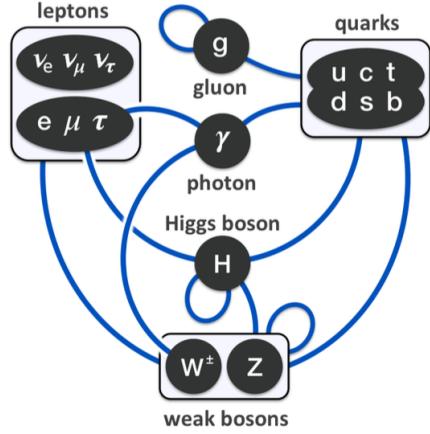


FIGURE 2.2 – Les interactions possible entre les particules du modèle standard

Ce groupe peut être divisé en deux groupes principaux :

$SU(3)_c$: est le groupe de jauge des interactions fortes (théorie de la chromodynamique quantique QCD) appelé aussi groupe de la couleur, où c désigne la charge de couleur.

$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$: est le groupe qui décrit les interactions électrofaibles (unifications des interactions faibles et électromagnétiques) il contient le groupe $SU(2)_L$ de l'isospin faible, où l'indice L indiquant que seuls les fermions de chiralité gauche se transforment sous ce groupe, et $U(1)_Y$ le groupe de l'hypercharge faible indiquée par le symbole Y . Le groupe de jauge de l'interaction électromagnétique (théorie de l'électrodynamique quantique QED) $U(1)_{e.m}$ qui est le groupe résiduel après la brisure spontanée du groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ par le mécanisme de Higgs à une échelle d'énergie à l'ordre de 100 GeV.

Ainsi, le Lagrangien total qui décrit le modèle standard avec ses interactions doit être invariant sous les transformations locales du groupe $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{SU(3)_c} + \mathcal{L}_{SU(2)_L \otimes U(1)_Y} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{EF} \quad (2.2)$$

Nous avons dit que le boson de Higgs qui a été découvert était à l'origine d'un objectif qui est de découvrir l'origine de la masse requise par les particules du modèle standard, cette masse étant accordée par le mécanisme de Higgs. La principale motivation derrière cet énorme effort théorique est de construire le modèle standard pour décrire les particules élémentaires comme une théorie du jauge invariant. Ainsi, cette invariance de jauge nous garantit le comportement correct de la théorie aux hautes énergies et nous garantit une masse de particules qui sans ce mécanisme brisé notre symétrie. Le mécanisme de Higgs a des racines au recherche de **Goldston** sur la brisure spontanée de la symétrie globales pour l'état fondamental d'un système. En introduisant le potentiel $V(\phi)$ dans le lagrangien du système, la brisure spontanée de la symétrie locale connue dans le modèle standard conduit à accorder des masses aux bosons de jauge W^\pm et Z^0 et à laisser γ sans masse. Ce modèle prédit également leurs masses avec une bonne approximation, à l'exception du boson de Higgs lui-même en raison d'un facteur libre dans sa masse, bien qu'il soit soumis à certaines contraintes importantes.

Dans ce chapitre, nous discuterons de toutes les idées que nous avons introduites dans cette introduction, commençant par l'électrodynamique quantique (QED), puis le chromodynamique quantique (QCD) et l'électrofaible (EW). Avant d'aborder celles-ci, nous allons présenter la théorie de Yang-Mills pour la QCD et l'EW qui sont deux théories non abéliennes. En étudiant l'EW, nous aborderons de nombreuses idées importantes, telles que la brisure spontanée de symétrie, le mécanisme de Higgs, aboutissant au modèle **Glashow-Weinberg-Salam**, puis la matrice **CKM** pour généraliser les interactions des quarks. Nous conclurons ce chapitre par les problèmes et les limites du modèle standard, ainsi la solution de ces problèmes (Théories au-delà du modèle standard).

2.2 Electrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique (QED) est une théorie des champs quantiques (QFT) qui régit le champ de jauge de spin 1 sans masse (le photon). Elle interagit avec la matière chargée représentée par des champs spinors de Dirac, porteurs de charge électrique Qe , où e est la charge électrique et Q est l'opérateur de charge qui possède des valeurs propres pour les états fermioniques décrits dans le tableau 2.1 :

	leptons		quarks	
	(e, μ, τ)	$(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$	(u, c, t)	(d, s, b)
Q	-1	0	$-\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{3}$

TABLE 2.1 – Les valeurs propres de l'opérateur de charge pour les cas de fermions.

2.2.1 Lagrangien de l'électrodynamique quantique

Le Lagrangien de l'électrodynamique quantique (QED) est donné par :

$$\mathcal{L}_{QED} = \mathcal{L}_{Dirac} + \mathcal{L}_{em} + \mathcal{L}_{int} \quad (2.3)$$

où :

$$\begin{cases} \mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) , \quad (\bar{\psi} = \gamma^0 \psi) \\ \mathcal{L}_{em} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} , \quad F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \\ \mathcal{L}_{int} = -Qe\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A^\mu \end{cases}$$

Lagrangien dans l'équation 2.3 est invariant sous les transformations globales de ψ et $\bar{\psi}$

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{iQ\beta}\psi , \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = e^{iQ\beta}\bar{\psi} \quad (2.4)$$

où le coefficient β ne dépend pas de l'espace-temps.

En mathématiques, l'ensemble des nombres e^β forme un groupe ; ce groupe est abélien, c-à-d $e^{\beta_1}e^{\beta_2} = e^{\beta_2}e^{\beta_1}$ est appelé le groupe $U(1)$ et vérifie que toutes les matrices 1×1 sont unitaires, ayant un seul générateur Q , appelé l'opérateur de la charge.

Dans le cas où le coefficient β est lié à l'espace-temps, cela signifie que les transformations sont locales (local phase transformations) :

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\beta(x)}\psi , \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = e^{-i\beta(x)}\bar{\psi} \quad (2.5)$$

mais le Lagrangien de la QED n'est plus invariante sous ces transformations

$$\mathcal{L}'_{QED} = \mathcal{L}_{QED} - \bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\beta(x) \neq \mathcal{L}_{QED}$$

L'invariance peut être récupérée par des transformations de jauge pour le champ de Maxwell A_μ

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \lambda\partial_\mu\alpha(x) \quad (2.6)$$

Où :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \mathcal{L}'_{em} & = & \mathcal{L}_{em} \\ \mathcal{L}'_{int} & = & \mathcal{L}_{int} - \lambda e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha(x) \\ \mathcal{L}'_{Dirac} & = & \mathcal{L}_{Dirac} - \bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\beta(x) \end{array} \right. \quad (2.7)$$

$$\mathcal{L}'_{QED} = \mathcal{L}_{QED} + \lambda e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha(x) - \bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\beta(x)$$

Si nous choisissons $\alpha(x) = \beta(x)$ et $\lambda = \frac{1}{e}$ alors :

$$\mathcal{L}'_{QED} = \mathcal{L}_{QED}$$

L'invariance peut être préservée dès le début en définissant la dérivée covariante "covariant derivative" :

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu(x) \quad (2.8)$$

En d'autres termes, on peut obtenir le terme d'interaction de Lagrangien en utilisant le terme dérivé covariant à condition qu'il soit donné

$$\begin{aligned} D_\mu\psi \rightarrow D'_\mu\psi'(x) &= \left(\partial_\mu - ieA'_\mu\right)\psi'(x) \\ &= \left[\partial_\mu - ie\left(A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\beta(x)\right)\right]e^{i\beta(x)}\psi \\ &= e^{i\beta(x)}(D_\mu\psi) \end{aligned} \quad (2.9)$$

le dérivé covariant se transforme comme suit :

$$D'_\mu = e^{i\beta(x)}D_\mu e^{-i\beta(x)} \quad (2.10)$$

La densité lagrangienne totale pour l'électrodynamique quantique peut être donnée par :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi(x) - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} \quad (2.11)$$

où l'intensité du champ électromagnétique $F^{\mu\nu}$ peut être écrite en fonction de D_μ :

$$F^{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu = -\frac{i}{e}[D_\mu, D_\nu] \quad (2.12)$$

2.2.2 Règles de Feynman pour la QED

Les règles de Feynman pour la QED peuvent être déduites du lagrangien. Elles sont illustrées dans la figure 2.3.

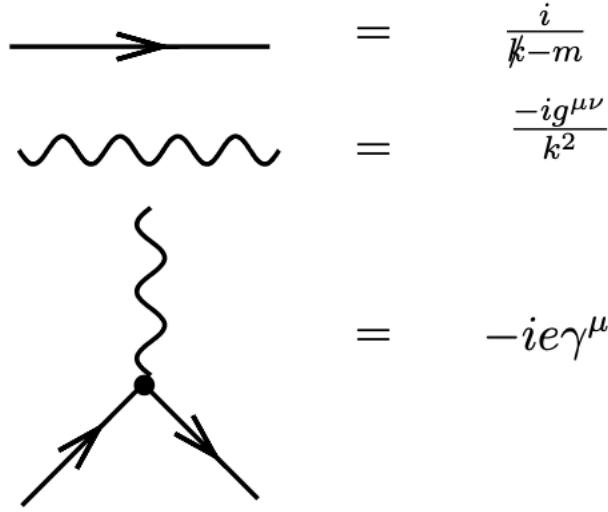


FIGURE 2.3 – Les règles de Feynman pour la QED

2.3 Théorie de Yang-Mills $SU(N)$

2.3.1 Généralités sur la théorie

La théorie de Yang-Mills est une généralisation de la théorie de Maxwell, qui inclut des groupes de jauge non-abeliens c-à-d que ses éléments ne commutent pas. Cela signifie également que les champs de jauge non-abeliens portent des interactions avec eux-mêmes (self-interactions).

$SU(N)$: est un groupe de matrices complexes $N \times N$ à la fois spéciales et unitaires.

Spécilité (special) sa déterminant égale à 1 ($U \in SU(N) \Rightarrow \det U = 1$)

Unitarité U vérifiée la relation $U^\dagger U = 1$

L'unitarité et la spécialité sont des contraintes sur les éléments du groupe $SU(N)$. Ainsi, les éléments du groupe $SU(N)$ peuvent être écrits avec $N^2 - 1$ paramètres réelles et $N^2 - 1$ matrices hermitiques.

$$U = \exp(i\alpha_a T^a) \quad , a = 1, \dots, N^2 - 1 \quad (2.13)$$

T^a sont appelés les générateurs de groupe et qui forment une algèbre de Lie, qui sont souvent écrits en relation avec les commutations

$$[T^a, T^b] = if^{abc}T^c \quad (2.14)$$

Où f^{abc} sont appelés les constantes de structure du groupe $SU(N)$, et qui sont totalement antisymétriques ($f^{abc} = -f^{bac} = f^{bca}$), où T^a a une propriété supplémentaire :

$$\text{tr} [T_R^a, T_R^b] = C(R)\delta^{ab} \quad (2.15)$$

où $C(R)$: C'est une constante, spécifique à la représentation R, qui est déterminée par les propriétés de cette représentation. Elle est souvent appelée "coefficient de Casimir" de la représentation. Le coefficient de Casimir caractérise la manière dont les générateurs du groupe agissent dans cette représentation particulière, les équations 2.14 et 2.15 représentent les constantes de structure :

$$f^{abc} = -\frac{i}{C(R)} \text{tr} \left\{ [T_R^a, T_R^b] T_R^c \right\} \quad (2.16)$$

On définit les générateurs suivants $(T_{adj}^a)^{bc} = -if^{abc}$ où T_{adj}^a forme l'algèbre de Lie :

$$[T_{adj}^a, T_{adj}^b] = if^{abc} T_{adj}^c \quad (2.17)$$

Avec le groupe $SU(N)$, nous avons :

- T^a est appelée La représentation fondamentale car ses matrices sont de taille $N \times N$.
- T_{adj}^a est appelée La représentation adjointe car ses matrices sont de taille $(N^2 - 1) \times (N^2 - 1)$

La matrice de représentation adjointe nous permet de connaître la forme infinitésimale de la transformation de jauge dans l'équation 13.3. Les groupes les plus importants sont $SU(2)$ et $SU(3)$.

Les générateurs de $SU(2)$ sont $T_{SU(2)}^a = 1/2\tau^a$ où $a = 1, 2, 3$ avec τ^a sont les matrices de Pauli :

$$\tau^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \tau^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \tau^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

et qui sont vérifiées $\text{tr}(T^a T^b) = 1/2\delta^{ab}$, où les constantes de structure de $SU(2)$ sont : $f^{abc} = \epsilon^{abc}$

Les générateurs du groupe $SU(3)$ sont les matrices de Gell-Mann $T_{SU(3)}^a = 1/2\lambda^a$ où $a = 1, \dots, 8$ avec λ^a qui satisfont à la condition : $\text{tr}(\lambda^a \lambda^b) = 2\delta^{ab}$. Les constantes de structure du groupe $SU(3)$ sont majoritairement nulles.

$$f^{123} = 1, \quad f^{458} = f^{678} = \frac{\sqrt{3}}{2}, \quad f^{147} = -f^{156} = f^{246} = f^{257} = f^{345} = -f^{367} = \frac{1}{2}$$

2.3.2 Lagrangien $SU(N)$

Comme dans QED, nous commençons par considérer la transformation générale du champ de Ψ , où avec le groupe non-abélien, Ψ a N composantes :

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_i^1 \\ \vdots \\ \psi_i^N \end{pmatrix} \quad \text{où} \quad \psi_i^\alpha \begin{cases} \alpha, & \text{indice de } SU(N) \\ i, & \text{indice pour spéneurs} \end{cases}$$

Par exemple,

$$SU(3)_c \quad , \quad \psi = \begin{pmatrix} q_i^r \\ q_i^b \\ q_i^g \end{pmatrix} \quad SU(2)_L \quad ; \quad \psi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$$

où $i = 1, \dots, 6$ sont les six quarks "flavours" (u,d,s,c,b,t) r=red, b=blue, g=green.
Le Lagrangien libre de QCD peut être écrit comme :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi = \sum_{j=1}^N \bar{\psi}_j (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_j \quad (2.18)$$

En considérant que ces fermions ont la même masse m . Le Lagrangien 2.18 est invariant sous les transformations générales $\Psi(x) \rightarrow \Psi'(x) = U(x)\Psi(x)$ avec $U = e^{i\alpha_a T^a}$.

La densité de Lagrange doit être construite pour que les transformations locales soient $\Psi(x) \rightarrow \Psi'(x) = U(x)\Psi(x)$ avec $U = e^{i\alpha_a(x)T^a}$ donné par le dérivé covariant (comme QED)

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu 1 + ig_N A_\mu \quad (2.19)$$

avec le champ $A_\mu = T^a A_\mu^a$, et le dérivé covariant D_μ de la façon suivante :

$$D_\mu \rightarrow D'_\mu = U(x)D_\mu U^\dagger(x) \quad (2.20)$$

Donc

$$\begin{aligned} \mathcal{L}' &= \bar{\Psi}' (i\gamma^\mu D'_\mu - m) \Psi' = \bar{\Psi} U^\dagger(x) (i\gamma^\mu U(x) D_\mu U^\dagger(x) - m) U(x) \Psi \\ &= \bar{\Psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \Psi = \mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{int} \end{aligned} \quad (2.21)$$

\mathcal{L}_{int} est le terme d'interaction donné par :

$$\mathcal{L}_{int} = g_N \bar{\Psi} \gamma_\mu T^a \Psi A^{\mu a} = g_N \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi A^\mu \quad (2.22)$$

Où A_μ aussi de la forme suivante :

$$A'_\mu = U(x) A_\mu U^\dagger(x) - \frac{i}{g_N} (\partial_\mu U(x)) U^\dagger(x) \quad (2.23)$$

et par l'utilisation de $U = e^{i\alpha^a(x)T^a} = (1 + i\alpha^a(x)T^a)$ on peut montrer que :

$$A'_\mu \approx A_\mu^a T^a + \frac{1}{g_N} (\partial_\mu \alpha^a) T^a - f^{abc} T^c \alpha^b A_\mu^a \quad (2.24)$$

Pour le lagrangien des champs de jauge (champs de Yang-Mills)

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \text{tr} (F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}) = -\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a \quad (2.25)$$

Où $F_{\mu\nu} = T^a F_{\mu\nu}^a$, $F_{\mu\nu} = -\frac{i}{g_N} [D_\mu, D_\nu]$ avec :

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_N f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (2.26)$$

qui se transforme en $F'_{\mu\nu} = U(x) F_{\mu\nu} U^\dagger(x)$

La lagrangienne totale pour la théorie de Yang-Mills contenant des champs de Dirac et leurs interactions est

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \Psi - \frac{1}{4} F^{a\mu\nu} F_{\mu\nu}^a = \mathcal{L}_{\text{fermions}} + \mathcal{L}_{YM} \quad (2.27)$$

Remarques

- Les bosons de jauge sont chargés, ce qui signifie qu'ils interagissent avec eux-mêmes.
- Les bosons de jauge sont sans masse car le terme de masse est interdit.
- Lorsque l'échelle de Q devient grande, la constante de couplage g_N devient petite, ce qui est appelé la liberté asymptotique.

2.4 Chromodynamique quantique

2.4.1 Généralités sur QCD

La théorie de la chromodynamique quantique (QCD) est une théorie fondée sur la théorie de Yang-Mills, qui décrit les interactions fortes et qui est formulée sous forme de théorie de jauge pour le groupe $SU(3)_c$ avec des champs de quarks (u, d, s, c, b, t) représentés par q_i , où la théorie QCD est invariante sous les transformations locales du groupe de couleur $SU(3)_c$:

$$q_i(x) \rightarrow q'_i(x) = \underbrace{\exp(i\alpha_a(x)T^a)}_{SU(3)_c} q_i(x) \quad (2.28)$$

Où :

$$q_i = \begin{pmatrix} q_i^r \\ q_i^b \\ q_i^g \end{pmatrix}, \quad i = 1, \dots, 6.$$

Cette invariance est réalisée en remplaçant la dérivée par la dérivée covariant :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s G_\mu(x) = \partial_\mu - ig_s T^a G_\mu^a; \quad T^a = \frac{\lambda^a}{2}, \quad a = 1, \dots, 8 \quad (2.29)$$

où G_μ les huit champs de gluon colorés et $G_{\mu\nu}^a$ l'intensité de chaque champ sont

$$G_\mu = \begin{pmatrix} G_\mu^1 \\ \vdots \\ G_\mu^8 \end{pmatrix} \quad G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c$$

2.4.2 Lagrangien de la chromodynamique quantique

Le lagrangien total de QCD peut être écrit comme suit :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{\text{quarks}} + \mathcal{L}_{\text{gluon}} + \mathcal{L}_{\text{jauge-fixing}} + \mathcal{L}_{\text{ghost}} \quad (2.30)$$

- $\mathcal{L}_{\text{quarks}} = \bar{q}(i\gamma^\mu D_\mu - m)q$
- $\mathcal{L}_{\text{gluon}} = -\frac{1}{4}G_a^{\mu\nu}G_{\mu\nu}^a$
- $\mathcal{L}_{\text{jauge-fixing}} = -\frac{1}{2\xi}(\partial^\mu G_\mu^a)^2$, la partie de fixation de jauge dont nous avons besoin pour dériver les champs de gluon.
- Le terme de ghost est également nécessaire pour cette théorie de jauge non-abélien de Fafeev-Popov ghosts $\bar{C}C$, de sorte qu'ils ont trois propriétés

1. Ils n'existent que dans les particules médiatrices virtuelles (à l'intérieur des boucles).
2. Ce sont des particules bosoniques (spin égal à zéro), mais elles ont un comportement de fermions.
3. Étant donné que le lagrangien des ghosts est lié au choix de fixation de jauge, cela signifie qu'ils peuvent être négligés en choisissant jauge approprié [3].

2.4.3 Règles de Feynman pour la QCD

Les règles de Feynman pour la QCD peuvent être déduites du lagrangien. Elles sont illustrées dans la figure 2.4.

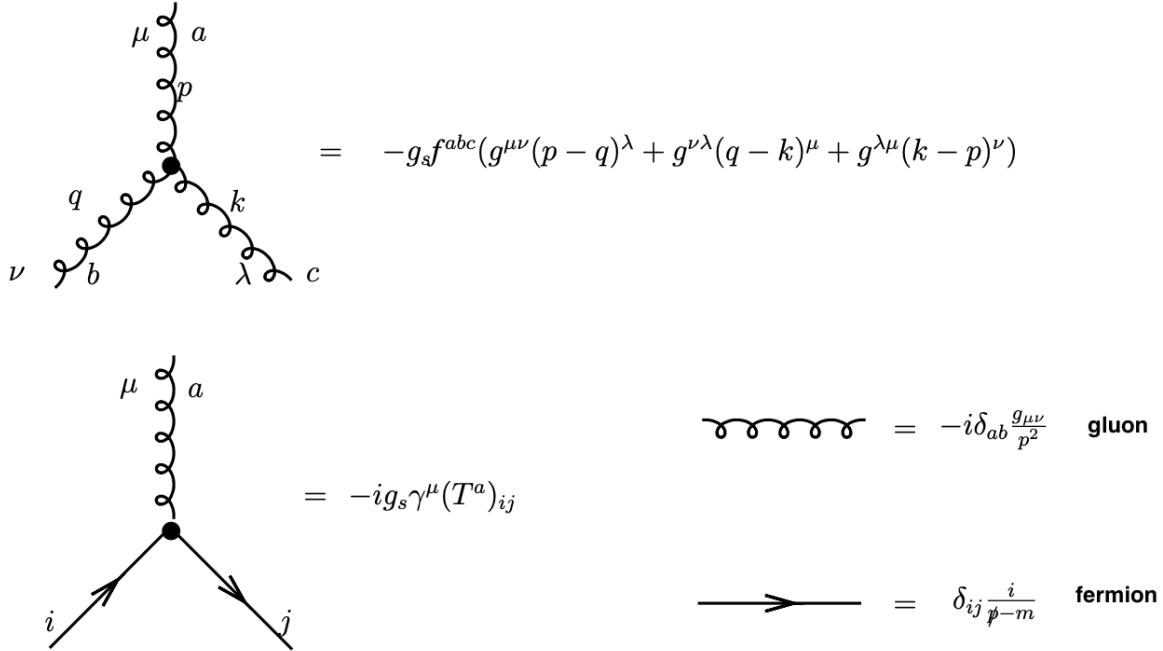


FIGURE 2.4 – Certaines règles de Feynman pour la QCD

2.4.4 Liberté asymptotique en QCD

Une idée importante dans la renormalisation est que cela ne consiste pas seulement à supprimer les divergences, mais en réalité, cela implique que certaines grandeurs, telles que les constantes de couplage, varient avec l'échelle d'énergie. Le couplage lié à l'échelle d'énergie est connu sous le nom de couplage en cours (running coupling). Nous discuterons ci-dessous du couplage en cours en QED puis en QCD pour atteindre la définition de la liberté asymptotique.

Le couplage en cours en Électrodynamique Quantique (QED)

La formule de la renormalisation pour le couplage électromagnétique e est donnée par :

$$\beta(e) = \frac{b_0}{(4\pi)^2} e^3 + \mathcal{O}(e^5) \quad \text{avec} \quad b_0 = \frac{2}{3}.$$

Cette équation est appelée fonction β , Le couplage $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ à une autre échelle μ est donnée par :

$$\alpha(\mu) = \frac{\alpha(\mu_1)}{1 - \alpha(\mu_1) \frac{b_0}{(2\pi)} \ln\left(\frac{\mu}{\mu_1}\right)}$$

Avec μ_1 pour une valeur donnée de e . La fonction β est positive ($b_0 > 0$) en QED, il en résulte que la force du couplage augmente avec μ et diminue avec sa diminution. Le

Schéma 2.5 illustre le couplage en cours en Électrodynamique Quantique

Le couplage en cours en Chromodynamique Quantique (QCD)

pour une groupe de jauge $SU(N)$ avec N_f fermions est exprimé par la fonction β pour le couplage gauge g_s :

$$\beta(g_s) = \frac{b_0}{(4\pi)^2} g_s^3 + \mathcal{O}(g_s^5) \quad \text{avec} \quad b_0 = -\left(\frac{11}{3}N_c - \frac{4}{3}N_f\right)$$

On a $b_0 < 0$, donc nous constatons que la fonction $\beta(g)$ est négative en QCD cela signifie que la force nucléaire forte devient plus faible avec une augmentation du couplage fort, indiquant ainsi un échange fort de force et une répulsion entre les quarks. D'autre part, avec une augmentation de l'échelle des énergies, nous observons que la force nucléaire forte augmente, phénomène connu sous le nom de "propriété de confinement". La diminution de la force nucléaire forte avec une augmentation de l'échelle des énergies conduit à une augmentation de la diffusion des quarks, ce qui peut être expliqué par la théorie du mélange minimal et est appelé "liberté asymptotique".

La dualité $\alpha_s(\mu)$ peut être exprimée en fonction de la force de couplage $\alpha_s(\mu_1)$:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_s(\mu_1)}{1 - \alpha(\mu_1) \frac{|b_0|}{(2\pi)} \ln\left(\frac{\mu}{\mu_1}\right)}$$

Pour la QCD où $N_c = 3$ et $n_f = 6$, l'investigation expérimentale du couplage en cours α_s est illustrée dans la Figure 2.6.

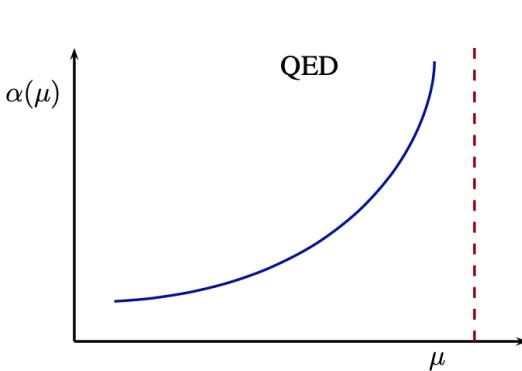


FIGURE 2.5 – Le couplage en cours de QED
[7]

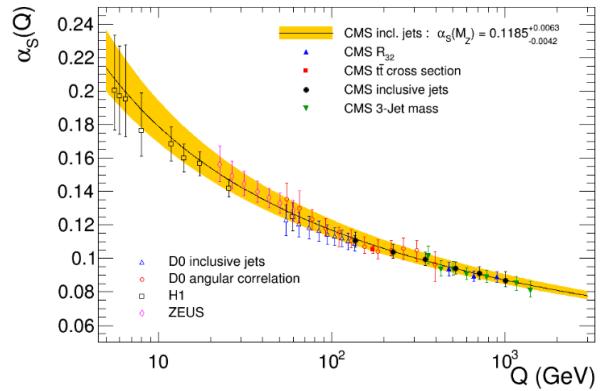


FIGURE 2.6 – Le couplage en cours de QCD
[7]

2.5 Théorie électrofaible

2.5.1 Interaction faible

L'interaction faible est l'interaction dans laquelle le couplage des bosons de jauge à spin 1 avec les fermions (quarks et leptons) se produit. Ces bosons de jauge sont les bosons vecteurs médiatrices W^\pm, Z^0 avec les masses :

$$m_{W^\pm} = 80.4 \text{ GeV} \quad m_{Z^0} = 91.187 \text{ GeV}$$

Pour décrire l'interaction faible, **Enrico Fermi** en 1932 a étudié la structure de l'interaction électromagnétique (interaction courant-courant). Il a proposé un lagrangien pour la désintégration β :

$$\mathcal{L}_F = G_F \underbrace{(\bar{\psi}_p \gamma_\mu \psi_n)}_{J_\mu^{pn}} \underbrace{(\bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_{\nu_e})}_{J_{e\nu}^\mu} \quad (2.31)$$

Ce lagrangien en fonction de chiralité (handedness) les neutrinos, où $\gamma^\mu \rightarrow \frac{1}{2}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$, et par conséquent :

$$\mathcal{L}_W = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_p \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \psi_{\nu_e}) \quad (2.32)$$

G_F est la constante de Fermi (constante de couplage faible), le facteur $\frac{1}{\sqrt{2}}$ a des raisons historiques. Mais nous avons deux problèmes principaux avec cette théorie :

1. **La symétrie de jauge** : les théories de jauge ne sont compatibles qu'avec des champs de jauge sans masse, dans ce cas, les champs de jauge sont très massifs, donc la symétrie est brisée en raison des termes de masse $m_{W^\pm}^2 W^\mu W_\mu$ et $m_{Z^0}^2 Z^\mu Z_\mu$.
2. **Unitarité** : la propriété d'unitarité exige que les sections efficaces soient limitées, cette propriété est violée dans certaines interactions, comme la diffusion WW où $\sigma(WW \rightarrow ZZ) \propto E^2$. Cette dépendance de l'énergie rend la théorie non renormalisable [28].

P.Higgs et d'autres physiciens comme Robert Brout et François Englert ont résolu ces problèmes en introduisant un nouveau champ avec une masse spéciale qui conserve l'invariance de Lagrange totale sous un groupe de symétrie, sauf dans le vide, dans le paragraphe suivant discutera de ce phénomène dans le cadre de la brisure spontanée de symétrie de la théorie électrofaible non abélienne ou ce qui est appelé le mécanisme de Higgs.

2.5.2 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible

Avant de discuter le mécanisme de Higgs, nous devons d'abord discuter le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie dans la théorie électrofaible, ce qui nous permettra de clarifier certains concepts utilisés plus tard. La brisure spontanée de symétrie signifie que le lagrangien total est invariante par symétrie mais pas dans l'état de vide (état fondamental $|0\rangle$). Cette méthode nous permet d'attribuer des masses aux bosons de jauge via des interactions locales.

Brisure spontanée de la symétrie globale $U(1)$

Pour choisir un système dans une théorie ϕ^4 , Lagrange du champ scalaire complexe ϕ est donné par :

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - m^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2 \quad (2.33)$$

Où m qui est souvent exprimé par masse dans ce cas nous le considérons comme un paramètre, λ est un coefficient pour le terme d'interaction du champ ϕ avec lui-même. pour $\phi = (\phi_1 + i\phi_2)$ dans Lagrangien est invariant sous les transformations globales de $U(1)$:

$$\phi \longrightarrow \phi' = e^{i\alpha} \phi$$

Le potentiel scalaire exprimé en fonction du champ ϕ

$$V(\phi) = m^2\phi^*\phi + \lambda(\phi^*\phi)^2 = m^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4 \quad (2.34)$$

Pour chercher le minimum

$$\frac{\partial V}{\partial |\phi|} = 2m^2|\phi| + 4\lambda|\phi|^3 = 0 \implies m^2 + 2\lambda|\phi|^2 = 0 \quad (2.35)$$

Les solutions de l'équation 2.35 sont représentées dans deux cas :

Cas 1 : pour $m^2 > 0$, Le minimum de le potentiel V est à $\phi = \phi^*$ comme indiqué dans la figure , où la valeur attendue du vide pour ϕ est $\langle 0|\phi|0 \rangle = \langle \phi \rangle = 0$, ce qui signifie que le vide est non génératrice (symétrie non brisée).

Cas 2 : pour $m^2 < 0$ Le potentiel minimale V est située sur un cercle de diamètre $\frac{v}{\sqrt{2}}$ comme dans la figure

$$|\phi|^2 = \phi^2 + \phi_2^2 = -\frac{m^2}{\lambda} = \frac{v^2}{\sqrt{2}} \quad \text{avec} \quad v = \sqrt{\frac{-2m^2}{\lambda}}$$

La valeur attendue du champ ϕ est $\langle \phi \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}$ donc la symétrie est spontanément brisée.

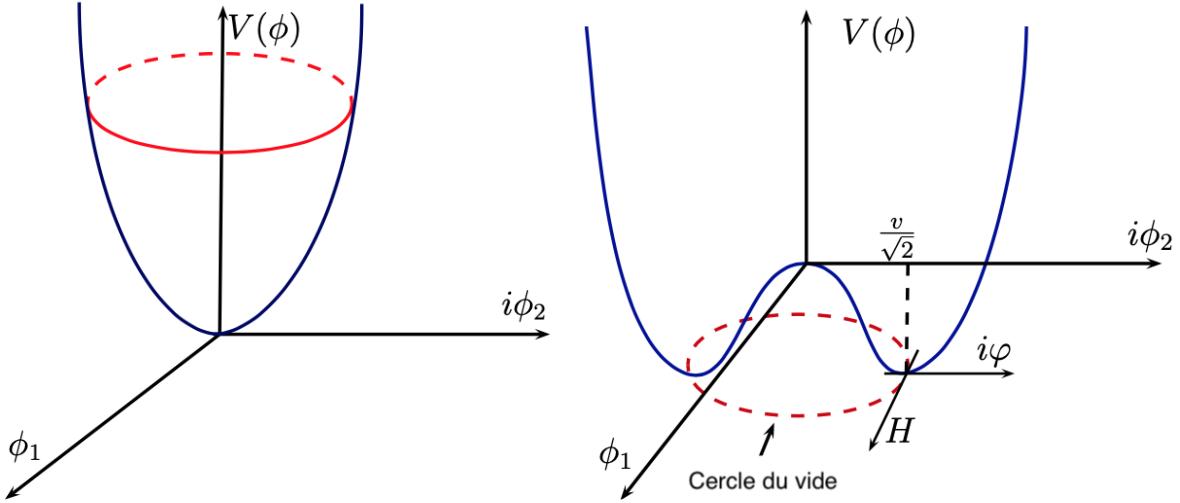


FIGURE 2.7 – Cas de symétrie non brisée pour le vide FIGURE 2.8 – Cas de symétrie brisée pour l'état fondamental

Maintenant, nous pouvons reformuler le champ ϕ , où il est écrit en fonction de la valeur attendue et des résidus complexes

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H + i\varphi) \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H)e^{i\frac{\varphi}{v}} \quad (2.36)$$

En considérant que $\langle 0|\varphi|0 \rangle = 0$ et $\langle 0|H|0 \rangle = 0$, nous écrivons maintenant la Lagrangienne ?? en fonction des nouveaux champs φ et H :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial^\mu H + \frac{1}{2}(H + v)\partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - \lambda \left(\frac{1}{4}H^4 + 4vH^3 + v^2H^2 - \frac{1}{4}v^4 \right) \quad (2.37)$$

Nous remarquons que le champ H a une terme de masse où

$$m_H^2 = 2\lambda v^2 \quad (2.38)$$

Le champ H est appelé champ de Higgs. Le champ sans masse φ est appelé boson **Goldstone**.

Le boson Goldstone est lié à la direction du potentiel lors de la brisure spontanée de la symétrie. Ces bosons sont des fluctuations du champ autour de son minimum d'énergie (valeur de vide) et sont associés à la direction dans laquelle la symétrie a été brisée. Cela signifie que les bosons Goldstone ne sont pas des particules physiques.

Théorie de Goldstone

La brisure spontanée de la symétrie générale de $U(1)$ du vide signifie que

$$e^{iQ\alpha}\langle\phi\rangle \neq \langle\phi\rangle \implies (1 + iQ\alpha)\langle\phi\rangle \neq \langle\phi\rangle \implies Q\langle\phi\rangle \neq 0$$

Nous avons un générateur unique Q qui brise le vide et un boson Goldstone unique, dans le cas général de la brisure de symétrie $SU(N)$ globale :

$$e^{i\varepsilon^a T^a}\langle\phi\rangle \neq \langle\phi\rangle \implies T^a\langle\phi\rangle \neq 0$$

Enoncé de la théorie de Goldstone : La théorie de Goldstone dit que chaque générateur brise l'état fondamental, c'est-à-dire $T^a\langle\phi\rangle \neq 0$, un champ sans masse avec spin 0 (boson de Goldstone). Lorsqu'une symétrie continue est brisée spontanément dans une théorie de champ scalaire, cela conduit à l'apparition de modes excités du champ, appelés bosons de Goldstone. Ces bosons de Goldstone sont des particules scalaire sans masse, et leur nombre est égal au nombre de générateurs de la symétrie brisée moins le nombre de générateurs conservés.

2.5.3 Mécanisme de Higgs

Nous traiterons maintenant la symétrie de jauge locale. Dans l'exemple le plus simple, par exemple dans QED (théorie de jauge abélienne), le champ scalaire complexe ϕ est couplé au champ de jauge A_μ (photon), où le dérivé covariant $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$:

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^*(D_\mu\phi) - V(\phi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (2.39)$$

Cette Lagrangienne est invariante sous les transformations $U(1)$ locales :

$$\phi(x) \longrightarrow e^{i\alpha(x)}\phi(x) \quad , \quad A_\mu \longrightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \quad (2.40)$$

Comme précédemment, le potentiel dans l'équation 2.43 a la forme suivante :

$$V(\phi) = \mu^2\phi^*\phi + \frac{\lambda}{2}(\phi^*\phi)^2 \quad (2.41)$$

Cas 1 : pour $\mu^2 > 0$, le potentiel $V(\phi)$ admet un seul minimum en $\phi = 0$ rend le vide symétrique $U(1)$.

Cas 2 : pour $\mu^2 < 0$, le potentiel $V(\phi)$ admet une infinité des minimum en

$$|\phi|^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} = \frac{v^2}{2} \quad \text{avec} \quad v = \sqrt{\frac{-2\mu^2}{\lambda}} \quad (2.42)$$

donc $e^{i\alpha(x)}\langle\phi\rangle \neq \langle\phi\rangle \implies$ La brisure spontanée de la symétrie
 \implies Boson de Goldston pour le générateur $Q\langle\phi\rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}$. Ainsi, le champ peut être écrit sous la forme :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H)e^{i\frac{\varphi}{v}} \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H + i\varphi) \quad (2.43)$$

où $\langle H \rangle = \langle \phi \rangle = 0$ pour ?? Lagrangien 2.43 devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ & - \underbrace{\lambda v^2 H^2}_{\substack{\text{Terme masse de } H}} + \underbrace{1/2e^2 v^2 A_\mu A^\mu}_{\substack{\text{Terme masse de } A_\mu}} + evA_\mu \partial^\mu \varphi \\ & + \underbrace{e^2 v A_\mu A^\mu H}_{\substack{\text{Terme d'interaction entre } H \text{ et } A_\mu}} + \dots \text{autre terme d'interactions} \end{aligned}$$

Comme précédemment, la masse du champ de Higgs est $m_H^2 = 2\lambda v^2$ et le terme de masse du boson de jauge A_μ , où $m_A = ev$, qui est couplé au champ de Higgs par :

$$e^2 v A_\mu A^\mu H = em_A A_\mu A^\mu H \quad (2.44)$$

Notons que contrairement au cas du champ A_μ non massif qu'on a vu dans la théorie de la QED, où il a deux degrés de liberté correspondant aux deux états de spin ± 1 du photon usuel. Lorsque le champ A_μ devient massif il possède trois degrés de liberté correspondant aux états de spin $1, 0, 1$, le degré de liberté supplémentaire 0 provient du boson de Goldstone qui a été absorbé par le champ de jauge massif A_μ . On peut dire que le boson Goldstone est "mangé" par le boson de jauge pour acquérir la masse.

2.5.4 Modèle de Glashow-Weinberg-Salam :

Le modèle **Glashow-Weinberg-Salam** (GWS) est une théorie de jauge qui décrit les interactions faibles et électromagnétiques comme une théorie unique appelée la théorie électrofaible (Electro-weak). Les bosons de jauge intermédiaires sont les bosons W^+, W^-, Z^0 et le photon non massif γ . Le groupe de jauge considéré dans l'ElectroWeak est $G_{EW} = SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, qui est spontanément brisé par le mécanisme de Higgs comme :

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \longrightarrow_{SSB} U(1)_{EM}$$

Pour présenter la théorie GWS, rappelons d'abord quelques points et définitions :

Les courants chargés correspondent aux interactions des fermions avec les bosons W^\pm .

Les courants neutres correspondent aux interactions des fermions et de leurs antifermions (à l'exception des neutrinos ($Q_\nu = 0$)) avec Z^0 et γ

Le couplage des bosons de jauge W^\pm et Z^0 qui ne s'accouplent qu'avec les fermions de chiralité gauche (left-handed) et les antifermions de chiralité droite (right-handed)

Les champs gauchers (leptons et quarks) sont représentés par des doublets d'isospin :

Leptons :

$$\ell_L \equiv \begin{pmatrix} \nu_\ell \\ \ell \end{pmatrix}_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \nu_\ell \\ \ell \end{pmatrix}, \quad \bar{\ell}_L \equiv (\bar{\nu}_\ell, \ell)_L = (\bar{\nu}_\ell, \ell) \frac{1 + \gamma_5}{2}; \quad \ell = e, \mu, \tau$$

Quarks :

$$q_L \equiv \begin{pmatrix} u_j \\ d_j \end{pmatrix}_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \begin{pmatrix} u_j \\ d_j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

$$\bar{q}_L = (\bar{u}_j, \bar{d}_j)_L = (\bar{u}_j, \bar{d}_j) \frac{1 + \gamma_5}{2}$$

Les champs droitiers (leptons et quarks) sont représentés par des singulets :

Leptons :

$$\ell_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \ell, \quad \bar{\ell}_R = \bar{\ell} \frac{1 - \gamma_5}{2}$$

Quarks :

$$u_R \equiv u_{jR} = \frac{1 - \gamma_5}{2} u_j = u_R, c_R, t_R, \quad \bar{u}_R \equiv \bar{u}_{iR} = \frac{1 + \gamma_5}{2} u_j$$

$$d_R \equiv d_{jR} = \frac{1 - \gamma_5}{2} d_j = d_R, s_R, b_R, \quad \bar{d}_R \equiv \bar{d}_{iR} = \frac{1 + \gamma_5}{2} d_j$$

Les courants de Noether Les courants faibles chargés peuvent être écrits en termes du courant de Noether ; $J_\mu^a = \bar{\psi}_i \gamma_\mu T_{ij}^a \psi_i$:

$$J_\mu^+ = \bar{\psi}_\ell \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \bar{\psi}_{\nu_\ell} = 2 \bar{\ell} \gamma_\mu \tau_- \ell \quad J_\mu^- = (J_\mu^+)^{\dagger} = 2 \bar{\ell} \gamma_\mu \tau_+ \ell$$

Où $\tau_\pm = \frac{\tau_1 + i\tau_2}{2}$ avec $\tau_- = (\tau_+)^{\dagger}$. Le courant électromagnétique est donné par :

$$J_\mu^{em} = Q \bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_e = J_\mu^3 + \frac{1}{2} J_\mu^Y$$

avec

$$J_\mu^3 = \bar{\ell} \gamma_\mu \frac{\tau_3}{2} \ell \quad J_\mu^Y = -\bar{\ell}_L \gamma_\mu \ell_L - 2 \bar{\ell}_R \gamma_\mu \ell_R$$

on remarque que :

$$J_\mu^{em} = J_\mu^3 + \frac{1}{2} J_\mu^Y \implies \int d^3x J_0^{em} = \int d^3x J_0^3 + \frac{1}{2} \int d^3x J_0^Y \implies Q = T^3 + \frac{Y}{2} \quad (5.30)$$

Où Q est la charge électrique , Y est l'hypercharge, T^3 est la troisième composante de l'isospin faible, les valeurs de Q, Y et T^3 pour les fermions est résumé dans le tableau suivant :

Téorie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$:

Considère la théorie avec le group de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, où les composants du groupe de jauge sont Isospine faible et l'hypercharge faible, correspond au constantes de couplages g et g' successivement. Les champs de jauge pour $SU(2)_L$ sont $W_\mu^a, a = 1, 2, 3$ et pour $U_Y(1)$ B_μ singlet. Ces champs conduisent finalement à des champs physiques W^+, W^-, Z^0, γ .

fermion	Q	Y	T^3	T
ν_ℓ	0	-1	1/2	1/2
ℓ_L	-1	-1	-1/2	1/2
ℓ_R	-1	-2	0	0
u_{jL}	2/3	1/3	1/2	1/2
d_{jL}	-1/3	1/3	-1/2	1/2
u_{jR}	2/3	4/3	0	0
d_{jR}	-1/3	-2/3	0	0

TABLE 2.2 – Les nombres quantiques pour les quarks et les leptons

À partir des champs de matière à 22,5, 23,5, 24,5 et 25,5, pour que la théorie reste invariante sous les transformations de jauge de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

$$\begin{aligned} \ell_L &= \begin{pmatrix} \nu_\ell \\ \ell \end{pmatrix}_L \longrightarrow \begin{pmatrix} \nu_\ell \\ \ell \end{pmatrix}'_L = \underbrace{e^{i\alpha(x)\frac{Y}{2}}}_{U(1)_Y} \underbrace{e^{i\theta^a(x)\frac{\tau^a}{2}}}_{SU(2)_L} \begin{pmatrix} \nu_\ell \\ \ell \end{pmatrix}_L \\ q_L &= \begin{pmatrix} u_j \\ d_j \end{pmatrix}_L \longrightarrow \begin{pmatrix} u_j \\ d_j \end{pmatrix}'_L = e^{i\alpha(x)\frac{Y}{2}} e^{i\theta^a(x)\frac{\tau^a}{2}} \begin{pmatrix} u_j \\ d_j \end{pmatrix}_L \\ \ell_R &\longrightarrow \ell'_R = e^{i\alpha(x)\frac{Y}{2}} \ell_R \\ u_R &\longrightarrow u'_R = e^{i\alpha(x)\frac{Y}{2}} u_R \\ d_R &\longrightarrow d'_R = e^{i\alpha(x)\frac{Y}{2}} d_R \end{aligned}$$

les transformations de jauge de champ suivantes sont présentées :

$$\begin{aligned} B_\mu &\longrightarrow B'_\mu = B_\mu + \frac{1}{g'} \partial_\mu \alpha(x) \\ W_\mu &\longrightarrow W'_\mu = U(x) W_\mu U^\dagger(x) + \frac{1}{g} \partial_\mu U(x) U^\dagger(x) = W_\mu + \frac{1}{g} \partial_\mu \theta^a(x) + f^{abc} \theta^b W_\mu^b \end{aligned}$$

où $U(x) \in SU(2)_L \cdot W_\mu = T^a W_\mu^a = \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a$, et Y et T^a sont les générateurs de $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$ qui vérifie les relations de commutations suivantes :

$$[T^a, T^b] = i\varepsilon^{abc} T^c \quad , \quad [T^a, Y] = 0 \quad ; \quad Y \text{ un nombre}$$

nous donnons l'intensités des champs considéré :

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ W_{\mu\nu} &= -i \frac{i}{g} [(\partial_\mu + igW_\mu), (\partial_\nu + igW_\nu)] = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu + ig [W_\mu, W_\nu] \end{aligned}$$

où

$$W_{\mu\nu} = \frac{\tau^a}{2} W_{\mu\nu}^a \quad ; \quad W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g\varepsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c$$

Transformations $B_{\mu\nu}$ et $W_{\mu\nu}$ de la manière suivante

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &\longrightarrow SU(2)_L \otimes U(1)_Y B_{\mu\nu} = B_{\mu\nu} \\ W_{\mu\nu} &\longrightarrow SU(2)_L \otimes U(1)_Y W_{\mu\nu} = U(x) W_{\mu\nu} U^\dagger(x) \end{aligned}$$

Lagrangien électrofaible : Le lagrangien de la théorie électrofaible est donné comme :

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{\text{jauge}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{fermions}} + \mathcal{L}_{\text{yukawa}}$$

Le secteur Yukawa est nécessaire pour générer des masses pour les fermions.

1- Le secteur de jauge : Lagrangien pour les champs de jauge :

$$\mathcal{L}_{\text{jauge}} = \mathcal{L}_{\text{bosons}} + \mathcal{L}_{\text{jauge-fixing}} + \mathcal{L}_{\text{ghost}}$$

où

$$\mathcal{L}_{\text{bosons}} = -\frac{1}{4}W^{a\mu\nu}W_{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu}$$

2- Le secteur de Higgs : $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ Pour donner des masses aux bosons vecteurs de jauge, la brisure spontanée de symétrie doit être contenue dans le lagrangien du champ Higgs par le mécanisme de Higgs comme dans le cas de symétrie $U(1)$, pour $SU(2)$ le champ est proposé par un doublet scalaire complexe :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

Lagrangien du champ de Higgs est donné par :

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - \underbrace{(\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2)}_{V(\phi)}$$

Les transformations locales pour l'invariance nécessitent que

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu$$

Remarquez que lorsque $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$, cela conduit à une brisure spontanée de symétrie dans l'état fondamental, la valeur minimale du potentiel $V(\phi)$ est.

$$\langle 0 | \Phi^\dagger \Phi | 0 \rangle = \langle \Phi \rangle = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \quad \text{avec} \quad v = \sqrt{\frac{-2\mu^2}{\lambda}}$$

On choisit $v^2 = v_1^2 + v_2^2$, $\langle \Phi \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix}$. Nous avons précédemment mentionné que pour préserver la masse du photon nulle, il est nécessaire de briser la symétrie sous la forme

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \longrightarrow_{SSB} U(1)_Q$$

Cela signifie que $\langle \Phi \rangle$ est invariant sous $U(1)_Q$:

$$\begin{aligned} U(1)\langle \Phi \rangle = \langle \Phi \rangle \implies Q\langle \Phi \rangle = 0 \implies & \begin{pmatrix} Q_1 & 0 \\ 0 & Q_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \implies & \begin{pmatrix} \frac{1}{2} + \frac{1}{2}Y & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} + \frac{1}{2}Y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Pour $Y = 1$, cela implique :

$$Q = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \implies \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^- \end{pmatrix} \implies \langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

Le champ Φ peut être réécrit en termes du champ de Higgs $H(x)$ et des bosons Goldstone $G^a(x)$ où $a = 1, 2, 3$ sont les trois générateurs brisant $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$ et donnant des masses aux bosons vecteurs W^\pm et Z^0 , en appliquant la jauge unitaire pour négliger les champs Goldstone :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} e^{-i \frac{G^a(x)}{2v} \tau^a} \implies \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$$

Nous obtenons donc :

$$\mathcal{L}_{\text{higgs}} = \frac{1}{2} \left[D_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \right]^\dagger \left[D_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \right] + V \left(\frac{1}{2} (v + H(x))^2 \right)$$

où

$$\begin{aligned} D_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} &= \left(\partial_\mu - ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a - ig' \frac{1}{2} B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} ; \quad Y = 1 \\ &= \begin{pmatrix} 0 \\ \partial_\mu H(x) \end{pmatrix} - i \left(\frac{g'}{2} B_\mu - \frac{g}{2} W_\mu^3 \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} - i \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \begin{pmatrix} v + H(x) \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$$\left[D_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \right]^\dagger = (0, \partial_\mu H) + i \left(\frac{g'}{2} B_\mu - \frac{g}{2} W_\mu^3 \right) (0, v + H(x)) + i \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- (v + H(x), 0)$$

où

$$\begin{cases} W_\mu^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ W_\mu^- = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 + iW_\mu^2) \end{cases}$$

donc

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left[D_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \right]^\dagger \left[D_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \right] &= \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + \frac{1}{4} g^2 v^2 W_\mu^- W^{+\mu} \\ &+ \frac{1}{8} v^2 (g' B_\mu - g W_\mu^3) (g' B^\mu - g W^{3\mu}) + \frac{1}{2} g^2 v H W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{1}{4} g^2 H^2 W_\mu^- W^{+\mu} \\ &+ \frac{1}{4} v H (g' B_\mu - g W_\mu^3) (g' B^\mu - g W^{3\mu}) + \frac{1}{8} H^2 (g' B_\mu - g W_\mu^3) (g' B^\mu - g W^{3\mu}) \end{aligned}$$

Les masses de W_μ^\pm peuvent être lues directement, mais pour les masses de W_μ^3 et B_μ on ne peut pas, ce problème est résolu par une méthode de diagonalisation du Lagrangien, qui permet d'extraire les termes de masses :

$$(g' B_\mu - g W_\mu^3) (g' B^\mu - g W^{3\mu}) = (W_\mu^3, B_\mu) \underbrace{\begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}}_{\text{matrice de masse}} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}$$

Les valeurs propres de la matrice de masse sont :

$$\lambda = 0 , \quad \lambda = g^2 + g'^2$$

Avec les vecteurs propres normalisés,

$$\frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \begin{pmatrix} g \\ -g' \end{pmatrix}, \quad \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \begin{pmatrix} g' \\ g \end{pmatrix}$$

l'équation précédente avec la matrice de masse devient :

$$(W_\mu^3, B_\mu) M \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} = (Z_\mu, A_\mu) \begin{pmatrix} g^2 + g'^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix}$$

Où

$$\begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix}; \begin{cases} \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\ \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \end{cases}$$

θ_W est appelé l'angle de Weinberg. Dans Lagrangien le secteur de Higgs, les valeurs propres des masses de bosons de jauge sont :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Higgs}} = & \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + \frac{1}{2} (2\mu^2) H^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{g^2 v^2}{2} \right) W_\mu^- W^{+\mu} \\ & + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{2} \right)^2 (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu + 0 \times A_\mu A^\mu + \dots \text{ termrs d'interactions} \end{aligned}$$

Les masses des bosons de jauge Les masses des bosons de jauge peuvent être lues directement :

$$\begin{cases} M_H^2 = -2\mu^2 = 2\lambda v^2 \\ M_{W^\pm}^2 = \left(\frac{g^2 v^2}{2} \right)^2 \\ M_{Z^0}^2 = \frac{g^2 + g'^2}{4} v^2 \\ M_\gamma^2 = 0 \end{cases} \quad (2.45)$$

Il y a une prédiction claire des rapports entre les masses :

$$\frac{M_{W^\pm}}{M_{Z^0}} = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = \cos \theta_W \quad (2.46)$$

g et g' les facteurs libres, mais le modèle standard prédit les masses des bosons W^\pm et Z^0 en utilisant les relations :

$$G_F = (v^2 \sqrt{2})^{-1} \text{ et } e = g \sin \theta_W$$

La masse du boson de Higgs n'est pas prédite par le modèle standard en raison de la présence d'un terme libre :

$$\frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{G_F}{2} \implies v = \sqrt{\frac{1}{\sqrt{2} G_F}} \quad (2.47)$$

où $G_F = 1.1663787 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ donc $v = 246 \text{ GeV}$

3- Secteur de fermion : $\mathcal{L}_{\text{fermions}}$ La partie cinétique du Lagrangien des fermions est donnée par

$$\mathcal{L}_{\text{fermions}} = i\bar{\ell}_L \not{D}_\mu \ell_L + i\bar{\ell}_R \not{\not{D}}_\mu \ell_R + i\bar{q}_L \not{D}_\mu q_L + i\bar{u}_R \not{\not{D}}_\mu u_R + i\bar{d}_R \not{\not{D}}_\mu d_R \quad (2.48)$$

où la dérivée covariant affectant les champs de fermions de chiralité gauchère (left handed) et de chiralité droitière (right handed) sont connues dans les équations déjà mentionnées. Les interactions électrofaibles des leptons peuvent être extraites du Lagrangien des leptons

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= i\bar{\ell}_L \not{D}_\mu \ell_L + i\bar{\ell}_R \not{D}_\mu \ell_R \\ &= \bar{\ell} i\gamma^\mu \partial_\mu \ell \bar{\nu} i\gamma^\mu \frac{1 - \gamma_5}{2} \nu - e \bar{\ell} i\gamma^\mu \ell A_\mu + \frac{g}{2\sqrt{2}} [\bar{\nu} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \ell W_\mu^+ + \bar{\ell} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu W_\mu^-] \\ &\quad + \frac{g}{4 \cos \theta_W} [\bar{\nu} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu + \bar{\ell} \gamma^\mu (4 \sin^2 \theta_W - 1 + \gamma_5) \ell] Z_\mu\end{aligned}\tag{2.49}$$

La figure 2.9 montre les diagrammes de Feynman pour les interactions des leptons avec les bosons de jauge, qui sont extraites de l'équation ??.

Nous notons que les transitions de saveur au cours des interactions des leptons sont uniquement d'un leptons de type up à un type down ou vice versa à l'intérieur de chaque génération

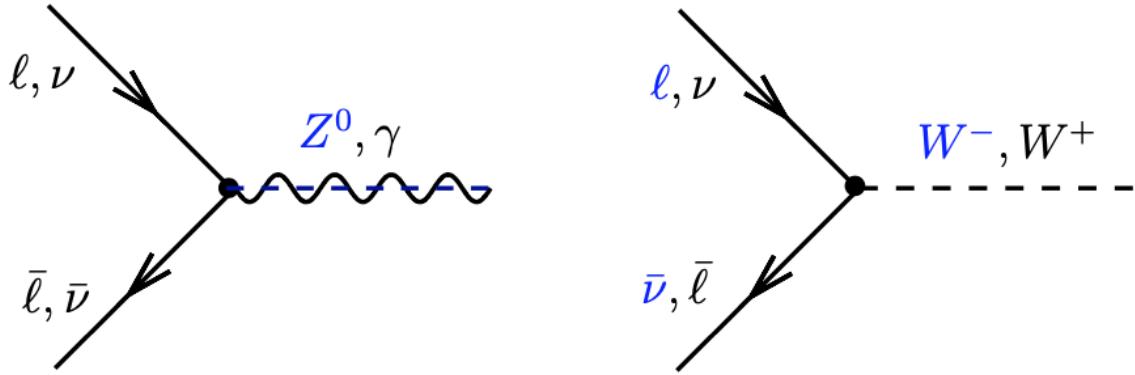


FIGURE 2.9 – Le diagramme de Feynman pour les interactions entre les leptons et les bosons de jauge $W^\pm; Z^0$

4- Secteur Yukawa $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ La partie masse dans le Lagrangien de Dirac est donnée par :

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)\tag{2.50}$$

Ce terme n'est pas invariant sous la symétrie de jauge locale de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, donc il n'y a pas de terme de masse clair pour les fermions. Pour remédier à cela, nous devons coupler les fermions au champ de Higgs, le lagrangienne de Yukawa est donnée par :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\lambda_\ell \bar{\ell}_L \Phi \ell_R - \lambda_\nu \bar{\ell}_L \Phi^c \nu_R - \lambda_d \bar{q}_L \Phi d_R - \lambda_u \bar{q}_L \Phi^c u_R + \text{h.c}\tag{2.51}$$

Où h.c signifie (hermitian conjugate) pour chaque terme $\lambda_\ell, \lambda_\nu, \lambda_u$ et λ_d , et ils représentent les couplages de Yukawa.

$$\Phi^c = \epsilon_{ij} \Phi^{j*} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^{+*} \\ \phi^{0*} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^{-} \end{pmatrix}\tag{2.52}$$

Dans le jauge unitaire, on a

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \quad \Phi^c = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H \\ 0 \end{pmatrix}\tag{2.53}$$

Les interactions de Yukawa sont invariants sous la transformation de groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\frac{\lambda_\ell}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_\ell, \bar{\ell})_L \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \ell_R - \frac{\lambda_d}{\sqrt{2}} (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} d_R - \frac{\lambda_u}{\sqrt{2}} (\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} v + H \\ 0 \end{pmatrix} u_R + h.c$$

En ajoutant les termes h.c, on obtient également :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} &= -\frac{\lambda_\ell}{\sqrt{2}} [v (\bar{\ell}_L \ell_R + \bar{\ell}_R \ell_L) + H (\bar{\ell}_L \ell_R + \bar{\ell}_R \ell_L)] \\ &\quad - \frac{\lambda_d}{\sqrt{2}} [v (\bar{d}_L d_R + \bar{d}_R d_L) + H (\bar{d}_L d_R + \bar{d}_R d_L)] \\ &\quad - \frac{\lambda_u}{\sqrt{2}} [v (\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L) + H (\bar{u}_L u_R + \bar{u}_R u_L)] \end{aligned}$$

En simplifiant à l'aide de l'équation ??, on trouve également :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\frac{\lambda_\ell}{\sqrt{2}} [v \bar{\ell} \ell + H \bar{\ell} \ell] - \frac{\lambda_q}{\sqrt{2}} [v \bar{q} q + H \bar{q} q]$$

où : $\ell \equiv e, \mu, \tau$

$q \equiv u, d, c, s, t, b$ Les masses des leptons et des quarks sont les suivantes.

$$M_\ell = \frac{v \lambda_\ell}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \frac{\lambda_\ell}{g} M_w \quad M_q = \frac{v \lambda_q}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \frac{\lambda_q}{g} M_w \quad (2.54)$$

La forme générale des interactions de Yukawa pour les trois générations des fermions [17], est :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} &= -\bar{\ell}_L M^\ell \phi \ell_R - \bar{d}_L M^d \phi d_R - \bar{u}_L M^u \phi u_R + h.c \\ &= -\bar{\ell} M^\ell \phi \ell - \bar{d} M^d \phi d - \bar{u} M^u \phi u \end{aligned} \quad (2.55)$$

où

$$M^\ell = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}, \quad M^u = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}, \quad M^d = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

$$\ell = \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}, \quad d = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad u = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}, \quad \phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + H) \quad (2.57)$$

Par conséquent :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\left(1 + \frac{H}{v}\right) (m_e \bar{e} e + m_\mu \bar{\mu} \mu + m_\tau \bar{\tau} \tau + m_u \bar{u} u + m_d \bar{d} d + m_c \bar{c} c + m_s \bar{s} s + m_b \bar{b} b + m_t \bar{t} t) \quad (2.58)$$

2.5.5 Matrice CKM

Le terme d'interaction des quarks est :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{quarks}} &= \bar{q}_L \left[i \gamma^\mu \left(\partial_\mu + ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a - ig' \frac{Y_L}{2} B_\mu \right) \right] q_L \\ &\quad + \bar{u}_R \left[i \gamma^\mu \left(\partial_\mu - ig' \frac{Y_R}{2} B_\mu \right) \right] u_R + \bar{d}_R \left[i \gamma^\mu \left(\partial_\mu - ig' \frac{Y_R}{2} B_\mu \right) \right] d_R \end{aligned} \quad (2.59)$$

Les couplages décrivent ici uniquement les transitions de saveur (flavor) à l'intérieur de chaque génération $u \leftrightarrow d, c \leftrightarrow s, b \leftrightarrow t$, mais les désintégrations observées dans les interactions faibles ne conduisent pas toujours aux mêmes transitions. Par exemple, la figure 2.10 montre la désintégration d'une particule $\Sigma, \Sigma^- \rightarrow ne^- \bar{\nu}_e$ ce qui signifie qu'il y a des transitions entre les générations. Dans cet exemple, il est possible d'écrire des termes de Yukawa qui incluent le mélange (Mixte) de quarks entre différentes générations, comme la masse entre les quarks d et $s - \lambda_{ds}(v/\sqrt{2})\bar{d}_L s_R$. Par conséquent, la matrice de masse n'est plus diagonalisée pour les particules physiques. Pour résoudre ce problème, nous pouvons choisir une base de masse telle que la matrice de masse soit diagonalisée, et le changement se produit dans la base de saveur (flavor), ce qui signifie que nous écrivons la base de saveur dans des combinaisons linéaires de quarks physiques. La matrice de masse est donnée par :

$$M^d = V_L^d M_{\text{mass}}^d V_R^{d\dagger} \quad M^u = V_L^u M_{\text{mass}}^u V_R^{u\dagger} \quad (2.60)$$

et la base de (flavour)

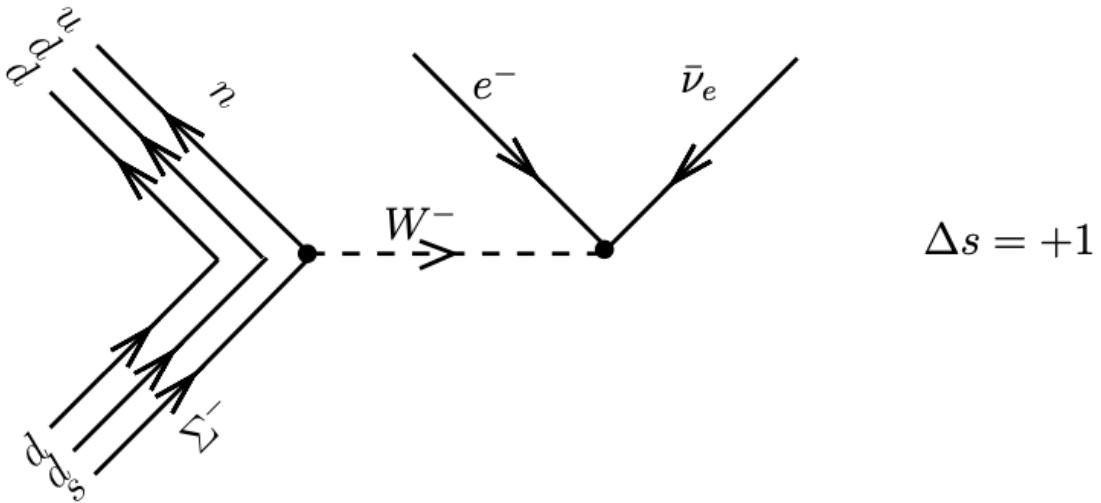


FIGURE 2.10 – Désintégration $\Sigma^- \rightarrow ne^- \bar{\nu}_e$ en utilisant la saveur mixte (mixing flavour)

$$d_{L,R} = V_{L,R}^d d'_{L,R} \quad u_{L,R} = V_{L,R}^u u'_{L,R}$$

Où les matrices de saveur M_{mass}^u et M_{mass}^d ne sont pas diagonales.

Les interactions Yukawa des quarks dans l'équation ?? pour la nouvelle base de masse sont données par

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} &= - \left(1 + \frac{H}{v}\right) [\bar{d}_L M^d d_R + \bar{u}_L M^u u_R + h.c.] \\ &= - \left(1 + \frac{H}{v}\right) [\bar{d}'_L \underbrace{V_L^{d\dagger} V_L^d}_{1} M_{\text{mass}}^d \underbrace{V_R^{d\dagger} V_R^d}_{1} d'_R \bar{u}'_L \underbrace{V_L^{u\dagger} V_L^u}_{1} M_{\text{mass}}^u \underbrace{V_R^{u\dagger} V_R^u}_{1} d'_R + h.c.] \\ &= - \left(1 + \frac{H}{v}\right) [\bar{d}'_L M_{\text{mass}}^d d'_R + \bar{u}'_L M_{\text{mass}}^u d'_R + h.c.] \end{aligned} \quad (2.61)$$

pour obtenir les masses correctes des quarks. Les matrices de masse M_{mass}^u et M_{mass}^d doivent être diagonales, mais cette propriété à savoir le mélange des quarks.

Dans ce cas, les quarks de chiralité gauche peuvent être écrits sous la forme :

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \quad (2.62)$$

où les éléments d' , s' et b' dans la nouvelle base de masse et sont liés à les quarks d , s et t

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Où V_{CKM} est une matrice 3×3 pour trois générations appelée la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), qui satisfait la condition d'unitarité.

$$V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = 1$$

Pour une matrice CKM complexe $n \times n$ qui a $2n^2$ coefficients libres, sous la condition unitaire qui donne n^2 contraintes, et avec la transformation de phase sur les champs de quarks, q_L et q_R doivent avoir la même phase de rotation, ce qui néglige $2n - 1$ degrés de libertés. Ainsi, la matrice CKM a $(n - 1)^2$ coefficients libres. Par exemple, $n = 2$ (deux générations), la matrice CKM a un coefficient libre. Pour $n = 3$ (trois générations) la matrice CKM a quatre coefficients libres. La paramétrisation de la matrice CKM est écrite comme suit :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4)$$

où $\lambda \approx \cos\theta_C$ et θ_C est l'angle de Cabibbo. Cette matrice n'est pas diagonale, ce qui permet des transitions entre différentes générations lors des interactions faibles via les bosons intermédiaires W .

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté des fondements théoriques de la physique des particules, représentés par le modèle standard, qui nous permettent de décrire toutes les interactions possibles incluses dans la lagrangienne totale du modèle standard définie dans l'équation 2.1. Les termes de cette lagrangienne ont été détaillés dans les paragraphes précédents. On peut résumer que le modèle standard contient 18 paramètres libres qui doivent être contraints par l'expérience :

- Les trois couplages des interactions fortes et électrofaibles.
- Les masses de tous les quarks, leptons et antileptons chargés.
- La masse du boson de Higgs m_H et la valeur attendue du vide v du potentiel de Higgs.
- Quatre paramètres de mélange des masses des quarks dans la matrice CKM.

Ces paramètres fondamentaux peuvent être déterminés en calculant certaines quantités observées dans les expériences, telles que les sections efficaces et les taux de désintégration, mais ils ne sont pas écrits en fonction de ces paramètres. La figure 3.1 résume les mesures des sections efficaces pour le modèle standard avec des prédictions théoriques, en fonction de l'énergie de collision de 7 à 13 TeV, pour des interactions sélectionnées, telles qu'enregistrées dans les expériences ATLAS au LHC lors des premières (Run-1) et deuxièmes (Run-2) tournées.

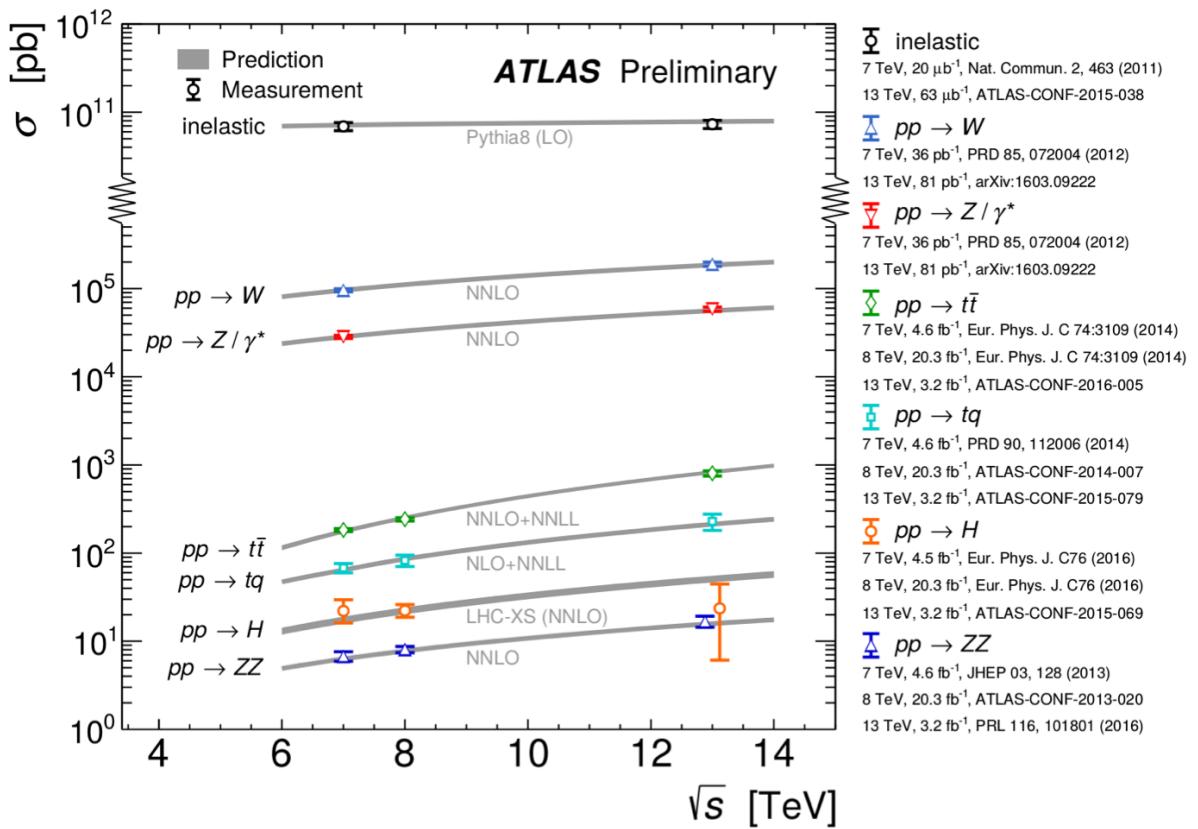


FIGURE 2.11 – résumé des mesures de sections efficaces pour le modèle standard dans les expériences ATLAS au LHC en fonction de l'énergie de centre de masse [7]

Chapitre 3

Physique au-delà du Modèle Standard : La production d'une paire de bosons de Higgs

3.1 Introduction

Le boson de Higgs est une partie essentielle du modèle standard responsable de la brisure de la symétrie électrofaible. Le MS prédit également l'interaction du boson de Higgs avec lui-même auto-interaction. Ce mécanisme contribue à la production de paire de bosons de Higgs non-résonants. De nombreuses extensions du MS, telles que les modèles de Randall-Sundrum, prédisent l'existence de bosons supplémentaires qui peuvent avoir une masse supérieure à deux fois de la masse de Higgs et peuvent se désintègrer en une paire de bosons de Higgs. La recherche de la production de di-Higgs est essentiel pour confirmer davantage le Modèle Standard ou trouver des preuves d'une physique au-delà du Modèle Standard. Le faible taux de production du Modèle Standard rend ce canal particulièrement important pour rechercher de nouvelle physique. En particulier, le taux de production de di-Higgs offre un moyen de mesurer plus précisément le potentiel du boson de Higgs.

3.2 Production non-résonante :

3.2.1 Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs

Comme mentionné précédemment, la masse du boson de Higgs n'est pas prédite par le modèle standard. Si l'on suppose qu'il n'y a pas de nouvelle physique à l'échelle des énergies électrofaibles et de grande unification, il existe des contraintes théoriques supérieures et inférieures sur la masse du boson de Higgs qui peuvent être prises en compte.

Contrainte d'unitarité

Comme mentionné au chapitre précédent, l'une des principales raisons de l'abandon de la théorie de Fermi dans les interactions faibles est son incompatibilité avec l'unitarité à des énergies proches de l'échelle de Fermi. En effet, Plus précisément, à des énergies suffisamment élevées, la théorie de Fermi conduisait à des probabilités de diffusion supérieures à 1, ce qui était une violation flagrante de l'unitarité. Cette violation était

due au fait que la constante de couplage de Fermi (G_F), qui caractérisait la force faible, avait des dimensions d' $1/\text{énergie}^2$. Cela signifiait que plus l'énergie était élevée, plus les amplitudes de diffusion devenaient importantes, ce qui contredisait l'unitarité, alors que l'unitarité exige que la section efficace effective soit bornée, ce qui est en contradiction avec l'unitarité. Cette difficulté a été résolue grâce à la théorie des bosons vecteurs massifs intermédiaires. Cependant, dans certaines réactions telles que $\nu\bar{\nu} \rightarrow W^+W^-$, le même problème se pose également à hautes énergies[15].

Dans ce qui suit, nous étudierons la dispersion élastique de $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$, avec des diagrammes de Feynman pour toutes les contributions exceptées celles provenant des boucles de bosons de jauge.

Les amplitudes de diffusion permettent de calculer les sections efficaces ($W^+W^- \rightarrow$

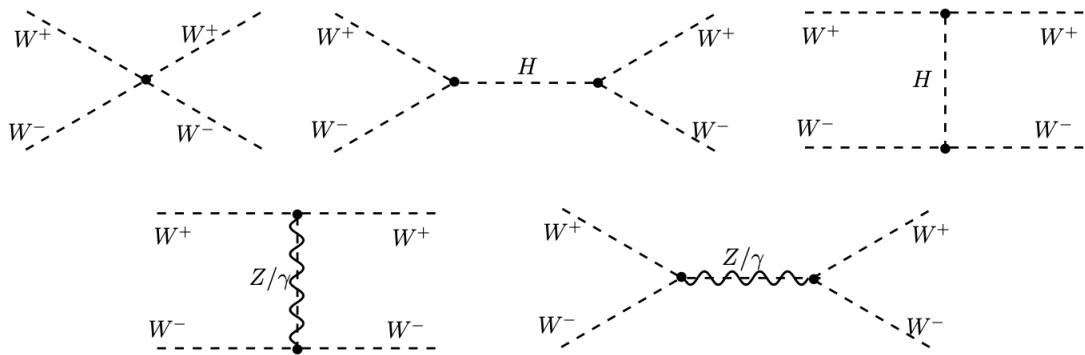


FIGURE 3.1 – Les diagrammes de Feynman pour la diffusion W^+W^-

W^+W^-). Cependant, celles-ci entrent en contradiction avec les contraintes d'unitarité. Cela conduit à la contrainte supérieure sur la masse du Higgs :

$$m_H \leq 710 \text{ GeV}$$

Donc, pour des masses de boson de Higgs supérieures à environ ~ 710 GeV, l'unitarité serait violée. Deux possibilités se présentent : la première est l'existence d'une nouvelle physique à des énergies de l'ordre du TeV qui jouerait le rôle du boson de Higgs. La seconde est la brisure de l'unitarité par l'ajout de termes de haute énergie, ce qui invaliderait la théorie perturbation dans cette échelle.

Contrainte de trivialité

Nous arrivons maintenant à une autre contrainte sur la masse du boson de Higgs, appelée contrainte de trivialité (The triviality bound). En considérant les corrections de boucle simple au couplage quartique du boson de Higgs, comme illustré dans le diagramme 3.2 en conjonction avec le niveau arborescent (tree level), nous avons pris en compte les contributions du boson de Higgs à lui-même uniquement. Le calcul de l'évolution du couplage en fonction de l'énergie Q (running coupling) pour le boson de Higgs nécessite l'utilisation de l'équation de groupe de renormalisation (RGE).

$$\frac{d\Lambda(Q^2)}{Q^2} = \frac{3}{4\pi}\Lambda^2(Q^2) + \mathcal{O}$$

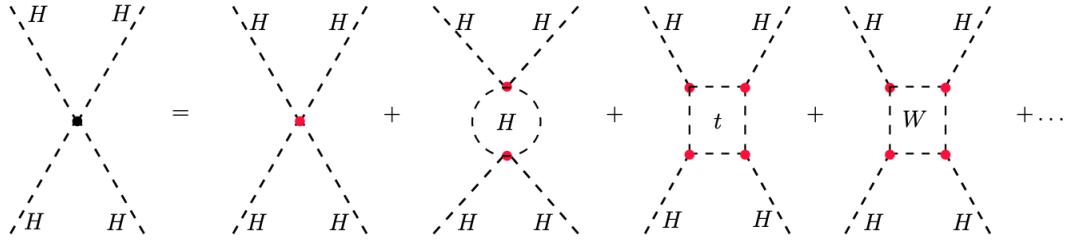


FIGURE 3.2 – Les diagrammes de Feynman pour le niveau arborescent avec une seule boucle pour la double production du boson de Higgs

En prenant $Q_0 = v$ comme référence l'échelle d'énergie de l'électrofaible, nous avons la solution pour l'équation ci-dessus :

$$\Lambda(Q^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3}{\pi^2} \lambda(v^2) \ln(\frac{Q^2}{v^2})}$$

Cette équation montre que le couplage de quatrième ordre λ diminue avec les énergies faibles et augmente avec les énergies élevées. Dans le cas $Q^2 \ll v^2$, la théorie n'implique pas d'interactions car le couplage de quatrième ordre λ disparaît dans cette limite. Cela correspond à ce qu'on appelle la théorie triviale dans le cas où $\Lambda(Q^2) = \lambda(v^2)/\ln\infty$ la théorie perturbative échoue et le couplage λ augmente, et la théorie perturbative peut être récupérée seulement si elle est petite. En d'autres termes, si la théorie est intuitive.

Lorsque l'échelle d'énergie augmente Q , de même que $\lambda(Q)$ augmente avec elle, jusqu'à ce qu'à un certain point $Q = \Lambda = ve2\pi^2/3\lambda(v^2)$ près, il y a une singularité connue sous le nom de "Landau pole".

Si l'on suppose que le modèle standard reste valable à proximité de l'échelle de coupure (cut-off scale), c'est-à-dire que (Q) reste limité pour $Q < \lambda$, cela impose une borne supérieure sur le couplage λ . En rappelant la relation bien connue précédente $m_H = \sqrt{2\lambda(v)v^2}$, on peut retrouver la borne supérieure pour la masse du boson de Higgs.

$$\lambda^{\max}(x) = \frac{4\pi^2}{3 \ln(\frac{\Lambda^2}{v^2})} \implies m_H < \sqrt{\frac{8\pi^2 v^2}{3 \ln(\frac{\Lambda^2}{v^2})}}$$

Pour une théorie de grande unification (GUT) avec une échelle d'énergie de 10^{16} GeV , la limite supérieure sur la masse du Higgs est :

$$m_H < 160 \text{ GeV}$$

Contrainte de stabilité :

Dans ce paragraphe, nous allons déterminer la contrainte inférieure sur la masse du boson de Higgs en imposant la stabilité du vide, ce qui exige que le couplage soit positif. Cela signifie que le couplage doit être supérieur à zéro $\lambda(Q) > 0$ dans ce cas, pour que le couplage soit petit. Cette contrainte sur la masse du boson de Higgs est liée à la valeur de l'échelle de coupure Λ cut-off, comme illustré dans la Figure 3.3 ci-dessous (Contrainte supérieure intuitive et contrainte inférieure de stabilité du vide sur la masse du boson de

Higgs dans le contexte de la grande unification (GUT) ou du nouveau modèle physique. La zone autorisée se situe entre les deux contraintes colorées, avec des marges d'erreur). Pour les valeurs faibles et élevées de cette échelle, nous obtenons :

$$\begin{aligned}\lambda \sim 10^3 &\implies m_H \geq 70 \text{ GeV} \\ \lambda \sim 10^{16} &\implies m_H \geq 130 \text{ GeV}\end{aligned}$$

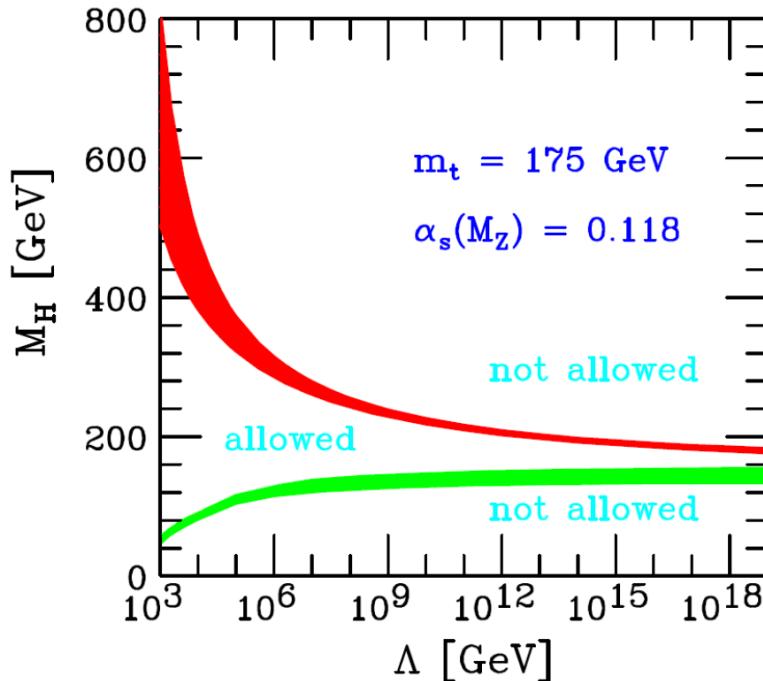


FIGURE 3.3 – Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs (M_H) en fonction de l'échelle Λ : frontière en énergie de validité du Modèle Standard. Les limites supérieures (frontière du régime perturbatif) et inférieures (stabilité du vide) sont reportées en rouge et vert respectivement [19].

Enfin, en supposant que le modèle standard reste valable jusqu'à l'échelle de la grande unification, la masse du boson de Higgs doit être confinée dans la plage suivante :

$$130 \text{ GeV} \leq m_H \leq 180 \text{ GeV}$$

Cependant, les contraintes théoriques restent toujours insuffisantes pour déterminer avec précision les paramètres du modèle standard.

3.2.2 Le potentiel d'auto-couplage du boson de Higgs dans MS

Le potentiel d'auto-couplage du boson de Higgs dans le modèle standard est défini comme suit :

$$V_{\text{auto-couplage}} = \lambda (\|\Phi^\dagger \Phi\|)^2$$

Lorsque Φ est développé autour de la valeur attendue dans vide (VEV) v , le terme d'auto-couplage peut être écrit comme suit :

$$V_{\text{auto-couplage}} \supset \lambda v \Phi^3 + \frac{\lambda}{4} \Phi^4$$

où le premier terme $\lambda v \Phi^3$ représente le couplage entre trois bosons de Higgs avec une force $\lambda_{HHH} \equiv \lambda v$. Le couplage tri-linéaire du Higgs peut être étudié au LHC en mesurant la section efficace des événements avec deux bosons de Higgs dans l'état final.

Actuellement au LHC, il existe deux façons principales de produire des événements di-Higgs : le diagramme de fusion gluon-gluon avec couplage trilinéaire du Higgs (ggF) et un diagramme en boîte (voir Figure 3.4). Ces diagrammes interfèrent de manière destructive, ce qui conduit à une prédition du modèle standard pour la section efficace :

$$\sigma_{\text{HH}} = 33,53 \text{ fb}^{+4.3\%}_{-6.0\%} (\text{incertitude QCD}) \pm 59\% (\text{autre incertitude})$$

Dans les collisions pp à 13 TeV avec l'échantillon de données actuel, cette faible section efficace est difficile à mesurer. De plus, étant donné que la section efficace est si petite, cela constitue un endroit prometteur pour rechercher des déviations (des écarts) par rapport au modèle standard, car toute amélioration par rapport à la section efficace prédite par le modèle standard pourrait indiquer une nouvelle physique.

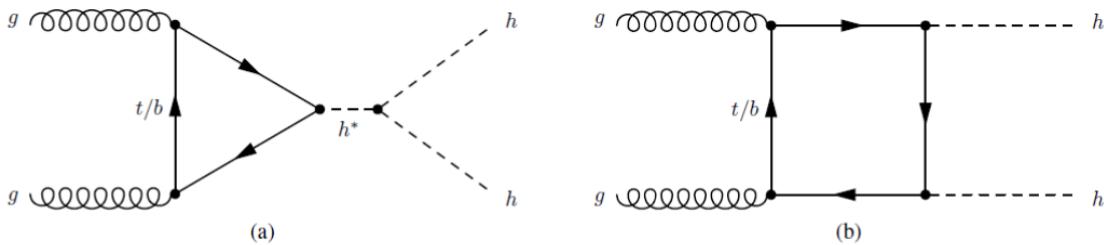


FIGURE 3.4 – Le principal mode de production des événements di-Higgs au LHC avec une énergie $\sqrt{s} = 13$ TeV, avec le couplage tri-linéaire du Higgs à gauche.

Production de paire de boson de Higgs dans le cadre du modèle standard est un processus continu. Cela signifie qu'elle peut se produire pour une gamme continue d'énergies, plutôt que pour des valeurs spécifiques, avec des événements produits ayant une masse invariante supérieure à $2m_H$, cette masse invariante est calculée à partir des quatre moments (énergie et impulsion) des deux bosons de Higgs produits. Il peut y avoir des événements en dessous de cette valeur off-shell (H), lorsque les événements ont une masse invariante en dessous de $2m_H$, cela signifie que l'un ou les deux bosons de Higgs sont "off-shell". Cela signifie que leur énergie totale n'est pas suffisante pour atteindre la masse du boson de Higgs individuel (m_H). Les événements off-shell sont moins probables et leur taux diminue rapidement à mesure que l'énergie diminue (le taux diminuera rapidement à mesure que l'on s'éloigne de cette valeur). La Figure 3.5 montre la distribution continue, comme prévu, c'est une distribution en loi de puissance décroissante, centrée autour de 400GeV ce qui signifie qu'il y a un pic ou une concentration d'événements autour de l'énergie de 400 GeV, mais qu'elle diminue rapidement à partir de ce point.

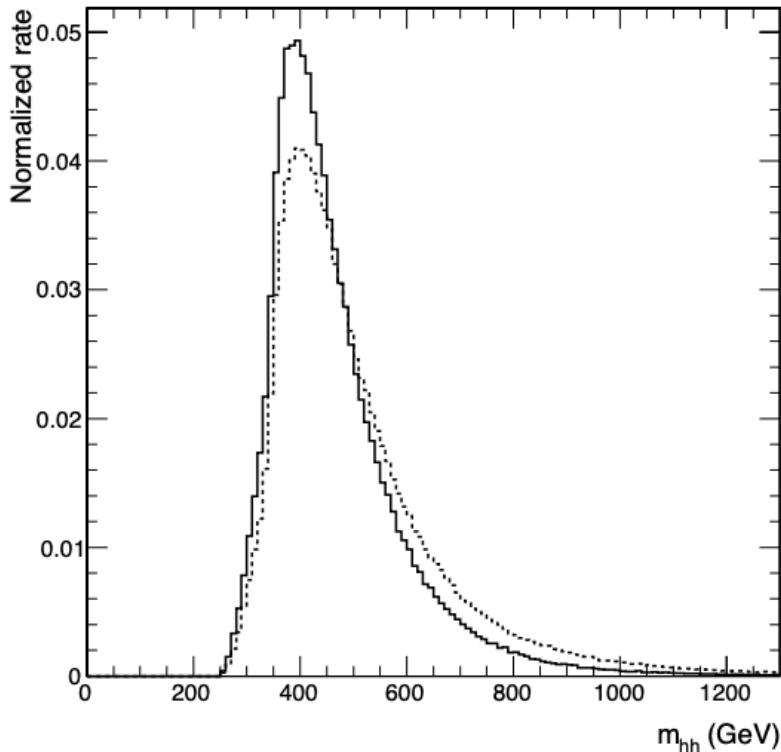


FIGURE 3.5 – Section efficace différentielle normalisée pour $pp \rightarrow hh$ dans le modèle standard en fonction de la masse invariante des deux bosons de Higgs. Les lignes pleines et pointillées correspondent respectivement à $\sqrt{s} = 14$ and 100 TeV[9]

3.3 Production résonante :

Il existe plusieurs modèles au-delà du Modèle Standard (BSM) qui pourraient augmenter le taux de production de di-Higgs au LHC. Cette section donnera un aperçu de quelques-uns de ces modèles.

3.3.1 Singulet de Higgs Complexe :

L'ajout d'un singulet scalaire complexe au modèle standard, le terme "complexe" signifie qu'il s'agit d'une particule avec une composante imaginaire, ce qui la distingue des bosons de Higgs du SM, qui sont généralement des scalaires réels. Lorsque ce singulet scalaire complexe est ajouté au SM et que la symétrie du modèle est brisée spontanément (c'est-à-dire lorsque le vide a une valeur d'attente différente de zéro), cela conduit à l'apparition de trois particules scalaires neutres. Ces trois particules sont des bosons de Higgs neutres, mais en raison de la manière dont la symétrie est brisée, elles ne sont pas nécessairement des états propres de masse. Les trois particules scalaires neutres résultant du complex Higgs singlet ne sont pas les mêmes que les bosons de Higgs du SM, mais elles sont en réalité des combinaisons linéaires de ces bosons de Higgs et du singulet scalaire complexe. Ces combinaisons sont appelées "états propres de masse" car ce sont les particules qui ont des masses bien définies. Parmi les états propres de masse résultants du mélange, l'un d'entre eux est le boson scalaire observé avec une masse d'environ 125

GeV. C'est le boson de Higgs qui a été découvert au Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) en 2012. [14]. Le potentiel scalaire normalisable est :

$$\begin{aligned} V(\Phi S_c) = & \frac{\mu^2}{2} \Phi^\dagger \Phi + \frac{\lambda}{4} (\Phi^\dagger \Phi)^2 \\ & + \left(\frac{1}{4} \delta_1 \Phi^\dagger \Phi S_c + \frac{1}{4} \delta_3 \Phi^\dagger \Phi S_c^2 \right. \\ & + a_1 S_c + \frac{1}{4} b_1 S_c^2 + \frac{1}{6} e_1 S_c^3 + \frac{1}{6} e_2 S_c |S_c|^2 \\ & \left. + \frac{1}{8} d_1 S^4 + \frac{1}{8} d_3 S_c^2 |S_c|^2 + \text{h.c.} \right) \\ & + \frac{1}{4} d_2 (|S_c|^2)^2 + \frac{\delta_2}{2} \Phi^\dagger \Phi |S_c|^2 + \frac{1}{2} b_2 |S_c|^2 \end{aligned}$$

Après brisure spontanée de symétrie, les champs sont définis comme suit :

$$\Phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{h+v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}; S_c = \frac{1}{\sqrt{2}} (S + v_s + i(A + v_A))$$

où v_A est fixé à 0 pour préserver la symétrie de CP. Les champs d'états propres de masse sont donnés par :

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 & 0 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 & s_2 \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 & -c_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ S \\ A \end{pmatrix}$$

où $c_i = \cos \theta_i$ sont les cosinus des angles de mélange qui relient les états d'interaction originaux (h, S, et A) aux états propres de masse (h_1 , h_2 et h_3). Ces angles de mélange permettent de décrire comment les champs scalaires interagissent les uns avec les autres., h représente le champ de doublet SU(2) du modèle standard, qui est le champ du boson de Higgs du SM. S et A représentent les composantes réelles et imaginaires du singulet scalaire complexe S_c . Ce singulet est ajouté au SM pour étendre le modèle. Le boson de Higgs qui ressemble le plus au boson de Higgs du modèle standard est appelé h_1 et il a une masse de 125 GeV. v est la valeur de la composante non nulle du doublet de Higgs du SM. "h2" et "h3" sont les bosons de Higgs plus lourds, ayant des masses supérieures à celle de h_1 . Les interactions du boson h_1 avec les particules du modèle standard sont dominantes, mais elles sont réduites d'un facteur c_1 par rapport aux taux d'interaction du modèle standard. Cela signifie que h_1 est similaire au boson de Higgs du SM, mais avec une interaction légèrement réduite. Les interactions des bosons h_2 sont supprimées par un facteur $s_1 c_2$ et celles des h_3 sont supprimées par un facteur $s_1 s_2$. Ces facteurs dépendent des cosinus et des sinus des angles de mélange mentionnés précédemment. L'expérience ATLAS a établi des limites sur la valeur de c_1 en exigeant qu'elle soit supérieure à 0,94 avec un niveau de confiance de 95 % lors de la première période de fonctionnement (RUN I). Lorsque les couplages de h_1 deviennent de plus en plus similaires à ceux du modèle standard ($\theta_1 \rightarrow 0$), les couplages autorisés de h_2 sont supprimés.

Dans la limite $\theta_2 \rightarrow 0$, en accord avec les taux du Higgs unique, h_3 ne se couple pas directement aux fermions ou bosons vecteurs du modèle standard. La seule manière de produire h_3 est par l'intermédiaire de h_1 ou h_2 , avec le taux de production le plus élevé provenant de $gg \rightarrow h_2 \rightarrow h_1 h_3$, comme illustré dans la Figure 3.6. Pour une gamme de masses m_2 et m_3 , le taux de production de $h_1 h_3$ est nettement plus élevé que celui de $h_1 h_1$ ($h_1 h_3 \gg h_1 h_1$).

L'amélioration peut être observée dans le potentiel où

$$V \supset \frac{1}{2} \lambda_{211} h_1^2 h_2 + \frac{1}{2} \lambda_{311} h_1^2 h_3 + \frac{1}{2} \lambda_{331} h_1 h_3^2 + \frac{1}{2} \lambda_{321} h_1 h_2 h_3 + \dots$$

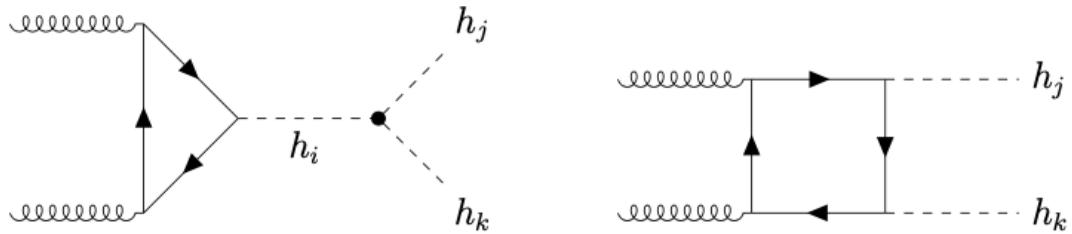


FIGURE 3.6 – Diagrammes de Feynman pour la production de $h_i h_j h_k$, $ijk = 123$

Ainsi, tandis que le couplage tri-linéaire du Higgs dans le modèle standard est déterminé par m_h , (la masse du Higgs), avec cette extension, le couplage est beaucoup moins contraint. Cela conduit à des valeurs améliorées. Alors que ce modèle se manifesterait certainement dans la production di-Higgs du modèle standard, à travers les deux premiers termes de l'équation précédente, une recherche d'un Higgs du modèle standard et d'un Higgs lourd serait plus sensible. C'est une recherche prometteuse pour l'avenir, mais ce n'est pas le sujet principal de ce mémoire.

3.3.2 Extension du singulet de Higgs réel

L'une des explications simples pour une augmentation du taux de production de di-Higgs au LHC est l'ajout d'un singulet scalaire réel Higgs ce qui signifie qu'elle n'a pas de composante imaginaire, appelé S . Dans ce modèle, S peut interagir uniquement avec le modèle standard à travers le champ de Higgs c-à-d le singulet S ne peut interagir qu'avec le Modèle Standard à travers le champ de Higgs du SM. Cela signifie que S ne communique pas directement avec les autres particules du SM, sauf via le champ de Higgs. Dans le cas où il n'y a pas de symétrie Z_2 , c'est-à-dire $S \rightarrow -S$, le champ scalaire S se mélange avec le boson de Higgs du modèle standard cela dit que le modèle suppose qu'il n'y a pas de symétrie Z_2 , ce qui implique qu'il n'y a pas de symétrie qui interdirait au singulet S d'exister dans une paire $(S, -S)$. En d'autres termes, S peut avoir des valeurs positives et négatives.. Lorsque la masse du singulet S est suffisamment grande, il peut se désintégrer en deux bosons de Higgs du SM qui sont "on-shell", c'est-à-dire qu'ils ont des masses égales à leur masse nominale dans le SM. Cette désintégration de S en deux bosons de Higgs du SM peut considérablement augmenter le taux de production de paires de bosons de Higgs (di-Higgs) au LHC. Le potentiel le plus général qui peut être ajouté est :

$$V(\Phi S) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \frac{a_1}{2} \Phi^\dagger \Phi S + \frac{a_2}{2} \Phi^\dagger \Phi S + b_1 S + \frac{b_2}{2} S^2 + \frac{b_3}{3} S^3 + \frac{b_4}{4} S^4$$

Avec $\phi_0 = \frac{(h+v)}{\sqrt{2}}$ et $\langle \phi_0 \rangle = \frac{v}{2}$, où h est le champ de Higgs, et v représente la valeur d'attente du vide. De même, S est défini comme $S = s + x$, où s est le champ scalaire supplémentaire et x est la valeur d'attente du vide de S . En effectuant un décalage de champ approprié, il est possible de choisir $x = 0$.

Après la brisure de symétrie électrofaible, les champs se mélangent pour donner deux états propres de masse

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ s \end{pmatrix}$$

Avec $m_1 = 125$ GeV, les paramètres libres sont m_2, θ, a_2, b_2 et b_4 . Pour la production de di-Higgs, dans le cas où $m_2 > 2m_1$, la partie importante du potentiel est donnée par :

$$V(h_1 h_2) \supset \frac{\lambda_{111}}{3!} h_1^3 + \frac{\lambda_{211}}{3!} h_2 h_1^2$$

Cela donne un diagramme de production de double Higgs résonant supplémentaire, Figure 3.7, pour $m_2 \geq 250$ GeV. En faisant varier les valeurs de b_4 et $\sin^2 \theta$, on constate que le taux de branchement maximal (BR) pour $h_2 \rightarrow h_1 h_1$ est obtenu avec $b_4 = 4.2$, $\sin^2 \theta = 0.12$. Figure 3.8, montre le taux de branchement minimum et maximum en fonction de m_2 . Le taux le plus élevé est atteint lorsque $m \approx 280$ GeV avec $BR(h_2 \rightarrow h_1 h_1) = 0.76$. Cela correspond à une augmentation d'environ 30 fois la section efficace du Modèle Standard (SM) pour la production de di-Higgs.

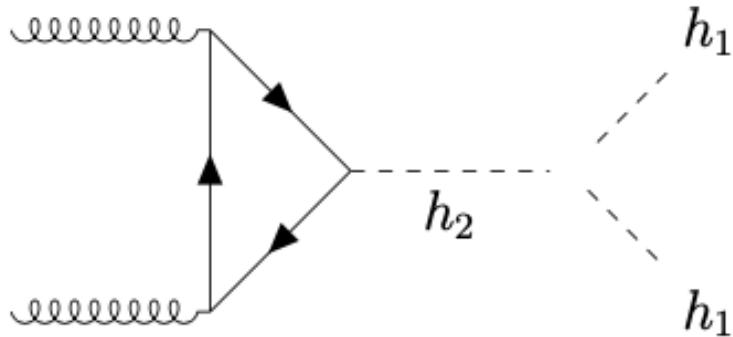


FIGURE 3.7 – Diagramme de Feynman pour $h_2 \rightarrow h_1 h_1$.

3.4 Résumé

Le taux de production de di-Higgs du Modèle Standard est une mesure importante et réalisable pour le LHC et le HL-LHC (Grand Collisionneur de Hadrons à haute luminosité). Il permet de comprendre la forme du potentiel du Higgs grâce à la mesure du couplage trilinéaire du Higgs. C'est également un canal de découverte précieux pour la physique au-delà du Modèle Standard (BSM), en particulier pour les modèles avec un secteur de Higgs étendu, grâce à la production de di-Higgs résonante. Cette mémoire présentera des résultats à la fois pour la production de di-Higgs du Modèle Standard et pour la production de di-Higgs résonante.

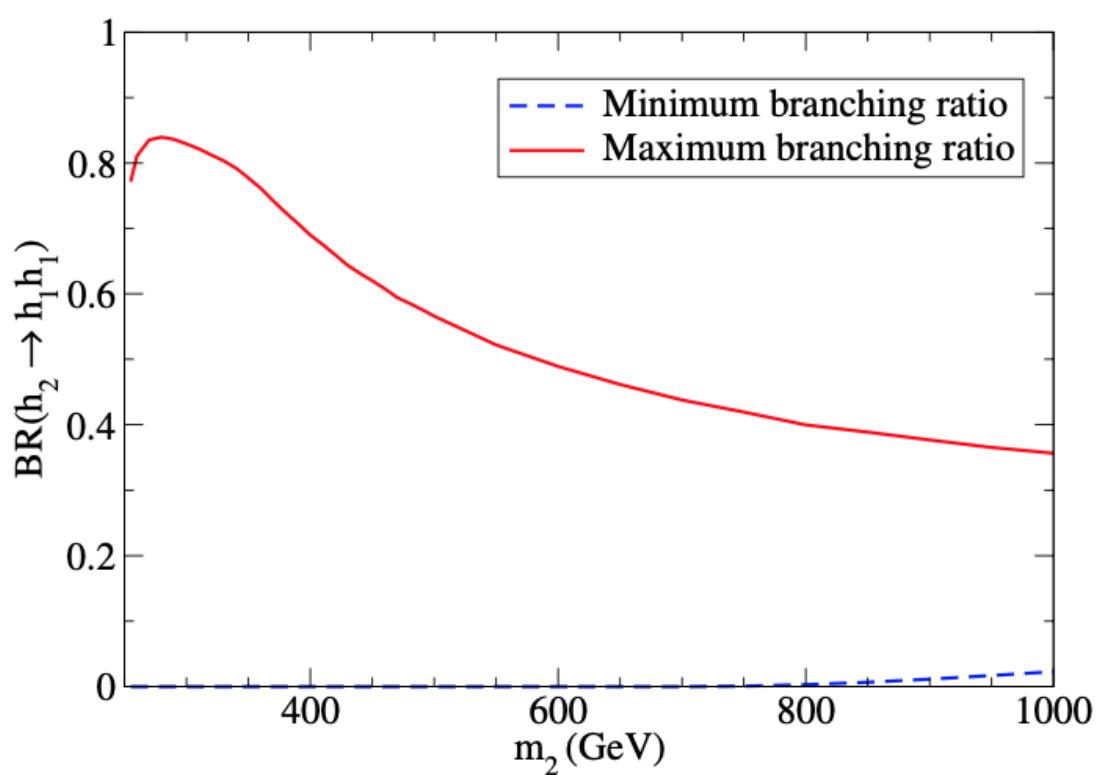


FIGURE 3.8 – Le taux de branchement minimum et maximum $BR(h_2 \rightarrow h_1 h_1)$ en fonction de m_2 pour $b_4 = 4.2$, $\sin^2 \theta = 0.12$

Chapitre 4

Grand collisionneur de hadrons (LHC) et le détecteur ATLAS

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons jeter un coup d'œil sur quelques informations générales concernant le plus grand accélérateur circulaire de particules, le Grand collisionneur de hadrons (LHC), qui a été conçu pour réaliser des expériences spécifiques que les autres accélérateurs, tels que le TEVATRON au Fermilab et le LEP au CERN, n'ont pas pu accomplir et également pour atteindre une luminosité élevée sans précédent. L'objectif général du LHC est de comprendre la composition de l'univers, et l'objectif principal et initial est de découvrir l'origine de la masse, c'est-à-dire la recherche du boson de Higgs du modèle standard, ainsi que toute phénoménologie au-delà de ce modèle.

Le LHC a commencé son premier run (1-run) en 2009 avec une énergie de centre de masse de 900 GeV dans des collisions proton-proton, et a atteint 8 TeV en 2012, où la découverte du boson de Higgs a été confirmée. Ensuite, il a entamé son deuxième run (2-run) l'année 2015 (13 TeV). La troisième run (3-run) du LHC, à une énergie record de 13,6 TeV a démarré le 5 juillet 2022. Le LHC (Large Hadron Collider) accélère des faisceaux de protons (ou d'ions) à une énergie de centre de masse pouvant atteindre 13 TeV (5 TeV) dans deux faisceaux circulant en sens contraire autour de l'anneau. Les particules sont ensuite collisionnées en quatre points d'interaction principaux, chacun ayant un détecteur dédié : ATLAS, CMS, ALICE et LHCb.

Après avoir donné un aperçu général de ce collisionneur et de la définition d'une quantité importante appelée la luminosité, nous allons discuter de l'expérience la plus célèbre du LHC, qui est réalisée par le détecteur **ATLAS**, en termes de système de coordonnées, de ses composants principaux et de leurs fonctions. Il existe également un autre détecteur similaire appelé CMS [12], avec de légères différences, mais nous nous concentrerons uniquement sur ATLAS.

4.2 Grand collisionneur de hadrons (LHC)

Le grand collisionneur de hadrons (LHC) est le plus grand accélérateur et collisionneur de particules au monde, doté d'une haute énergie, et situé dans un tunnel circulaire long de $\sim 27\text{km}$ sous terre au CERN, entre les frontières françaises et suisses à Genève. Les composants du LHC sont illustrés dans la figure 4.1.

Le LHC est un collisionneur de protons-protons, conçu pour accélérer les protons de 450 GeV à 7 TeV, et également conçu pour accélérer les noyaux lourds. Les paquets de protons sont lancés depuis l'accélérateur LINAC2, où leur énergie initiale est de 50 GeV. Ensuite, ils passent par BOOSTER, puis PS pour atteindre une énergie de 25 GeV, avant d'atteindre 450 GeV en passant par SPS. Enfin, ils atteignent le LHC pour atteindre leur énergie maximale. Au cours de la deuxième phase de fonctionnement (run 2) en 2015 et 2016, l'énergie de masse du centre a atteint 13 TeV [4].

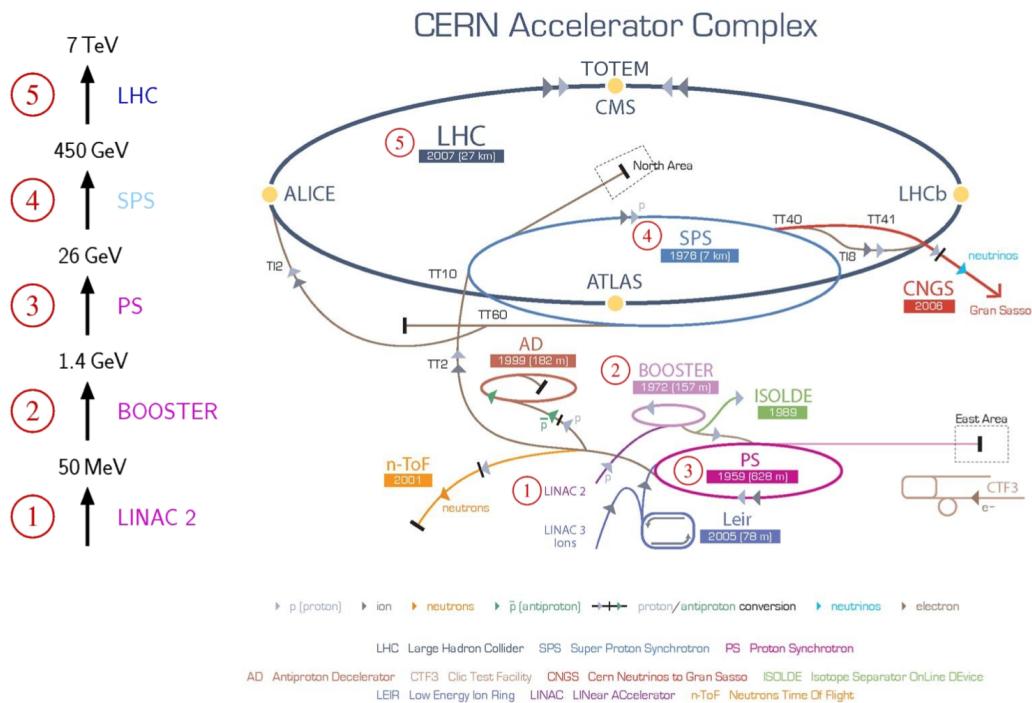


FIGURE 4.1 – Aperçu des parties du grand collisionneur de hadrons LHC [22]

Les protons accélérés se heurtent dans quatre endroits représentés par les expériences de collisionneur LHC, ALICE, CMS, LHCb et ATLAS. L'expérience ALICE est axée sur la physique des ions lourds, et les expériences LHCb pour la b-physique (physique de bottom), qui n'ont aucun lien avec cette mémoire, alors que les détecteurs ATLAS, CMS sont conçus pour tester et redécouvrir le modèle standard et affiner les mesures de l'électrofaible (EW). ainsi que pour rechercher une nouvelle physique au-delà du modèle standard.

Pour construire le collisionneur proton-proton (LHC), nous avons besoin de deux canaux séparés pour les faisceaux inversés dans la direction de rotation (parce que les faisceaux ont la même charge électrique contrairement au collisionneur proton-antiproton (TEVATRON) ; les faisceaux ont la même charge mais sont inversés dans la direction, donc ils peuvent être contenus dans le même tube).

Le grand collisionneur de hadrons LHC est conçu pour heurter 2808 paquets de 10^{11} protons, et comme les protons sont chargés électriquement, ils peuvent être accélérés par un champ électrique. Il y a environ 1232 aimants dipolaires de 8,3 Tesla installés dans le canal LHC pour produire un champ magnétique qui fait courber les trajectoires des faisceaux et les maintient dans le canal. La courbure des protons accélérés à haute énergie entraîne des rayonnements de synchrotron, ce qui fait perdre aux protons une petite

quantité d'énergie.

4.2.1 Luminosité

Dans un collisionneur de particules tel que le collisionneur LHC, où les interactions étudiées impliquent souvent deux particules dans l'état initial qui conduisent à un état final inconnu :

$$| \text{proton, proton} \rangle \rightarrow | \text{état final inconnu} \rangle \quad (4.1)$$

$\sigma_{|p,p\rangle \rightarrow |f\rangle}$ est la section efficace de cette interaction, qui concerne la probabilité que l'interaction se produise de l'état initial $|p, p\rangle$ de la collision proton-proton à l'état final $|f\rangle$. Le nombre moyen d'occurrences de l'interaction $|p, p\rangle \rightarrow |f\rangle$ par rencontre de faisceaux de protons est :

$$\langle N \rangle_{|p,p\rangle \rightarrow |f\rangle} = \sigma_{|p,p\rangle \rightarrow |f\rangle} \frac{f N_1 N_2}{F} \quad (4.2)$$

où F est l'aire transversale des faisceaux, et N_1 et N_2 sont le nombre de particules dans chaque faisceau, avec f étant la fréquence de rencontre des faisceaux (le nombre de fois que deux faisceaux se rencontrent par seconde). Nous définissons une nouvelle quantité appelée luminosité instantanée :

$$L = f \frac{N_1 N_2}{F} \quad (4.3)$$

et elle est mesurée en unités de ($cm^{-2}s^{-1}$). Elle peut être écrite comme :

$$L = \frac{f N_1 N_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (4.4)$$

où σ_x et σ_y sont les dimensions physiques des faisceaux, et les valeurs particulières des paramètres du faisceau de collision LHC sont données dans le tableau suivant [1] :

Paramètre	Valeur	Commentaire
N	2808	Nombre de faisceaux
σ	$16 \cdot 10^{-4}$	Section efficace
f	$40 \cdot 10^6$	Fréquence de rencontre
N_i	$1.15 \cdot 10^{11}$	Nombre de protons par faisceau

TABLE 4.1 – Quelques paramètres des faisceaux de LHC.

Le taux d'occurrence pour certaines intéractions de la collision proton-proton est proportionnel à la luminosité L en fonction du temps, donnée par l'équation suivante :

$$\frac{dN_{|p,p\rangle \rightarrow |f\rangle}}{dt} = \sigma_{|p,p\rangle \rightarrow |f\rangle} L \quad (4.5)$$

L'intégration de cette équation donne le nombre attendu d'événements :

$$N_{|p,p\rangle \rightarrow |f\rangle} =_{|p,p\rangle \rightarrow |f\rangle} \int L dt \quad (4.6)$$

Nous introduisons une nouvelle quantité appelée luminosité intégrée :

$$\mathcal{L} = \int L dt \quad (4.7)$$

Ainsi, pour obtenir un nombre significatif d'événements pour des interactions rares telles que la production de paire du boson de Higgs, une haute luminosité intégrée est nécessaire. Le collisionneur LHC est conçu pour atteindre un pic de luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et fournira plus de 50 fb^{-1} de données d'événements par an, par exemple, le nombre de bosons de Higgs qui peuvent être produits au LHC en une année est d'environ 10^3 à 10^5 .

4.3 DéTECTEUR ATLAS

Le détecteur ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) est l'une des plus grandes expériences des quatre expériences de collision de particules au LHC. Il est conçu pour répondre aux exigences du programme de physique, notamment les mesures précises dans le modèle standard et la recherche de la physique au-delà du modèle standard. La caractéristique principale du détecteur ATLAS est qu'il étudie les interactions physiques sur une échelle d'énergie de l'ordre du Téra-electronvolt (TeV). La Figure 4.2 donne un aperçu du détecteur ATLAS.

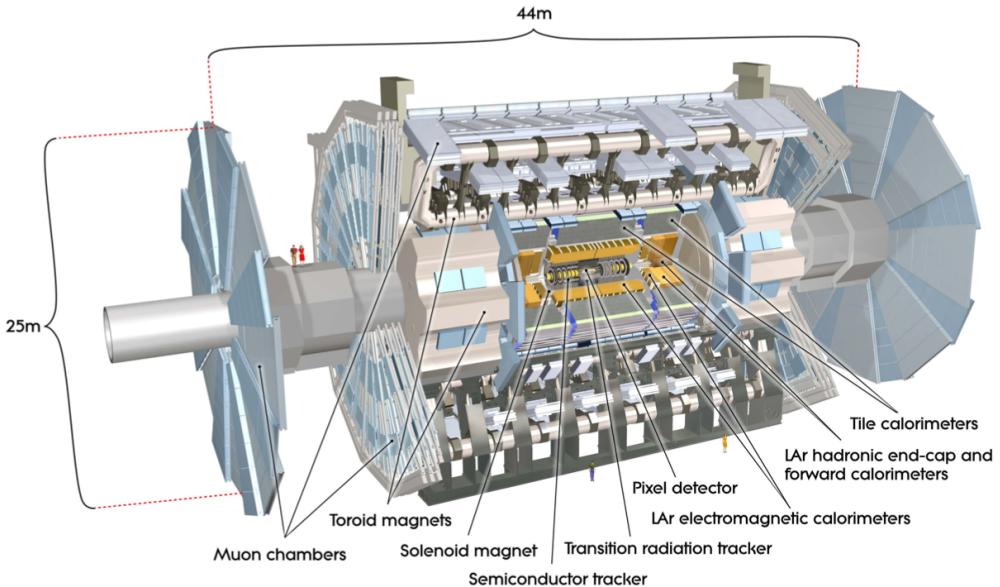


FIGURE 4.2 – Aperçu général du détecteur ATLAS [13]

4.3.1 Système de coordonnées du détecteur ATLAS

À l'intérieur du détecteur ATLAS, le point d'interaction définit l'origine du système de coordonnées. L'axe z , l'axe longitudinal, s'étend le long de la ligne de faisceau, l'axe x positif dirigé vers le centre de l'anneau du LHC, et l'axe y positif dirigé vers la surface (en haut). Le détecteur est également décrit en coordonnées r , η , ϕ . Avec le plan transverse, le plan perpendiculaire à la ligne de faisceau, décrit par r et ϕ . La coordonnée radiale, r , décrit la distance par rapport à la ligne de faisceau. L'angle azimutal ϕ , est dans le plan $x - y$ comme indiqué dans la figure 4.3 et l'angle polaire θ entre l'axe z et le plan $x - y$. La dernière coordonnée η , est appelée pseudorapidité et est définie comme :

$$\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2})) \quad (4.8)$$

Les η sont invariantes de Lorentz. La variable ΔR est souvent utilisée pour décrire la distance entre les objets détectés :

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (4.9)$$

L'impulsion transversal est l'impulsion dans le plan transverse au point de collision, définie par :

$$P_t = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \quad (4.10)$$

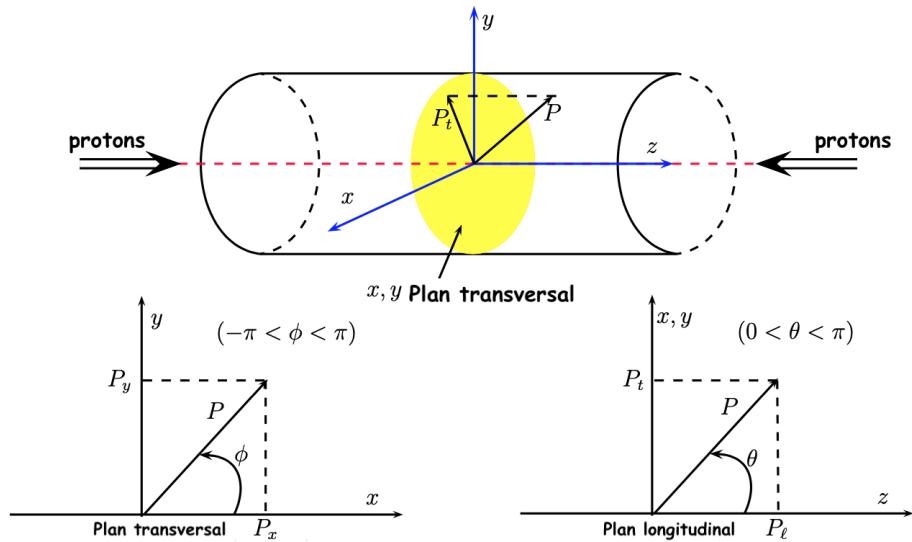


FIGURE 4.3 – Schéma de coordonnées standard pour un détecteur cylindrique [25]

4.3.2 Composants du détecteur Atlas

La figure 4.2 donne un aperçu des composants du détecteur ATLAS, qui mesure 44 mètres de long et 25 mètres de large, avec une symétrie cylindrique et composé de quatre parties principales :

1. Le détecteur interne (The Inner Detector)
2. Les systèmes calorimétriques (Colorimeter Systems)
3. Le spectromètre à muons (Muon Spectrometer)
4. Les systèmes magnétiques (Magnents Systems)

Il est conçu pour accomplir des tâches spécifiques et fournit des fonctionnalités spéciales pour reconstruire des événements importants avec une grande précision .

La Figure 4.4 montre la coupe transversale des couches du détecteur ATLAS, ainsi que l'effet des collisions de particules. Les détails seront fournies dans les paragraphes suivants.

4.3.3 Détecteur interne : Mesure de l'impulsion

Le détecteur interne (ID) est le système le plus proche du tube à faisceau et du point de collision dans le détecteur ATLAS, et est composé de quatre parties distinctes.

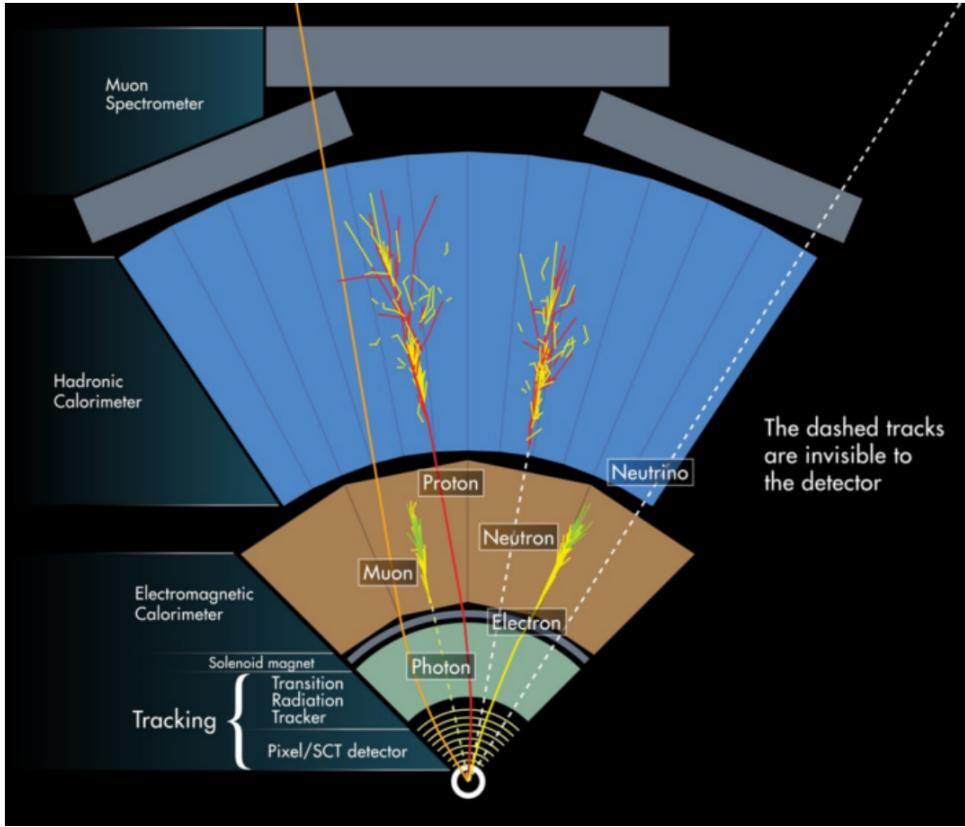


FIGURE 4.4 – Aperçu des couches détectrices d'ATLAS

Dans l'ordre de distance à partir du tube à faisceau : la couche insérable B (IBL) , les détecteurs de pixels, le traqueur à semi-conducteurs (SCT) et le traqueur à rayonnement de transition (TRT) .

Ces sous-systèmes fonctionnent ensemble pour fournir des informations de suivi des particules chargées dans la plage de pseudorapidité $|\eta| < 2.5$. Lorsqu'une particule chargée traverse le détecteur semi-conducteur en silicium de l'IBL, des détecteurs de pixels et du SCT, une paire électron-trou est créée dans le silicium. Ces paires électron-trou dérivent vers les électrodes de lecture chargées à la surface du détecteur. Cela donne une détection "hit" dans le détecteur. Le détecteur interne est immergé dans un aimant solénoïde de 2T. Le champ magnétique fait courber les particules chargées lorsqu'elles traversent l'ID. Les impacts qu'ils laissent en chemin sont reliés entre eux pour former des "trajectoires" qui montrent la trajectoire de la particule lorsqu'elle passe à travers. Le rayon de courbure et la direction de la trajectoire donnent le signe de la charge, positif ou négatif, ainsi qu'une mesure de l'impulsion de la particule. L'autre tâche de l'ID est le "vertexing" ou la reconstruction des vertices (points d'interaction). Ces vertices peuvent être des vertices primaires (provenant de la collision d'intérêt) ou des vertices secondaires (provenant de particules instables). Cela est utilisé pour identifier les particules à longue durée de vie, comme les quarks bottom ou charmés, qui parcourent une petite distance avant de se désintégrer.

L'IBL [11] est la dernière addition à l'ID, installée lors de l'arrêt de 2016. Il est placé directement à l'extérieur du tube à faisceau afin de maintenir une bonne capacité de reconstruction des vertices et de b-tagging dans des environnements de pileup plus élevés (Le "pileup" se produit lorsque plusieurs protons d'une collision au LHC interagissent de manière inélastique, produisant un grand nombre de particules secondaires. Ces parti-

cules secondaires peuvent traverser le détecteur ATLAS et être enregistrées comme des signaux, même si elles ne proviennent pas de la collision principale que les physiciens essaient d'étudier. Le pileup peut rendre difficile la reconstruction précise des particules de la collision principale, car il ajoute du bruit de fond aux données. Il est essentiel de développer des techniques pour corriger ou réduire l'effet du pileup afin d'obtenir des mesures de précision). Afin de faciliter l'insertion de l'IBL, le rayon intérieur du tube à faisceau a été réduit de 4 mm entre Run I et Run II (passant de 29 mm à 25 mm). L'IBL utilise des capteurs plans, similaires au détecteur de pixels, et des capteurs 3D, permettant aux électrons d'interagir avec le volume du capteur plutôt qu'avec seulement la surface, et fonctionne comme une quatrième couche du détecteur de pixels.

Le détecteur de pixels est un réseau de pixels de silicium à haute granularité qui mesure la position 2D des particules chargées qui le traversent. Les pixels de silicium sont des plaquettes de silicium dopé N (Le dopage de type N augmente la concentration d'électrons libres dans le matériau, ce qui le rend fortement conducteur d'électricité). Une haute tension est appliquée à la plaquette et lorsque qu'une particule chargée traverse le silicium, de nombreuses paires électron-trou sont créées. L'électron dérive vers l'électrode et crée un signal qui est lu par une système électronique de lecture. Le détecteur de pixels est divisé en trois couches cylindriques dans le bâillet central "barrel" : la couche B, suivie de la couche 1 et la couche 2. Chacune de ces couches est recouverte de pixels de silicium de dimensions $50\text{ }\mu\text{m} \times 400\text{ }\mu\text{m}$. Pour assurer une couverture complète, des modules en forme de bouchons "end cap" sont placés de chaque côté du bâillet "barrel". Les bouchons "end-caps" sont composés de quatre disques, chacune ayant une couronne intérieure et extérieure en forme de trapèze.

Le détecteur à micro-pistes de silicium (traqueur à semi-conducteurs) est constitué d'un bâillet "barrel" et de deux "end-cap". Le bâillet SCT possède quatre couches cylindriques composées de modules carrés recouverts de détecteurs à micro-pistes de silicium. Les capuchons ou les extrémités (the end-cap SCT tracker) est constitué de cercles de modules SCT avec du silicium ou de l'arséniure de gallium. Ces cercles sont disposés en neuf disques de chaque côté du bâillet. Au total, le SCT contient 6,2 millions de canaux de lecture pour une surface d'environ 61 m^2 .

À l'extérieur des détecteurs de silicium se trouve le traqueur à rayonnement de transition (TRT). Le TRT [5] est un détecteur à tubes remplis de gaz composé de 50 000 tubes de pailles de 4 mm de diamètre dans le bâillet et de 320000 tubes radiaux dans les capuchons (end-caps). Il y a 420 000 canaux électroniques, ce qui donne une résolution spatiale de $170\text{ }\mu\text{m}$ par tube. Les tubes sont remplis de divers mélanges de xénon, d'argon, de dioxyde de carbone, de tétra-fluorométhane et de gaz azote. Lorsqu'une particule chargée traverse le radiateur entre les tubes, constitué de polypropylène, elle émet des photons de rayonnement de transition. Ces photons ionisent le gaz dans les tubes et les électrons libres sont attirés vers le fil chargé positivement et produisent un signal qui est ensuite amplifié et lu. Le xénon dans le mélange de gaz permet une identification précise des particules à partir de la détection des photons de rayonnement de transition, ce dernier est émis lorsque qu'une particule se déplace entre deux matériaux avec des constantes diélectriques différentes et est proportionnel au facteur de Lorentz de la particule. Cela permet une bonne discrimination entre les électrons et les pions chargés. Tout ce système est enfermé dans un aimant solénoïde pour courber les particules chargées à l'intérieur du détecteur interne.

La Figure 4.5 montre le trajet d'une particule chargée dans un champ magnétique solénoïdal régulier B .

Le rayon de courbure est donné par [20] :

$$r = \frac{P_t}{0.3B} \quad (4.11)$$

où $r = [m]$, $P = [GeV]$ et $B = [T]$. L'angle α est donné par

$$\sin \frac{\alpha}{2} = \frac{L}{2r} \quad (4.12)$$

Si $r \gg L$, alors :

$$\frac{\alpha}{2} \approx \frac{L}{2r} \Rightarrow \alpha \approx \frac{0.3BL}{P_t} \quad (4.13)$$

Ainsi,

$$s = r - c = r - r \cos \frac{\alpha}{2} = r(1 - \cos \frac{\alpha}{2}) \quad (4.14)$$

En utilisant $1 - \cos 2x = 2\sin^2 x$, on obtient :

$$\frac{r\alpha^2}{8} = \frac{0.3BL^2}{8P_t} \Rightarrow P_t = \frac{0.3BL^2}{8s} \quad (4.15)$$

où L et s sont mesurés à l'aide des points a , a et b .

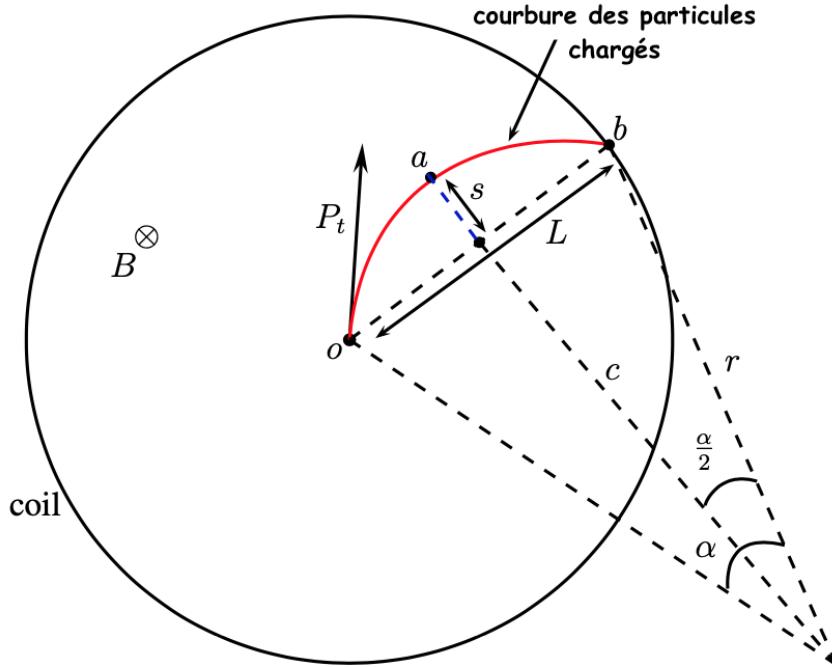


FIGURE 4.5 – un schéma explicatif de la mesure de l'impulsion des particules chargées en fonction de l'effet du champ magnétique sur leur trajectoire.

4.3.4 Système de calorimétrie : mesure de l'énergie

Le système de calorimétrie est responsable de la mesure de l'énergie des particules chargées et neutres qui traversent le système en mesurant l'énergie Shower laissée par la particule. Il existe deux types de systèmes de calorimétrie :

Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est positionné entre le détecteur interne et le calorimètre hadronique. Le calorimètre électromagnétique est fabriqué en plomb, qui est une bonne matière d'absorption des électrons et des photons par des réactions de production de paires et de bremsstrahlung, comme illustré dans la figure 7. Cette Shower électromagnétique est contenue par le calorimètre pour mesurer l'énergie qu'elle dépose.

Le calorimètre hadronique

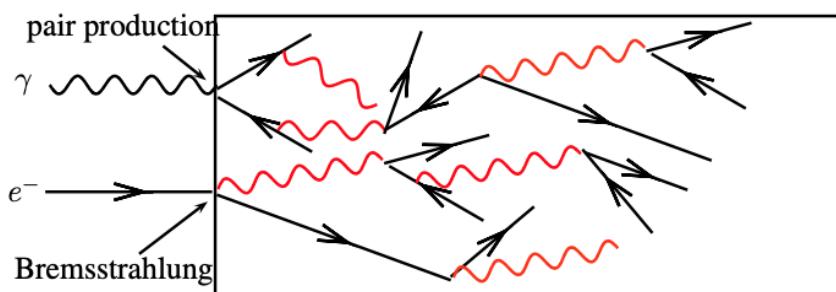


FIGURE 4.6 – shower EM

Le calorimètre hadronique est conçu pour mesurer l'énergie des hadrons situés en dehors du calorimètre électromagnétique et présents à l'intérieur de la bobine magnétique, où ils jouent un rôle important dans la reconstruction et l'identification des gerbes de particules (jets) et les énergies manquantes, comme indiqué dans la zone bleue de la figure 4.4.

Comme je l'ai déjà mentionnée le système de calorimétrie se trouve en dehors de l'aimant solénoïde. Les calorimètres sont responsables de la mesure de l'énergie des particules chargées et neutres, à l'exception des MIPs (Minimum Ionizing Particles c-à-d des particules minimales d'ionisation , sont des particules chargées qui déposent une quantité minimale d'énergie lorsqu'elles traversent un matériau. Typiquement, les MIPs sont des particules légères, telles que les muons ou les électrons hautement énergétiques, qui ont suffisamment d'énergie cinétique pour pénétrer la matière avec une perte d'énergie relativement faible), et des particules non interactives telles que les neutrinos. Les calorimètres peuvent être divisés en deux parties distinctes : le calorimètre à argon liquide (LAr) et le calorimètre à tuiles (TileCal).

Le calorimètre à argon liquide (LAr) est un calorimètre d'échantillonnage utilisé pour la calorimétrie électromagnétique sur toute la plage d'acceptation ($|\eta| < 4.8$). Il est également utilisé pour la calorimétrie hadronique pour des pseudorapidités plus élevées ($1.4 < |\eta| < 4.8$). Le tonneau LAr est divisé radialement en quatre couches d'échantillonnage. La granularité des couches peut être trouvée dans la Figure 4.7. La couche la plus proche de la ligne de faisceau est le "Presampler". Cette couche est responsable de la correction de la perte d'énergie devant le calorimètre (la même chose est faite dans l'end-cap). L'épaisseur des couches est souvent décrite en termes de longueurs de radia-

tion qui est la distance parcourue par un électron avant de perdre environ la moitié de son énergie par émission de photons. La couche avant a une épaisseur de $4.3\chi_0$, suivie de la couche intermédiaire avec une épaisseur de $16\chi_0$ et de la couche arrière d'épaisseur $2\chi_0$. Le maximum de la gerbe (shower maximum) est contenu dans la deuxième couche du calorimètre, ce qui entraîne l'absorption de la majeure partie de l'énergie dans cette couche. Au-delà du tonneau, il y a deux disques ou bien roues de calorimètre élec-

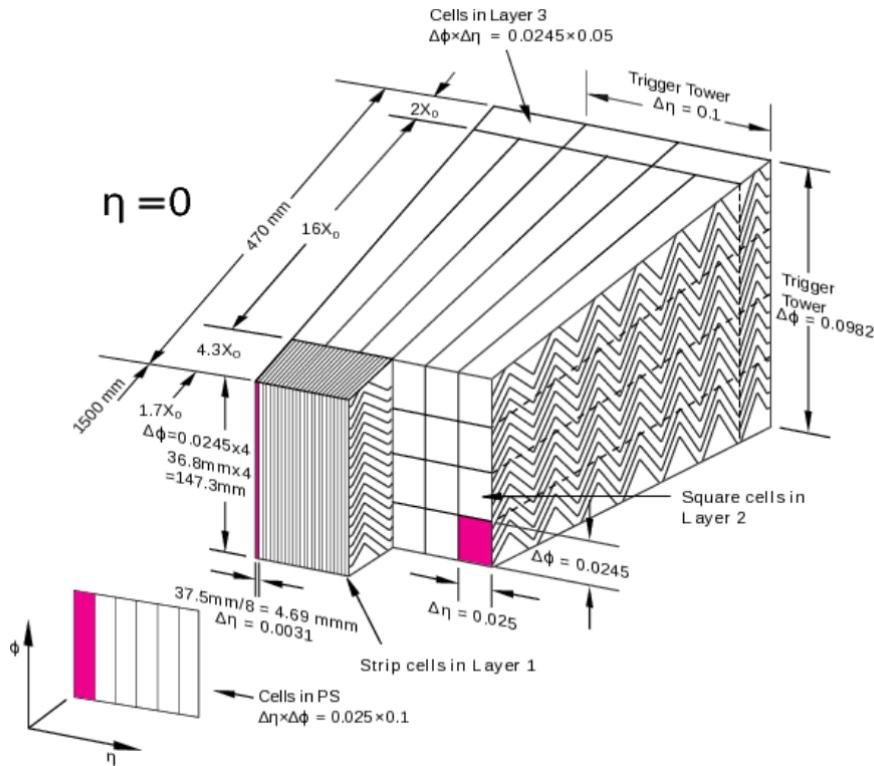


FIGURE 4.7 – Granularité des couches du calorimètre à argon liquide.

tromagnétique en forme de bouchon "end-cap" (EMEC) avec une structure semblable à celle du tonneau. L'une couvre la plage $1.4 < |\eta| < 2.5$ et l'autre $2.5 < |\eta| < 3.2$. À l'extérieur de l'EMEC se trouve l'end-cap hadronique (HEC). Il s'agit également d'un calorimètre d'échantillonnage en cuivre-argon liquide. Il a une conception plus simple à plaques parallèles. Pour terminer le calorimètre à argon liquide, il y a le calorimètre avant (FCal), qui est contenu dans le cryostat de l'endcap. Ce calorimètre se trouve dans la région très avant du détecteur. Dans cette région, le flux de particules est très élevé, il est donc nécessaire d'avoir un calorimètre dense pour éviter que l'énergie ne se dissipe dans d'autres parties du détecteur. Le FCal est constitué de trois couches : la première est en cuivre et les deux autres sont en tungstène. Ce sont des matrices de métal avec des tubes concentriques remplis d'argon.

Dans la région centrale $|\eta| < 1.7$, le calorimètre à tuiles (TileCal) est responsable de la calorimetrie hadronique. Le TileCal est un calorimètre d'échantillonnage avec des absorbeurs en plaques d'acier alternant avec des tuiles scintillantes en plastique. Les tuiles scintillantes sont placées perpendiculairement à la ligne de faisceau et sont lues par des fibres de décalage de longueur d'onde des deux côtés du module. La lumière est transmise à des tubes photomultiplicateurs (PMT) à l'extérieur du système, puis envoyée aux

électroniques frontales. Il possède un tonneau central fixe et deux sections de tonneau étendues qui peuvent être déplacées. Le TileCal a une profondeur de 7.4Λ , où Λ est la longueur d'interaction nucléaire, la distance moyenne qu'une particule hadronique parcourt avant de subir une interaction inélastique. La lecture a une granularité de $0.1 \times 0.1(\eta \times \phi)$.

Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est le dernier véhicule (externe) du détecteur, immergé dans le champ magnétique des aimants toroïdaux, pour faire courber la trajectoire des muons qui ne peuvent pas être stoppées à l'intérieur mais laissent une trace mesurée de leur impulsion. Ce spectromètre fonctionne presque de la même manière que le détecteur interne. Pour détecter les muons, ATLAS utilise quatre technologies différentes pour mesurer les muons avec $|\eta| < 2.7$. Pour des mesures d'énergie et de position de précision, il utilise des tubes à dérive surveillés (MDT) et des chambres à bandes cathodiques (CSC). Le système de muons tout comme l'ID utilise un champ magnétique pour déterminer la charge et l'impulsion des particules qui passent.

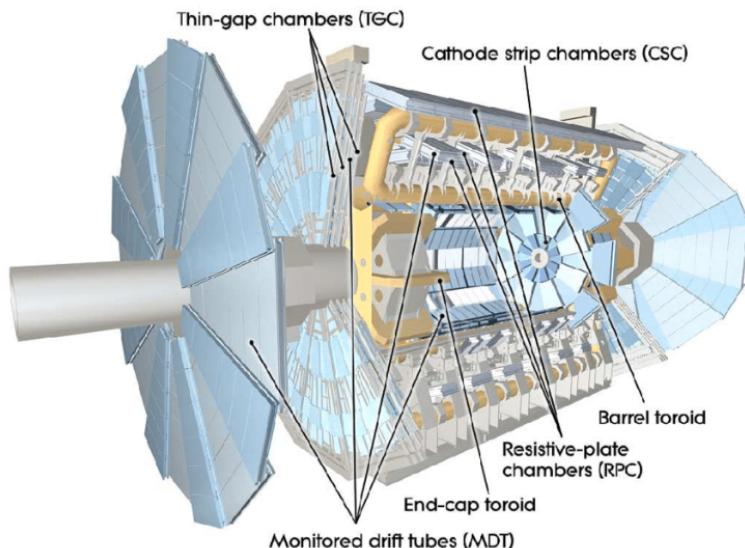


FIGURE 4.8 – Vue en coupe du système muon d'ATLAS [21]

4.3.5 Systèmes magnétiques

L'une des différences principales entre le détecteur ATLAS et le détecteur CMS est le système magnétique, qui génère des champs magnétiques forts pour courber la trajectoire des particules chargées. Il y a deux parties au système magnétique dans ATLAS : le solénoïde et les aimants toroïdaux, illustrés dans la Figure 4.9.

Donc la pièce maîtresse du détecteur ATLAS est le système magnétique à grand aimant toroïdal (Large Toroid). Cette aimant comporte huit bobines dans le tonneau et deux end-caps. Le système Toroid fournit un champ magnétique de 3.9 T (4.1 T) dans le tonneau (end-cap) au système de muons. Un toroïde présente deux avantages par rapport à un solénoïde. Le premier est que le champ aux bords du détecteur reste perpendiculaire aux particules sortantes, permettant une meilleure mesure à haute pseudorapidité. L'autre

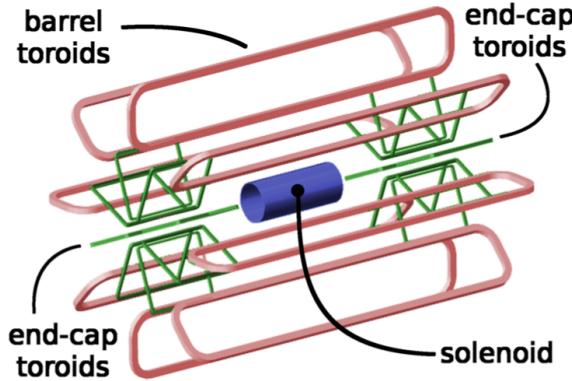


FIGURE 4.9 – Le système d’aimants d’ATLAS

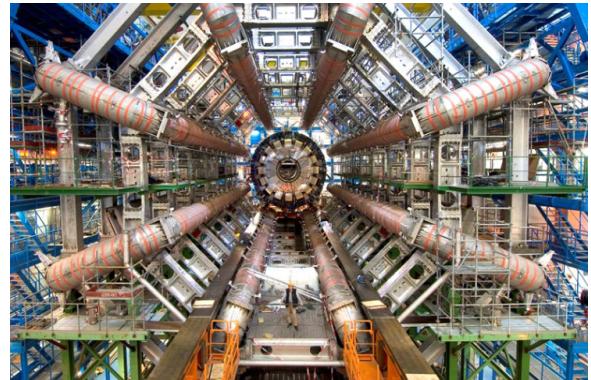


FIGURE 4.10 – Les aimants Toroid du détecteur ATLAS[23]

avantage est le coût. Il faut beaucoup moins de matériau pour construire un grand toroïde que pour un solénoïde de taille équivalente. Cela permet à ATLAS d’avoir un très grand volume pour la courbure des particules dans le système de muons.

En plus du toroïde, ATLAS possède un aimant solénoïde à l’intérieur du calorimètre. Ce solénoïde fournit un champ magnétique de 2 T à l’ID pour courber les particules chargées. Le solénoïde est une bobine monocouche dans un cylindre de support. Il est très important que le solénoïde soit mince, afin de minimiser la quantité de matériau devant les calorimètres.

En résumé :

Le solénoïde est situé entre le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique, générant un champ magnétique axial sur le détecteur interne. Il est également responsable du refroidissement à une température de $4,5K$ pour maintenir les bonnes propriétés de conduction (superconductrice).

Les aimants Toroid sont situés sur le bord du détecteur ATLAS, en conjonction avec les chambres à muons pour produire un champ magnétique de 0,5 T à 1 T dans les régions du tonneau (barrel) et des extrémités (end-cap) respectivement, tel que représenté dans le diagramme de la Figure 4.9. 0,5 T dans la région du tonneau pour mesurer la position sur la trajectoire du muon avant et après son interaction avec le champ magnétique. Et 1 T dans la région des extrémités près du faisceau de protons pour courber les particules vers de petites angles polaires, afin de produire une haute luminosité.

La Figure 4.10 montre les aimants Toroid du détecteur ATLAS après l’installation de huit bobines toroïdales.

4.3.6 Système de déclenchement (Trigger System)

Le système de déclenchement (ou trigger) est pour gérer la grande quantité de données produites lors des collisions de particules. Le LHC génère des collisions à une fréquence de 40 millions d’événements par seconde(40 MHz), et chaque événement brut est d’environ 1,6 MB [8] cela équivaudrait à un débit de sortie de 64 TB par seconde, ce débit dépasse ce qui peut être traité par les ressources informatiques disponibles Pour réduire ce débit à un niveau gérable, ATLAS utilise un système de déclenchement à deux niveaux. Le premier niveau de déclenchement est un déclencheur basé sur le matériel, appelé le déclencheur de niveau 1 (L1). Ce déclencheur réduit le débit à entre 75 kHz et 100 kHz. Les événements ainsi sélectionnés sont ensuite envoyés au deuxième niveau de déclenchement, appelé le

déclencheur de haut niveau, qui est basé sur un logiciel le High Level Trigger (HLT) qui réduit davantage le débit pour permettre la lecture complète des événements à moins de 2 kHz.

En combinaison avec la lecture partielle des événements, cela permet de maintenir une bande passante totale d'environ 3 Go/s. Le schéma ci-dessus illustre le flux de données du système de déclenchement ATLAS. Le déclencheur de niveau 1 (L1) commence avec

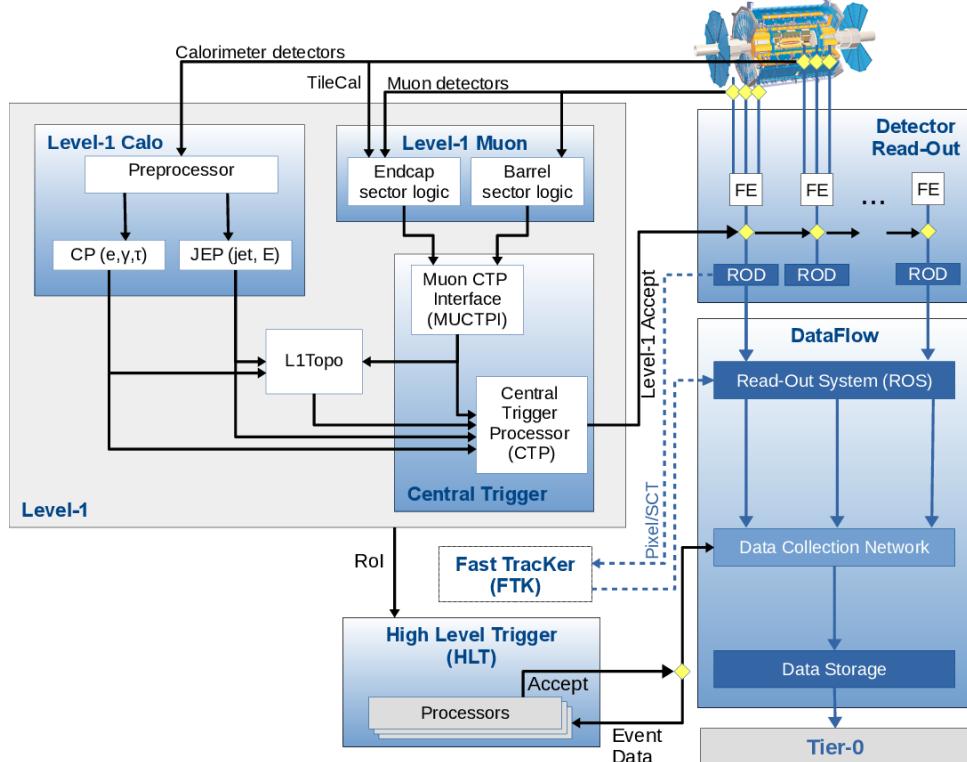


FIGURE 4.11 – Schéma du flux de données du système de déclenchement et d'acquisition de données d'ATLAS dans Run-2 [27]

des signaux provenant soit des calorimètres, soit des détecteurs de muons. Un signal du calorimètre est envoyé au système L1 Calo (Calorimètre de niveau 1). Le système L1 Calo utilise des informations de faible granularité du calorimètre pour identifier des régions d'intérêt (RoIs) pour les électrons, les photons, les taus, les jets, ainsi que pour l'énergie totale élevée et l'énergie transverse manquante (E_T). Le L1 Calo a été amélioré lors de la Run II de l'exploitation du LHC grâce à un nouveau module à puce multiple (nMCM), ce module permet au L1 Calo de réduire les effets de la superposition des événements (pile-up) sur le système.

Les signaux provenant du système muonique sont acheminés vers le système L1 Muon (déclencheur de niveau 1 pour les muons). Le L1 Muon utilise les informations des RPC (Chambres à plaques résistives) et des TGC (Chambres à tubes à dérive) dans le tonneau et les bouchons muoniques. Au cours de la phase II de l'exploitation du LHC, les déclencheurs de bouchon muonique ont exigé une détection simultanée dans la chambre muonique la plus interne pour réduire le taux de faux muons dans les régions avant.

Les signaux du L1 Calo (Calorimètre de niveau 1) et du L1 Muon sont envoyés simultanément au processeur de déclenchement topologique de niveau 1 (L1 Topo) et au processeur central de déclenchement (CTP). Dans le cas du L1 Muon, les signaux en provenance du tonneau et des bouchons sont fusionnés dans l'interface du processeur central

de déclenchement muonique (MuCTPi). Dans le L1 Topo, un nouveau système pour la phase II de l'exploitation du LHC, les informations cinématiques du L1 Calo et du L1 Muon sont utilisées pour effectuer des sélections topologiques, telles que des exigences de séparation angulaire, des exigences de masse invariante et d'énergie transverse totale, au niveau 1.

Les informations du L1 Topo, ainsi que celles directement issues du L1 Calo et du L1 Muon, sont envoyées au CTP, où l'acceptation du déclenchement de niveau 1 et les informations de synchronisation du LHC sont fournies au système de lecture des sous-déTECTeurs. Le CTP envoie également les Régions d'Intérêt (RoIs) au HLT pour les utiliser en tant qu'entrées pour des algorithmes de niveau supérieur.

Le HLT est composé de 40 000 cœurs de traitement qui exécutent environ 2 500 chaînes de déclenchement indépendantes. Une chaîne est un algorithme similaire à ceux utilisés hors ligne, exécuté sur les RoIs du L1. Une reconstruction partielle de l'événement, voire une reconstruction complète de l'événement, peut être réalisée dans le HLT en fonction du flux d'événements. Il existe quatre types de flux de données en fonction de l'objectif des données : analyse de physique, analyse de niveau de déclenchement, surveillance ou calibration du détecteur. Pour le flux d'analyse de physique, l'événement complet est enregistré. Pour les autres flux, seules des informations partielles de l'événement sont enregistrées, ce qui permet d'économiser de la bande passante pour permettre des taux de déclenchement plus élevés.

La configuration du système de déclenchement est définie par le menu de déclenchement qui constitué des déclencheurs principaux pour l'analyse de physique, auxquels s'ajoutent des déclencheurs de soutien pour les mesures d'efficacité et la surveillance, des déclencheurs alternatifs, de secours et de calibration. Ces déclencheurs, à la fois au niveau L1 et HLT, sont régulés par des facteurs de pré-échantillonnage (prescale factors). Un facteur de pré-échantillonnage est utilisé pour réduire le taux des événements sélectionnés. Avec un pré-échantillonnage de N , seul $1/N$ des événements répondant aux critères de déclenchement sont acceptés. Les facteurs de pré-échantillonnage peuvent être réglés de manière indépendante pour les éléments individuels du L1 et pour des chaînes HLT spécifiques, et ce en fonction de la luminosité. Cela permet aux déclencheurs de maintenir un taux spécifique indépendamment de la luminosité. Généralement, les déclencheurs principaux de l'analyse de physique de niveau L1 ne sont pas pré-échantillonnés, ce qui signifie que les autres déclencheurs sont pré-échantillonnés à un taux faible pour donner la priorité aux déclencheurs de physique. En conséquence, la majeure partie de la bande passante est occupée par la chaîne de physique.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons essayé de présenter une explication sur le grand collisionneur de hadrons LHC avec ses expériences importantes ATLAS , conçues spécialement pour reconstruire et former les événements importants résultant de collisions proton-proton, du détecteur interne au spectromètre à muons. Nous avons expliqué en détail comment calculer l'impulsion des particules, puis calculer leur énergie à partir de ses composantes. Ces deux grandeurs permettent directement de déterminer la masse de la particule. Dans le prochain chapitre, nous examinerons la recherche de la production en paire de bosons de Higgs dans le canal $b\bar{b}WW^*$ à une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 13$ TeV avec le détecteur ATLAS

Chapitre 5

Simulation et reconstruction des événements

5.1 Simulation

La simulation est une référence utilisée pour comprendre et prédire les résultats, donc afin de tirer des conclusions à partir des données d'ATLAS, il est nécessaire de les comparer aux prédictions théoriques. Pour les collisions de particules, il n'est pas pratique de faire des prédictions exactes, surtout en tenant compte des effets du détecteur tels que la résolution. Pour obtenir la meilleure estimation de ces effets, ATLAS utilise la méthode de Monte Carlo (MC) pour simuler les données et la réponse du détecteur aux particules incidents. Cela se fait en plusieurs étapes, comme illustré par la figure 5.1. Ces étapes comprennent la simulation du processus dur, où la collision inélastique profonde est simulée en utilisant l'état initial (fonctions de distribution des partons) et les amplitudes d'interaction, la gerbe de partons, l'hadronisation, la simulation du détecteur, et enfin la reconstruction. Ces étapes forment la simulation MC complète des données d'ATLAS.

5.1.1 Fonctions de Distribution des Partons

La fonction de distribution des partons, souvent abrégée en PDF (Parton Distribution Function), est utilisée pour décrire la répartition des fractions d'impulsion (momentum) portées par les partons à l'intérieur d'une particule composite, telle qu'un proton. Cette répartition est importante pour comprendre comment les quarks et les gluons, qui sont les constituants fondamentaux des hadrons comme les protons et les neutrons, portent l'impulsion et l'énergie à l'intérieur de la particule.

Les partons sont les objets que l'on considère comme "virtuels" à l'intérieur des hadrons avant une collision de particules. En raison de la nature de la chromodynamique quantique (QCD), la force qui régit les interactions entre quarks et gluons, il n'est pas possible de prédire précisément comment l'impulsion sera répartie entre les partons avant la collision. Les fonctions de distribution des partons sont donc utilisées pour modéliser cette répartition de manière probabiliste.

Ces fonctions dépendent de deux variables : le fractionnement de l'impulsion x et l'échelle d'énergie Q^2 . Le paramètre x représente la fraction de l'impulsion totale de la particule (par exemple, un proton) portée par le parton. L'échelle d'énergie Q^2 représente la résolution à laquelle le parton est sondé.

Les fonctions de distribution des partons sont déterminées à partir de données expérimentales, notamment des données provenant de diffusions profondément inélastiques et d'autres processus. Une fois les PDFs déterminées, elles peuvent être utilisées pour calculer les sections efficaces de divers processus de diffusion, ce qui permet de faire des prédictions théoriques sur les résultats des expériences de collision de particules. Les PDFs sont également un élément crucial dans les simulations d'événements, car elles fournissent des informations sur la façon dont les partons sont répartis avant la collision.

Aux énergies du LHC, les collisions n'impliquent généralement pas des protons entiers. Au lieu de cela, elles impliquent des constituants connus sous le nom de partons (comme on a déjà mentionné). Les protons, bien qu'ils soient souvent décrits comme deux quarks up et un quark down, contiennent également un ensemble de gluons. Cet ensemble de gluons crée de nombreuses paires virtuelles de quarks-antiquarks connues sous le nom de quarks de mer (sea quarks). Les quarks valence pour le proton sont les quarks up et down. Ces quarks valence sont les principaux acteurs des interactions inélastiques à basse énergie. Au LHC, les énergies de collision sont suffisantes pour la diffusion inélastique profonde, où les effets des quarks de mer et des gluons ne sont pas négligeables. Cette structure interne du proton est décrite par des fonctions de distribution des partons (Parton Distribution Functions, PDF). figure 4.2. Une PDF montre la densité de probabilité de trouver un parton transportant une fraction d'impulsion à une échelle d'énergie au carré.

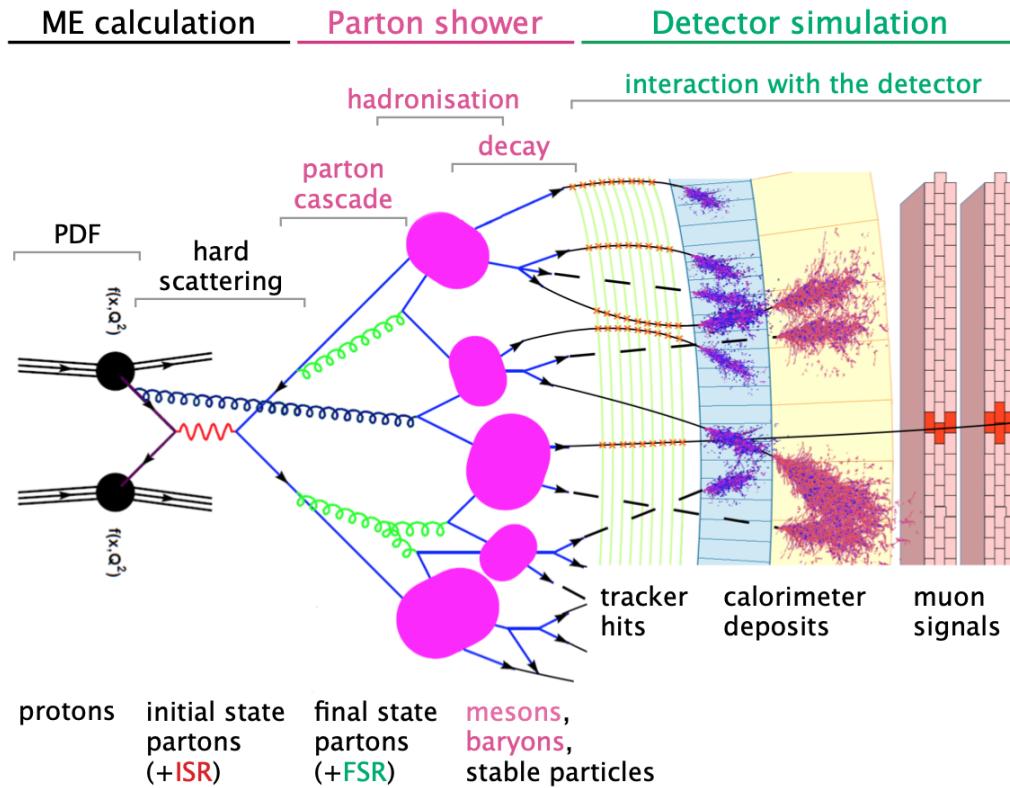


FIGURE 5.1 – Représentation picturale de la génération d'un événement [29]

5.1.2 Diffusion dure

La diffusion dure ou "hard scattering" se réfère au processus central d'une collision de particules où les constituants élémentaires à l'intérieur des particules (comme les quarks

et les gluons) interagissent de manière énergétique. Ce processus implique des transferts importants d'énergie, d'impulsion et d'autres quantités physiques entre les particules en interaction. Dans les collisions à haute énergie, comme celles qui se produisent au sein d'accélérateurs de particules comme le LHC, la diffusion dure est le processus d'intérêt principal. Les particules initiales (partons) à l'intérieur des protons (ou autres particules) entrent en collision à des énergies suffisamment élevées pour que leurs interactions soient dominées par les interactions fortes, régies par la chromodynamique quantique (QCD).

Lors de la diffusion dure, les partons à l'intérieur des particules interagissent violemment, générant de nouvelles particules comme résultat de la collision. Ces nouvelles particules sont généralement celles qui sont observées dans les détecteurs après la collision.

La diffusion dure peut être décrite à l'aide de diagrammes de Feynman, qui sont des représentations graphiques des processus d'interaction entre les particules. Ces diagrammes permettent aux physiciens de calculer les probabilités et les amplitudes des différentes voies d'interaction.

Le processus de diffusion dure (hard scattering) peut être décrit à l'aide de diagrammes de Feynman. Ces diagrammes sont une représentation imagée des amplitudes qui sont utilisées pour calculer les éléments matriciels (ME) de diverses interactions. Ces ME décrivent la probabilité qu'une certaine interaction se produise. Lors de la génération d'événements, ces ME sont calculés à un certain ordre dans la théorie des perturbations. Des exemples courants sont l'ordre dominant (LO), l'ordre suivant (NLO), et ainsi de suite. Plus l'ordre du calcul est élevé, plus les prédictions sont précises. Cependant, des ordres supérieurs peuvent être extrêmement difficiles à calculer théoriquement, limitant souvent le niveau du générateur d'événements.

5.1.3 Calcul de la gerbe de partons

Le calcul de la gerbe de partons, également connu sous le nom de "parton shower", Cette étape modélise comment les quarks et les gluons (les partons) émis dans la collision se ramifient successivement en de nouvelles particules lorsqu'ils interagissent avec les champs de gluons environnants. Le parton shower est un processus de radiation des gluons (et des quarks, bien que les gluons soient plus susceptibles de se manifester à ces énergies élevées) par les partons qui se propagent. Ce rayonnement successif est basé sur la chromodynamique quantique (QCD), la théorie des interactions fortes. Les partons émis peuvent ensuite se ramifier à leur tour, créant une "gerbe" de particules qui se propagent dans le détecteur.

Le parton shower est calculé en utilisant des modèles et des simulations basés sur la QCD, tout en prenant en compte les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion. Ces simulations prennent en compte les probabilités de rayonnement de gluons à partir des partons existants, en fonction des distributions angulaires et des énergies disponibles.

Cette simulation de la gerbe de partons est importante pour comprendre comment les particules se propagent et interagissent après une collision. Elle permet de prédire la distribution des particules dans le détecteur et de modéliser la manière dont les jets de particules se forment. Les résultats de cette simulation sont essentiels pour analyser les données expérimentales et pour comparer les résultats théoriques avec les observations réelles.

Après le générateur de ME, les partons durs sont utilisés comme entrées pour le calcul de la gerbe de partons (PS). Une gerbe de partons est l'évolution des quarks et des gluons produits lors de l'interaction dure vers les hadrons de l'état final et autres

particules observées dans le détecteur à travers des processus de la Chromodynamique Quantique (QCD). Le calcul de la gerbe de partons modélise ce processus de gerbage.

Lors d'une interaction, des particules colorées peuvent émettre spontanément des gluons. Ces gluons créent à leur tour d'autres gluons ou des paires quark-antiquark. Cela peut se produire soit avant (ISR) soit après (FSR) le processus de diffusion dure. Le générateur de gerbe de partons peut également décrire l'hadronisation et la désintégration subséquente des hadrons en particules de l'état final. La précision des générateurs de gerbe de partons est décrite de manière similaire aux ME, avec des contributions se présentant sous forme de journaux principaux (LL), de journaux principaux suivants (NLL), etc. pour le processus de gerbage des partons.

5.1.4 Simulation du détecteur

La simulation du détecteur consiste à reproduire le comportement du détecteur lui-même, y compris sa géométrie, ses matériaux, ses propriétés de détection et d'électronique, ainsi que sa réponse aux particules qui traversent ses différentes parties.

Géométrie du détecteur : La géométrie du détecteur, y compris les positions, les formes et les dimensions des différents composants (trajectographes, calorimètres, chambres à muons, etc.), est reproduite dans les logiciels de simulation.

Propagation des particules : Les particules générées dans les collisions et les processus de diffusion sont tracées à travers la géométrie du détecteur. Leurs trajectoires et interactions avec les matériaux du détecteur sont simulées.

Interactions avec le détecteur : Les interactions entre les particules et les matériaux du détecteur sont modélisées. Cela inclut la manière dont les particules déposent leur énergie dans les différents détecteurs (calorimètres) et comment elles produisent des signaux détectables (trajectographes).

Électronique du détecteur : Les signaux générés par les particules lorsqu'elles interagissent avec le détecteur sont simulés pour reproduire la réponse réelle de l'électronique du détecteur. Cela inclut les effets de la résolution des mesures et les caractéristiques spécifiques de l'électronique.

Reconstruction des données : Les signaux simulés sont ensuite traités de la même manière que les données réelles pour reconstruire les trajectoires des particules, mesurer leurs énergies, leurs impulsions et autres quantités physiques.

Validation : Les résultats de la simulation du détecteur sont comparés aux données expérimentales réelles pour valider la performance du modèle. Les paramètres de simulation peuvent être ajustés pour mieux correspondre aux observations expérimentales.

Jusqu'à présent, la simulation MC (Monte Carlo) peut être réalisée avec des générateurs écrits en dehors de la collaboration ATLAS. Ces générateurs sont utilisés par ATLAS pour simuler les processus sous-jacents qui sont injectés dans le logiciel de simulation du détecteur. ATLAS utilise Geant4 pour gérer cette propagation à travers le détecteur. Geant4 utilise une description géométrique détaillée du détecteur ATLAS pour simuler les interactions des particules avec le matériau du détecteur. Cela inclut la simulation du dépôt d'énergie et du processus de lecture.

Le résultat final de la génération d'événements MC est un ensemble de données simulées qui ressemble aux données réelles provenant des collisions $p - p$ dans le détecteur ATLAS.

5.1.5 Reconstruction

La reconstruction est une étape qui permet de traduire les signaux bruts en informations physiques compréhensibles et exploitables. Cela est fonctionné généralement :

Calibration : Avant de commencer la reconstruction, les détecteurs doivent être calibrés pour s'assurer que les signaux enregistrés correspondent de manière précise aux propriétés des particules. Cela implique de déterminer comment les signaux sont liés aux énergies et aux impulsions des particules.

Trajectographie : Les détecteurs qui mesurent les trajectoires des particules, tels que les trajectographes, sont utilisés pour déterminer les chemins parcourus par les particules à travers le détecteur. À partir de ces trajectoires, les paramètres tels que l'impulsion, la charge électrique et le vertex de la collision peuvent être déterminés.

Calorimétrie : Les calorimètres mesurent l'énergie des particules absorbées. La reconstruction de l'énergie implique de regrouper l'énergie mesurée dans différents segments du détecteur et d'estimer l'énergie totale déposée par la particule.

Identification des particules : En fonction de leurs trajectoires et de leurs dépôts d'énergie, les particules peuvent être identifiées. Par exemple, les électrons, les muons, les hadrons et les photons ont des signatures distinctes dans les détecteurs.

Reconstruction globale : Les informations provenant de différents détecteurs sont combinées pour obtenir une image complète de l'événement. Les propriétés cinématiques des particules sont ainsi déterminées avec précision.

Analyse : Une fois que les propriétés des particules ont été reconstruites, les chercheurs peuvent effectuer diverses analyses pour étudier les processus physiques, rechercher de nouvelles particules, mesurer des paramètres fondamentaux, etc.

Une fois que les données ont été simulées, il est nécessaire de les transformer en objets significatifs par le biais de la reconstruction. Il existe deux types principaux de reconstruction dans ATLAS : transformer les motifs de points de détection dans les détecteurs de suivi (détecteur interne et spectromètre à muons) en trajectoires avec des informations sur la direction et le moment, et transformer les dépôts d'énergie dans le calorimètre en dépôts d'énergie calibrés. Ces objets sont ensuite utilisés pour créer une image de l'événement physique grâce à l'identification des particules et à la reconstruction de l'événement.

5.2 Identification des particules

L'identification des particules permettre de déterminer le type de la particule à été produite lors d'une collision, pour tous les événements qu'il s'agisse de données de collision réelles ou de simulation MC, il essentiel de pouvoir distinguer et identifier chaque particule et reconstruire l'événement physique pour comprendre les interactions et les phénomènes en jeu. En général le processus d'identification se fonctionne de la façon suivante :

Signature des sous-détecteurs : Différents particules laissent des signatures distinctes dans les sous-détecteurs dépend de leurs propriétés physiques (par exemple un électron laissera une trace caractéristique dans le détecteur interne et déposera une quantité spécifique d'énergie dans la calorimètre électromagnétique).

Comparaison avec les modèles théoriques : La comparaison des données enregistrées à des modèles théoriques et à des simulations de différents types de particules aide à identifier les

particules qui correspondent le mieux aux signatures observées dans les sous-détecteurs. Utilisation de discriminations : Pour l'identification des certains types de particules peuvent être discriminés en fonction de leurs caractéristiques, comme la charge électrique, la masse, la durée de vie, l'énergie déposée dans les calorimètres, etc. (Par exemple, le détecteur de muons est utilisé pour identifier les muons en fonction de leur pénétration de la matière.

Approches statistiques : Des algorithmes d'analyse de données et des techniques statistiques sont utilisés pour identifier les particules. Ces méthodes peuvent inclure des ajustements de forme de distribution, des coupures basées sur des propriétés spécifiques. Identification multi-variables (MVA) : Dans certains cas, des approches d'identification multi-variables sont utilisées, où plusieurs caractéristiques d'une particule (comme la trajectoire, l'énergie déposée, etc.) sont combinées de manière optimale pour améliorer la discrimination entre différents types de particules.

Lors la collision, l'énergie des particules de l'état final est déposée dans les différents sous-détecteurs d'ATLAS. Ces dépôts d'énergie doivent être traduits en objets physiquement significatifs c-à-d la reconstruction de l'événement, ATLAS utilise cette tâche pour reconstruire les particules de l'état final pour toute interaction donnée.

Pour cette analyse, les particules de l'état final présentes dans les événements signal sont un lepton (soit un électron ou un muon), un neutrino (sous la forme d'une énergie transverse manquante), deux quarks de saveur légère, et deux quarks b. Chacune de ces particules a un signal particulier dans chacun des sous-détecteurs, comme illustré dans la figure 5.2.

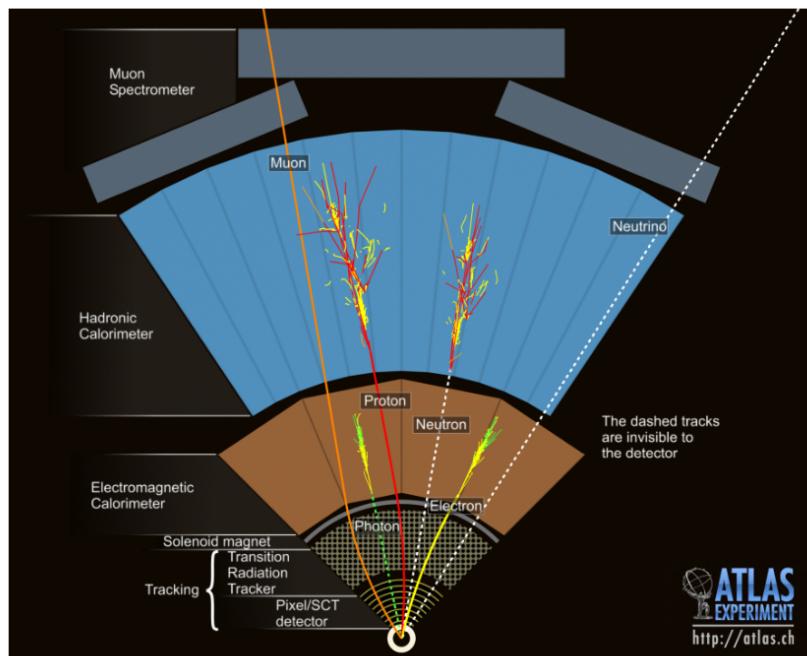


FIGURE 5.2 – Une aperçu sur les couches du détecteur ATLAS générée par son ordinateur [24]

5.2.1 Électrons

Lorsqu'un électron est produit lors d'une collision, il laisse des traces de son passage dans le détecteur ATLAS. L'identification et la reconstruction de cet électron se font en plusieurs étapes :

Trajectoire et dépôts d'énergie : Lorsqu'un électron est émis, il traverse différentes parties du détecteur ATLAS, laissant des traces de particules chargées et déposant de l'énergie dans les différents sous-détecteurs. Les couches de trajectoire permettent de reconstruire la trajectoire de l'électron.

Calorimètres : Les calorimètres du détecteur mesurent l'énergie déposée par les particules. Les électrons perdent leur énergie principalement en émettant des photons dans le matériau du calorimètre électromagnétique. Cette énergie utilisée pour déterminer l'énergie totale de l'électron.

Reconstruction de l'électron : Les informations provenant des différents sous-détecteurs sont combinées pour reconstruire les propriétés de l'électron, telles que son énergie, sa direction et son origine. Les algorithmes de reconstruction utilisent ces informations pour identifier les électrons parmi d'autres particules.

Isolation : L'isolation d'un électron se réfère à la quantité d'énergie déposée autour de l'électron dans le détecteur. Les électrons produits dans des processus physiques intéressants (comme la désintégration du boson Z ou du boson W) sont généralement entourés de peu d'énergie additionnelle. En mesurant l'énergie dans un cône autour de l'électron, on peut évaluer s'il est isolé ou non. Une faible énergie dans le cône indique une meilleure isolation.

Critères de sélection : Les électrons sont sélectionnés en appliquant des critères de qualité et d'isolation pour s'assurer que les signaux proviennent bien d'électrons réels et ne sont pas contaminés par d'autres particules ou des bruits de fond.

L'ensemble de ces étapes permet à l'expérience ATLAS de détecter, identifier et reconstruire les électrons produits lors des collisions de particules. Cela contribue à des analyses précises visant à étudier les propriétés des particules subatomiques, à rechercher de nouvelles particules et à tester les prédictions des théories physiques.

Les électrons sont reconstruits en ajustant une trace à l'aide du détecteur interne, puis en associant cette trace à un amas d'énergie dans le calorimètre électromagnétique (EM). Lorsqu'un électron traverse le calorimètre EM, il produit des photons par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). Ces photons se convertissent ensuite en paires électron-positron et le processus se répète. Cette gerbe d'électrons, de positrons et de photons produit un amas d'énergie caractéristique dans le calorimètre. Les particules avec la trace du détecteur interne requise et correspondant à un amas d'énergie EM sont sélectionnées comme candidats électron.

Des algorithmes d'identification des électrons sont appliqués à ces candidats électron. Ces algorithmes permettent de distinguer les candidats électron prompts et isolés des bruits de fond tels que les photons convertis et les jets mal identifiés. L'algorithme d'identification des électrons utilise le rapport énergie-impulsion, la forme de la gerbe, la correspondance entre la trace et l'amas, en mettant l'accent sur E/p en tant que discriminant le plus important. Il existe trois points de travail pour l'identification des électrons : Loose (lâche), Medium (moyen) et Tight (serré). Les points de fonctionnement avec un rejet de bruit de fond plus élevé sont un sous-ensemble de candidats électron avec un

rejet de bruit de fond moins élevé et un rejet de bruit de fond plus strict entraîne une efficacité électron plus faible.

Les variables d'isolation quantifient l'énergie autour du candidat électron et nous permettent de distinguer les électrons promptes des autres candidats électron non isolés, tels que les électrons provenant de photons convertis produits dans les désintégrations hadroniques, les électrons provenant de désintégrations d'hadrons de saveur lourde et les hadrons légers mal identifiés en tant qu'électrons. La variable d'isolation utilisée pour les électrons reconstruits est l'isolation basée sur la trace (Track-based isolation), $p_{\text{varcone}0.2}$ définie comme la somme des impulsions transverses de toutes les traces, satisfaisant les exigences de qualité, dans un cône autour du candidat électron de $\Delta R = 0,2$ ou de $10 \text{ GeV}/E_T$ pour les électrons de haute énergie, où E_T est l'énergie transverse du candidat électron.

Une discussion plus détaillée sur l'identification et les variables d'isolation des électrons, ainsi que leur performance avec les données de la Run 2, peut être trouvée dans la référence . L'échelle d'énergie des électrons est calibrée de manière à être uniforme dans tout le détecteur, et les différences résiduelles entre les données et la simulation sont corrigées. La stratégie de calibration est basée sur la même stratégie développée pendant la Run 1 , et les mises à jour de la stratégie de calibration pour la Run 2 sont documentées dans la référence .

5.2.2 Muons

Les muons sont des particules chargées qui sont similaires aux électrons, mais beaucoup plus massives. En raison de leur masse élevée, les muons perdent beaucoup moins d'énergie lorsqu'ils traversent la matière par rapport aux électrons. Cela les rend idéaux pour des expériences comme ATLAS, car ils peuvent traverser plusieurs couches de détecteurs sans se désintégrer ou perdre une grande partie de leur énergie.

La détection, l'identification et la reconstruction des muons dans ATLAS sont similaires à celles des électrons, mais il y a des différences importantes en raison des caractéristiques particulières des muons :

Détection et trajectoire : Les muons laissent également des traces de leur passage dans les différentes parties du détecteur ATLAS. Ces traces sont utilisées pour reconstruire la trajectoire du muon et déterminer sa position, sa direction et sa quantité d'énergie.

Calorimètres et perte d'énergie : Les muons perdent une petite quantité d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques, mais cette perte est généralement négligeable par rapport à celle des électrons. Les calorimètres aident à mesurer l'énergie totale du muon.

Systèmes de détection dédiés : ATLAS dispose de systèmes de détection spécifiquement conçus pour détecter et mesurer les muons. Les chambres à muons sont placées à l'extérieur des autres parties du détecteur pour détecter les muons qui traversent le détecteur. Isolation : Comme pour les électrons, l'isolation des muons est importante pour s'assurer qu'ils proviennent de processus intéressants. Les muons issus de désintégrations de particules lourdes, comme le boson W, sont généralement bien isolés, c'est-à-dire qu'ils ont peu d'énergie déposée autour d'eux.

Critères de sélection : Les muons sont sélectionnés en appliquant des critères similaires à ceux des électrons, tels que la qualité de la trajectoire, l'énergie mesurée et l'isolation.

Le Spectromètre à Muons (MS) est spécialisé dans la détection des muons et les mesures précises de leur impulsion. Sans surprise, cela fait du MS une partie essentielle de l'iden-

tification des muons, mais ce n'est pas le seul sous-détecteur utilisé. Le Détecteur Interne joue également un rôle important dans la reconstruction des muons. Dans ATLAS, la reconstruction des muons est réalisée de manière indépendante dans le Détecteur Interne et le MS. Les informations sont ensuite combinées pour former les traces des muons. Dans le Détecteur Interne, les muons sont reconstruits de manière similaire à toute autre particule chargée.

Dans le MS, la reconstruction recherche un hit (un motif de points) dans chaque chambre pour former des segments. Les segments dans les chambres à tubes à dérive MDT (Monitored Drift Tube) sont combinés à l'aide d'un ajustement en ligne droite dans une seule couche. Les segments dans les chambres à bandes de cathode CSC (Cathode Strip Chamber) sont combinés en utilisant une recherche combinatoire dans les plans η et ϕ .

Les candidats muons sont construits en ajustant ensemble les hits provenant de segments dans différentes couches. Une recherche combinatoire est effectuée en utilisant les segments dans la couche du milieu comme graines. Les couches intérieure et extérieure sont ensuite utilisées comme graines à mesure que la recherche est étendue. Un minimum de deux segments sont requis pour construire une trace. Il est possible qu'un segment soit inclus dans plusieurs traces, un algorithme de suppression des chevauchements sélectionne la meilleure trace attribuée ou permet à un segment d'être partagé entre deux traces. Un ajustement global χ^2 est effectué sur les points de chaque trace. Si le χ^2 de l'ajustement satisfait un critère de sélection, la trace est acceptée.

Les informations provenant du Détecteur Interne et du MS sont ensuite combinées pour former une signature muon. La méthode de combinaison dépend des informations disponibles. La principale méthode utilisée est la reconstruction combinée des muons, où la reconstruction des traces est réalisée indépendamment dans le Détecteur Interne et le MS. La plupart de ces muons sont reconstruits en utilisant une reconstruction "de l'extérieur vers l'intérieur". Cela signifie que les traces dans le MS sont extrapolées vers l'intérieur et associées à une trace du Détecteur Interne.

Les variables d'isolation des muons sont similaires aux variables d'isolation des électrons mentionnées ci-dessus, avec l'isolation basée sur la trace, $p_{\text{varcone}0.3}$ définie comme la somme des impulsions transverses de toutes les traces, satisfaisant aux exigences de qualité, dans un cône de $\Delta R = \min(0, 3; 10\text{GeV}/p_T)$ autour du candidat muon. La performance des variables d'identification et d'isolation des muons est documentée dans la référence. Des corrections de l'échelle et de la résolution de l'impulsion des muons sont appliquées à la simulation MC en utilisant l'outil MuonCalibrationAndSmearingTool pour corriger les différences entre les données et la simulation MC.

5.2.3 Jets

Les jets sont des regroupements d'hadrons (particules composées de quarks et de gluons) produits lors des collisions de particules à haute énergie. Comme les quarks et les gluons ne sont pas observés directement en raison de leur confinement, ils forment des jets de particules observables dans les détecteurs. L'identification et la reconstruction des jets sont essentielles pour comprendre les processus physiques se produisant lors des collisions. La détection, l'identification et la reconstruction des jets fonctionnent généralement dans l'expérience ATLAS :

Formation des jets : Lorsqu'une particule lourde, comme un quark ou un gluon, est

émise lors d'une collision de particules, elle perd de l'énergie en interagissant avec le milieu environnant. Cette énergie se manifeste sous forme de particules instables, principalement des hadrons. Ces hadrons sont ensuite détectés dans les calorimètres du détecteur ATLAS.

Algorithme de regroupement (clustering) : Les particules détectées dans les calorimètres sont regroupées en jets à l'aide d'algorithmes de regroupement spécifiques. Ces algorithmes tiennent compte de la distribution spatiale et énergétique des particules pour former des jets cohérents.

Correction en énergie : Les jets ne captent pas toujours la totalité de l'énergie des particules qu'ils représentent, car certaines particules peuvent échapper à la détection. Des corrections en énergie sont appliquées aux jets pour estimer l'énergie totale des particules qui les composent.

Identification de l'origine : Les jets peuvent provenir de différentes sources, comme les quarks, les gluons, les bosons W et Z, ou d'autres processus. L'identification de l'origine des jets est cruciale pour les analyses physiques. Différentes caractéristiques des jets, telles que leur structure interne et leurs propriétés cinématiques, peuvent aider à distinguer les différentes sources.

Isolation et nettoyage : Les jets peuvent également être entourés de particules provenant d'autres processus ou d'interactions indésirables. Une isolation adéquate des jets consiste à réduire l'influence de ces contaminations en utilisant des critères de sélection spécifiques.

Critères de sélection : Les jets sont sélectionnés en appliquant des critères de qualité pour s'assurer qu'ils sont bien reconstruits et qu'ils proviennent des processus d'intérêt. Les critères peuvent varier en fonction des besoins de l'analyse.

En raison de la force forte, les quarks subissent très rapidement un processus de gerbage, qui consiste à émettre des gluons, qui à leur tour produisent des paires quark-antiquark, et ce processus se répète. Une fois que l'énergie moyenne d'un quark (ou d'un gluon) atteint 1 GeV, les particules subissent une hadronisation, produisant des états liés de quarks tels des mésons comme les pions qui déposent finalement de l'énergie dans le détecteur ATLAS. Le quark top est le seul quark qui se désintègre avant l'hadronisation. Si nous pouvions mesurer chaque hadron et les attribuer correctement aux quarks sous-jacents, la conservation de l'énergie et de l'impulsion permettrait de déterminer exactement l'impulsion et l'énergie du quark. Un algorithme qui tente de faire cela c-à-d La recherche de jets. Les collections de hadrons déposent de l'énergie dans le détecteur sont appelées jets et peuvent être constituées de divers objets du détecteur. Dans cette analyse en particulier, deux types différents de jets sont utilisés : les jets calorimétriques (calo-jets) sont des jets construits à partir de l'énergie déposée dans les calorimètres, et les jets de traces (track-jets) sont des jets construits à partir des traces du Détecteur Interne. Pour former les calo-jets, ATLAS utilise des amas topologiques (topo-clusters). Les topo-clusters sont des collections tridimensionnelles de dépôts d'énergie connectés topologiquement. Ces topo-clusters sont formés par un algorithme de croissance de volume à partir d'un signal initial de haute signification. Le groupement topologique supprime le bruit en supprimant les cellules avec des signaux insignifiants.

Étant donné qu'un jet n'est pas un objet physique, mais plutôt une collection de 4-vecteurs d'énergie-impulsion, il existe de nombreuses façons de définir un jet. Un algorithme de jet prend un ensemble de 4-vecteurs d'entrée et les combine en un ou plusieurs objets jet en fonction de certains critères de séparation et de regroupement des entrées.

Les jets peuvent être construits soit à partir de dépôts d'énergie (calo-jets), soit à partir de traces (track-jets). Le processus de création des calo-jets est décrit ici, mais la méthode pour créer les track-jets est similaire. Pour qu'un algorithme de jet soit IR-Safe, l'addition ou la soustraction de petits dépôts d'énergie ne doit pas changer la collection de jets. Un algorithme de jet est CL-Safe si la division ou la fusion de particules à haute impulsion transverse ne change pas la collection de jets voir la figure 5.3

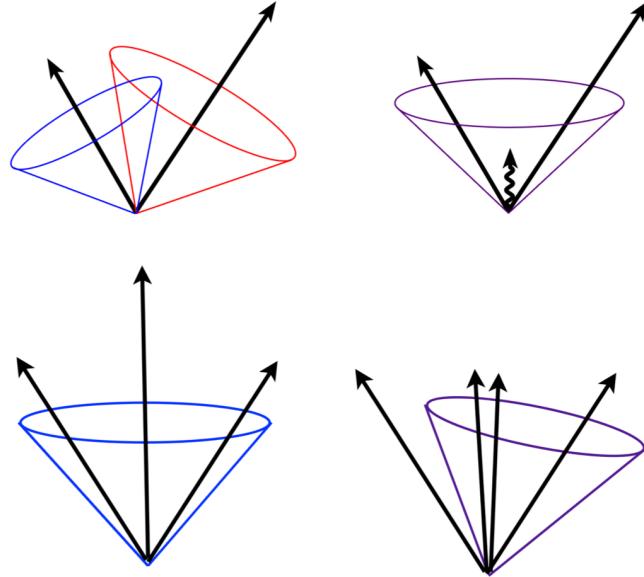


FIGURE 5.3 – Illustration de la sensibilité infrarouge d'un algorithme de jet conçu de manière superficielle (en haut). Illustration du produit d'un algorithme de jet non sûr pour la collinéarité. Une division collinéaire change le nombre de jets (en bas) [18]

Quelques exemples d'algorithmes de jet sont visualisés dans la figure 5.4. Pour cette analyse, l'algorithme $\text{anti} - k_t$ est sélectionné. En plus d'être IR et CL safe, l'algorithme $\text{anti} - k_t$ donne des jets approximativement circulaires. Cela rend le calcul de la densité d'énergie beaucoup plus facile que pour les jets non circulaires et donc plus facile à calibrer les jets. L'algorithme $\text{anti} - k_t$ calcule la distance entre les objets i et j (d_{ij}) et entre l'objet i et le faisceau B (d_{iB}). Si d_{ij} est plus petit que d_{iB} , les objets sont combinés. Si d_{iB} est plus petit, l'objet est retiré et l'algorithme est relancé. Une distinction importante entre l'algorithme $\text{anti} - k_t$ et les autres algorithmes de jet est la définition des distances d_{ij} et d_{iB} :

$$d_{ij} = \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \frac{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i + \phi_j)^2}{R^2} = \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}$$

$$d_{iB} = p_{T,i}^2$$

où $p_{T,i}$ est l'impulsion transverse, ΔR est la distance entre les objets, et $n = -1$. L'algorithme $\text{anti} - k_t$ possède un paramètre de rayon R . Il agit comme un rayon de coupure pour le regroupement d'énergie et n'est pas strictement un rayon, car les objets avec $\Delta > R$ peuvent toujours être regroupés ensemble. Les track-jets utilisés dans l'analyse ont $R = 0,2$, tandis que les calo-jets $R = 0,4$ (petit- R) et $R = 1,0$ (grand- R) sont utilisés.

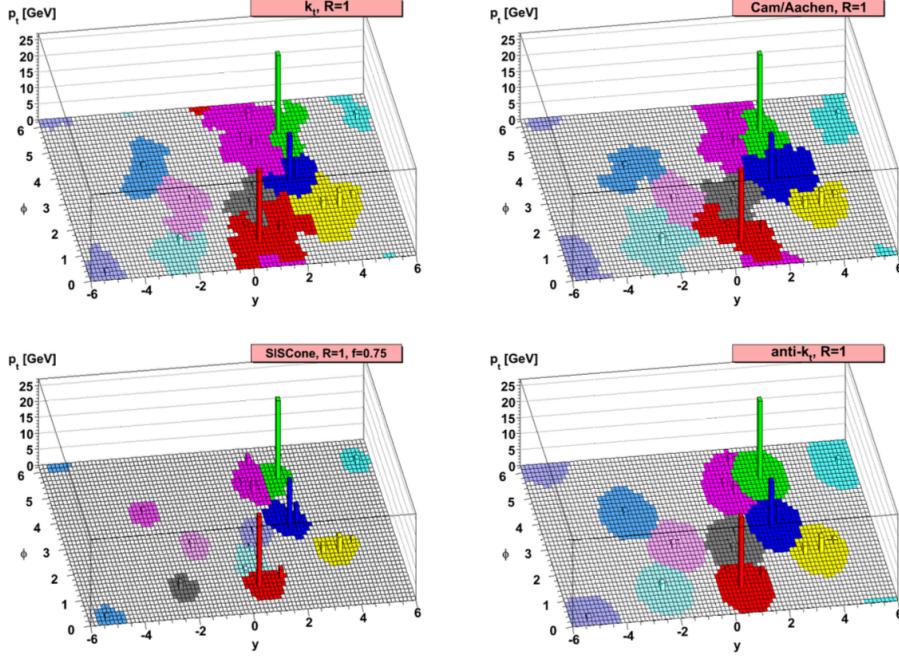


FIGURE 5.4 – Un événement échantillon au niveau des particules, avec de nombreux "ghosts" mous aléatoires, groupés avec quatre algorithmes de jet différents, illustrant les zones de captation "actives" des jets durs résultants [10] .

Jets à grand rayon (Large-R jets)

Pour les désintégrations avec un rapport élevé entre l'impulsion et la masse au repos, comme la désintégration $W \rightarrow qq$, il est impossible de séparer proprement les énergies en jets avec $R = 0, 4$. Au lieu de cela, pour mesurer l'énergie/l'impulsion du boson W, il est avantageux d'utiliser un paramètre de rayon plus grand. Les jets à grand rayon (Large-R jets) sont regroupés en utilisant l'algorithme de jet *anti* – k_t avec des amas topologiques du calorimètre comme entrées. Les amas sont calibrés à l'échelle "local hadronic cell weighting" (LCW). Afin de minimiser les effets des empilements (pile-up) sur la cinématique des jets à grand rayon, le jet à grand rayon est ensuite purgé (groomed) en utilisant l'algorithme de trimming. L'algorithme de trimming supprime les sous-jets si le rapport du p_T du sous-jet sur le p_T du jet à grand rayon est inférieur à un certain seuil. Cela élimine l'énergie provenant des empilements contenue dans le jet. L'énergie et la masse du jet à grand rayon sont ensuite calibrées à l'échelle du niveau des particules. Les facteurs de calibration ont été dérivés à partir de simulations MC d'événements multi-jets.

Jets de traces (Track jets)

Les jets de traces sont construits en regroupant les traces du Détecteur Interne en utilisant l'algorithme *anti* – k_t avec un paramètre de rayon $R = 0, 2$. Les traces sélectionnées doivent avoir un p_T supérieur à 400 MeV et passer un ensemble de coupures lâches, comme indiqué dans la référence. Le plus petit paramètre R, combiné avec le fait que les traces ont une meilleure résolution angulaire que les amas du calorimètre, signifie que les produits de désintégration d'objets lourds à grande impulsion peuvent encore être résolus.

Les jets de traces sélectionnés sont ensuite associés aux jets calorimétriques à grand rayon via une méthode d'association "ghost association". Un algorithme de b-tagging est utilisé pour identifier les jets de traces susceptibles de contenir des b-hadrons, qui sont constitués des quarks b issus de la désintégration du boson de Higgs. L'algorithme MV2c10 exploite la durée de vie relativement longue des b-hadrons par rapport aux hadrons plus légers, ainsi que la cinématique des traces des particules chargées.

Jets à petit rayon (Small-R jets)

Reconstruction des Small-R jets : Les Small-R jets sont reconstruits à partir de clusters calorimétriques tridimensionnels à l'aide de l'algorithme $anti-k_t$ avec un paramètre de rayon de 0.4. Ces jets sont utilisés comme une norme dans la plupart des analyses menées par l'expérience ATLAS.

Correction des énergies des jets : Les énergies des jets sont corrigées pour tenir compte de plusieurs facteurs :

- Les inhomogénéités du détecteur, qui peuvent entraîner des variations dans la réponse du calorimètre.
- La nature non-compensatrice du calorimètre, qui signifie que toutes les particules ne sont pas détectées de manière égale.
- L'impact des multiples interactions pp superposées (effet de pile-up). Il est important de corriger les jets pour qu'ils ne contiennent que l'énergie des particules provenant de la collision d'intérêt.
- Les facteurs de correction sont déterminés à partir de diverses sources de données, notamment les données du faisceau de test, les données de rayons cosmiques, les données de collision pp réelles, ainsi que les simulations détaillées du détecteur réalisées avec le logiciel Geant4.

Nettoyage des jets (jet cleaning) :

Pour s'assurer que seuls les jets provenant de la collision d'intérêt sont inclus dans l'analyse, un processus de nettoyage des jets est appliqué. Ce nettoyage vise à éliminer les événements contenant des jets construits à partir de cellules calorimétriques bruyantes ou de fonds non liés à la collision. Les jets de "mauvaise qualité" sont également rejetés.

Critère de rejet de jets de pile-up : Pour éviter de sélectionner des jets qui proviennent d'interactions de pile-up (c'est-à-dire d'autres collisions pp se produisant simultanément), un critère appelé "jet vertex tagger" (JVT) est appliqué aux jets ayant une impulsion transverse (p_T) inférieure à 60 GeV et une pseudo-rapidité ($|\eta|$) inférieure à 2.5. Ce critère exige que la valeur JVT soit supérieure à 0.59. Ce seuil permet de rejeter les jets provenant de pile-up et correspond au "Default working point" défini dans la calibration JVT.

5.2.4 B Tagging

La technique de "b-tagging" (marquage des b-jets) est utilisée pour identifier les jets qui proviennent de quarks b (b-quarks) :

Les propriétés des b-jets :

Les jets issus de b-quarks (quarks b) ont des propriétés uniques qui les distinguent des autres jets. Lorsqu'un b-quark est produit dans une collision de particules, il subit un processus appelé hadronisation pour devenir un hadron B. Ces hadrons B (Les mésons B (ou B mesons) sont des particules composites constituées d'un quark b (quark bottom) et d'un antiquark d (antiquark down). Ils font partie de la famille des mésons, qui sont des particules composées d'une paire quark-antiquark) ont une durée de vie relativement longue par rapport à de nombreux autres hadrons produits dans la collision. En raison de leur durée de vie prolongée et de leur vitesse relativiste, ces hadrons peuvent parcourir une distance mesurable avant de se désintégrer.

Identification des b-jets :

Pour marquer un jet comme un b-jet, c'est-à-dire un jet provenant d'un b-quark, ATLAS se base sur les traces détectées par le détecteur interne (Inner Detector). En reconstruisant les traces des particules dans un événement, il est possible de trouver un point en dehors du point d'interaction primaire où plusieurs traces ont leur origine. Ce point est appelé le vertex secondaire (secondary vertex). De plus, il est possible de retracer les traces dans le vertex déplacé pour mesurer leur paramètre d'impact, c'est-à-dire la distance minimale entre la trace et le point d'interaction primaire. Enfin, un algorithme de reconstruction de chaîne de désintégration (decay chain MVA) tente de reconstruire complètement la chaîne de désintégration du jet.

Ces trois méthodes - identification du vertex secondaire, mesures des paramètres d'impact et reconstruction de la chaîne de désintégration sont utilisées pour identifier les jets provenant de b-quarks et pour rejeter ceux provenant de quarks de saveur légère

L'utilisation de MV2c10 pour le b-tagging :

Dans cette analyse, l'algorithme MV2c10 est utilisé pour marquer les b-jets. MV2 est un discriminant multivarié qui combine les algorithmes de b-tagging décrits ci-dessus. Le terme "c10" signifie qu'un échantillon de formation (background) pour l'entraînement du discriminant MV2 contient 10% de jets provenant de c-quarks (quarks charm). Cela permet de réduire les faux positifs de c-jets.

Points de fonctionnement et taux de rejet :

Dans cette analyse, le point de fonctionnement (working point) fixe de 85% d'efficacité est utilisé pour l'identification des b-jets. Cela signifie que l'algorithme MV2c10 identifie correctement 85% des vrais b-jets. En conséquence, le taux de rejet des c-jets est de 3.1 (c'est-à-dire que seulement 3.1% des c-jets sont identifiés comme b-jets), et le taux de rejet des jets de saveur légère est de 33%, voir la figure 5.5.

Correction des différences entre les données et les simulations :

Les différences d'efficacité de b-tagging entre les données réelles et les simulations sont prises en compte en appliquant des facteurs d'échelle (scale factors) fournis par le groupe (Flavour Tagging CP), comme spécifié sur la BTAGCalib2015 twiki. Ces facteurs d'échelle sont utilisés pour ajuster les performances du b-tagging dans les données simulées aux performances observées dans les données réelles.

Incertitudes associées au b-tagging :

Les incertitudes associées au b-tagging sont prises en compte pour les jets induits par des

b-quarks, des c-quarks et des quarks de saveur légère, et elles sont généralement générées séparément pour chaque type de jet.

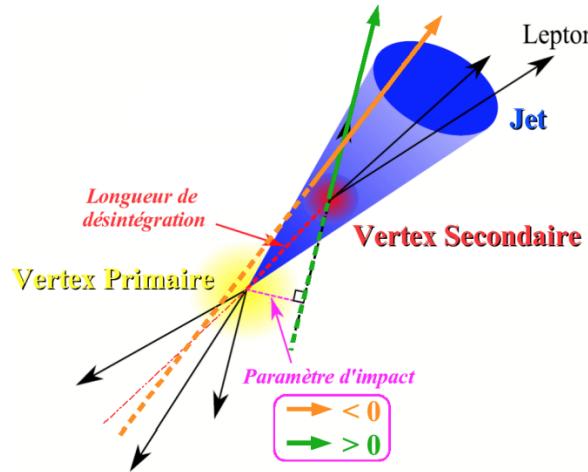


FIGURE 5.5 – Topologie d'un évènement ayant un quark b.[19].

5.2.5 Energie Transverse Manquante (Missing Transverse Momentum)

L'énergie Transverse Manquante (E_T^{miss}) [6] est utilisée pour mesurer la présence de particules invisibles par le détecteur : les neutrinos :

Les neutrinos sont des particules subatomiques très très légères (mais dans MS ont des masses nulles) qui ne participent que très faiblement avec la matière cela signifie qu'ils traversent facilement la matière sans interagir avec les détecteurs, ce qui les rend "invisibles" pour la plupart des instruments de détection. Pour mesurer les neutrinos, l'expérience ATLAS se fie à la conservation de l'impulsion. Avant une collision de particules, l'impulsion totale dans le plan transverse (perpendiculaire à la ligne du faisceau) est très faible, de l'ordre de 1 GeV. Après la collision, cette quantité de mouvement totale doit également être très faible. Toute différence par rapport à cette valeur attendue est appelée Énergie Transverse Manquante E_T^{miss} (Missing Transverse Momentum).

Calcul de l' E_T^{miss} : L' E_T^{miss} est construit en faisant la somme vectorielle négative de toutes les quantités d'impulsion transverse des objets reconstruits dans le détecteur, ainsi qu'un terme additionnel "soft" reconstruit à partir de signaux du détecteur qui ne sont pas associés à un objet identifiable. La formule pour calculer l' E_T^{miss} est donnée par :

$$\vec{E}_T = - \sum \vec{p}_T^{\text{reconstructed objects}} - \vec{p}_T^{\text{soft term}} \quad (5.1)$$

À partir des composantes x et y de l' E_T^{miss} , sa magnitude (norme) et son angle azimutal (la direction dans le plan transverse) sont calculés. Cela permet de caractériser l' E_T^{miss} et de quantifier la quantité de mouvement manquant.

$$E_T = \sqrt{(E_{\text{miss},x})^2 + (E_{\text{miss},y})^2} \quad (5.2)$$

$$\phi_{\text{miss}} = \arctan \frac{E_{\text{miss},y}}{E_{\text{miss},x}} \quad (5.3)$$

Utilisation de l' E_T^{miss} pour la reconstruction des neutrinos :

L' E_T^{miss} n'est pas directement associé à un neutrino spécifique, car il peut provenir de diverses sources. Pour reconstruire un neutrino, il est nécessaire d'avoir des informations supplémentaires. Dans cette analyse, l'Énergie Transverse Manquante est reconstruite en utilisant plusieurs types de particules et des informations spécifiques

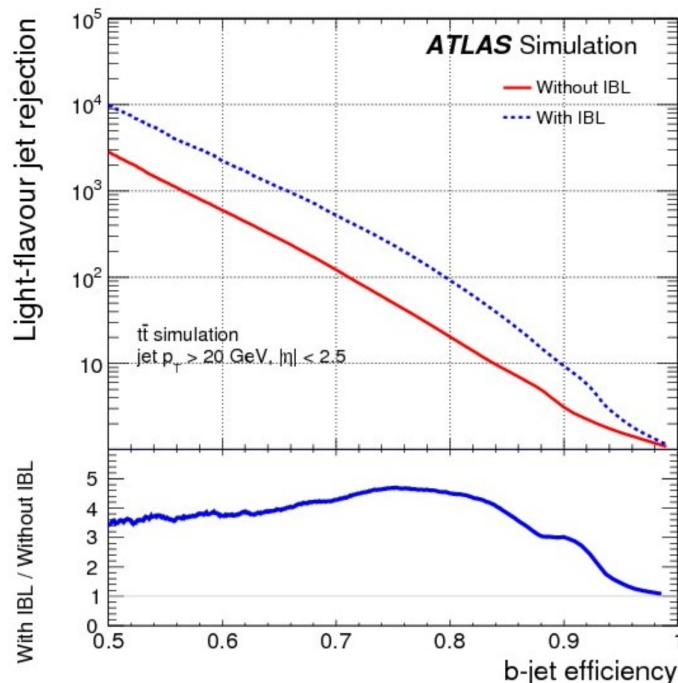


FIGURE 5.6 – Comparaison du rejet des jets légers en fonction de l'efficacité d'identification des jets b pour les configurations de détecteur Run 1 et Run 2.

Chapitre 6

Analyse : Recherche de la production en paire de bosons de Higgs dans le canal $b\bar{b}WW^*$ à une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 13$ TeV avec le détecteur ATLAS

6.1 Introduction

Ce chapitre présentera les résultats d'une recherche de production de paires de bosons de Higgs publiée dans le Journal of High Energy Physics (JHEP) . Dans cette analyse, un boson de Higgs se désintègre via $H \rightarrow b\bar{b}$ et l'autre via $H \rightarrow WW^*$. Le système WW^* se désintègre en $\ell\nu q\bar{q}$ (où ℓ est un lepton soit un électron soit un muon). Il y a une contamination provenant des désintégrations leptонiques du tau τ , mais elle est faible et n'est pas explicitement exclue dans l'analyse. Les modes de désintégration des bosons de Higgs choisis pour cette analyse sont un compromis entre l'efficacité du signal et le rejet du bruit de fond. Le taux de branchement $H \rightarrow WW^*$ d'environ 25% et le deuxième est plus élevé $H \rightarrow bb$ (environ 58%).

L'état final contient deux b -quarks cohérents avec leur origine commune d'un Higgs, deux jets légers et un électron ou un muon identifié et en plus un E_T , cohérent avec une désintégration WW . L'état final à un lepton donne un discriminateur fort contre le bruit de fond multi-jet. Les bruits de fond dominants sont la production de $t\bar{t}$, qui a le même état final mais avec des propriétés cinématiques différentes ; les bosons W produits en association avec des jets ($W+jets$), où deux des jets associés proviennent de b -quarks ; et les événements multi-jet où un jet est mal identifié comme un lepton. Il y a de plus petites contributions du bruit de fond provenant de la production d'un quark top unique, de bosons Z produits en association avec des jets ($Z+jets$), et de la production de di-bosons.

Cette analyse établit des limites à la fois sur la production de paires de bosons de Higgs du modèle standard et sur la production résonante. Les deux méthodes de production sont discutées en détail dans le chapitre 4. La Figure 6.2 montre un diagramme de Feynman de

Higgs decays at $m_H=125\text{GeV}$

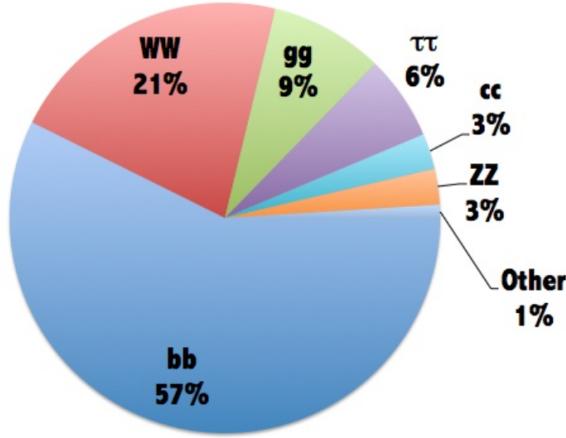


FIGURE 6.1 – Illustration des rapports de branchement du boson de Higgs [26].

la production résonante de paires de bosons de Higgs avec les désintégrations ultérieures $H \rightarrow WW^*$ et $H \rightarrow bb$.

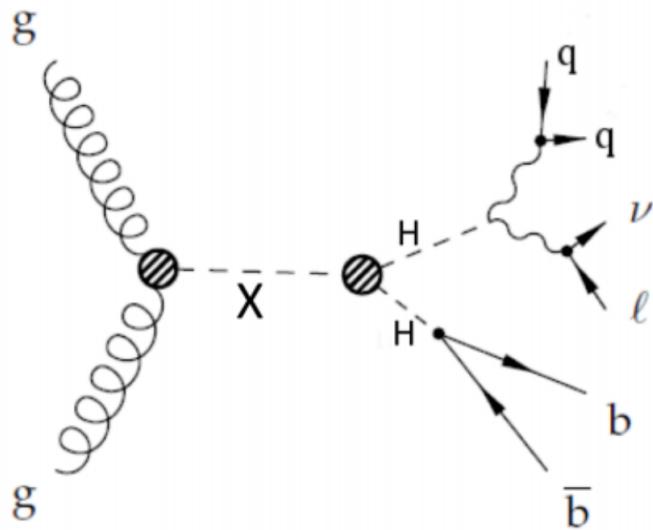


FIGURE 6.2 – Diagramme de Feynman de la production résonante de paires de bosons de Higgs avec les désintégrations ultérieures $H \rightarrow WW^*$ et $H \rightarrow bb$.

6.2 Aperçu de l'analyse

Cette analyse de recherche sur le boson de Higgs utilise deux techniques complémentaires pour reconstruire les candidats au boson de Higgs se désintégrant en deux b-quarks. Les deux techniques utilisent l'algorithme $anti - k_t$ pour les jets, mais avec différents paramètres de rayon. Voici un aperçu des deux techniques utilisées :

Analyse Résolue (Resolved Analysis) :

Cette première technique utilise des jets avec un paramètre de rayon $R = 0.4$. Elle est utilisée lorsque chaque b-quark provenant de la désintégration $H \rightarrow bb$ peut être reconstruit en tant que deux b-jets distincts. Dans cette technique, les deux b-quarks sont reconstruits séparément sous la forme de deux b-jets distincts. Cette approche est utilisée dans l'analyse non résonante de la production du Modèle Standard (SM).

Analyse Boostée (Boosted Analysis) :

La deuxième technique utilise des jets avec un paramètre de rayon $R = 1.0$, également appelés "large-R jets". Elle est utilisée lorsque les b-quarks ne peuvent pas être reconstruits comme deux b-jets distincts, par exemple en raison de leur grande impulsion. Dans cette technique, le candidat $H \rightarrow bb$ est identifié comme un seul large-R jet. Cette approche est utilisée dans l'analyse résonante pour les masses résonantes supérieures à 1300 GeV .

Reconstruction des jets issus de la désintégration du boson W :

Dans les deux analyses, les jets provenant de la désintégration hadronique du boson W sont reconstruits en utilisant l'algorithme $anti-k_t$ avec un paramètre de rayon $R = 0.4$.

Choix de la technique en fonction de la masse résonante :

L'analyse non résonante (dans le cadre du Modèle standard), utilise exclusivement l'analyse résolue. Pour l'analyse résonante, la technique résolue est utilisée pour les masses résonantes inférieures à 1300 GeV , tandis que la technique boostée est utilisée pour les masses résonantes supérieures à 1300 GeV . Le point de croisement entre les deux techniques a été choisi pour maximiser la sensibilité de la recherche, c'est-à-dire pour détecter le mieux possible la présence du boson de Higgs dans les différentes gammes de masses résonantes.

6.3 Données et échantillons de Monte Carlo

6.3.1 Données

L'analyse présentée utilise l'ensemble des données de collision proton-proton collectées en 2015 et 2016 avec une énergie de centre de masse de 13 TeV , qui ont été soumises à des contrôles de qualité des données pour garantir de bonnes conditions de tous les sous-détecteurs. Les données actuellement utilisées correspondent à une luminosité intégrée de $36,1\text{ fb}^{-1}$.

6.3.2 Échantillons de Monte Carlo

Les échantillons de simulation Monte Carlo (MC) utilisés dans l'analyse :
Les événements simulés MC sont utilisés pour estimer les bruits de fond du Modèle

Standard (SM) ainsi que les acceptations du signal. À l'exception du bruit de fond multi-jet QCD, ces échantillons MC sont utilisés pour modéliser les bruits de fond.

Processus	Générateur	$\sigma \times \text{BR} [\text{pb}]$
$t\bar{t} \rightarrow WWbb \rightarrow l\nu bb + X$	Powheg+Pythia6	451.65
Wt incl.	Powheg+Pythia6	71.7
Single top, s -channel	Powheg+Pythia6	3.31
Single top, t -channel	Powheg+Pythia6	69.5
$W+\text{jets}, W \rightarrow l\nu$	Sherpa	61510
$Z+\text{jets}, Z \rightarrow ll$	Sherpa	6425
Dibosons incl.	Sherpa	47.3
ggH incl.	Powheg+Pythia8	48.5
$t\bar{t}H \rightarrow l\nu + X$	aMC@NLO + Herwig++	0.223

TABLE 6.1 – Échantillons MC du modèle standard utilisés pour l'estimation des bruits de fond.

Échantillons MC pour les processus de top quark :

Les échantillons pour les processus $t\bar{t}$ et single top-quark sont générés avec le générateur Powheg-Box v2 [16]. Ils utilisent les fonctions de distribution de partons (PDF) CT10 et sont interférés avec Pythia 6.428 pour la partie de la gerbe de particules (parton shower). Pour les descriptions de l'événement sous-jacent en utilisant Perugia2012 avec CTEQ6L1 . Le générateur EvtGen v1.2.0 est utilisé pour modéliser les désintégrations des hadrons de bottom ainsi que des hadrons charmés. La masse du quark top est fixée à $m_t = 172.5$ GeV. Le générateur Powheg est utilisé pour modéliser le processus $t\bar{t}$, et la section efficace de $t\bar{t}$ est connue jusqu'à NNLO en QCD.

Échantillons MC pour les processus de bosons W et Z :

Le générateur Sherpa v2.2.1 avec l'ensemble de PDF NNPDF 3.0 est utilisé comme générateur de base pour le bruit de fond ($W \rightarrow \ell\nu$)/($Z \rightarrow \ell\ell$) + jets. Les processus de di-bosons (WW, WZ et ZZ) sont générés avec Sherpa en utilisant l'ensemble de PDF CT10.

Échantillons MC pour les processus Higgs :

Les échantillons MC pour les processus ggH (Higgs produit par fusion de gluons) et VBF (Production de boson vecteuriel) sont générés avec Powheg en utilisant l'ensemble de PDF CT10, et interférés avec Pythia8 pour la gerbe de particules. L'échantillon pour le processus ttH (Production de Higgs en association avec des top quarks) est un échantillon semi-leptonique généré avec Madgraph5 aMC@NLO et interféré avec Herwig++. La section efficace ggF (Production de Higgs par fusion de gluons) est normalisée en utilisant des calculs incluant jusqu'à trois boucles QCD (N3LO).

Échantillons de signal pour le boson de Higgs :

Les échantillons de signal pour le boson de Higgs sont générés avec Madgraph5 aMC@NLO et interférés avec Herwig++. Une ré-pondération (re-weighting) est appliquée pour corriger la forme de la masse du boson de Higgs (m_{HH}) en raison de développements théoriques ultérieurs prenant en compte des calculs à NLO et la masse du top quark. Cette ré-pondération permet de corriger la forme de m_{HH} pour tenir compte des effets de la masse finie du top quark.

Le tableau 6.2 montre la liste des signaux HH. Ils utilisent un modèle de scalaire Higgs lourd comme hypothèse de signal. Les masses du Higgs lourd vont de 260 GeV à 3000 GeV , tandis que la largeur du Higgs est fixée à 10 MeV , ce qui rend le modèle valide dans l'approximation de largeur étroite (NWA). Le signal non résonant est normalisé à $\sigma(pp \rightarrow HH) \times \mathcal{B}(HH \rightarrow b\bar{b}WW^*) = 0.590\text{ pb}$ (la section efficace attendue du modèle standard), tandis que les signaux résonants sont normalisés à 0.044 pb pour $m_H < 2000\text{ GeV}$ et à 0.041 pb pour $m_H \geq 2000\text{ GeV}$ (les limites de la Run I).

Processus	Générateur
HH SM	Madgraph5 aMC@NLO + Herwig++ avec Form Factor
$S \rightarrow HH$ ($m_S = 260 - 3000\text{ GeV}$)	Madgraph5 aMC@NLO + Herwig++ avec Form Factor

TABLE 6.2 – Échantillons de signal HH utilisés dans l'analyse.

Des collisions pp supplémentaires générées avec Pythia 8.186 sont superposées pour modéliser les effets du Empilement « pile-up » pour tous les événements simulés. Elles sont traités avec le même algorithme de reconstruction utilisé pour les données. Tous les échantillons des bruits de fond sont traités avec la simulation complète du détecteur ATLAS basée sur GEANT4, tandis que les échantillons de signal utilisent la simulation rapide (Atlas Fast).

6.4 Reconstruction des objets

Les particules observables de cette analyse comprennent les électrons, les muons, les neutrinos et les jets, y compris les jets b. Les critères d'identification et la sélection appliquée aux objets reconstruits sont définis dans la présente section.

6.4.1 Reconstruction des Électrons

Pour cette analyse, deux ensembles de critères de sélection des électrons sont définis. Ils sont désignés comme VHLooseElectron et SignalElectron. Les critères de sélection sont définis comme suit :

VHLooseElectron : Le p_T de l'électron doit être supérieur à 7 GeV . Le cluster d'électrons doit se situer dans la plage $|\eta| < 2.47$. Une identification de vrai-semblance (Loose likelihood) faible est appliquée pour ces critères. Le paramètre de signification de l'impact ($|d_0^{sig}| = d_0/d_0$) doit être inférieure à 10 déviations standard. De plus, $|\Delta z_0 IBLsin\theta|$ doit être inférieur à 0.5 mm , où IBL fait référence à la couche insérable B-Layer d'ATLAS.

SignalElectron : L'électron doit passer la sélection VHLooseElectron avec un p_T supérieur à 27 GeV . Le cluster d'électrons doit se situer dans la plage de pseu-dorapidité $|\eta| < 2.47$ mais doit être exclu de la région de fissure ($1.37 < |\eta| < 1.52$). Une identification de vrai-semblance (Tight likelihood) serrée est appliquée pour les critères SignalElectron, avec le paramètre de signification de l'impact requis pour être inférieur à

deux. De plus, l'électron doit être isolé en passant le point de travail FixedCutTightTrackOnly, ce qui correspond à une coupure sur le rapport $p_T^{varcone0.2}/p_T$ de 0.06 (c'est-à-dire $p_T^{varcone0.2}/p_T < 0.06$).

Un résumé des critères de sélection des électrons est présenté dans le Tableau 6.3.

Sélection des Électrons	p_T	$ \eta $	ID	$ d_0^{sig} $	$ \Delta z_{IBL} \sin \theta $	Isolation
VHLooseElectron	$> 7 \text{ GeV}$	< 2.47	LH Loose	< 10	$< 0.5 \text{ mm}$	-
SignalElectron	$> 27 \text{ GeV}$	$< 2.47 \text{ and } \in [1.37, 1.52]$	LH Tight	< 2	$< 0.5 \text{ mm}$	FixedCutTightTrackOnly

TABLE 6.3 – Critères de sélection des électrons.

6.4.2 Reconstruction des Muons

Pour cette analyse, deux ensembles de critères de sélection des muons sont définis. Ils sont désignés comme VHLooseMuon et SignalMuon. Les critères de sélection sont définis comme suit :

VHLooseMuon : Le p_T du muon doit être supérieur à 7 GeV. Le cluster de muons doit se situer dans la plage $|\eta| < 2.7$. Une identification faible et lâché (Loose) est appliquée pour ces critères. Le paramètre de signification de l'impact ($|d_0^{sig}|$) doit être inférieur à 6 déviations standard. De plus, $|\Delta z_0 IBL \sin \theta|$ doit être inférieur à 0.5 mm, où IBL fait référence à la couche insérable B-Layer d'ATLAS.

SignalMuon : Le muon doit passer la sélection VHLooseMuon avec un p_T supérieur à 27 GeV et doit se situer dans la plage $|\eta| < 2.4$. Une identification moyenne (medium) est appliquée pour les critères SignalMuon ce qui signifie que les critères d'identification sont plus stricts., avec le paramètre de signification de l'impact requis pour être inférieur à 2. De plus, le muon doit être isolé en passant le point de travail FixedCutTightTrackOnly, ce qui correspond à une coupure sur le rapport $p_T^{varcone0.3}/p_T$ de 0.06 (c'est-à-dire $p_T^{varcone0.3}/p_T < 0.06$).

Un résumé des critères de sélection des muons est présenté dans le Tableau 6.4.

Sélection du Muon	p_T	$ \eta $	ID	$ d_0^{sig} $	$ \Delta z_{IBL} \sin \theta $	Isolation
VHLooseMuon	$> 7 \text{ GeV}$	< 2.7	Loose quality	< 6	$< 0.5 \text{ mm}$	-
SignalMuon	$> 27 \text{ GeV}$	< 2.4	Medium quality	< 2	$< 0.5 \text{ mm}$	FixedCutTightTrackOnly

TABLE 6.4 – Critères de sélection des muons.

6.4.3 Reconstruction des Jets

Jets à grand rayon (Large-R jets)

Les processus de signal avec une grande masse résonante peuvent produire des b-jets issus du Higgs qui sont trop proches pour être résolus par les jets basés sur le calorimètre (calo-jets) avec un rayon $R = 0.4$. Cet effet est prévu pour être notable lorsque p_T^H dépasse 500 GeV ($p_T^H > 500 \text{ GeV}$). Notre approche pour reconstruire le système $H \rightarrow b\bar{b}$ dans ce régime "boosté" consiste à utiliser un jet à grand rayon (large-R jet) avec un paramètre de rayon $R = 1.0$. Les large-R jets doivent avoir $p_T > 250 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.0$.

Jets de traces (Track jets)

Pour identifier un large-R jet qui est compatible avec la désintégration de $H \rightarrow b\bar{b}$, une méthode développée par ATLAS consiste à reconstruire des sous-jets à l'intérieur du large-R jet et à identifier si ces sous-jets sont des b-jets ou non en utilisant un algorithme de b-tagging. La méthode de base consiste à utiliser des sous-jets construits à partir des traces (*track jets*). Pour l'analyse boostée, les *track jets* doivent avoir $p_T > 10$ GeV et $|\eta| < 2.5$ pour être dans l'acceptance du détecteur interne. Ils doivent également avoir au moins deux constituants tracés. Le critère de b-tagging utilisé pour les track jets *track jets* est le point de fonctionnement MV2c10 avec une efficacité de coupure fixe de 77%.

Jets à petit rayon (Small-R jets)

Les jets de signal sont définis comme des jets qui passent les critères de nettoyage des jets et JVT décrits dans la section précédente. De plus, ils doivent également avoir $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.5$. Les jets de signal sont étiquetés comme des b-jets s'ils passent la coupure MV2c10 à 85% de la WP (Working Point) et sont étiquetés comme des jets légers (*light-jets*) s'ils échouent à la coupure.

Le Tableau 6.5 résume la sélection des jets.

	Signal Jets
Algorithm p_T $ \eta $ Quality Pile-up jet removal b-tagging	$\text{anti-}k_t$ 20 GeV < 2.5 not "bad" jet JVT > 0.59 lorsque $ \eta < 2.5$ et $p_T < 60$ GeV WP MV2c10 à 85 %, étiquetés comme des jets b s'ils passent la coupure, jets légers s'ils échouent à la coupure

TABLE 6.5 – Sélection des jets avec un paramètre de distance $R = 0.4$.

6.4.4 Impulsion transverse manquante (E_T^{miss})

L'impulsion transverse manquante (E_T^{miss}), utilisée dans cette analyse, est calculée en utilisant les électrons qui passent la sélection *VHLooseElectron*, les muons qui passent la sélection *VHLooseMuon* et les jets de l'analyse. Les autres particules sont inclus dans le calcul de E_T^{miss} en tant que jets, car ils ne sont pas utilisés explicitement dans la reconstruction de l'événement.

6.4.5 Élimination des chevauchements

Chaque algorithme d'identification d'objet dans ATLAS fonctionne indépendamment. Cela signifie qu'un même objet physique peut être identifié comme plusieurs choses. Un exemple est les électrons et les jets, qui peuvent tous deux avoir des traces et des signatures calorimétriques EM. Afin d'identifier de manière unique, les objets qui se chevauchent sont éliminés selon la procédure d'élimination des chevauchements définie dans cette section. Les électrons et les muons qui passent les sélections *VHLooseElectron* et *VHLooseMuon* (telles que définies dans la section 6.4.1 et 6.4.2) sont considérés pour l'élimination des chevauchements. Les jets calorimétriques qui satisfont à la condition JVT sont également pris en compte pour l'élimination des chevauchements. La procédure est définie comme suit.

Si un électron et un muon partagent une trace, le muon est supprimé s'il est identifié par le calorimètre (calo-tagged). Sinon, c'est l'électron qui est supprimé. Ensuite, les jets calorimétriques sont supprimés s'ils se trouvent à une distance $\Delta R(\text{calo-jet}, \text{électron}) < 0.2$ des électrons survivants. Les électrons qui satisfont à $\Delta R(\text{électron}, \text{calo-jet}) < \min(0.4, 0.04 + 10 \text{ GeV}/E_{\text{électron}})$ sont supprimés. Les jets calorimétriques survivants sont supprimés s'ils se trouvent à une distance $\Delta R(\text{calo-jet}, \text{muon}) < 0.2$ et ne satisfont à aucun des critères suivants :

- Le nombre de traces dans le jet est supérieur à deux.
- $p_T^{\text{muon}}/p_T^{\text{calo-jet}} < 0.5$ et $p_T^{\text{muon}}/p_T^{\text{tracks in calo-jet}} < 0.7$.

Les muons qui satisfont à $\Delta R(\text{muon}, \text{calo-jet}) < \min(0.4, 0.04 + 10 \text{ GeV}/p_{\text{muon}})$ sont supprimés. La procédure d'élimination des chevauchements est mise en œuvre à l'aide du package *AssociationUtils* de l'ASG et résumée dans le Tableau 6.6.

Objets en chevauchement	Procédure de suppression
Électron - Muon	Si partage de trace, supprimer le muon s'il est calo-tagged, sinon supprimer l'électron.
Électron - Jet calorimétrique	Si $\Delta R(\text{calo-jet}, \text{électron}) < 0.2$, supprimer le calo-jet. Si $\Delta R(\text{électron}, \text{muon}) < \min(0.4, 0.04 + 10 \text{ GeV}/p_T^{\text{électron}})$, supprimer l'électron.
Muon - Jet calorimétrique	Si $\Delta R(\text{calo-jet}, \text{muon}) < 0.2$ et : <ul style="list-style-type: none"> — Le nombre de traces dans le jet ≤ 2, OU — $p_T^{\text{muon}}/p_T^{\text{calo-jet}} > 0.5$ ET $p_T^{\text{muon}}/p_T^{\text{tracks in calo-jet}} > 0.7$, supprimer le calo-jet. Si $\Delta R(\text{électron}, \text{muon}) < \min(0.4, 0.04 + 10 \text{ GeV}/p_T^{\text{muon}})$, supprimer le muon.

TABLE 6.6 – Résumé de la procédure d'élimination des chevauchements.

6.5 Analyse résolue

6.5.1 Sélection des événements

L'analyse résolue vise à étudier les événements de désintégration du boson de Higgs, la signature détectée consiste en un lepton chargé (électron ou muon), une grande quantité d'énergie manquante (E_T), et quatre jets ou plus reconstruits avec l'algorithme $anti-k_t$, dont deux sont identifiés comme des jets b issus de la désintégration du boson de Higgs, tandis que les deux autres sont des jets légers issus de la désintégration hadronique du boson W.

L'un des défis de cette analyse est d'identifier correctement la paire de jets légers provenant de la désintégration du boson W, cette information est également utilisée pour déterminer la composante z de l'impulsion du neutrino. De plus, pour le signal HH (production de deux bosons de Higgs), il y a une complication supplémentaire car l'un des bosons W est en *off-shell*, ce qui signifie qu'il n'y a pas de contrainte de masse W pour cet cas particulier.

Cette section détaille les étapes de la reconstruction des événements et la progression vers la sélection finale qui définit la région du signal. De plus, des régions de contrôle appauvries en signal sont définies dans la section suivante. Ces régions de contrôle sont utilisées pour vérifier la cohérence des prédictions de bruit de fond du Modèle Standard avec les données dans les régions de contrôle où le signal est absent. La recherche est restée "aveugle" jusqu'à ce que la comparaison entre les données et la simulation des bruits

de fond soit bien comprise dans les régions de contrôle dépourvues de signal.

Exigences des déclencheurs (triggers)

Les événements sont sélectionnés à l'aide des déclencheurs (triggers) à un seul lepton non pré-échantillonnés (non préscalés). La liste des déclencheurs utilisés dans cette analyse est présentée dans la référence [2].

Pré-sélection

Les critères de sélection suivants sont appliqués au niveau de la pré-sélection pour les événements enregistrés :

- Les bonnes conditions du détecteur sont requises en fonction de l'évaluation de la qualité des données.
- Présence d'un vertex primaire avec au moins deux traces. Parmi tous les vertices primaires, celui avec le plus haut $\sum p_{T,trk}^2$ "pt_{trk}" est l'impulsion transversale des traces associées au vertex qui est retenu comme le vertex d'interaction primaire.
- Au moins un **SignalElectron** (e) ou **SignalMuon** (μ), comme défini dans les Sections 6.4.1 et 6.4.2, et il doit être associé à l'objet HLT correspondant qui déclenche le (Triggers).
- Au moins quatre jets, dont deux sont marqués comme b-jets.

Reconstruction des événements

Les événements sont reconstruits en commençant par exiger exactement deux jets marqués comme b-jets et au moins deux jets légers et au plus trois jets légers. Dans les événements avec trois jets légers, la paire ayant le plus faible ΔR entre eux est sélectionnée comme les candidats aux jets W. Cette procédure permet d'attribuer correctement les jets dans 70 % des cas pour les événements de signal où les produits de désintégration hadroniques du boson W peuvent être correctement associés aux jets reconstruits.

La cinématique de l'événement de la topologie $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$ peut être entièrement reconstruite. En effet, parmi tous les quadrivecteurs-impulsion des particules de l'état final, seule la composante de l'impulsion du neutrino le long de l'axe du faisceau, p_z dans ce cas, est inconnue, tandis que son impulsion transverse est donnée par l'énergie manquante E_T mesurée. En imposant la relation :

$$W^2c^2 = \left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i c \right)^2$$

$$m_h^2 = (p_\ell + p_\nu + p_{j1} + p_{j2})^2$$

où p_i est le quadri-vecteur énergie-impulsion de la particule $i = \ell, \nu, j1, j2$, le p_z du neutrino peut être reconstruit en utilisant les relations :

$$\begin{aligned} p_{\nu E} &= E_\nu = \sqrt{P_T^2 + p_z^2} \\ p_{\nu x} &= P_T \cos(\phi) \\ p_{\nu y} &= P_T \sin(\phi) \end{aligned}$$

où ϕ est l'angle azimutal de l'énergie manquante E_T , E_ν est l'énergie du neutrino, p_x et p_y sont les deux composantes spatiales transverses de l'impulsion du neutrino.

Sélection cinématique

La sélection cinématique est utilisée pour supprimer principalement le bruit de fond $t\bar{t}$ tout en conservant une efficacité du signal élevée. Une vue schématique de la topologie d'événement $HH \rightarrow bbWW^*$ et $t\bar{t} \rightarrow bbWW$ est présentée dans la Figure 6.3 .

Les événements $t\bar{t}$ sont généralement caractérisés par deux b-jets et deux bosons W tels que la séparation ΔR entre les deux b-jets et entre les bosons W est grande. D'autre part et en particulier lorsque la masse invariante m_{HH} est élevée, le signal est caractérisé par deux b-jets qui sont proches l'un de l'autre en ΔR et par deux bosons W qui sont également relativement plus proches que dans le cas $t\bar{t}$. De plus, tandis que pour le signal les deux b-jets ont une masse invariante égale à m_h , ce n'est pas nécessairement le cas pour le bruit de fond $t\bar{t}$. Suivant ces considérations, les variables de séparation typiques sont :

- Le p_T de la paire $b\bar{b}$ (p_T^{bb}) ;
- La séparation ΔR de la paire $b\bar{b}$ (ΔR_{bb}).
- Le p_T de la paire WW (p_T^{WW}).
- La séparation ΔR de la paire WW (ΔR_{WW}).
- La masse du système WW calculée en utilisant la quantité longitudinale du l'impulsion du neutrino (m_{WW}). Cette valeur est exactement égale à m_h si une solution réelle est trouvée, sinon elle est plus grande.
- La masse invariante du système candidat de bosons di-Higgs (m_{HH}) ;
- La masse invariante du système de bosons 2 b-jets (m_{bb}).

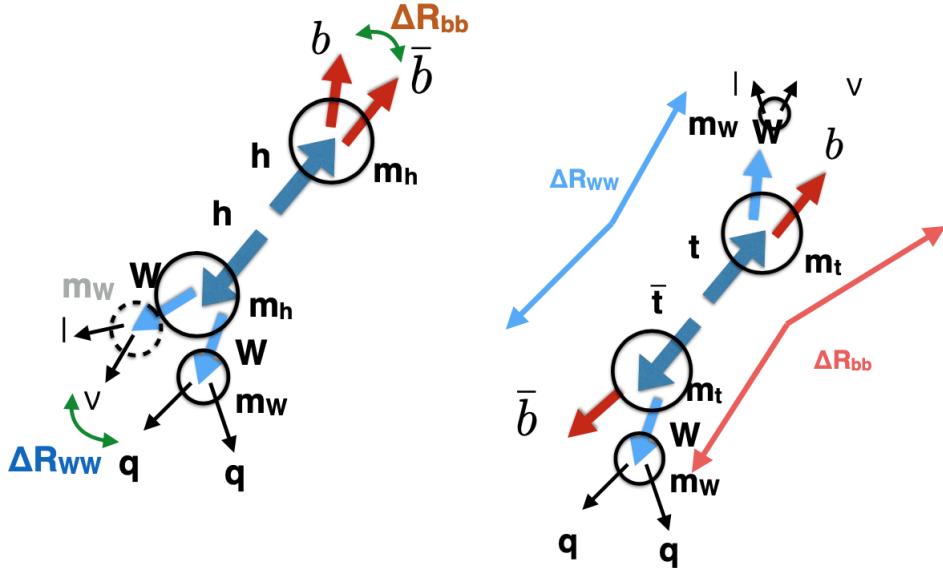


FIGURE 6.3 – Vue schématique d'un événement $HH \rightarrow bbWW^*$ comparé à un événement $t\bar{t} \rightarrow bbWW$

Définition des régions de signal

Les critères de sélection du signal ont été optimisés en maximisant la significativité de Poisson à la fin de la sélection basée sur la simulation MC. La formule de la significativité de Poisson dépend du nombre absolu d'événements de signal et de bruit de fond attendus. Pour la formule d'optimisation, le bruit de fond $t\bar{t}$ a été normalisé aux données avec

$m_{bb} < 100 \text{ GeV}$ ou $m_{bb} > 140 \text{ GeV}$, où la majorité du signal est rejetée.

Quatre hypothèses de signal ont été utilisées dans l'optimisation :

un Higgs lourd avec $m_S = 500 \text{ GeV}$ et $m_S = 700 \text{ GeV}$ (défini comme une analyse à basse masse), un Higgs lourd avec $m_S = 2000 \text{ GeV}$ (défini comme une analyse à haute masse) et une production de di-Higgs non résonante (définie comme une analyse non résonante). Un point de masse supplémentaire avec $m_S = 1400 \text{ GeV}$ a également été vérifié. La sélection résultante et la sensibilité correspondante sont très similaires à la sélection pour $m_S = 2000 \text{ GeV}$, et donc cette sélection est abandonnée. Les régions de signal pour les hypothèses de signal de référence sont résumées dans le Tableau 6.7. Les sélections non-res et m500 sont exclusivement utilisées pour le signal non résonant et le signal résonant avec une masse de 500 GeV respectivement. La sélection à basse masse est utilisée pour les masses de signal de 600 à 1300 GeV, tandis que la sélection à haute masse est utilisée pour les signaux avec des masses entre 1400 et 3000 GeV. De plus, des exigences sont placées sur la masse invariante di-Higgs reconstruite m_{HH} en fonction de la masse de résonance du signal m_S , comme indiqué dans le Tableau 6.8. La résolution de la m_{HH} reconstruite varie de 6 % à 500 GeV à 10 % à 3000 GeV.

Hypothèse de Signal	E_T (GeV)	m_{WW} (GeV)	p_T^{bb} (GeV)	p_T^{WW} (GeV)	ΔR_{WW}	m_{bb} (GeV)
Non-Résonante	> 25	< 130	> 300	> 250	Pas de coupure	105-135
m500	> 25	< 130	> 210	> 150	Pas de coupure	105-135
Basse Masse	> 25	< 130	> 210	> 250	Pas de coupure	105-135
Haute Masse	> 25	Pas de coupure	> 350	> 250	< 1.5	105-135

TABLE 6.7 – Critères de sélection pour les analyses non-résonante, m500, à basse masse et à haute masse.

m_S (GeV)	m_{HH} (GeV)
500	480 - 530
600	560 - 640
700	625 - 775
750	660 - 840
800	695 - 905
900	760 - 970
1000	840 - 1160
1100	925 - 1275
1200	1010 - 1390
1300	1095 - 1505
1400	1250 - 1550
1500	1340 - 1660
1600	1430 - 1770
1800	1750 - 2020
2000	1910 - 2170
2250	2040 - 2460
2500	2330 - 2740
2750	2570 - 2950
3000	2760 - 3210

TABLE 6.8 – Sélection de la fenêtre sur m_{HH} en fonction de la masse de résonance m_S .

6.5.2 Détermination du Bruit de fond (Background)

Dans cette analyse, nous attendons à ce qu'à la fin de la sélection des événements, l'échantillon soit principalement dominé par le fond $t\bar{t}$ et multi-jet. Par conséquent, la normalisation du fond $t\bar{t}$ est obtenue à partir des données, le fond multi-jet est déterminé à l'aide d'une méthode ABCD basée sur les données. Pour tous les autres fonds, tels que les di-bosons, les Higgs et les W+jets, les simulations Monte Carlo (MC) sont utilisées de manière appropriée.

Le rapport signal/bruit (S/B) sont des métriques importantes pour évaluer la sensibilité de l'analyse. Les rapports S/B dans la zone tampon et les bandes latérales par rapport au S/B dans la région de signal finale (SR) sont donnés dans le Tableau 6.9.

Sélection	non-res	m500	m700	m2000
Zone tampon/SR	1.85	1.95	1.90	1.63
Bandes latérales/SR	20.5	12.6	13.4	5.6

TABLE 6.9 – Rapports S/B dans la zone tampon et les bandes latérales par rapport au S/B dans la région de signal finale (SR).

La zone tampon et les bandes latérales sont utilisées pour estimer les contributions du fond et aident à définir les critères de sélection pour maximiser la signification du signal. Plus le S/B dans la région de signal est élevé, plus l'analyse est sensible au signal. les sections efficaces attendues pour les différents fonds, ainsi que la luminosité intégrée des données collectées, sont utilisées pour normaliser les rendements d'événements dans l'analyse. Cette normalisation est essentielle pour convertir le nombre d'événements observés ou prédits dans l'analyse en sections efficaces physiques, permettant une comparaison significative avec les prédictions théoriques ou les interprétations de modèles.

Normalisation du fond $t\bar{t}$ et Régions de Contrôle

Le fond $t\bar{t}$ est normalisé et validé à l'aide de régions de contrôle dédiées (CR). Trois CR sont définies, une pour les SR du non-résonant (CR1), une pour l'analyse à basse masse (CR2) et une pour l'analyse à haute masse (CR3). Les CR sont définies dans le Tableau 6.10.

Variable	CR1	CR2	CR3
m_{bb} (GeV)	<100 ou >140	<100 ou >140	<100 ou >140
m_{WW} (GeV)	<130	<130	-
p_T^{bb} (GeV)	>300	>210	>350

TABLE 6.10 – Définition des régions cinématiques utilisées pour normaliser le fond de Top définit les bandes latérales dans lesquelles les régions de contrôle sont définies. Les fonds SM attendus sont ensuite comparés aux données à chaque sélection ultérieure.

Les Tableaux 12 à 15 dans réf [2] montrent le nombre d'événements observés et le nombre attendu d'événements de fond dans les CR de top, ainsi que dans les bandes latérales à travers les sélections qui servent de régions de validation. La région de signal finale est définie par m_{bb} compris entre 105 GeV et 135 GeV, basée sur l'optimisation. Les bandes latérales sont orthogonales à la SR par la nature même de l'inversion de m_{bb} . $m_{bb} < 100$ GeV ou $m_{bb} > 140$ GeV définit les bandes latérales dans lesquelles les régions

de contrôle sont définies. Une zone tampon de 5 GeV est conservée des deux côtés afin d'être moins affectée par les effets systématiques aux bords. La Figure 6.4 montre m_{bb} pour différents points de masse du signal. Une étude comparative du signal sur le fond dans ces trois régions montre que S/B dans la SR finale est 5 (20) fois plus élevé que dans les bandes latérales pour m2000 (non-résonance), tandis que S/B dans la SR finale est environ deux fois plus élevé que dans les zones tampons. Le Tableau 6.9 montre les ratios de S/B dans les zones tampons et les bandes latérales par rapport au S/B dans la SR finale.

Les facteurs de normalisation du top sont déterminés par un ajustement simultané des

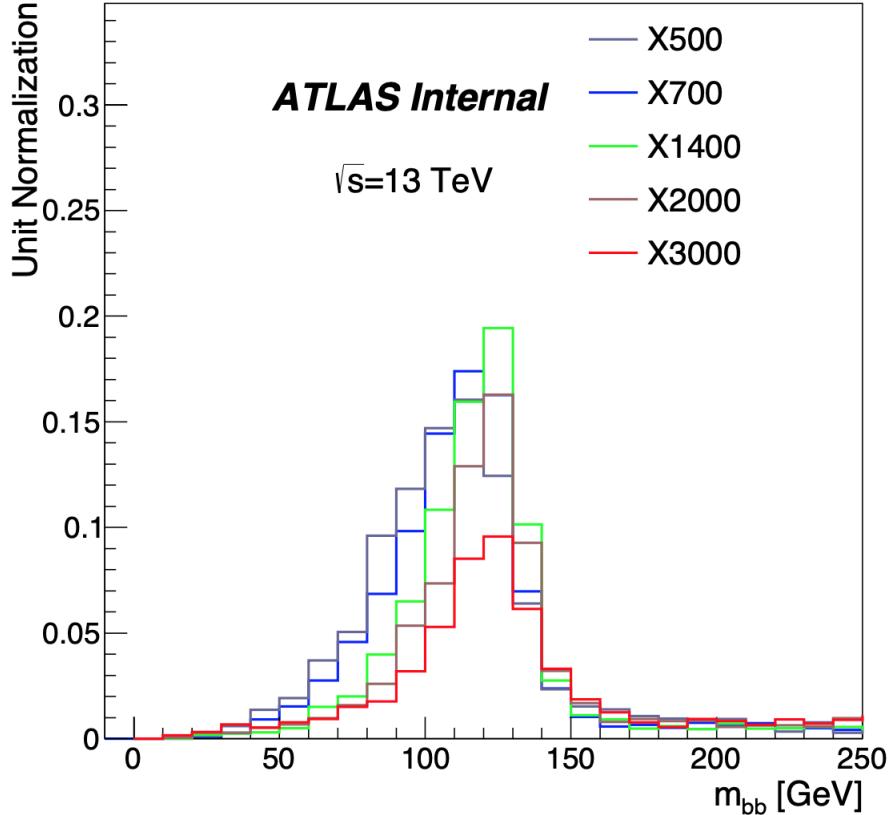


FIGURE 6.4 – Résolution m_{bb} pour les échantillons de signal

régions de signal et de contrôle, qui comprennent à la fois la région de contrôle Top et la région de contrôle QCD. Il dépend également légèrement de la fenêtre m_{HH} en raison de la présence du bruit de fond du top dans la région de signal et il est en outre différent pour les analyses non résonantes, à basse masse et à haute masse. La figure 6.5 montre les distributions m_{bb} et m_{HH} dans les trois CR [2] .

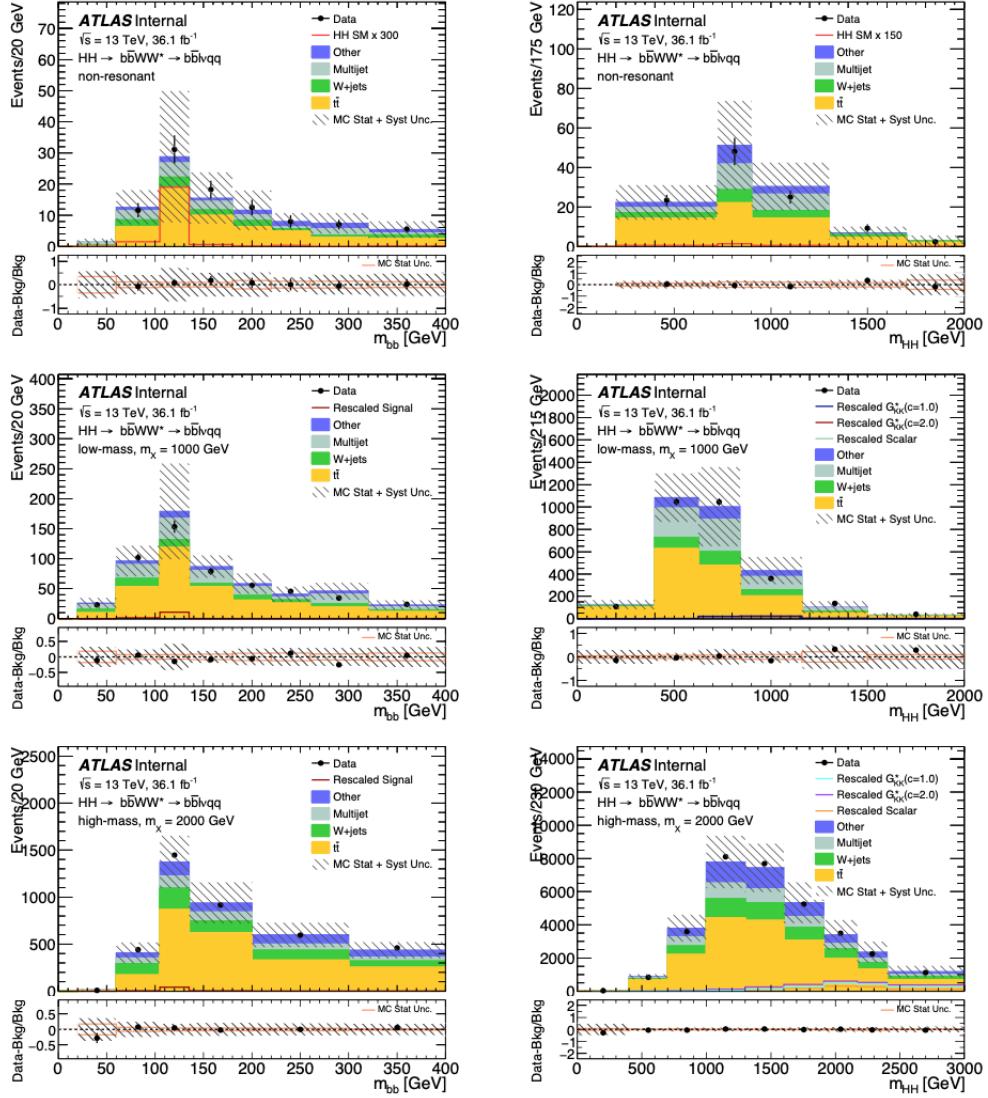


FIGURE 6.5 – m_{bb} et m_{HH} dans CR1, CR2 et CR3 Les données sont masquées dans la région $100 < m_{bb} < 140$.

Le bruit de fond multi-jet

La contribution du bruit multi-jet dans cette analyse se produit lorsque un jet issu de désintégrations de saveur lourde est mal identifié comme un électron ou un muon et est considéré comme un lepton dans l'analyse. Ces événements ne sont pas reproduits de manière précise par les simulations de Monte Carlo (MC) en raison des incertitudes liées à la simulation de la forme des gerbes de particules de jet et des incertitudes dans les fonctions de fragmentation et la cinématique des muons. Pour estimer la contribution des processus multi-jet, une méthode ABCD basée sur les données est utilisée dans cette analyse.

La méthode ABCD utilise trois régions de contrôle, désignées comme les régions B, C et D, pour estimer la contribution du bruit multi-jet dans la région de signal (A). Deux variables idéalement orthogonales sont utilisées pour créer les régions de signal et de contrôle. Par exemple, la région A satisfait les deux critères de sélection, les régions B et C satisfont chacune un critère de sélection et échouent l'autre, tandis que la région D échoue aux deux critères de sélection. Dans cette analyse, la valeur absolue de la signification du paramètre d'impact du lepton et de l'énergie transverse manquante (MET) sont utilisées comme les deux variables pour définir les régions dans la méthode ABCD. Les régions sont définies comme suit :

- Région A : $\text{MET} > 25 \text{ GeV}$, $|\sigma_{d_0}| < 2.0$
- Région B : $\text{MET} < 25 \text{ GeV}$, $|\sigma_{d_0}| < 2.0$
- Région C : $\text{MET} > 25 \text{ GeV}$, $|\sigma_{d_0}| > 2.0$
- Région D : $\text{MET} < 25 \text{ GeV}$, $|\sigma_{d_0}| > 2.0$

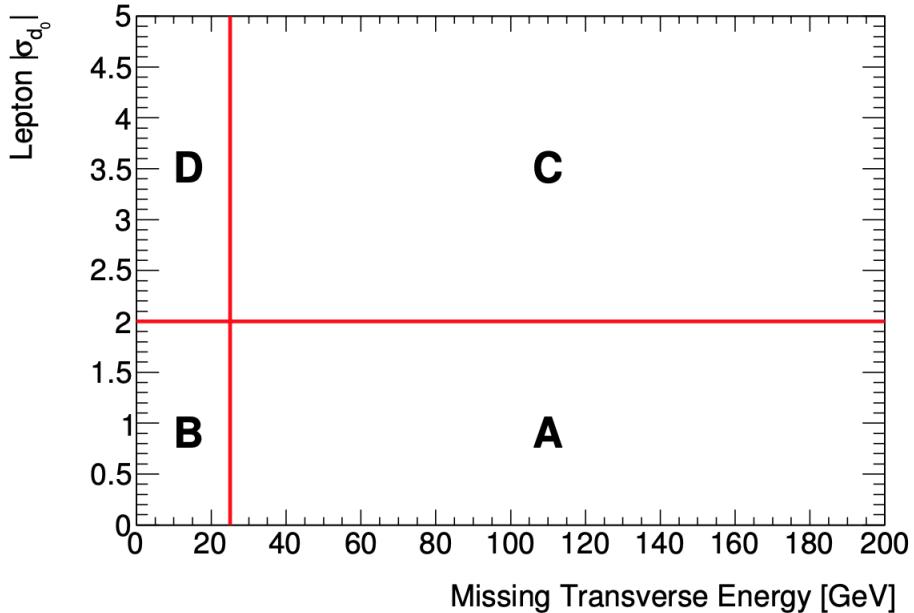


FIGURE 6.6 – Représentation visuelle de quatre régions de la méthode ABCD

La Figure 6.7 fournit une représentation visuelle de ces quatre régions. La méthode ABCD utilisée pour estimer le fond multi-jet dans l'analyse, plusieurs équations et facteurs sont employés :

Le rendement du processus modélisé (QCD multi-jets) dans la région A est représenté par N_A et calculé comme $N_A = N_B * (N_C/N_D)$, en supposant que les deux variables utilisées pour définir les régions ABCD sont complètement non corrélées. Ici, N_B , N_C et N_D sont

les rendements calculés à partir des données moins tous les bruits de fond de Monte Carlo ($t\bar{t}$, $W/Z + jets$, single top, processus di-boson) dans leurs régions respectives. L'équation précédente est basée sur l'hypothèse que la relation entre les rendements dans les régions B et D est la même que celle entre les régions A et C, c'est-à-dire ($N_A/N_C = N_B/N_D$). Le facteur R est défini comme $R = \frac{N_C * N_B}{N_A * N_D}$. Dans le cas de variables complètement non corrélées, R est égal à 1, et l'estimation ABCD se réduit à la première équation. Si les deux variables ne sont pas complètement non corrélées, le facteur R est utilisé comme correction à l'Équation, pour l'estimation multi-jet dans la région A, et l'expression devient $N_A = R \frac{N_C * N_B}{N_D}$. Le facteur R est calculé pour chaque sélection (non-res, basse-mass et haut-mass) individuellement. L'objectif est de minimiser les erreurs statistiques sur R, et la valeur de R calculée après le premier critère de chaque sélection est utilisée pour estimer le fond multi-jet après chaque sélection ultérieure, en supposant une compatibilité avec la valeur R d'origine.

De plus, pour réduire davantage les erreurs de la région C, la forme de la distribution m_{bb} (données moins Monte Carlo) est étudiée en fonction de chaque critère individuel pour chaque sélection. Si la forme m_{bb} reste cohérente avec des sélections cinématiques supplémentaires, la forme de la région C peut être prise à partir d'une étape antérieure dans le flux de coupes, réduisant ainsi les incertitudes de forme. Cette approche est utilisée pour minimiser les erreurs statistiques sur le rendement QCD.

Pour évaluer l'erreur systématique de l'estimation, un échantillon multi-jet bb de Sherpa est utilisé pour comparer la prédiction ABCD à l'attente de Monte Carlo. Des pseudo-données sont produites en utilisant le Monte Carlo multi-jet et les événements du Monte Carlo $t\bar{t}$ nominal, et l'incertitude systématique est calculée comme la différence en pourcentage entre l'estimation ABCD et le nombre d'événements multi-jet du Monte Carlo utilisé pour produire les pseudo-données. Cette incertitude est trouvée à être de 36%. De plus, le Monte Carlo bb est utilisé pour calculer le facteur R pour chaque sélection et canal de lepton.

6.5.3 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques prises en compte dans l'analyse sont divisées en quatre catégories : les incertitudes expérimentales, les incertitudes sur l'estimation des bruits de fond basée sur les données, les incertitudes sur la modélisation des processus de bruit de fond estimées à partir de la simulation, et les incertitudes théoriques sur les processus de signal. Dans l'analyse statistique, chaque incertitude systématique est traitée comme un paramètre de nuisance dont les noms sont définis ci-dessous. Ces variations systématiques sont estimées sur le rendement final attendu dans les régions de signal.

Incertitudes expérimentales

Chaque objet reconstruit présente plusieurs sources d'incertitudes, chacune d'entre elles étant évaluée séparément. Dans la mesure du possible, nous suivons les recommandations les plus récentes des groupes de performance combinée (CP) d'ATLAS. Les principales incertitudes instrumentales concernent l'incertitude sur l'efficacité de la b-tagging et l'échelle d'énergie des jets (JES).

Luminosité : L'incertitude sur la luminosité intégrée combinée de 2015+2016 est de 2,1%. Cette incertitude sur la luminosité est appliquée aux bruit de fond estimés

à partir de la simulation et aux échantillons de signal.

Déclencheur (Trigger) : Les incertitudes systématiques sur l'efficacité des déclencheurs électroniques et muoniques sont évaluées selon les recommandations des groupes de performance combinée correspondants.

Électrons : Les incertitudes systématiques suivantes sont appliquées aux électrons dans les estimations basées sur la simulation :

- Efficacité d'identification : Elles incluent les contributions de la reconstruction, de l'identification et de l'isolation.
- Échelles d'énergie et d'impulsion : Elles sont également mesurées avec la forme en pic de la masse Z et sont fournies par les groupes de performance CP.

Muons : Les incertitudes systématiques suivantes sont appliquées aux muons dans les estimations basées sur la simulation :

- Efficacité d'identification : Elles incluent les contributions de la reconstruction, de l'identification et de l'isolation.
- Échelles d'énergie et d'impulsion : Elles sont également mesurées avec la forme en pic de la masse Z et sont fournies par les groupes de performance CP.

Incertitudes sur les jets : Les incertitudes sur l'énergie des jets sont dérivées à partir de mesures effectuées dans des conditions de fonctionnement de la Run 2. L'incertitude de résolution de l'énergie des jets est évaluée en maculant les énergies des jets selon les incertitudes systématiques de la mesure de résolution. L'incertitude sur l'efficacité de la b-tagging est évaluée en propageant l'incertitude systématique de l'efficacité de la b-tagging mesurée pour les jets b.

Énergie transverse manquante (MET) : Les incertitudes systématiques liées à l'énergie transverse manquante sont obtenues en propageant l'incertitude systématique sur les objets qui construisent la MET, en particulier la résolution et l'échelle de l'énergie des muons, des électrons et des jets. La résolution et l'échelle de la composante MET (soft-term) sont décomposées en leurs composantes : METScale, METResoPara, METResoPerp, et toutes les incertitudes de chaque composante sont prises en compte dans l'ajustement final.

Incertitudes d_0^{sig} : L'incertitude due au critère d_0^{sig} a été évaluée en calculant le rapport entre l'efficacité du critère pour les données et l'efficacité du critère pour les échantillons MC du bruit de fond. Nous avons sélectionné des événements di-électron ou di-muon, en exigeant une masse invariante des di-leptons dans la fenêtre de masse Z de 80 à 100 GeV. Pour être aussi similaire que possible à notre région de signal tout en conservant une statistique élevée, des critères de pré-sélection "loose" sont appliqués pour sélectionner les événements. Le lepton principal doit avoir $p_T > 27$ GeV et $E_T > 25$ GeV. Au moins quatre jets résolus sont requis, dont exactement deux sont des jets b. Le rapport de l'efficacité du critère d_0^{sig} pour les données sur les échantillons MC est d'environ 96%, que l'on utilise uniquement les muons ou uniquement les électrons. La différence de ce rapport par rapport à un est l'incertitude fractionnaire due à l'efficacité du critère d_0^{sig} . Cela donne une incertitude d'environ 4% pour le critère d_0^{sig} indépendamment de la saveur du lepton.

incertitudes liées à la modélisation des bruits de fond

Incertitudes liées à la modélisation du $t\bar{t}$: Le principal bruit de fond $t\bar{t}$, est normalisé dans des régions de contrôle dédiées (CR). La forme est extrapolée à partir

de ces régions de contrôle vers la région de signal (SR) à l'aide de simulations MC, ce qui entraîne des incertitudes théoriques. Les incertitudes PDF (fonctions de distribution de probabilité) et d'échelle sont évaluées en appliquant une sélection d'événements au niveau de la vérité. Ces incertitudes sont d'environ 5% à 6% et sont incluses dans l'ajustement final (the final fit). Des incertitudes supplémentaires dans la modélisation du $t\bar{t}$ proviennent de différences dans l'implémentation de l'élément de matrice (ME) entre les générateurs, de la modélisation de l'hadrone et de la fragmentation (appelée parton shower, PS) et de la quantité de radiation initiale et finale (ISR/FSR). Par exemple, l'incertitude ME est calculée en comparant les événements générés par aMC@NLO avec ceux générés par Powheg-Box v2, tous deux interfacés avec Herwig++ pour la parton shower. Les incertitudes PS sont calculées en comparant l'échantillon nominal Powheg+Pythia6 avec la variation Powheg+Herwig++. Ces incertitudes sont utilisées comme incertitudes systématiques liées à la modélisation du $t\bar{t}$ dans l'ajustement statistique.

Incertitude sur le single top : Les incertitudes sur la section efficace théorique sont attribuées à la production associée Wt , au canal s et au canal t. Le canal Wt est dominant dans cette analyse. Les incertitudes systématiques sur la modélisation du single top sont calculées en comparant l'échantillon nominal (schéma DR) avec l'échantillon de variation systématique (schéma DS) dans la région de signal (SR) pour le canal Wt . Les incertitudes sont calculées à environ 48%, 48%, et 84% respectivement pour les analyses non résonantes, à basse masse et à haute masse.

Incertitude sur la modélisation $W/Z + jets$: Les incertitudes sur la modélisation de le bruit de fond $W + jets$ sont calculées dans chaque SR et CR. Trois sources d'incertitudes sont prises en compte : les incertitudes liées à l'échelle, les incertitudes PDF et les incertitudes de modélisation. Les incertitudes d'échelle sont calculées en variant d'un facteur deux les échelles de renormalisation et de factorisation nominale. Les incertitudes PDF sont calculées en utilisant l'ensemble de PDF PD4LHC mc30, qui comprend l'enveloppe de trois ensembles de PDF, à savoir CT14, MMHT'14 et NNPDF3. Les incertitudes de modélisation sont calculées en comparant Sherpa avec Alpgen+Pythia6.

Incertitude sur le QCD : Une incertitude globale de 36% est attribuée à le bruit de fond QCD multi-jet. Cette incertitude systématique est calculée comme décrit précédemment dans la section 6.5.2.

Incertaines sur le modèle du signal :

Les incertitudes sur l'acceptance du signal sont calculées en générant des échantillons avec des poids correspondant à des variations des échelles de normalisation et de renormalisation. Les incertitudes PDF sont calculées en utilisant des ensembles de PDF PD4LHC mc30. Les résultats sont résumés dans le tableau 28 dans le réf [2] pour chaque hypothèse de signal.

6.6 Analyse boostée

Cette section de l'analyse se concentre sur les événements où les particules d'intérêt ont des impulsions élevées par rapport à celles étudiées dans l'autres analyse, ce qui

signifie qu'elles sont "boostées". Ces événements sont souvent associés à des processus impliquant des particules très massives

6.6.1 Reconstruction des événements

Le processus de reconstruction des événements dans l'analyse boostée :

Sélection d'un lepton : Au moins un lepton reconstruit est requis dans l'événement. Ce lepton est désigné comme le "lepton sélectionné".

Reconstruction du candidat $H \rightarrow b\bar{b}$:

- Un jet de grand rayon (large-R jet) doit être présent avec une distance angulaire ($\Delta R > 1.0$) par rapport au lepton sélectionné.
- Le jet de grand rayon avec le plus haut p_T est choisi comme le candidat $H \rightarrow b\bar{b}$.
- Ce jet de grand rayon doit être associé à au moins deux jets de trace.
- Les événements avec une masse du jet de grand rayon dans la plage de $30 \text{ GeV} < m_{large-Rjet} < 300 \text{ GeV}$ sont conservés pour l'analyse ultérieure.

Reconstruction du candidat $W \rightarrow q\bar{q}$:

- Les événements doivent avoir au moins deux jets de petits rayon (small-R jets) de signal avec une distance angulaire $\Delta R > 1.4$ par rapport au candidat $H \rightarrow b\bar{b}$.
- L'exigence ΔR garantit que les jets de petits rayon utilisés pour la reconstruction de $W \rightarrow q\bar{q}$ ne chevauchent pas avec le jet de grand rayon du candidat $H \rightarrow b\bar{b}$.
- S'il y a exactement deux petits jets de signal, ils sont utilisés pour reconstruire le candidat $W \rightarrow q\bar{q}$. S'il y a au moins trois petits jets de signal, le candidat $W \rightarrow q\bar{q}$ est reconstruit à partir de la combinaison de paires des trois petits jets ayant le plus grand p_T et la plus petite ΔR entre eux.

Reconstruction complète $h \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$: Cette étape suit la même procédure que dans l'analyse résolue, comme décrit dans la Section 6.4.3.

Reconstruction du système di-Higgs (HH) : Une fois que le candidat $H \rightarrow b\bar{b}$ est identifié et que le système $h \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$ est entièrement reconstruit, le système di-Higgs (HH) est reconstruit en faisant la somme des quadri-vecteurs impulsion du candidat $H \rightarrow b\bar{b}$ et du système reconstruit $h \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$.

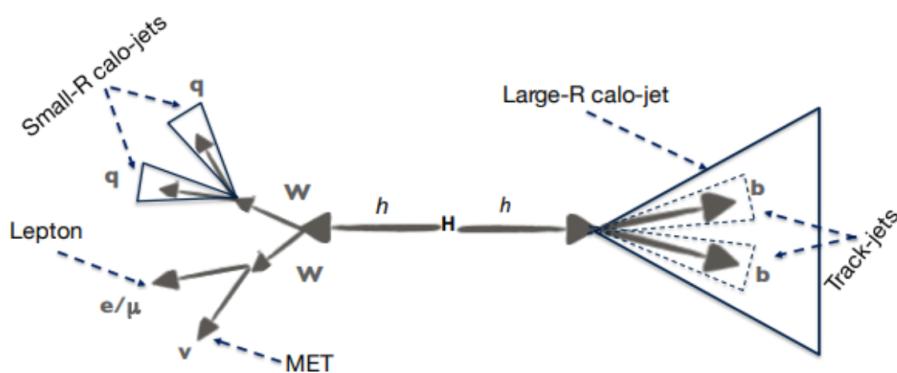


FIGURE 6.7 – illustre un schéma de la topologie de l'événement après la reconstruction des particules.

6.6.2 Sélection des événements

Après la reconstruction de l'événement une "veto" sur les jets b est appliquée en exigeant que tous les petits jets (small-R jets) du signal ne passent pas la condition de "b-tagging" (étiquetage de jets b) afin de rejeter les événements liés à la production de paires $t\bar{t}$. Ensuite, les deux petits jets de trace (track-jets) ayant la plus grande impulsion transverse p_T dans le jet de grande taille (large-R jet) doivent être identifiés comme étant des jets (b-tagged). Les événements qui satisfont à cette condition sont considérés comme appartenant à la région à 2 tags (2-tag region). En outre, il est exigé que la quantité d'énergie manquante transverse E_T soit supérieure à 50 GeV. Cette condition est appliquée pour rejeter les événements provenant du bruit de fond de la production de multi-jets en QCD (Quantum Chromodynamics).

Région de Signal (SR) :

Pour améliorer la sensibilité à un signal de HH résonant, une condition supplémentaire est appliquée à la région de signal, similaire à l'analyse résolue mentionnée précédemment. Il est exigé que la masse du jet de grande taille (large-R jet) candidat au boson Higgs ($H \rightarrow b\bar{b}$) soit compatible avec la masse du boson de Higgs du Modèle Standard (SM). Cela signifie que la masse du large-R jet candidat doit se situer dans une fenêtre de masse de $90 \text{ GeV} < m_{LargeRjet} < 140 \text{ GeV}$. Les événements qui satisfont à cette condition de masse sont considérés comme appartenant à la région de signal (SR). Il est important de noter que la région de signal est "blindée", ce qui signifie que les chercheurs ne regardent pas les données dans cette région pour le moment. Les événements qui passent cette exigence de masse du large-R jet dans les données sont retirés (aveuglés) de l'analyse.

Région de Contrôle mBB :

Une région de contrôle (control region) est définie pour évaluer la modélisation des bruits de fond. Tous les événements qui ne satisfont pas la condition de fenêtre de masse du jet de grande taille pour la région de signal sont inclus dans la région de contrôle mBB (mBBcr). Donc tous les événements avec une masse du large-R jet de $90 \text{ GeV} < m_{LargeRjet}$ ou $m_{LargeRjet} > 140 \text{ GeV}$ sont placés dans la région de contrôle mBB. Par construction, la région de contrôle mBB est orthogonale à la région de signal c-à-d qu'elle contient des événements différents de ceux de la région de signal.

6.6.3 Détermination du Bruit de fond (Background)

L'étape suivante se concentre sur la détermination des bruits de fond dans l'analyse boostée. Le but est de vérifier si un excès d'événements par rapport à la prédiction du modèle standard (SM) pour la distribution de masse m_{HH} (correspondant à la désintégration du Higgs) est observé à la fin de la sélection des événements. Tout comme dans l'analyse résolue précédente, les chercheurs s'efforcent de séparer le signal du bruit de fond. Le processus de désintégration de paires de quarks top ($t\bar{t}$) constitue le bruit de fond dominant dans cette analyse. Une région de validation (VR) spécialement conçue est utilisée pour vérifier la modélisation du processus $t\bar{t}$. Le nombre d'événements provenant des processus de fond $t\bar{t}$, $W/Z + jets$, single-top-quark et di-boson dans la région de signal et la VR sont modélisés à l'aide de simulations et normalisés par rapport à la section efficace du modèle standard attendue. La composante multi-jet du bruit de fond, qui provient des jets de particules qui ressemblent à des leptons, est estimée à l'aide d'une méthode basée sur les données, similaire à celle de l'analyse résolue.

La modélisation du bruit de fond est vérifiée dans la région de validation (VR) dédiée au bruit de fond $t\bar{t}$. Les chiffres observés et prévus d'événements de bruit de fond dans la top VR montrent une bonne concordance. $m_{Large-Rjet}$, utilisée pour définir la région de signal et la top VR, est également comparée entre les données et les prédictions de bruit de fond, montrant une bonne concordance.

6.6.4 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques associées à l'analyse boostée :

Evaluation des incertitudes liées à la modélisation du détecteur : Cette analyse suit la même approche que celle utilisée dans l'analyse résolue pour évaluer les incertitudes liées à la modélisation du détecteur. Cependant, des incertitudes spécifiques aux jets de grand rayon (large-R jets) sont ajoutées, notamment celles liées à la résolution en énergie et à l'échelle en énergie des large-R jets, ainsi qu'à la résolution en masse et à l'échelle en masse de ces jets. Ces incertitudes sont dérivées *in situ* à partir de données de collision pp à 8 TeV en tenant compte des extrapolations à partir de simulations Monte Carlo (MC) pour les différentes conditions de détection et de faisceau présentes lors des périodes de collecte de données à 8 et 13 TeV.

Incertitude sur l'efficacité de b-tagging pour les track-jets : Cette incertitude est évaluée de la même manière que pour les jets calorimétriques résolus.

Incertitudes théoriques sur les fonds modélisés par MC : La plupart des bruits de fond du Modèle Standard (SM), à l'exception du bruit de fond multi-jet, sont modélisés à l'aide de simulations Monte Carlo. Par conséquent, les prédictions des rendements dans la région de signal et dans la région de validation top (VR) sont affectées par des incertitudes théoriques. Ces incertitudes sont calculées en suivant la même procédure que dans l'analyse résolue pour les bruits de fond $t\bar{t}$, $W/Z + jets$, les processus de quark top unique et les processus de di-boson.

Incertitudes sur la normalisation du bruit de fond multi-jet : Le bruit de fond multi-jet est estimé à l'aide de la méthode ABCD des différentes sources d'incertitude associées à cette estimation, notamment l'incertitude sur la normalisation du $t\bar{t}$ et de $W/Z + jets$ dans différentes régions, la différence relative entre l'acceptance en masse du large-R jet en région 1-tag et en région 2-tag, la propagation de l'incertitude statistique sur le rendement du bruit de fond multi-jet en région C, et l'incertitude sur le rapport N_B/N_D . Toutes ces incertitudes sont traitées comme indépendantes et additionnées en quadrature pour obtenir une incertitude totale de 80 % sur la normalisation du bruit de fond multi-jet.

Incertitudes systématiques sur la forme de la distribution m_{HH} : Pour les bruits de fond modélisés par MC, notamment le bruit de fond multijet modélisé à partir des données, l'incertitude sur la forme de la distribution m_{HH} est déterminée en comparant les formes de distribution entre différentes régions (2-tag et 1-tag C). Cela permet de quantifier l'incertitude sur la forme de la distribution du bruit de fond.

Incertitudes systématiques sur l'acceptation du signal : Les incertitudes sur l'acceptation du signal sont calculées de la même manière que dans l'analyse résolue. Ces incertitudes varient en fonction de la masse du signal et sont dues à des corrections d'ordre supérieur manquantes, aux fonctions de distribution de probabilité (PDF) et au processus de parton shower.

6.7 Résultats

6.7.1 Résultats de l'analyse résolue

L'analyse résolue est décrite en détail dans la Section 6.5. La sélection des événements est décrite dans la Section 6.5.1 et résumée dans le Tableau 6.7. Pour chaque événement sélectionné, la masse invariante du système HH (m_{HH}) est reconstruite et sa distribution est présentée dans la Figure 6.8 [2] pour les analyses non résolues et à m500, ainsi que dans la Figure 6.9 [2] pour les analyses à basse masse et à haute masse. En général, les données sont en bonne concordance avec les prédictions du bruit de fond attendues dans l'incertitude totale. La distribution de m_{HH} du signal est présentée dans la figure pour les analyses non résonantes et la résonance scalaire. Étant donné que les échantillons de résonance scalaire sont simulés dans l'approximation de largeur étroite, la largeur de résonance reconstruite est exclusivement due à la résolution du détecteur. La distribution de m_{HH} est échantillonnée avec des exigences dépendantes de la masse de la résonance, comme indiqué dans le Tableau 6.8. Les nombres d'événements dans les régions du signal et de contrôle (la région de contrôle $t\bar{t}$ et la région C de la procédure d'estimation multijet) sont ajustés simultanément à l'aide d'une approche du maximum de vraisemblance.

L'ajustement comprend six contributions : le signal, $W + jets$, $Z + jets$, $t\bar{t}$, la production de quarks top simple, diboson et multijet. Les normalisations de $t\bar{t}$ et multijet sont libres de flotter, la région C de la méthode ABCD étant directement utilisée dans l'ajustement, tandis que les bruits de fond diboson, $W + jets$ et $Z + jets$ sont contraints aux sections efficaces du modèles standard attendues dans leurs incertitudes. L'ajustement est effectué après la combinaison des distributions des canaux électroniques et muoniques. Les incertitudes statistiques dues aux tailles limitées des échantillons des processus de bruit de fond simulés sont prises en compte dans l'ajustement au moyen de paramètres de nuisance, qui sont paramétrés par des priors de Poisson. Les incertitudes systématiques sont prises en compte en tant que paramètres de nuisance avec des contraintes gaussiennes. Pour chaque source d'incertitude systématique, les corrélations entre différentes régions cinématiques, ainsi que celles entre le signal et le bruit de fond, sont prises en compte. Les rendements d'événements attendus varient en fonction de la masse en raison de sélections variables. Par exemple, l'exigence sur p_T^{bb} est plus élevée dans la sélection non résonante que dans la sélection à basse masse. De même au sein de la sélection à basse masse ou à haute masse, l'exigence sur m_{HH} varie en fonction de la masse. Aucun excès significatif par rapport à l'attente n'est observé et les résultats sont utilisés pour évaluer une limite supérieure au niveau de confiance de 95 % (CL) sur la section efficace de production multipliée par le facteur de branchement pour les hypothèses du signal considérées. Dans l'hypothèse du signal SM, la limite supérieure observée (attendue) sur la section efficace $\sigma(pp \rightarrow HH) \times \mathcal{B}(HH \rightarrow b\bar{b}WW^*)$ à 95 % de CL est la suivante :

$$\sigma(pp \rightarrow HH) \times \mathcal{B}(HH \rightarrow b\bar{b}WW^*) < 2.5(2.5^{+1.0}_{-0.7}) pb,$$

Le facteur de branchement $\mathcal{B}(HH \rightarrow b\bar{b}WW^*) = 2 \times \mathcal{B}(H \rightarrow b\bar{b}) \times \mathcal{B}(H \rightarrow b\bar{b}) = 0.248$ est utilisé pour obtenir la limite observée (attendue) suivante sur la section efficace de production de HH à 95 % de CL :

$$\sigma(pp \rightarrow HH) < 10(10^{+4}_{-3}) pb,$$

ce qui correspond à $300 (300^{+100}_{-80})$ fois la section efficace prédictive par le SM. En ne prenant en compte que l'incertitude statistique, la limite supérieure attendue pour la production

non résonante est de 190 fois la prédiction du SM. Ce résultat, comparé à d'autres canaux de désintégration de HH, n'est pas compétitif. Cela est principalement dû à la similarité du spectre de m_{HH} reconstruit entre le signal non résonant du SM et le bruit de fond $t\bar{t}$, ce qui rend difficile la séparation entre les deux processus. La Figure 6.10 [2] montre les courbes de limite attendue et observée pour la section efficace de production d'une particule scalaire S. Différentes sélections sont utilisées dans différentes gammes de masse de résonance sans tentative de les combiner statistiquement. Le passage d'une sélection à une autre est effectué en fonction de la meilleure limite attendue pour cette masse de résonance. Le résultat de cette procédure est que la sélection m500 est utilisée pour définir des limites sur les résonances d'une masse de 500 GeV, la sélection à basse masse est utilisée jusqu'à des masses de 1600 GeV, tandis que la sélection à haute masse est utilisée dans la plage de masse de 1600 à 3000 GeV. Dans l'ensemble, l'analyse résolue est la plus sensible pour une valeur de masse de 1300 GeV, avec une limite supérieure attendue de 0,35 pb sur $\sigma(pp \rightarrow HH)$. À cette masse, la limite d'exclusion observée est de 0,2 pb. Dans les cas non résonants et résonants, l'impact des incertitudes systématiques est observé comme étant important.

6.7.2 Résultats de l'analyse boostée

L'analyse boostée applique les critères de sélection décrits dans la Section 6.6.2. Après avoir appliqué l'exigence de masse du jet large-R $90 < m_{Jetlarge-R} < 140$ GeV, la distribution de m_{HH} est reconstruite et ajustée sa forme aux données à l'aide de modèles de signal et de bruit de fond basés sur des simulations Monte Carlo (MC). Tous les bruits de fond, sauf le multijet, sont simulés à l'aide de générateurs MC et normalisés à l'aide de la section efficace du processus simulé. Le bruit de fond multijet est estimé à l'aide de la méthode ABCD, et sa normalisation obtenue à partir de cette méthode est maintenue fixe dans l'ajustement.

Les incertitudes systématiques incluses dans l'ajustement sont décrites dans la Section 6.6.4. La contribution des incertitudes systématiques à l'incertitude totale est décomposée en composantes dominantes. La Figure 6.11 [2] montre la distribution de m_{HH} pour les données et les composantes du bruit de fond de l'analyse boostée. Les données sont généralement en bonne concordance avec les attentes du bruit de fond dans les limites des erreurs systématiques mentionnées. La distribution de m_{HH} du signal est présentée dans la figure pour la résonance scalaire. La Figure 6.12 [2] montre la limite supérieure observée et attendue sur la section efficace de production de la particule scalaire S.

6.7.3 Résultats combinés

Les résultats des deux analyses sont résumés dans la Figure 6.13 [2] pour l'interprétation scalaire. La sensibilité de l'analyse boostée est plus élevée que celle de l'analyse résolue (la limite attendue est plus basse) pour des masses supérieures à 1300 GeV dans l'interprétation scalaire. Pour les masses inférieures à ces valeurs, les limites de l'analyse résolue sont présentées dans la figure, sinon les limites de l'analyse boostée sont affichées. De plus, les limites attendues des deux analyses sont présentées près des valeurs de masse où le passage entre les deux courbes de limite s'effectue.

Enfin, les limites supérieures observées sur les sections efficaces de production vont de 5,6 pb pour $m_X = 500$ GeV à 0,51 pb pour $m_X = 3000$ GeV pour le modèle scalaire du signal. Aucune analyse boostée n'a été réalisée pour le modèle de signal SM non résonant.

Pour l'hypothèse de signal non résonant, la limite supérieure observée (attendue) sur $\sigma(pp \rightarrow HH) \times \mathcal{B}(HH \rightarrow b\bar{b}WW^*)$ à 95 % de CL est la suivante :

$$\sigma(pp \rightarrow HH) \times \mathcal{B}(HH \rightarrow b\bar{b}WW^*) < 2.5(2.5^{+1.0}_{-0.7}) pb,$$

ce qui correspond à $300 (300^{+100}_{-80})$ fois la section efficace prédite par le SM.

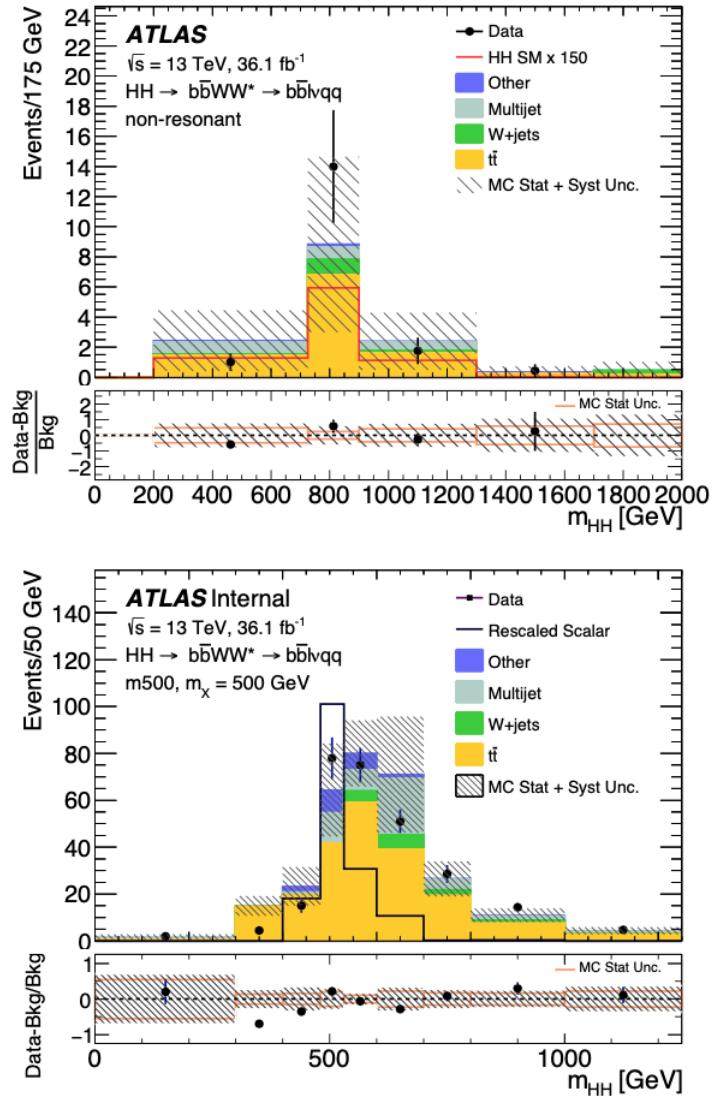


FIGURE 6.8 – Les distributions de m_{HH} pour les sélections non résonantes et à m_{500} dans l’analyse résolue sont présentées. Pour chaque sélection, l’hypothèse de signal correspondante, non résonante et résonance scalaire, est affichée. Pour le signal scalaire, les résonances avec une masse de 500 GeV sont montrées. Le panneau inférieur montre la différence fractionnelle entre les données et le bruit de fond total attendu avec les incertitudes statistiques et totales correspondantes. Le signal non résonant est multiplié par un facteur de 150 par rapport à la section efficace SM attendue. Le signal scalaire est multiplié par un facteur de cinq par rapport à la limite supérieure attendue de la section efficace.

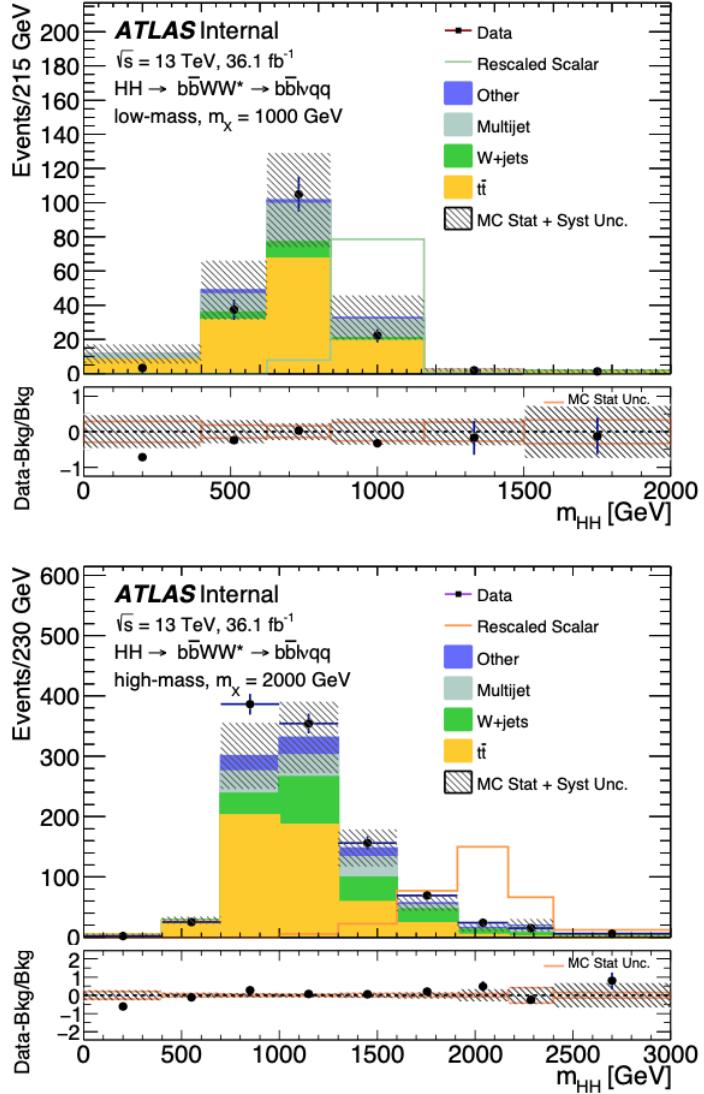


FIGURE 6.9 – m_{HH} distributions in the resolved analysis selections. For each selection the corresponding signal hypothesis and mass 1000 (2000) GeV for the low-mass (high-mass) analysis, are shown. The lower panel shows the fractional difference between data and the total expected background with the corresponding statistical and total uncertainty. In the plot the scalar signal is multiplied by a factor of eight with respect to the expected upper-limit cross section; for the plot on the right the multiplying factor is 20 for the scalar signal.

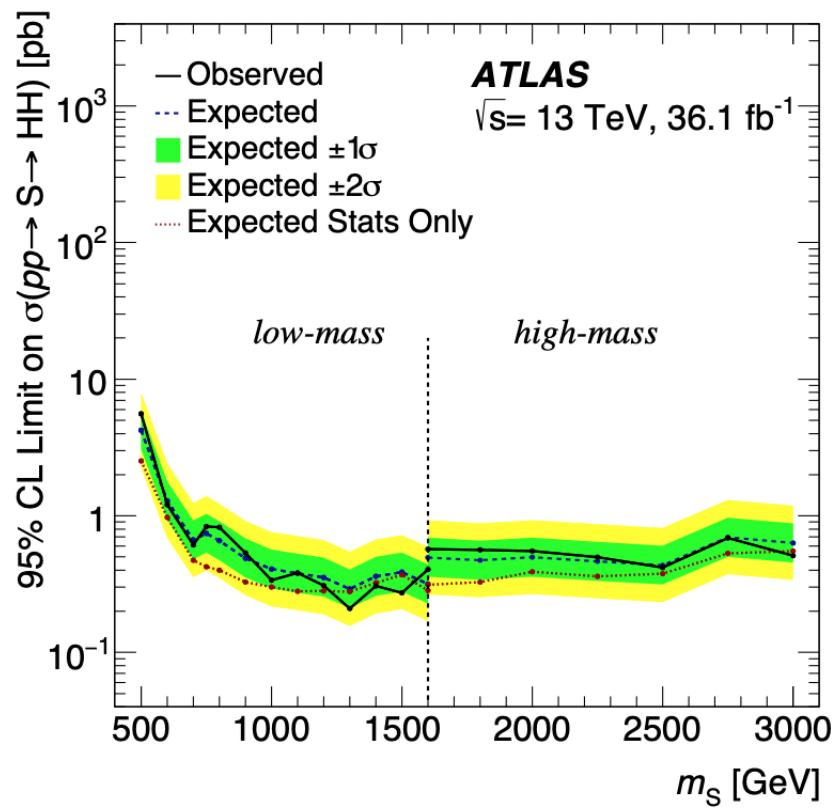


FIGURE 6.10 – Limite supérieure attendue et observée à 95 % de CL sur la section efficace de production de paires résonantes pour l’analyse résolue dans le modèle du boson scalaire lourd S. Le graphique montre également la limite attendue sans inclure les erreurs systématiques afin de montrer leur impact.

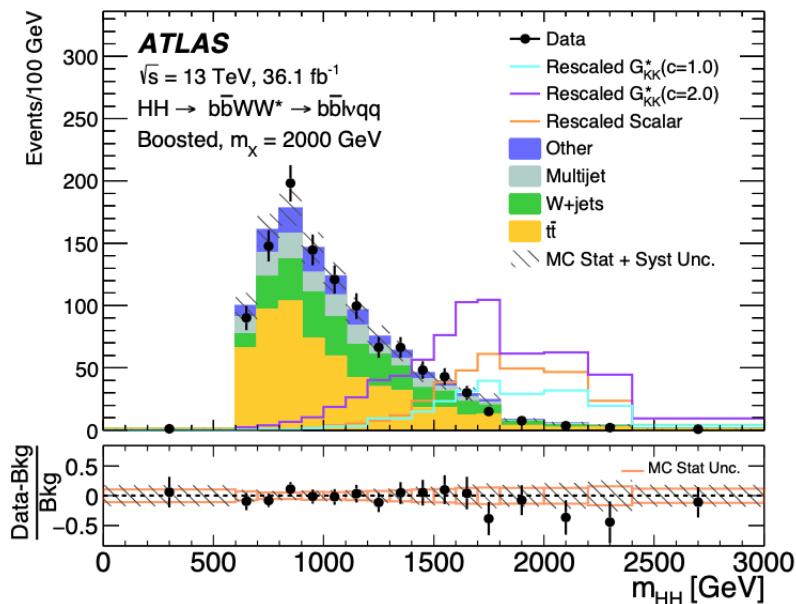


FIGURE 6.11 – Les distributions de m_{HH} après l'ajustement global de vraisemblance pour l'analyse boostée. Le panneau inférieur montre la différence fractionnelle entre les données et le bruit de fond total attendu avec les incertitudes statistiques et totales correspondantes. Les signaux présentés correspondent à des résonances d'une masse de 2000 GeV. Le signal scalaire est multiplié par un facteur de quatre par rapport à la limite supérieure attendue de la section efficace.

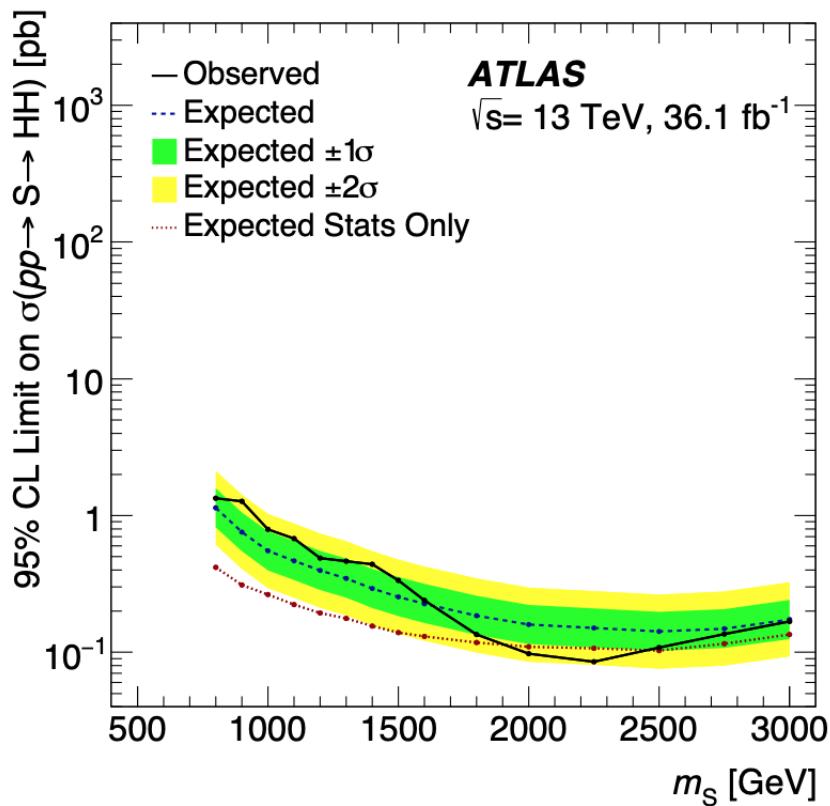


FIGURE 6.12 – Limites supérieures attendues et observées à 95 % de confiance sur la section efficace de production de paires résonantes pour le modèle du boson scalaire lourd S dans l’analyse boostée. Le graphique montre également les limites attendues sans inclure les erreurs systématiques afin de montrer leur impact.

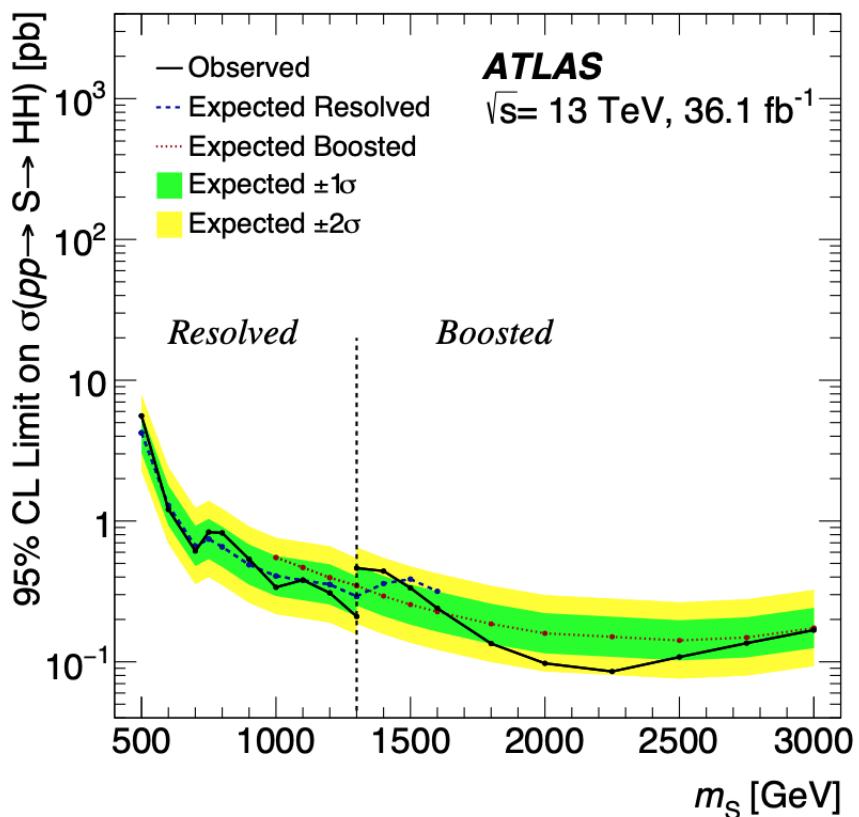


FIGURE 6.13 – Limites supérieures attendues et observées à 95 % de CL sur la section efficace des hypothèses du modèle de signal scalaire résonant. Les limites observées des modèles de signal scalaire sont modifiées à une masse de 1300 GeV. Les limites attendues des deux analyses sont présentées dans une région autour des points de transition. Le point de transition est choisi à la valeur de masse où l'analyse boostée devient plus sensible que l'analyse résolue.

Conclusion

En conclusion, une recherche de la production de paires de bosons de Higgs résonants et non résonants dans le mode de désintégration $b\bar{b}WW^*$ à été menée dans l'état final $b\bar{b}\ell\nu q\bar{q}$ en utilisant des données de collisions pp correspondant à une luminosité intégrée de 36.1 fb^{-1} , collectées à une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ par le détecteur ATLAS au Grand Collisionneur de Hadrons. Aucune preuve d'un excès significatif d'événements par rapport à l'attente du bruit de fond n'a été trouvée. Des limites ont été fixées sur la production résonante en fonction de la masse de résonance pour une résonance scalaire et pour des gravitons de spin-2 dans la plage de masse de 500 à 3000 GeV. Une limite supérieure a été établie sur la section efficace de la production de paires non résonantes $\sigma(pp \rightarrow HH) \times \mathcal{B}(HH \rightarrow b\bar{b}WW^*) < 2.5 \text{ pb}$ à 95 % de CL, ce qui correspond à 300 fois la section efficace prédictive par le Modèle Standard. Étant donné le résultat de ce travail, pour améliorer de manière significative la sensibilité aux recherches non résonantes de HH dans le canal SM, à la fois au LHC et dans les futurs collisionneurs, il sera nécessaire de déployer des techniques d'analyse plus avancées, de développer de nouvelles méthodes de normalisation du bruit de fond $t\bar{t}$ et d'affiner davantage l'estimation du bruit de fond multi-jet.

Bibliographie

- [1] M. Aaboud, G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah, O. Abdinov, B. Abelos, R. Aben, O. AbouZeid, N. Abraham, H. Abramowicz, et al. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ tev using the atlas detector at the lhc. *The European Physical Journal C*, 76 :1–45, 2016.
- [2] M. Aaboud et al. Search for higgs boson pair production in the $b\bar{b}ww^*$ decay mode at $\sqrt{s} = 13$ tev with the atlas detector. 2018.
- [3] I. J. Aitchison and A. J. Hey. *Gauge Theories in Particle Physics, Volume 2*. CRC Press, fourth edition edition, 2004.
- [4] ATLAS Collaboration. Search for resonances in diphoton events with the atlas detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Technical report, CERN, Geneva.
- [5] ATLAS Collaboration. Atlas inner detector : Technical design report. Technical Design Report 1, CERN, 1997.
- [6] ATLAS Collaboration. Performance of missing transverse momentum reconstruction for the atlas detector in the first proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ tev. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2015-027, CERN, July 2015.
- [7] ATLAS Collaboration. Standard model results (2015). ATLAS EXPERIMENT-Public Results, 2015.
- [8] ATLAS Outreach. ATLAS Fact Sheet : To raise awareness of the ATLAS detector and collaboration on the LHC, 2010.
- [9] A. Azatov et al. Effective field theory analysis of double higgs production via gluon fusion. *Physical Review D*, 92, Feb. 2015.
- [10] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez. The anti- k_t jet clustering algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2008(04) :063, 2008.
- [11] M. Capeans et al. Atlas insertable b-layer technical design report. Technical Design Report CERN-LHCC-2010-013, ATLAS-TDR-19, CERN, Septembre 2010.
- [12] CMS Collaboration. Search for new physics in high mass diphoton events in 3.3 fb^{-1} of proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV and combined interpretation of searches at 8 tev and 13 tev. Technical report, CERN, Geneva.
- [13] T. A. Collaboration. The atlas experiment at the cern large hadron collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08003–S08003, Aug. 2008.
- [14] S. Dawson and M. Sullivan. Enhanced di-higgs boson production in the complex higgs singlet model. *Physical Review D*, 97 :015022, Jan. 2018.
- [15] A. Djouadi. The anatomy of electro–weak symmetry breaking, tome i : The higgs boson in the standard model. 2005.

- [16] S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari. Matching nlo qcd computations with parton shower simulations : the powheg method. *Journal of High Energy Physics*, 11 :070, 2007.
- [17] L. Gibbons. Introduction to the standard model. Lecture Notes, 2013.
- [18] B. Isildak. *Measurement of the differential dijet production cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*. PhD thesis, Bogazici University, 2011.
- [19] D. Jamin. *Recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans le canal de désintégration $ZH \rightarrow nu nu bb$ sur le collisionneur Tevatron dans l'expérience D0. Développement d'une méthode d'étiquetage des jets de quark b avec des muons de basses impulsions transverses*. PhD thesis, Université de la Méditerranée-Aix-Marseille II, 2010.
- [20] M. Krämer and F. J. P. Soler. Large hadron collider phenomenology. *Nom du journal ou de la publication*, Année de publication.
- [21] J. R. Love. *A Search for Technicolor at The Large Hadron Collider*. PhD thesis, Boston University, 12 2011.
- [22] C. D. Melis. The cern accelerator complex. complexe des accélérateurs du cern, Jan. 2016. General Photo.
- [23] C. E. Pandini. Search for the $h \rightarrow \tau\tau$ process with the atlas detector at lhc. Master's thesis, Master thesis, Institution Name, 2012-2013.
- [24] J. Pequenao. Event cross section in a computer generated image of the atlas detector, March 2008.
- [25] G. Perez. *Unitarization Models For Vector Boson Scattering at the LHC*. PhD thesis, Jan. 2018.
- [26] A. Randle-Conde. What next for the higgs ?
- [27] A. Ruiz-Martinez and A. Collaboration. The run-2 atlas trigger system. Technical Report ATL-DAQ-PROC-2016-003, CERN, February 2016.
- [28] I. van Vulpen. The standard model higgs boson. October 2013.
- [29] C. Wanotayaroj and J. Brau. Search for a scalar partner of the top quark in the jets+met final state with the atlas detector. November 2016.