

UNIVERSITÉ MOHAMMED V DE RABAT
FACULTÉ DES SCIENCES,

Laboratoire Physique des Hautes Energies, Modélisation et Simulation



Mémoire de Master

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

MASTER EN PHYSIQUE MATHÉMATIQUE

Par

Mourad HIDAOUI

**Recherche de la production de paires de bosons de Higgs dans
le canal WWbb dileptonique dans la collision p p à $\sqrt{s} = 13$ TeV**

Soutenu le 05/10/2019, devant le jury composé de:

Rachid AHL LAAMARA
Mohamed DAOUD
Mohamed GOUGHRI
El Hassan SAIDI

CRMEF, Fès-Meknès
Faculté des Sciences, Kenitra
Faculté des Sciences, Kenitra
Faculté des Sciences, Rabat

Président du jury
Rapporteur
Directeur du mémoire
Rapporteur

Année universitaire : 2018-2019

REMERCIEMENTS

Je remercie en premier lieu Dieu tout puissant de nous avoir accordé la puissance et la volonté pour achever ce travail.

Mes remerciements vont également au Professeur **Mr.Mohamed GOUIGHRI**, Directeur du mémoire, pour son encadrement, ses conseils judicieux et ses discussions qui m'ont beaucoup aidé au cours de mes recherches.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude au professeur **Mr.Rachid AHL LAA-MARA**, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le jury de soutenance.

Mes remerciements s'adressent aussi au professeur **Mr.Mohamed DAOUD**, d'avoir accepté de rapporter mon travail avec patience et pertinence.

enfin, Je remercie tous nos enseignants, vous m'avez constamment guidé et soutenu dans ma formation durant cette année universitaire.

Merci.

Table des matières

Introduction générale	1
I Context théorique	3
1 Modèle Standard	4
Introduction	4
1.1 Constituants élémentaires de la matière	4
1.2 Lagrangien du Modèle Standard	5
1.2.1 Secteur de Jauge	5
1.2.2 Secteur fermionique	6
1.2.3 Mécanisme de Higgs	8
1.2.4 Le secteur de Yukawa	12
1.3 Limites du Modèle standard	14
1.4 Modes de Production du boson du boson de Higgs au LHC	15
2 Introduction au production du paire de Boson de Higgs	16
2.1 Boson de Higgs au-delà du modèle standard	16
2.1.1 Modèle 2HDM et MSSM	16
2.1.2 Modèle de Randall-Sundrum	18
2.2 Production du paire de Boson de Higgs	20
2.2.1 Production non-résonante	20
2.2.2 Production résonante	21
2.3 LHC et détecteur ATLAS	24
2.3.1 LHC	24
2.3.2 Détecteur ATLAS	25

2.3.2.1	Détecteur interne	26
2.3.2.2	Calorimètre	27
2.3.2.3	Chambres à muons	28
II	Analyse des données	29
3	Définition et reconstruction des objets physiques	30
3.1	Données réelle	30
3.2	Simulation Monte-Carlo	31
3.2.1	Bruit de fond du modèle standard	31
3.2.2	Signal	31
3.3	Définition des objets physique	32
3.3.1	Leptons	33
3.3.1.1	Electrons	33
3.3.1.2	Muons	34
3.3.2	Jets	34
3.3.3	Energie manquante	35
3.3.4	Overlap Removal	35
3.4	Sélection des événements	36
3.4.1	Exigences de déclenchement	36
3.4.2	Présélection d'événements	36
3.4.3	Topologie d'événements	37
4	Analyse et résultats	41
4.1	Variables cinématique	41
4.1.1	H_{T2}^R	41
4.1.2	m_{T2}^{bb}	42
4.2	Estimation du bruit de fond	44
4.2.1	Production du top	44
4.2.2	Z + saveurs lourdes	45
4.2.3	Distubutions cinématiques	45
4.2.3.1	Distubutions cinématiques dans VR et CR-Top	45
4.2.3.2	Distubutions cinématiques dans VR et CR-Z + jets	46

4.3	Incertitudes systématiques	48
4.3.1	Incertitudes experimental	48
4.3.1.1	Luminosité	48
4.3.1.2	Trigger	48
4.3.1.3	Muon	48
4.3.1.4	Electron	48
4.3.1.5	Jets	49
4.3.1.6	Energie manquante E_T^{miss}	49
4.3.2	Incertitudes de modélisation	49
4.3.2.1	Incertitudes de la modélisation de $t\bar{t}$	49
4.3.2.2	Incertitudes de la modélisation de Wt	50
4.3.2.3	Incertitudes de la Modélisation des Z+jets	50
4.3.2.4	Incertitudes du signal	50
4.4	Résultat	51
	Conclusion générale	53

Table des figures

1.1	Classification des particules élémentaires du Modèle Standard	5
1.2	Potentiel de Higgs V en fonction de Φ dans le plans $Re(\Phi)$ et $Im(\Phi)$	9
1.3	Mécanisme de production du bosons de Higgs au LHC.	15
2.1	Ullistration de la dimension supplémentaire.	19
2.2	le scenario RS. deux branes limitent le bulk	19
2.3	Production de di-Higgs par fusion de gluons	21
2.4	Production de di-Higgs par fusion de gluons dans le modèle 2HDM	22
2.5	Production de di-Higgs par fusion de gluons dans le modèle RS [7]	22
2.6	un schéma ullistre la désintégration hh du canal dileptonique WWbb.	23
2.7	L'accélérateur LHC [9]	24
2.8	Détecteur ATLAS [10]	25
2.9	Vue shématique du détecteur interne [11]	26
2.10	Le calorimètre [10]	27
2.11	Chambres à muons [10]	28
3.1	Schema ullistre la méthode de sélection [20]	32
3.2	<i>Gauche</i> : Rapports de branchement du boson de Higgs du modèle standard. <i>Droite</i> : Rapports de branchement du système WW [20]	37
3.3	Formes du système WWbb. <i>Gauche</i> : production $t\bar{t}duMS$. <i>Droite</i> : $hh \rightarrow WWbb$ [20].	38
3.4	<i>Gauche</i> : $\Delta\phi$ entre les deux b-jets. <i>Droite</i> : ΔR entre les deux b-jets [20].	39
3.5	distributions des variables $\Delta\phi$, ΔR , $\Delta\phi_{E_T^{miss},ll}$ et E_T^{miss} [20].	40
4.1	Distribution H_{T2}^R pour la production de $t\bar{t}$ et Wt et les scénarios de production de hh résonants et non résonants [20].	42

4.2	Illustrations des groupes d'objets considérés pour la variable m_{T2}^{bb} [20].	43
4.3	Distribution m_{T2}^{bb} pour la production de $t\bar{t}$ et Wt et les scénarios de production de hh résonants et non résonants [20].	44
4.4	distributions m_{bb} et H_{T2}^R dans CR-Top [20].	46
4.5	distributions m_{bb} et H_{T2}^R dans VR-Top [20].	46
4.6	distributions m_{bb} et H_{T2}^R dans CR-Z+jets [20].	47
4.7	distributions m_{bb} et H_{T2}^R dans VR-Z+jets [20].	47
4.8	Balayage sur μ_{sig} pour la région du signal de production de double higgs non résonant. droite : blinded. Gauche : unblinded [20].	51

Liste des tableaux

2.1	Rapport de brenchement pour la désintégration du bosons de Higgs	23
3.1	Liste des données collecté par le détecteur ATLAS [20]	30
3.2	Liste des bruits de fond du MS	31
3.3	Liste des processus de signal hh	32
3.4	Résumé des définitions des électrons de base et des électrons de signal.	34
3.5	Résumé des définitions des muons de base et des muons de signal.	34
3.6	Résumé des définitions des jets.	35
4.1	Définition des régions de controle et de validation du top	45
4.2	Définition des régions de controle et de validation du Z+jets	45
4.3	Incertitudes de la modélisation pour $t\bar{t}$ [20].	49
4.4	Incertitudes de la modélisation pour Wt [20].	50
4.5	Incertitudes de la modélisation pour $Z + jets$ [20].	50
4.6	Les limites supérieures attendues de 95% CL sur le modèle standard pour analyse "blinded" [20].	51
4.7	Les limites supérieures attendues et observées de 95% CL sur le modèle standard pour analyse "unblinded" [20].	52

Introduction générale

La physique des particules décrit les constituants fondamentaux de la matière, ainsi que leurs interactions fondamentales électromagnétique, faible et forte, au sein d'une théorie quantique des champs renormalisable, appelée le modèle standard (MS), cette théorie dont les bases ont été élaborées à la fin des années soixante, apporte une description rigoureuse de la Nature, capable d'expliquer toutes les observations faites auprès des accélérateurs de particules [1].

Le Modèle Standard est une théorie de jauge fondée sur le groupe de jauge $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$. Le groupe $SU(3)$ décrit l'interaction forte et le groupe $SU(2) \otimes U(1)$ décrit l'interaction électrofaible. En 2012, les expériences du LHC ont découvert un boson de Higgs, la particule qui explique pourquoi plusieurs autres particules élémentaires ont une masse. Cette réalisation complète du modèle standard (SM) de la physique des particules, qui est en excellent accord avec les observations, via la brisure spontanée de symétrie et le mécanisme de Higgs [1]. Malgré son grand succès, le Modèle Standard est remis en question par de nombreuses lacunes théoriques et expérimentales qui nous portent à croire que ce dernier n'est qu'une théorie effective d'une théorie plus fondamentale [2]. En fait, il n'intègre que trois des quatre interactions fondamentales, sans tenir compte de la gravité. La recherche de Physics au-delà du MS s'effectue depuis de nombreuses années dans une grande variété de scénarios possibles. Une partie du programme du LHC consistera à mesurer les propriétés du boson de Higgs découvert et à les comparer aux prévisions théoriques.

Dans le cadre de la mesure des propriétés du boson de Higgs, le couplage trilinéaire conduit à la production de paire non résonnante de boson de Higgs, où un Higgs se désintègre en une paire de bosons de Higgs, le principal mécanisme de production étant la fusion de gluons [6]. L'observation directe de la production du paire de Higgs conduirait à des mesures directement sensibles au couplage trilinéaire. Mais, la production de di-higgs dans le MS a une section efficace totale de 33.4 fb. La section efficace pour la production de paires de quarks top, qui sera l'un des bruits de fond dominants du MS dans la présente analyse, est de près de 1000 pb [20]. En raison de sa petite section efficace, la production de di-higgs dans le MS nécessitera un grand ensemble de données avant que des observations au niveau de signification 5σ puissent être faites ou même approchées.

Cependant, il existe de nombreux scénarios au-delà du MS (BSM) qui prévoient soit des extensions du secteur de Higgs, soit de nouvelles particules suffisamment lourdes et ayant les bonnes propriétés pour se désintégrer en paires de bosons de Higgs. Pour le premier, la grande classe des modèles des deux doublets de Higgs (2HDM)[4], prédit un secteur de Higgs modifié et élargi à partir duquel le Higgs actuel est construit. Le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM) est une classe de 2HDM. Pour ce dernier ensemble, le modèle Randall-Sundrum prédit un graviton de spin 2, qui a des masses d'au moins $2 \times$ la masse du boson Higgs du MS, peut se désintégrer en deux bosons de Higgs du MS. Une recherche est présentée pour la production de paires de bosons de Higgs, où l'un les bosons de Higgs se désintègrent via le canal WW^*bb ($h \rightarrow WW$ et $h \rightarrow bb$) nécessitant deux leptons de charges opposées (électron ou muon) à l'état final [20]. La procédure d'analyse va être expliquer dans notre mémoire.

Ce mémoire est composé de deux parties, chaque partie est constitué de deux chapitres. Le premier chapitre présentera le cadre théorique du modèle standard de la physique des particules, en décrivant les types des particules élémentaires, puis, explicera des différents termes du lagrangien total du MS, et les limites du MS, en fin, il va apporter une présentation des modes de production, au LHC, et de désintégration du boson de Higgs.

Dans le deuxéme chapitre nous présenterons, tout d'abord, le secteur de Higgs dans quelques modèles au-delà du modèle standard tel que le modèle 2HDM, MSSM, et Randal-Sundrum. Ensuite, on va introduire la production de pair de boson de Higgs dans le MS et au-delà dans le canal dileptonique WW^*bb . Enfin, on va décrire le LHC et le détecteur ATLAS.

Dans le chapitre 3 nous procéderons tout d'abord par la présentation des données collecter par le détecteur ATLAS (les données réelles), et aussi les données simuler par Monte-Carlo (MC), puis, on va décrire la procédure de sélection des objets physiques et des évènements. Dans le chapitre 4 nous présenterons quelques observables supplémentaires qui sont utilisés pour diminuer l'effet du bruit de fond du MS. Ensuite, on va décrire l'estimation du bruit de fond du MS et les sources des incertitudes systématiques. Enfin, nous allons présenter le résultat obtenu.

Première partie

Context théorique

Modèle Standard

Dans ce chapitre nous procérons tout d'abord par la présentation du modèle standard de la physique des particules, en décrivant les types des particules élémentaires, puis, on va expliquer les termes du lagrangien total du MS, en suite, nous citons quelques limites du MS, en fin, on décrit les modes de production, au LHC, et de désintégration du boson de Higgs.

1.1 Constituants élémentaires de la matière

Le Modèle Standard est une théorie quantique relativiste des champs qui décrit les constituants Fondamentaux de la matière, ainsi que leurs interactions : forte, faible et électromagnétique. En Effet l'interaction gravitationnelle n'est pas prise en compte dans ce modèle et elle est décrite Séparément par la Théorie de la Relativité Générale. Il a connu de grand succès et grâce à son Pouvoir prédictif. Ce modèle est une théorie basée sur des solides principes d'invariance des transformations de jauge locales et de Lorentz selon lesquels les interactions se font par l'échange Des bosons de jauge correspondant aux groupes de symétries de la théorie [1] :

$$G_{SM} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y .$$

$SU(3)_C$ est le groupe de jauge de la chromodynamique quantique (QCD) qui décrit l'interaction forte. L'indice "C" désigne la charge de couleur. Et en associes à ce sous-groupe des champs de jauge notées par : $G_\mu^a, a = 1, \dots, 8$.Et pour la constante de couplage on note g_3 . Et Les interactions électromagnétiques et faibles sont unifiées dans le groupe de jauge électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, sur lequel est fondé le modèle de Glashow-Weinberg-Salam.

Le MS décrit la matière comme composée de douze particules élémentaires, les fermions, ayant toutes un spin semi-entier. Les fermions peuvent être divisés en deux groupes principaux, les leptons et les quarks. Les leptons peuvent simplement interagir via des bosons électrofaible, tandis que les quarks sont sujets à des interactions fortes et électro-

faibles. De plus, les quarks n'existent pas en tant qu'États libres, mais uniquement en tant que constituants élémentaires d'une large classe de particules, les hadrons, tels que les protons et les neutrons [1]- [2].

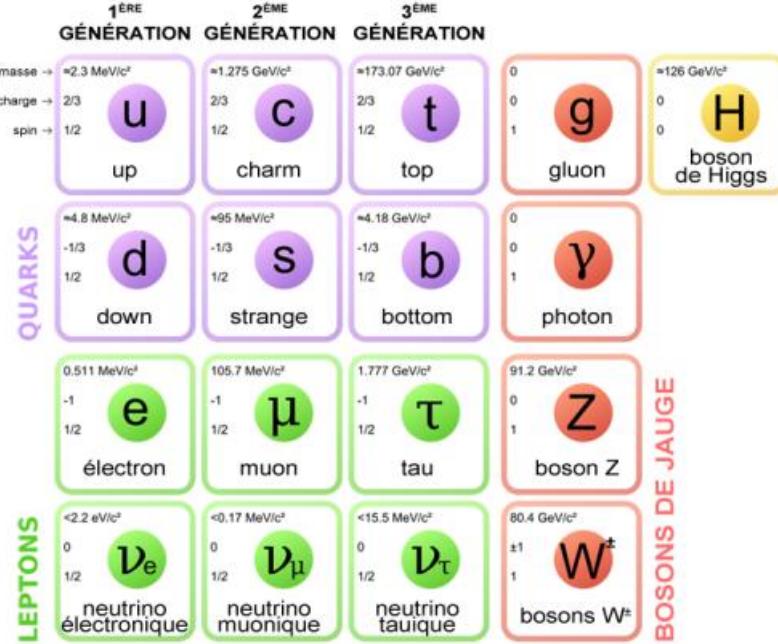


FIGURE 1.1 – Classification des particules élémentaires du Modèle Standard

1.2 Lagrangien du Modèle Standard

Le Lagrangien du Modèle Standard peut être décomposé en quatre termes [2] :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{Jauge} + \mathcal{L}_{Dirac} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{Higgs} \quad (1.1)$$

décrivant respectivement la dynamique d'interaction des champs de jauge purs (\mathcal{L}_{Jauge}), l'interaction des champs de Higgs avec des bosons vecteurs (\mathcal{L}_{Higgs}) ; les leptons et les quarks aux bosons vecteurs (\mathcal{L}_{Dirac}) et les interactions de Yukawa entre les fermions et les champs de Higgs (\mathcal{L}_{Yukawa}).

1.2.1 Secteur de Jauge

pour que les champs de jauge soient dynamique et rendre les choses physique il faut définir des termes cinétiques [2]-[3].

Donc Le lagrangien de Jauge est donné par :

$$\mathcal{L}_{Jauge} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu a} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^A W^{\mu\nu A} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.2)$$

Avec les tenseurs des champs sont définis par :

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (1.3)$$

$$W_{\mu\nu}^A = \partial_\mu W_\nu^A - \partial_\nu W_\mu^A + g_2 \epsilon^{ABC} W_\mu^B W_\nu^C. \quad (1.4)$$

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_3 f^{abs} G_\mu^b G_\nu^c. \quad (1.5)$$

$$(1.6)$$

- Le 2^eme et 3^eme sont les termes cinétiques de secteur électrofaible, le champ B_μ correspond au générateur Y du groupe $U(1)_Y$ et les champs W_μ^A ($A=1,2,3$) aux générateurs $T^a = \frac{\sigma^a}{2}$ du groupe $SU(2)_L$.
- Le 1^{er} terme est de l'interaction forte, les champs G_μ^a ($a=1,2,\dots,8$) correspondent aux générateurs du groupe $SU(3)_C$ sont définis à l'aide des matrices (3×3) de Gell-Mann λ^a .

où f^{ABC} et ϵ^{abc} sont appelés respectivement constante de structure du groupe $SU(3)_C$ et $SU(2)_L$, il provient du caractère non abélien de ces groupes qui se génère des self-interactions entre les bosons de jauge.

1.2.2 Secteur fermionique

Dans le Modèle Standard, il y a trois générations de fermions de chiralité gauche et droite pour les quarks et les leptons [3]. Pour un champ ψ , ces deux composantes chirales sont définies selon :

$$\psi_{L,R} = \frac{1 \pm \gamma^5}{2} \psi \quad (1.7)$$

Les champs correspondant aux particules de chiralité gauche et droite sont, respectivement, dans des doublets et des singlets d'isospin. Le contenu en champs de matière est :

- les leptons : Trois doublets gauchers L_i

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad ; L_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad ; L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L.$$

Trois singulets droitiers E_i

$$E_1 = e_R \quad ; E_2 = \mu_R \quad ; E_3 = \tau_R$$

- les quarks :

Trois doublets gauchers Q_i

$$Q_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad ; Q_2 = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad ; Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L .$$

Six singulets droitiers U_i et D_i

$$U_1 = u_R \quad ; U_2 = c_R \quad ; U_3 = t_R$$

$$D_1 = d_R \quad ; D_2 = s_R \quad ; D_3 = b_R$$

Le terme \mathcal{L}_{Dirac} est la partie de Dirac pour les fermions, il décrit la partie libre du lagrangien fermionique plus les interactions des fermions avec les bosons de jauge [2].

La partie de Dirac du Lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi. \quad (1.8)$$

En effet, les parties gauches de chaque génération de leptons L et de quarks Q se transforment comme des doublets de $SU(2)_L$ tandis que les parties droites se transforment comme des singulets. Le Lagrangien devient :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = i\bar{L}_i\gamma^\mu D_\mu L_i + i\bar{E}_i\gamma^\mu D_\mu E_i + i\bar{Q}_i\gamma^\mu D_\mu Q_i + i\bar{U}_i\gamma^\mu D_\mu U_i + i\bar{D}_i\gamma^\mu D_\mu D_i. \quad (1.9)$$

où les indices $i=1,2,3$ sont les indices de famille.

Ce qui n'est rien d'autre que l'équation de Dirac sans masse et dans laquelle nous avons remplacé la dérivée normale par une dérivée covariante afin de rendre compte de l'invariance de jauge locale[3]. Le lagrangien 1.9 est invariant sous les transformations de jauge locales du groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. et la dérivée covariante la plus générale est :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_3 \frac{\lambda^A}{2} G_\mu^A - ig_2 \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.10)$$

Avec λ^A , σ^a , et Y sont respectivement les matrices de *Gell-Mann*, les matrices de *Pauli*, et l'opérateur de $U(1)_Y$ (l'hypercharge). Les g_i sont des constantes de couplage des groupes $SU(2)_L$, $SU(2)_L$, et $U(1)_Y$. Si elle agit sur un singulet, la partie qui dépend de $SU(2)_L$ disparaît de même, les leptons restent des singulets par rapport à $SU(3)_C$, ils n'ont pas de couleur.

pour les leptons

$$D_\mu^L = \partial_\mu - ig_2 \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.11)$$

$$D_\mu^R = \partial_\mu - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.12)$$

pour les quarks

$$D_\mu^L = \partial_\mu - ig_3 \frac{\lambda^A}{2} G_\mu^A - ig_2 \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.13)$$

$$D_\mu^R = \partial_\mu - ig_3 \frac{\lambda^A}{2} G_\mu^A - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.14)$$

Pour générer les masses des particules on procéde au mécanisme de Higgs, qui permet de briser la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ spontanément en $U(1)_{e.m}$ [2]-[3].

1.2.3 Mécanisme de Higgs

Le mécanisme de Higgs du lagrangien est utilisé pour la brisure spontanée de la symétrie électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ afin de générer les masses pour les quarks, les leptons chargés ainsi que celles des médiateurs de l'interaction faible W^\pm et Z^0 , mais le photon γ doit rester sans masse et la symétrie électromagnétique $U(1)_{e.m}$ doit rester une symétrie exacte [2]-[3]. Par conséquent, on a besoin d'un champ scalaire complexe Φ [3], doublet de $SU(2)_L$ avec une hypercharge faible $Y_\Phi = +1$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

Les ϕ_i sont des champs scalaires réels.

Le Lagrangien de ce doublet scalaire invariant de jauge sous les transformations du groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ s'obtient en remplaçant la dérivée normale par une dérivée covariante [3] :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (1.16)$$

où la dérivé covariante D_μ s'écrit :

$$D_\mu \Phi = (\partial_\mu - ig_2 \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a - i \frac{g_1}{2} B_\mu) \Phi \quad (1.17)$$

$V(\Phi)$ est le potentiel de Higgs donné par :

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.18)$$

où la constante λ est un paramètre d'auto-couplage sans dimension ,et μ^2 est un paramètre de masse. En prenant une valeur positive pour λ et négative pour μ^2 , le potentiel $V(\Phi)$ prend une forme particulière "chapeau mexicain" décrite dans la figure.

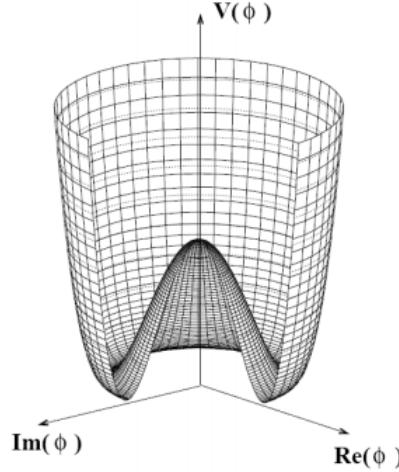


FIGURE 1.2 – Potentiel de Higgs V en fonction de Φ dans le plans $Re(\Phi)$ et $Im(\Phi)$.

Le champ de Higgs a une valeur moyenne non nulle dans l'état fondamental [3].On trouve le minimum par la condition de minimisation :

$$\frac{\partial V(\Phi)}{\partial \Phi} = 0 \quad (1.19)$$

ce qui donne :

$$\Phi^\dagger \Phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{\nu^2}{2} \quad (1.20)$$

avec $\nu^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$.

Le minimum est dégénéré on a donc une infinité de solutions d'états du vide qui sont possibles.Le fait de choisir une solution particulière parmi les états de plus basse énergie est brisé spontanément la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [2].

On va choisir le vide

$$\langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

Effectuons une perturbation du champ $\Phi(x)$ au voisinage de son minimum ,on trouve :

$$\Phi(x) = \frac{e^{i\theta_a(x)\sigma^a}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

avec $\sigma^a, a = 1, 2, 3$; les générateurs de $SU(2)$ et θ_a des bosons de Goldstone de masse null [2]. L'invariance par $SU(2)_L$ du Lagrangien nous permet de supprimer le terme $e^{i\theta_a(x)\sigma^a}$, il ne reste alors qu'un seul champ scalaire $h(x)$: le champ de Higgs. On trouve :

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

on remplace 1.23 dans Le potentiel de Higgs,

$$V(\Phi) = \frac{\mu^2}{2}(\nu + h)^2 + \frac{\lambda}{4}(\nu + h)^4 \quad (1.24)$$

$$= h(\mu^2\nu + \lambda\nu^3) + h^2(\frac{1}{2}\mu^2 + \frac{3}{2}\lambda\nu^2) + \lambda\nu h^2 + \frac{\lambda}{4}h^4 + (\frac{1}{2}\mu^2\nu^2 - \frac{\lambda}{4}\nu^4) \quad (1.25)$$

en utilisant le résultat (1.20), on trouve finalement la forme de potentiel :

$$V(\Phi) = \lambda\nu^2h^2 + \lambda\nu h^3 + \frac{\lambda}{4}h^4 = V(h). \quad (1.26)$$

Le premier terme dans (1.26) est un terme de masse pour $h(x)$ et les deux derniers termes sont des self-interactions trilinéaire et quartique respectivement. On voit que le champ de Higgs acquiert une masse

$$M_h = \sqrt{2\lambda\nu^2} = \sqrt{-2\mu^2} \quad (1.27)$$

$$g_{hhh} = 3i\frac{M_h^2}{v} \quad ; \quad g_{hhhh} = 3i\frac{M_h^2}{v^2} \quad (1.28)$$

On génère les masses des bosons de jauge à partir du terme cinétique du Lagrangien scalaire (1.16), on développe le calcul :

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) = \left| (\partial_\mu - ig_2 \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a - i\frac{g_1}{2} B_\mu) \Phi \right|^2 \quad (1.29)$$

Avec :

$$W_\mu^+ = \frac{W_\mu^1 - iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad ; \quad W_\mu^- = \frac{W_\mu^1 + iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad , W_\mu^+ = (W_\mu^-)^* \quad (1.30)$$

Pour les bosons de jauge neutres écrivons-le sous forme matricielle

$$(g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu)^2 = \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_2^2 & -g_2 g_1 \\ -g_2 g_1 & g_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

Pour avoir des états propres de la masse, il suffit de diagonaliser cette matrice. On utilise la matrice orthogonale O suivante :

$$O = \begin{pmatrix} \cos(\theta_W) & -\sin(\theta_W) \\ \sin(\theta_W) & \cos(\theta_W) \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

avec

$$\cos(\theta_W) = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad \sin(\theta_W) = \frac{g_1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (1.33)$$

où θ_W est l'angle de Weinberg.

Appliquons donc cette rotation d'angle θ_W pour diagonaliser la matrice des masses

$$(g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu)^2 = \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} O^T \begin{pmatrix} g_2^2 + g_1^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} O \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

la diagonalisation de la matrice de masse donne les valeurs propres suivantes : $(g_2^2 + g_1^2)$ et 0.
On a passer donc de la base $\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$ à une nouvelle base propre physique $\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}$.

Où le lien entre les deux descriptions est donnée par

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_W) & -\sin(\theta_W) \\ \sin(\theta_W) & \cos(\theta_W) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

l'équation (1.29) peut se réécrire de la forme

$$(D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{1}{4} g_2^2 W_\mu^+ W^{\mu-} (\nu + h)^2 + \frac{1}{8} (g_2^2 + g_1^2) Z_\mu Z^\mu (\nu + h)^2 \quad (1.36)$$

Finalement, le lagrangien \mathcal{L}_{Higgs} peut se réécrire de la forme

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Higgs} = & \frac{1}{2}\partial_\mu h\partial^\mu h - \frac{1}{2}M_h^2 h^2 + \frac{1}{2}M_W^2 W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{2}M_Z^2 Z^\mu Z_\mu + \frac{1}{2}M_A^2 A_\mu A^\mu \\
& + 2\frac{M_W^2}{\nu}W_\mu^+ W^{\mu-}h + 2\frac{M_Z^2}{\nu}Z_\mu Z^\mu h + 2\frac{M_W^2}{\nu^2}W_\mu^+ W^{\mu-}h^2 + 2\frac{M_Z^2}{\nu^2}Z_\mu Z^\mu h^2 \\
& - \lambda\nu h^3 - \frac{\lambda}{4}h^4
\end{aligned} \tag{1.37}$$

où les masses pour les bosons vecteurs seront données par

$$M_W^2 = \frac{1}{4}g_2^2\nu^2, \quad M_Z^2 = \frac{1}{4}(g_2^2 + g_1^2)\nu^2, \quad M_A^2 = 0. \tag{1.38}$$

Le mécanisme de Higgs permet donc de résoudre le problème de la masse des bosons de jauge : celle ci provient de leur couplage avec un doublet de champ scalaire complexe, le champ de Higgs, dont un boson scalaire, le boson de Higgs, est le reliquat.

Il reste maintenant à fournir une masse aux différents fermions du modèle standard afin de retrouver dans la théorie les observations expérimentales.

1.2.4 Le secteur de Yukawa

Dans le lagrangien (1.9), on a vu qu'un terme de masse fermionique $m\bar{\psi}\psi = m\bar{\psi}_L\psi_R + m\bar{\psi}_R\psi_L$ est exclu par l'invariance de jauge car il mélange les états L et R qui eux se transforment différemment sous le groupe de jauge [2]-[3]. On va voir maintenant comment le doublet de Higgs qui génère les masses pour les bosons de jauge W^\pm et Z peut aussi générer la masse des fermions et l'interaction le champ de Higgs grâce *l'interaction de Yukawa*.

cas des leptons :

pour engendrer des termes de masses aux leptons , on introduit un terme de Yukawa (invariant de jauge) au lagrangien, ce terme couplant le champ de Higgs aux fermions est donné par :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -A_i \bar{L}_i \Phi E_j + H.C \tag{1.39}$$

avec $i, j = e, \mu, \tau$ et A est une matrice de couplage complexe 3×3 peut s'écrire sous la forme $A = U M V$ où $M_{ij} = \lambda_i \delta_{ij}$ U et V matrices unitaires. On redéfinition les champs :

$$L' = U L \quad ; \quad E' = V E. \tag{1.40}$$

Ensuite une fois la brisure de symétrie ait lieu, Φ est remplacée par

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

on obtient alors

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -A_{ij} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_i & \bar{e}_i \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} e_{jR} + h.c \quad (1.42)$$

$$= -A_{ij} \bar{e}_{iL} e_{jR} \frac{h}{\sqrt{2}} - A_{ij} \bar{e}_{iL} e_{jR} \frac{v}{\sqrt{2}} + h.c \quad (1.43)$$

Il faut diagonaliser la matrice de couplage Pour trouver les masses des leptons,en utilisant la nouvelle définition des champs (1.40) et $A = UMV$.

Nous écrivons encore le lagrangien de Yukawa

$$\mathcal{L}_{yukawa} = -\lambda_i \bar{e}_{iL} e_{iR} \frac{h}{\sqrt{2}} - \lambda_i \bar{e}_{iL} e_{iR} \frac{v}{\sqrt{2}} + H.c \quad (1.44)$$

Le second terme représente un terme de masse pour les leptons avec $m_i = \frac{\lambda_i v}{\sqrt{2}}$ où $i = e, \mu, \tau$, alors le premier terme représente l'interaction du leptons avec le Higgs scalaire. On constate d'ailleurs que ce modèle implique aussi directement que tous les neutrinos soient sans masse, puisqu'ils n'interagissent pas avec le champ de Higgs.

cas des quarks :

La masse des quarks est générée de la même façon sauf que, pour générer une masse pour le membre du haut d'un doublet de quark, on doit construire un nouveau doublet de Higgs $\tilde{\Phi}$ à partir de Φ

$$\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{v+h}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.45)$$

ce nouveau doubelet de Higgs se transforme exactement de la même façon que Φ mais posséde un hypercharge faible $Y = -1$ opposée à celle de Φ .

le couplage de Yukawa pour les quarks s'écrit à l'aide de ce nouveau champ et des matrices A_{ij}^D et A_{ij}^U

$$\mathcal{L}_{yukawa} = -A_{ij}^D \bar{Q}_i \Phi D_j - A_{ij}^U \bar{Q}_i \tilde{\Phi} U_j + H.C \quad (1.46)$$

Par la même démarche que précédemment, diagonalisons les matrice $A^{D,U}$ en redéfinissant les champs Q_i , U_j et D_j

$$\tilde{Q}_i = U_Q Q_i \quad , \quad \tilde{U}_j = V_U U_j. \quad (1.47)$$

Par contre, la procédure n'est plus possible pour le champ Q_i , Soit $\mathcal{U} \in U(3)$, la matrice restante. Donc le terme de Yukawa devient

$$\mathcal{L}_{yukawa} = -\bar{\tilde{Q}}_i \mathcal{U}_{ij}^+ A_j^D \tilde{D}_j \Phi - A_i^U \bar{\tilde{Q}}_i \tilde{\Phi} \tilde{U}_i + H.C \quad (1.48)$$

Finalement Les interactions de Yukawa de Yukawa s'écrivent alors

$$\mathcal{L}_{yukawa} = -\frac{1}{\sqrt{2}} [\bar{L}_L M_L E h + \bar{Q} \mathcal{K} M_D D h + \bar{Q} M_U U i \sigma_2 h] \quad (1.49)$$

où les matrices des masses M_L , M_D et M_U sont diagonales. La matrice \mathcal{K} est la matrice de *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* (CKM) [3].

1.3 Limites du Modèle standard

Le modèle standard est un modèle très performant car il est cohérent avec la plupart des données actuelles des expériences sur les accélérateurs de particules. Malgré cela, la SM présente un certain nombre de déficiences théoriques qui ne devraient pas être présentes dans une théorie fondamentale [3]. Par exemple :

- Le MS ne contient pas de description quantique de la gravité. En fait, il n'existe aucun moyen connu pour intégrer systématiquement la relativité générale en termes de théorie des champs quantiques.
- Le MS n'explique pas le problème de hiérarchie, c'est-à-dire l'énorme différence d'énergie entre l'échelle de Planck, l'échelle associée à la gravité, et l'échelle électro-faible, l'échelle à laquelle la symétrie entre l'électromagnétisme et la faible interaction est brisée.
- Le MS nécessite un grand nombre (au moins 19) de paramètres arbitraires et sans rapport les uns avec les autres. Pour expliquer pourquoi les neutrinos ont une masse.
- les observations cosmologiques montrent qu'une grande partie de la matière de l'univers n'est pas baryonique, mais le modèle standard ne propose pas de candidat pour composer cette matière noire.

En résumé, le Modèle Standard permet d'expliquer à l'aide de particules élémentaires fermionique, la structure de la matière, ainsi que leurs interactions véhiculées par d'autres particules élémentaires (bosons). Ce modèle nécessite l'introduction d'un nouveau champ scalaire afin de pouvoir expliquer l'origine de la masse des particules élémentaires. Aussi le fait que le *MS* ne répond pas à toutes les questions impose aux gens de le considérer comme

une synthèse actuelle de nos connaissances sur la matière. Mais mis à part ceci, le Modèle Standard est en accord parfait avec les données expérimentales accessibles actuellement.

1.4 Modes de Production du boson du boson de Higgs au LHC

La production du bosons de Higgs, dans le modèle standard au LHC peut être effectuer par différents processus [3] :

- La fusion de deux gluons $pp \rightarrow gg \rightarrow H$ (ggH).
- Production d'un Higgs par la fusion de deux bosons de jauge $V = W ou Z$ (VBF).
- Production en association avec une paire du quark top ($t\bar{t}H$) $pp \rightarrow \{q\bar{q}, gg\} \rightarrow t\bar{t}H$.
- Production en association avec une paire du quark bottom $pp \rightarrow \{q\bar{q}, gg\} \rightarrow b\bar{b}H$.

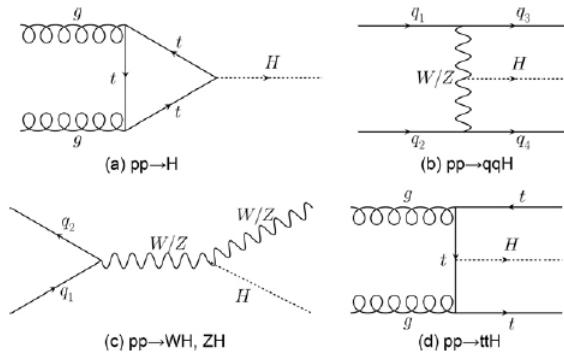


FIGURE 1.3 – Mécanisme de production du bosons de Higgs au LHC.

Durant ce chapitre nous nous sommes intéressés à la description du modèle standard en citant les différent secteurs du lagrengien total, on a aussi discuté ses limites et les modes de production et de désintégration du boson de Higgs.

Introduction au production du paire de Boson de Higgs

Dans ce chapitre nous présentons, tout d'abord, le secteur de Higgs dans quelques modèles au-delà du modèle standard tel que le modèle 2HDM, MSSM, et Randal-Sundrum. Ensuite, on va introduire la production de pair de boson de Higgs dans le MS et au-delà dans le canal dileptonique WW^*bb . Enfin, on va décrire le LHC et le détecteur ATLAS.

2.1 Boson de Higgs au-delà du modèle standard

2.1.1 Modèle 2HDM et MSSM

Dans le secteur du Higgs, une extension minimale au boson de Higgs standard est le modèle à deux doublets d'isospin pour les champs de Higgs (2HDM pour Two Higgs Doublet Model)[4]-[5] :

$$\Phi_j = \begin{pmatrix} \phi_j^+ \\ (\rho_j + \nu_j + i\eta_j)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad , \quad j = 1, 2 \quad (2.1)$$

Par conséquent, il y a huit degrés de liberté qui seront utilisés pour donner des masses aux bosons de jauge. Après brésure de la symétrie, trois bosons de Goldstone ont utilisés pour générer les des bosons W^\pm et Z . Et il restera cinq bosons de Higgs physiques[5] : trois neutres h_1, h_2, h_3 et deux chargés H^\pm . Le lagrangien dans ce cas est donné par :

$$\mathcal{L}_{2HDM} = \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{MS} \quad (2.2)$$

\mathcal{L}_{MS} décrit l'interaction des bosons de jauge et les fermions du modèle standard, et \mathcal{L}_{Yukawa} décrit l'interaction de Yukawa des fermions avec les champs scalaires de Higgs. On s'intéresse au lagrangien de Higgs qui est donné par :

$$\mathcal{L}_\phi = \sum_{i=1,2} (D_\mu \phi_i)^\dagger (D^\mu \phi_i) - V_H(\phi_1, \phi_2) \quad (2.3)$$

Nous définissons le potentiel de Higgs pour la conservation du CP et les deux doublets de Higgs ont une hypercharge $Y = +1/2$, sous la convention $Q = I_3 + Y$. Il est souhaitable

d'attribuer une symétrie Z_2 discrète au secteur de Higgs, sous lequel le doublet de Higgs ϕ_1 (ϕ_2) est Z_2 paire (impaire). Alors, le potentiel de Higgs peut être écrit comme [5] :

$$V = M_{11}^2 |\Phi_1|^2 + M_{22}^2 |\Phi_2|^2 - M_{12}^2 (\Phi_1^+ \Phi_2 + \Phi_2^+ \Phi_1) \quad (2.4)$$

$$+ \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^+ \Phi_2)^2 + \lambda_3 |\Phi_1|^2 |\Phi_1|^2 + \frac{\lambda_5}{2} [(\Phi_1^+ \Phi_2)^2 + (\Phi_2^+ \Phi_1)^2] \quad (2.5)$$

Où tous les paramètres sont réels. Pour une région d'espace paramétrique, la minimisation de ce potentiel donne [5] :

$$\langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Avec le minimum ci-dessus, les termes de masse pour les scalaires sont donnés par [5] :

$$[M_{H^\pm}]_{ij} = \frac{\partial^2 V_H}{\partial \phi^+ \partial \phi^-} = [m_{12} - (\lambda_4 + \lambda_5)v_1 v_2] \begin{pmatrix} \frac{v_2}{v_1} & -1 \\ -1 & \frac{v_1}{v_2} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

$$[M_A]_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_H}{\partial \eta_i \partial \eta_j} = \left[\frac{m_{12}}{v_1 v_2} - 2\lambda_5 \right] \begin{pmatrix} v_2^2 & -v_1 v_2 \\ -v_1 v_2 & v_1^2 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

$$[M_{h,H}]_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_H}{\partial \rho_i \partial \rho_j} = \begin{pmatrix} m_{12} \frac{v_2}{v_1} + \lambda_1 v_1^2 & -m_{12} + \lambda_{345} v_1 v_2 \\ -m_{12} + \lambda_{345} v_1 v_2 & m_{12} \frac{v_1}{v_2} + \lambda_2 v_2^2 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Les champs ϕ , ν et a ne sont pas des champs physiques, ils se transforment par rotation en champs physique G^\pm , G^0 , H^\pm , A^0 , H et h comme[5] :

$$\begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1^\pm \\ \phi_2^\pm \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

$$\begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \sin \alpha & -\cos \alpha \\ -\cos \alpha & -\sin \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

α et β sont les angles de mélanges, elles sont données par[7] :

$$\tan \beta = \frac{v_2}{v_1} \quad (2.13)$$

$$\sin 2\alpha = \frac{-2(m_{12} + \lambda_{345} v_1 v_2)}{\sqrt{[(m_{12} \frac{v_2}{v_1} + \lambda_1 v_1^2) - (m_{12} \frac{v_1}{v_2} + \lambda_2 v_2^2)]^2 + 4(-m_{12} + \lambda_{345} v_1 v_2)}} \quad (2.14)$$

Les masses des bosons de Higgs sont obtenus après, diagonalisation des matrices des masses[5] :

$$m_{H^\pm}^2 = m_{12}^2 + \frac{1}{2}\lambda_3 v^2 \quad , \quad m_{G^\pm} = 0 \quad (2.15)$$

$$m_A^2 = m_{H^\pm}^2 + \frac{1}{2}(\lambda_4 - \lambda_5)v^2 \quad , \quad m_{G^0} = 0 \quad (2.16)$$

$$m_H^2 = m_A^2 + \lambda_5 v^2 \quad , \quad m_h^2 = \lambda_1 v^2 \quad (2.17)$$

Les modèles 2HDM décrivent la phénoménologie de Higgs des théories de SUSY. Dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)[5] on introduit une particule partenaire supersymétrique pour chaque particule du SM. Le doublet de Higgs supplémentaire est nécessaire pour donner de la masse aux quarks de type Up et Down de manière invariante lors des transformations supersymétriques. Ces deux doublets complexes ont des hypercharges opposé :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix} \quad Y = -1 \quad , \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix} \quad Y = +1 \quad (2.18)$$

Le secteur de Higgs du MSSM contient cinq champs physiques sont :

- Trois champs neutres h , H , A .
- Deux champs chargés H^+ et H^- .

2.1.2 Modèle de Randall-Sundrum

Le modèle Randall-Sundrum (RS)[5] est introduit en 1999 par Lisa Randall et Raman Sundrum, pour expliquer le problème de l'hiérarchie sans introduire des nouvelles hierarchies. Il apporte une solution à ce problème, en introduisant une dimension supplémentaire compactifiée sur un cercle de rayon r_c , avec identité entre la moitié supérieure et la moitié inférieure, comme il est illustrée dans la figure, c-a-d, $(x^\mu, \phi) = (x^\mu, -\phi)$, où ϕ est la coordonnée angulaire de la cinquième dimension[5].

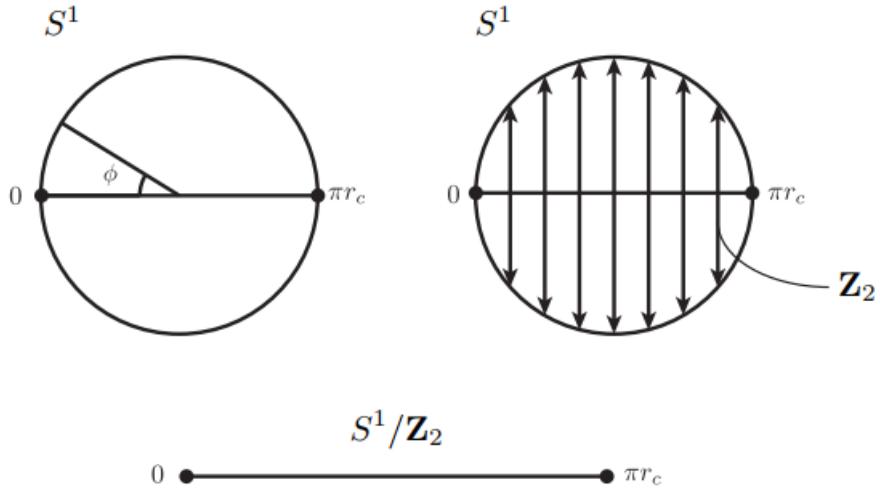


FIGURE 2.1 – Ullstration de la dimension supplémentaire.

Cette dimension est limitée par deux branes : la brane TeV, où résident les particules du modèle standard, et la brane de Planck, où la gravité est forte, comme il est indiqué dans la figure (2.2).

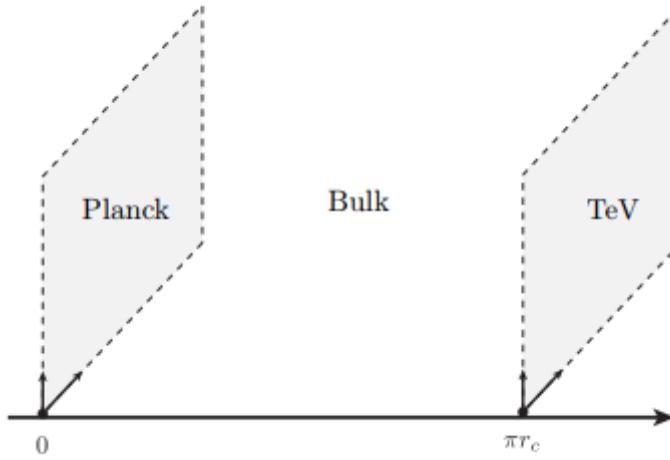


FIGURE 2.2 – le scenario RS. deux branes limitent le bulk

La variation de la force de gravité entre les deux branes est causé par la déformation de la dimension supplémentaire.Dans sa forme originale, la métrique de la géométrie RS est donnée par [5] :

$$ds^2 = e^{-2\sigma(\phi)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + r_c^2 d\phi^2 \quad (2.19)$$

où $\eta_{\mu\nu} = diag(-1; 1; 1; 1)$ est la métrique quadridimensionnelle de Minkowski et $e^{-2\sigma(\phi)}$ est le facteur de la déformation, causant la géométrie spéciale de l'espace. L'action d'un champ de Higgs fondamental est :

$$S_{Higgs} = \int dx^4 r_c \int_{-\pi}^{+\pi} d\phi \mathcal{L}_{Higgs} \quad (2.20)$$

Où le Lagrangien du secteur Higgs est :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = \frac{\delta(|\phi| - \pi)}{r_c} [(D_\mu \Phi)^+ (D^\mu \Phi) - V(\Phi)] \quad (2.21)$$

Avec le potentiel $V(\Phi)$ est donné par :

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.22)$$

Le modèle RS prédit qu'il existe une particule de *spin* – 2 appelée graviton, G, dont la masse devrait être à l'échelle TeV, dont l'un de ses canaux de désintégration passe par deux bosons de Higgs $G^* \rightarrow hh$, où h est le Boson de Higgs du MS de masse $m_h = 125 GeV$.

2.2 Production du paire de Boson de Higgs

Les processus qui produisent deux bosons de Higgs à l'état final[6], connus sous le nom de production de paires de bosons de Higgs ou de production di-Higgs. Cette production peut être non résonante, comme il prédit le MS, comme elle peut être résonante, c-a-d, la présence d'une nouvelle particule X qui se désintegre en deux bosons de Higgs.

2.2.1 Production non-résonante

Le modèle standard permet des processus produisant deux bosons de Higgs à l'état final, appelés production de paires de bosons de Higgs ou production de di-Higgs[5]. Les modes de production de hh les plus probables sont :

- La fusion de deux gluons.
- La fusion de deux bosons Vecteurs.
- Production en association avec une paire du quark top ($tthh$) $gg \rightarrow t\bar{t}hh$.
- Production "directe" à partir de bosons Vecteur.

dans notre étude, on s'intéresse au production par la fusion de gluons. La Figure (2.3) illustre les deux principaux mécanismes de production lors de la fusion des gluons. La production du di-Higgs s'effectue soit par un diagramme en boîte $gg \rightarrow H$, soit par

un diagramme en triangle $gg \rightarrow H$. Dans ce dernier cas, le boson de Higgs off-shell se désintègre en deux bosons de Higgs dans l'état final.

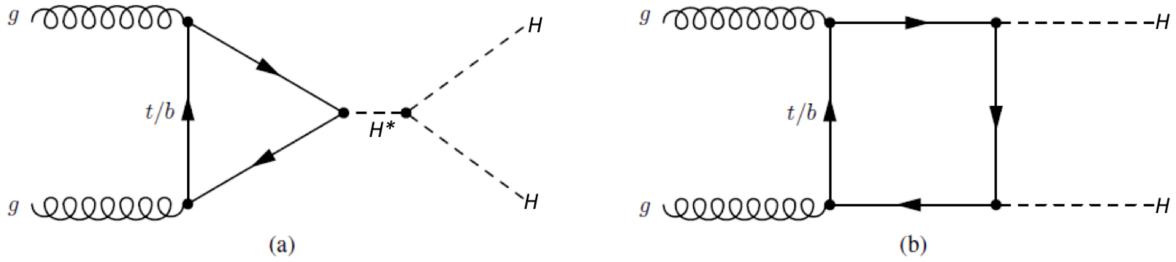


FIGURE 2.3 – Production de di-Higgs par fusion de gluons

Le premier diagramme (a) décrit la production d'un boson de Higgs du MS qui se désintègre en deux boson du modèle standard, cette production de di-Higgs se fait par le couplage du trois bosons de Higgs donné par le potentiel de Higgs :

$$V(h) = \lambda\nu^2 h^2 + \lambda\nu h^3 + \frac{\lambda}{4} h^4. \quad (2.23)$$

Le troisième terme dans l'équation(1.26), est le self-interaction trilinéaire du champ de Higgs. Pour le deuxième diagramme (b), il représente une production de di-Higgs via une boucle de quark et des couplages Yukawa (quark-Higgs) donnés dans le lagrangien de Yukawa \mathcal{L}_{yukawa} . En raison de l'interférence destructive entre les deux diagrammes, la production de paires de bosons de SM Higgs a une section efficace de 33,4 fb à 13 TeV.

En raison de cette section efficace, la production de di-Higgs, dans le MS, nécessitera un grand ensemble de données avant que des observations puissent être faites ou même approchées. Cependant, il existe de nombreux modèles au-delà du MS qui prévoient soit des extensions du secteur de Higgs, soit de nouvelles particules suffisamment lourdes et ayant les bonnes propriétés pour se décomposer en paires de bosons de Higgs.

2.2.2 Production résonante

De nombreux modèles au-delà du MS prédisent soit des extensions du secteur de Higgs, soit de nouvelles particules suffisamment lourdes peuvent se désintégrer en paires de bosons de Higgs. La vaste classe des modèles de deux doublet de Higgs, ou 2HDM[5], prédit un secteur de Higgs modifié et élargi. Le modèle standard minimal supersymétrique [5], ou MSSM, est une classe de 2HDM. Il existe deux leading-order mécanismes (LO) qui contribuent aux canaux de fusion gluonique di-Higgs $pp(gg) \rightarrow hh$, dont les diagrammes génériques de Feynman sont présentés dans la figure 2.4. Celles-ci correspondent à :

- diagramme triangulaire, qui décrit la production du di-Higgs par l'échange d'un boson de Higgs neutre. Le boson de Higgs se couple aux gluons via une boucle de quark.

- diagramme Box, décrit la production par l'échange de quark lourd virtuel.

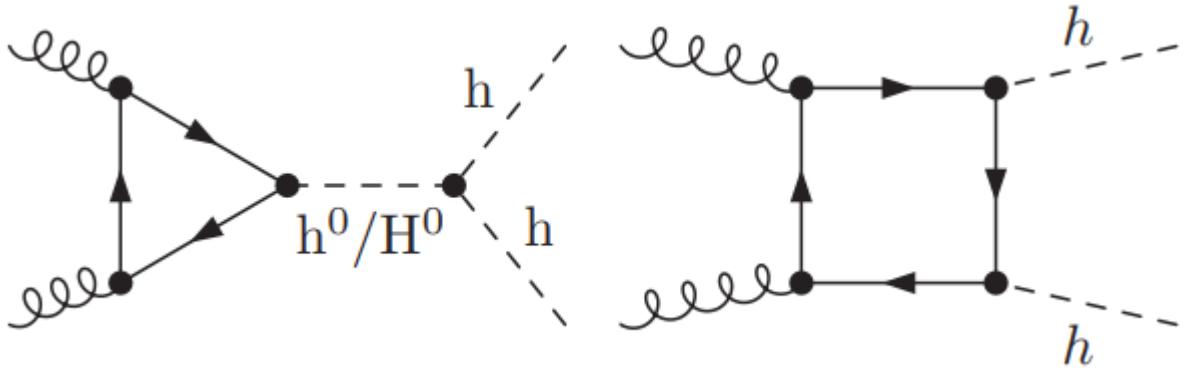


FIGURE 2.4 – Production de di-Higgs par fusion de gluons dans le modèle 2HDM

Le diagramme triangulaire contribue une production résonante par la désintégration du boson de higgs neutre H , de masse $m_H > 2m_h$, au boson h_{MS} .

Ainsi, le modèles Randall-Sundrum [8], prédit l'existance d'une particule de spin-2 (graviton), qui représente au moins deux fois la masse du boson de Higgs du MS, cette production est dites "production résonante", et elle peut se faire par fusion de bosons de jauge, double Higgs strahlung des bosons W et Z, et fusion de gluons. Mais, en raison de la grande luminosité du gluon dans les faisceaux de protons à haute énergie, le canal de fusion gluonique domine. Dans ce cadre, du modèle RS, le paire de bosons de Higgs peut être produite par échange du graviton KK virtuel, en plus du mécanisme de production dans le MS mentionnée dans la section précédente, c'est-à-dire :

$$pp \rightarrow gg \rightarrow G_{KK} \rightarrow hh + X$$

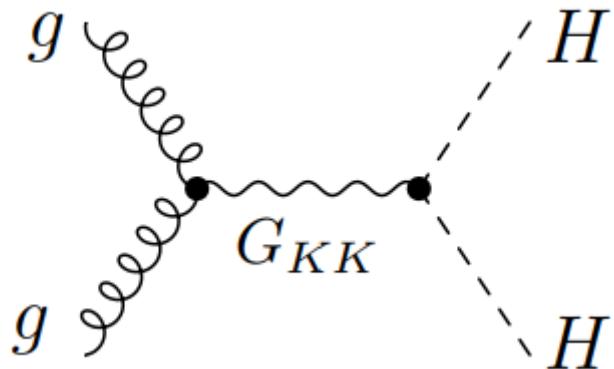


FIGURE 2.5 – Production de di-Higgs par fusion de gluons dans le modèle RS [7]

Le boson de Higgs peut se désintégrer en un couple particules / anti-particules de n'importe quelle particule couplée au champ de Higgs via la masse. Puisque le couplage de Higgs à fermion est proportionnel à la masse de fermion et que le couplage de Higgs à boson est proportionnel à la masse de boson au carré. Le tableau (2.1) présente les taux de branchement associés à chaque mode de désintégration.

canal	BR(%)
bb	57.7
WW	21.5
$\tau\tau$	6.32
ZZ	2.64
$\gamma\gamma$	0.228

TABLE 2.1 – Rapport de branchement pour la désintégration du bosons de Higgs

Dans notre cas, on s'intéresse au recherche de la production de paires de bosons de Higgs où un boson de Higgs se désintègre via $h \rightarrow b\bar{b}$, et l'autre se désintègre via $h \rightarrow WW$. Le Branching ratio du $h \rightarrow WW$ est le deuxième en importance après $h \rightarrow b\bar{b}$, l'état final $b\bar{b}WW^*$ peut être sensible à la production de di-Higgs si le signal peut être bien séparé du fond $t\bar{t}$ dominant.

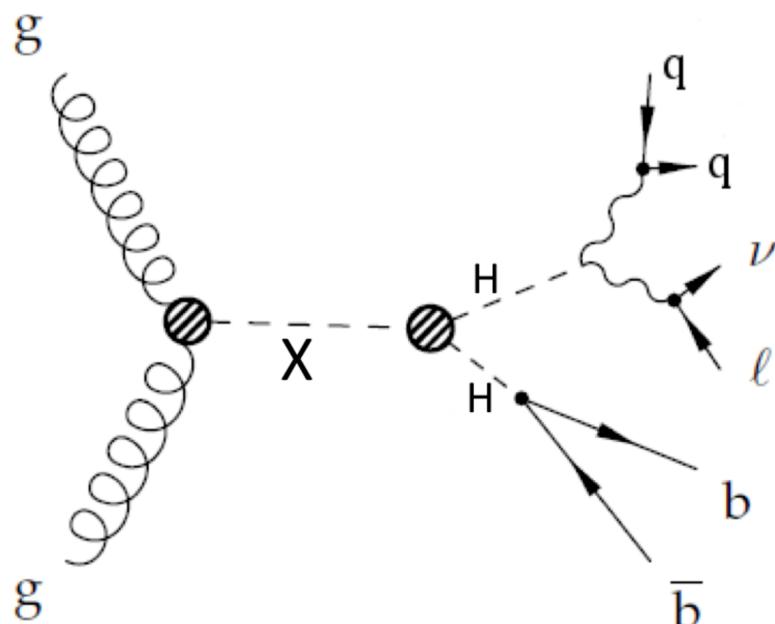


FIGURE 2.6 – un schéma illustrant la désintégration hh du canal dileptonique $WWbb$.

La figure 2.6 montre un schéma de la production résonnante de paires de bosons de Higgs avec les désintégrations du système di-Higgs, $h \rightarrow b\bar{b}$ et $h \rightarrow WW$, recherchées dans ce travail.

2.3 LHC et détecteur ATLAS

Afin de répondre aux enjeux scientifiques majeurs de la physique des particules par des mesures de précision des paramètres du Modèle Standard et la recherche de physique au-delà de ce modèle, mais aussi avec l'espérance d'applications à long terme, un accélérateur de hadrons quasi-circulaire d'environ 27 km de circonférence a été construit au CERN près de Genève [9].

2.3.1 LHC

Le collisionneur LHC (Large Hadron Collider) est un accélérateur et collisionneur de hadrons situé à la frontière entre la France et la Suisse. Il est installé à l'intérieur d'un tunnel circulaire d'environ 27 km de long. Deux faisceaux passent d'abord par une chaîne d'accélérateurs à plusieurs étages, l'énergie et l'intensité augmentent à chaque étape. Ils sont accélérés dans des directions opposées le long du tunnel, tandis qu'un système d'aimants supraconducteurs courbent les trajectoires des faisceaux et les focalisent [9].

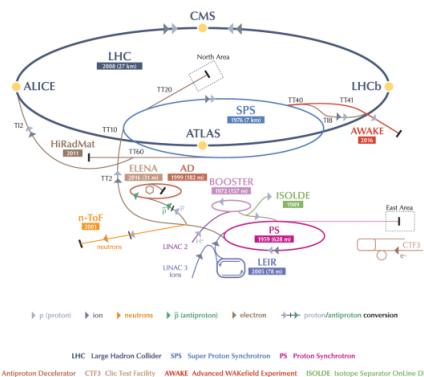


FIGURE 2.7 – L'accélérateur LHC [9]

Les protons sont regroupés en grappes d'environ $1,5 \times 10^{11}$ à l'intérieur de chacun des deux faisceaux, qui se déplacent dans des directions opposées autour du collisionneur. Les grappes de protons subissent une série d'accélérations avant d'être injectées dans l'anneau principal du LHC [10]. Les protons sont les premiers accélérés dans l'accélérateur linéaire (LINAC) et injectés dans le Proton Synchrotron Booster (PSB), pour obtenir des énergies

d'environ $1,4\text{GeV}$, puis, injectés dans l'élément Synchrotron à protons (PS) à disposer en grappes espacées de 25ns en temps de vol, atteignant des énergies d'environ 25GeV . Ensuite, les protons sont injectés dans le Super Proton Synchrotron (SPS) où des énergies d'environ 450 GeV sont atteintes pour chaque proton. Enfin, les grappes de protons sont injectées dans le tube de faisceau du LHC [9]. Une fois que le faisceau du LHC contient le nombre désiré de grappes, les grappes de protons sont amenées à une énergie maximale. Les deux faisceaux sont forcés d'entrer en collision en quatre points de l'anneau indiqués dans la figure 2.7, de sorte que des collisions proton-proton peuvent se produire au centre de l'un des quatre détecteurs, ATLAS, CMS, ALICE et LHCb.

2.3.2 Détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS [10] est l'un des deux détecteurs d'usage général utilisés pour étudier un large spectre de processus physiques, installé au LHC et entourant presque entièrement l'angle solide autour du point de collision de l'ATLAS. Il est de forme approximativement cylindrique, d'une longueur de 44 mètres et d'un diamètre de 25 mètres et est construit autour d'un des points de collision comme le montre la figure 2.8.

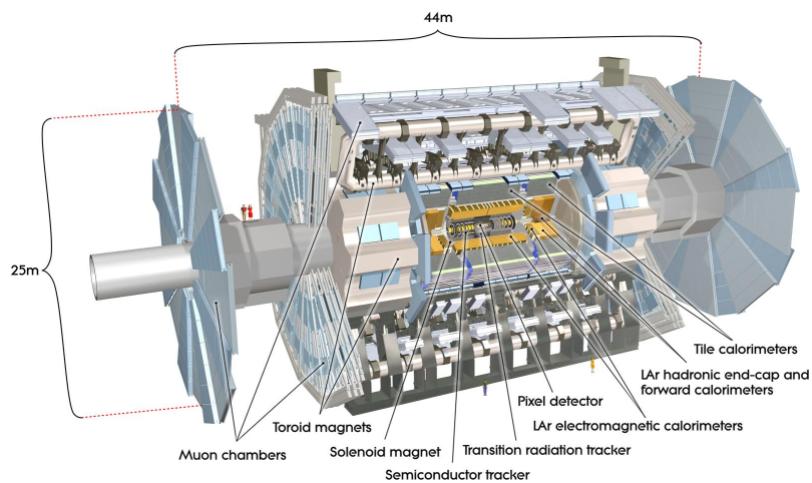


FIGURE 2.8 – Détecteur ATLAS [10]

Un repère orthonormé direct[11], d'origine situé au centre du détecteur, est formé de l'axe z , orienté selon la direction du faisceau de proton et d'un plan OXY perpendiculaire. Les plans longitudinaux sont parallèles à l'axe z , et l'axe x pointe vers le centre de l'anneau du LHC. Un système de coordonnées cylindrique (r, ϕ, z) est adapté pour exprimer les positions. Les directions sont exprimées à l'aide des coordonnées (η, ϕ) , où ϕ est l'azimut

mesuré autour de l'axe du faisceau et η est la pseudo-rapidité, elle est exprimée par :

$$\eta = -\log(\theta/2) \quad (2.24)$$

Avec θ l'angle polaire mesurant l'angle par rapport à l'axe z.

La coupe du détecteur ATLAS est représentée Figure (2.8), laissant apparaître les sous-détecteurs internes jusqu'au point de collision[10]. Les sous-détecteurs ont, aussi, une forme cylindrique et sont encastrés les uns dans les autres à partir du point de collision. Ils sont le détecteur interne, calorimètre électromagnétique ethadronique et la chambre des muons.

2.3.2.1 Détecteur interne

Le détecteur Interne[10]-[11] est le sous-détecteur le plus proche du point de collision. C'est un trajectographe : il sert à mesurer les trajectoires des particules chargées. Les impulsions des particules chargées sont déterminées grâce à la courbure de leurs trajectoires sous l'effet du champ magnétique de l'aimant solénoïdal entourant le Détecteur Interne.

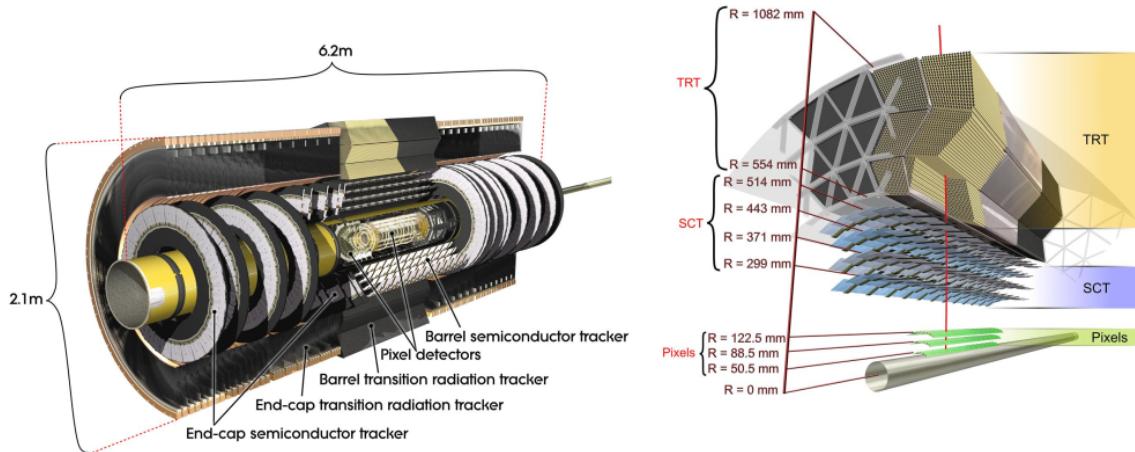


FIGURE 2.9 – Vue schématique du détecteur interne [11]

Dans le détecteur interne, les particules chargées déposent leur énergie par interaction électromagnétique avec le milieu, le long de leur trajectoire, ce qui permet de déterminer les traces, c-a-d, les trajectoires empruntées par les particules chargées. Ces traces sont reconstruites grâce à la combinaison de trois sous-détecteurs : le Détecteur à Pixel[10], le Trajectographe Semiconducteur (SCT)[10] et le Trajectographe à Radiation de Transition (TRT)[10].

Le sous-détecteur à Pixel est pour déterminer les paramètres d'impact des traces, le SCT forme la couche intermédiaire du détecteur interne. Il contribue principalement à la mesure de l'impulsion des traces. Pour le TRT, il est utilisé pour la reconstruction des traces des

particules chargées.

2.3.2.2 Calorimètre

Le calorimètre[11] est destiné à mesurer l'énergie des particules chargées et neutres, l'énergie et la direction des jets ainsi que le moment transversal manquant. Pour réaliser ces mesures, le calorimètre utilise deux systèmes de calorimètre à échantillonnage : un calorimètre électromagnétique et un calorimètre hadronique.

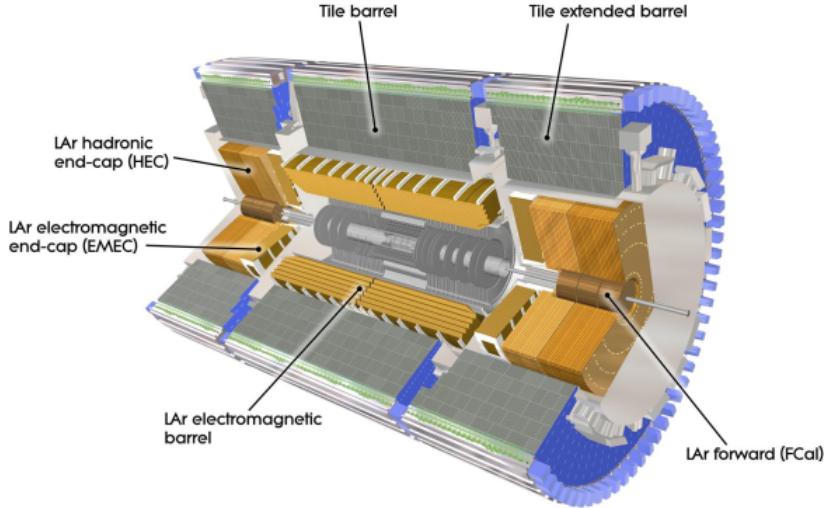


FIGURE 2.10 – Le calorimètre [10]

Le calorimètre électromagnétique[10] est basé sur un calorimètre à argon liquide (LAr) de type accordéon qui couvre la plage de pseudo-rapidité $|\eta| < 3.2$. Il est formée d'un tonneau de $\Delta z = 6.4m$ de long (LAr electromagnetic barrel) et de rayons interne et externe d'environ $r = 1.5$ et $r = 2.0m$ respectivement. Deux roues sont situées de part et d'autre du tonneau, formant les bouchons électromagnétiques (LAr electromagnetic end-cap). Lorsque des particules incidentes pénètrent dans le milieu, le LAr est ensuite ionisé, et sous l'influence du champ électrique les ions et les électrons se déplacent, induisant une impulsion à collecter.

Il existe trois types de calorimètre hadronique dans le détecteur ATLAS[11] : le calorimètre à carreaux, le calorimètre à culot hadronique et le calorimètre avant. Dans la région centrale $|\eta| < 1,7$, le calorimètre Hadronic Tile d'ATLAS, situé derrière la bobine solénoïde et le calorimètre EM, utilise l'acier comme absorbeur et les tuiles scintillantes comme milieu actif.

2.3.2.3 Chambres à muons

Le spectromètre Muon (MS)[10], est le sous-détecteur le plus externe d'ATLAS et est composé d'un ensemble de différents systèmes de poursuite. Il est basé sur la déviation magnétique des pistes muoniques dans les grands aimants toroïdaux supraconducteurs, instrumentés avec détente séparée et chambres de poursuite de haute précision. Il sert à mesurer l'impulsion des muons qui sont les seules particules avec les neutrinos susceptibles de traverser le calorimètre sans perdre toute leur énergie.

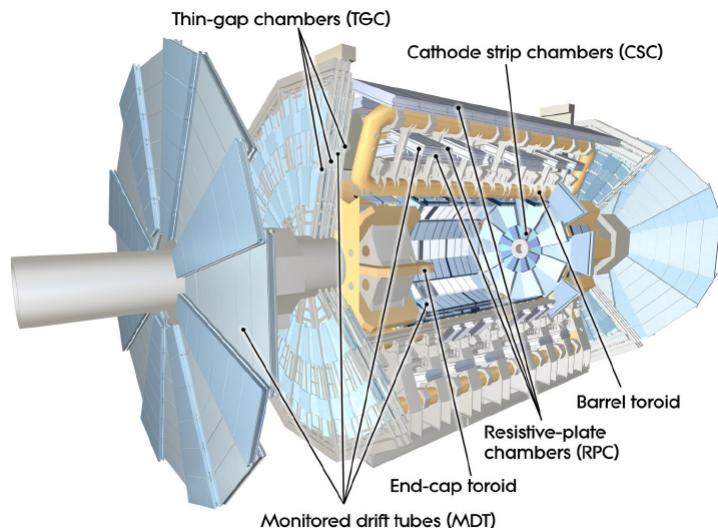


FIGURE 2.11 – Chambres à muons [10]

Durant ce chapitre nous nous sommes intéressés au boson de Higgs dans le modèle standard et au-delà, ainsi, que la production de pair de bosons de Higgs, résonante et non résonante. On a aussi discuté cette production dans le canal WW^*bb et introduire le détecteur ATLAS et le LHC.

Deuxième partie

Analyse des données

Définition et reconstruction des objets physiques

Dans ce chapitre nous procédons tout d'abord par la présentation des données collecter par le détecteur ATLAS (les données réelles), et aussi les données simuler par Monte-Carlo (MC), puis, on va décrire la procédure de sélection des objets physiques et des évènements[20].

3.1 Données réelle

Les données utilisées dans cette analyse sont celles collecté par le détecteur ATLAS durant les périodes de collision proton-proton du LHC, entre juin 2015 et octobre 2018 [20]. Elles demandent que le détecteur soit dans l'état de fonctionnement nominal, et elles sont spécifiées par le « good runs list » (GRL) préparer par le groupe de préparation des données ATLAS. Le GRL obtenu pour les périodes de collecte de données de 2015 à 2018 est présenté dans le tableau. La luminosité intégrée de l'ensemble de données recueillies au cours de la période (années 2015-2018)est de $139 fb^{-1}$.

Année	GRL
2015	data15_13TeV.periodAllYear_DetStatus-v89-pro21-02Unknown _PHYS_StandardGRL_All_Good_25ns
2016	data16_13TeV.periodAllYear_DetStatus-v89-pro21-01_DQDefects-00-02-04 _PHYS_StandardGRL_All_Good_25ns
2017	data17_13TeV.periodAllYear_DetStatus-v99-pro22-01Unknown _PHYS_StandardGRL_All_Good_25ns _Trig-gerno17e33prim
2018	data18_13TeV.periodAllYear_DetStatus-v102-pro22-04Unknown _PHYS_StandardGRL_All_Good_25ns _Trig-gerno17e33prim

TABLE 3.1 – Liste des données collecté par le détecteur ATLAS [20]

3.2 Simulation Monte-Carlo

Toutes Les données simulées, en utilisant Monte-Carlo, sont passées par la simulation complète du détecteur ATLAS dans GEANT4 [12]. Tandis que le signal est passé par une simulation rapide (ATLAS fast simulation framework) « Atl fast II (AF2) [13].

3.2.1 Bruit de fond du modèle standard

Dans cette analyse tous les processus de bruit de fond du modèle standard sont estimés à l'aide de la simulation Monte-Carlo.

Top-quark : les événements $t\bar{t}$ sont générés par le générateur *Powheg-Box v2* [15]. Aussi,

Processus	Générateur
$t\bar{t}, \text{dilepton}$	Powheg+Pythia8
$Wt, \text{dilepton}$	Powheg+Pythia8
$t\bar{t} + Z$	MadGraph 5_aMC@NLO+ Pythia8
$t\bar{t} + W$	MadGraph 5_aMC@NLO+ Pythia8
$Z + \text{jets}, Z \rightarrow ll$	SHERPA2.2.1
$W + \text{jets}, l\nu$	SHERPA2.2.1
production de h,VH	Pythia8
production de h,ggF	Powheg+Pythia8
production de h,tth	aMC@NLO+Pythia8

TABLE 3.2 – Liste des bruits de fond du MS

les événements d'un seul top-quark sont générés avec ce générateur.

V+jets : le bruit de fond $W+\text{jets}$ et $Z+\text{jets}$, avec la désintégration de chaque boson vecteur W en un lepton + neutrino ($W \rightarrow l\nu$) et ($Z \rightarrow ll$), est généré par le générateur SHERPA v2.2 [14].

Diboson vecteurs : les processus de Diboson VV avec 4 leptons chargés ($ZZ \rightarrow 4l$), 3 leptons chargés + 1 neutrino ($WZ \rightarrow l\nu, ll$) où bien 2 leptons chargés + 2 neutrinos ($WW \rightarrow l\nu l\nu$), sont générés par le générateur d'événement Sherpa 2.2.2.

Le tableau 3.2, site les processus du bruit de fond avec les générateurs d'événement utilisés, ainsi que les identifications de chaque donnée simulé.

3.2.2 Signal

Le signal considéré dans cette analyse est la production de pairs de bosons de Higgs, qui se désintègre via la voie $bbWW^*$, ainsi que le système WW^* se désintègre en 2 leptons chargés (e, μ) + 2 neutrinos ($WW \rightarrow l\nu l\nu$) comme il est indiqué dans le tablau (3.3) [20].

Les données correspondent à ce canal sont générés par les générateurs d'événement MadGraph5 et *Herwig ++*, selon la procédure définie dans [16]. Le tableau suivant

Processus	Générateur
MS(non-résonant) $h \rightarrow hh^* \rightarrow WW^*bb$	MadGraph 5_aMC@NLO+Herwig++
$H \rightarrow hh \rightarrow WW^*bb, m_H = 260$	MadGraph 5_aMC@NLO+Herwig++
$H \rightarrow hh \rightarrow WW^*bb, m_H = 300$	MadGraph 5_aMC@NLO+Herwig++
$H \rightarrow hh \rightarrow WW^*bb, m_H = 400$	MadGraph 5_aMC@NLO+Herwig++
$H \rightarrow hh \rightarrow WW^*bb, m_H = 500$	MadGraph 5_aMC@NLO+Herwig++
$H \rightarrow hh \rightarrow WW^*bb, m_H = 600$	MadGraph 5_aMC@NLO+Herwig++
$H \rightarrow hh \rightarrow WW^*bb, m_H = 700$	MadGraph 5_aMC@NLO+Herwig++
$H \rightarrow hh \rightarrow WW^*bb, m_H = 750$	MadGraph 5_aMC@NLO+Herwig++
$H \rightarrow hh \rightarrow WW^*bb, m_H = 800$	MadGraph 5_aMC@NLO+Herwig++
$H \rightarrow hh \rightarrow WW^*bb, m_H = 900$	MadGraph 5_aMC@NLO+Herwig++
$H \rightarrow hh \rightarrow WW^*bb, m_H = 1000$	MadGraph 5_aMC@NLO+Herwig++

TABLE 3.3 – Liste des processus de signal hh

présente la liste des signaux hh, Ils utilisent un modèle scalaire de Higgs lourd comme hypothèse de signal, avec des masses de Higgs lourds allant de 260 GeV à 1 TeV.

3.3 Définition des objets physique

Dans cette section on discute, des critères de sélection des objets physiques qui sont pris en compte dans l'analyse. il y a essentiellement deux types de sélection considérés : "baseline" et "signal" [20].

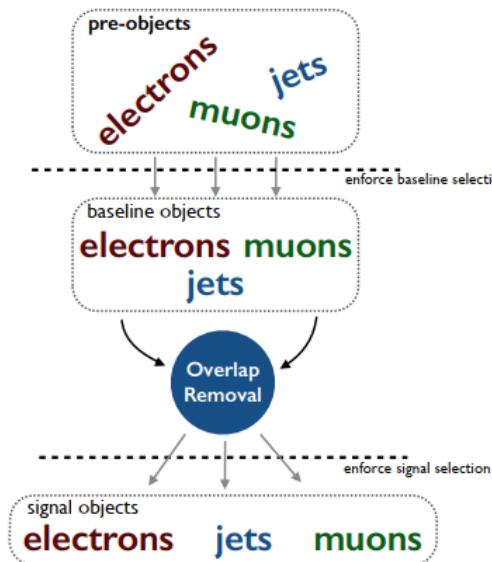


FIGURE 3.1 – Schema ullistre la méthode de sélection [20]

Baseline : c'est un type de sélection moins serré, les objets du "baseline" sont utilisés dans la procédure "Overlap removal", c-a-d, la suppression du chevauchement pour résoudre toute ambiguïté entre les objets qui peuvent être considérés comme des objets de niveau signal [20].

Signal : Les objets du signal doivent passer la sélection "baseline", en plus de certains critères d'identification ou de qualité plus serré pour améliorer la pureté de la sélection [20].

3.3.1 Leptons

Pour la définition des leptons (électrons et muons), la plus part des critères de sélection et d'identification sont communs entre les électrons et les muons, comme l'impulsion transverse p_T de la sélection "baseline" et les exigences d'isolation [20].

Pour les électrons et les muons du "baseline", l'impulsion transverse doit être supérieur à 10GeV ($p_T > 10\text{GeV}$), ils n'ont pas obligatoirement besoin d'être isolés. Les exigences d'isolation des leptons ne sont imposées que sur les leptons de signal. La procédure d'isolation exigée est réalisée par l'outil "IsolationSelectionTool", cet outil a différents points de fonctionnement selon l'objet physique (électron ou bien muon) demandant l'isolation [20].

3.3.1.1 Electrons

Les électrons sont sélectionnés à partir de l'énergie déposée dans le système calorimétrique. Les algorithmes d'identification des électrons sont basés sur la probabilité et implémentés dans l'outil "AsgElectronLikelihoodTool" [17].

Les électrons de "baseline" et les électrons de "signal" doivent passer les points d'identification de vraisemblance "LooseLLLHBLayer" et "TightLLLH" de "AsgElectronLikelihoodTool". L'identification LooseLLLHBLayer et TightLLLH d'identification sont 96% et 88% efficaces, respectivement, pour des électrons d'énergie transversale (E_T) de 100 GeV [17].

Le cluster d'électrons doit se situer dans la zone $|\eta_{clus}| < 2,47$ pour les électrons de "baseline" et les électrons de "signal". De plus, pour les électrons de signal, nous exigeons également que la grappe d'électrons soit exclue de la zone de fissuration entre le baril et la zone de transition du bouchon, soit $1,37 < |\eta_{clus}| < 1,52$ [20].

Le tableau 3.4 résume les critères de sélection des électrons dans les deux étapes "baseline" et "signal".

Sélection	Exigences
définition base line	
<i>IdentificationWP</i> $p_T[GeV]$ $ \eta^{clus} $ Qualité	LooseLLHBLayer > 10 < 2.47 isGoodOQ(xAOD : :EgammaParameters : :BADCLUSELECTRON)
définition Signal	
<i>IdentificationWP</i> <i>IsolationWP</i> $ d_0^{BL} significance $ $\Delta z_0^{BL} \sin \theta [mm]$ $ \eta^{clus} $	TightLLH Gradient < 5.0 < 0.5 $\notin [1.37, 1.52]$

TABLE 3.4 – Résumé des définitions des électrons de base et des électrons de signal.

3.3.1.2 Muons

Les muons sont reconstruits en combinant les traces trouvées dans le détecteur intérieur et le spectromètre à muon dont les trajectoires et les courbures sont cohérentes. Pour les muons de baseline et de signal, ils doivent passer par le WP (Working Points) moyen de l'outil "MuonSelectionTool" [18]. Les muons de "baseline" et du signal doivent se situer dans l'intervale $|\eta^{clus}| < 2, 4$.

Sélection	Exigences
définition base line	
<i>IdentificationWP</i> $p_T[GeV]$ $ \eta^{clus} $ Qualité	LooseLLHBLayer > 10 < 2.47 isGoodOQ(xAOD : :EgammaParameters : :BADCLUSELECTRON)
définition Signal	
<i>IdentificationWP</i> <i>IsolationWP</i> $ d_0^{BL} significance $ $\Delta z_0^{BL} \sin \theta [mm]$ $ \eta^{clus} $	TightLLH Gradient < 5.0 < 0.5 $\notin [1.37, 1.52]$

TABLE 3.5 – Résumé des définitions des muons de base et des muons de signal.

3.3.2 Jets

Les jets sont des objets assez complexes pour reconstruire, que les leptons, dans les détecteurs de collision de hadrons. Ils sont reconstruits à partir des clusters calorimétriques topologiques tridimensionnels [20].

Les jets de référence doivent avoir un $p_T > 20 \text{ GeV}$, puis il faut faire la différence entre les jets de signal et les b-jets de signal. Les b-jets sont ceux identifiés comme provenant d'un b-quark ou d'un méson à l'aide de l'algorithme "MV2c10" [19]. Les jets de signal doivent se situer dans la zone $|\eta_{clus}| < 2,8$ alors que les b-jets doivent se situer dans la zone, $|\eta_{clus}| < 2,5$. La quantité de "jet vertex tagger" (JVT) est utilisée pour déterminer si un jet résulte d'une interaction de pile-up [19]. Les critères utilisés pour éviter de sélectionner un jet de pile-up comme signal ou comme b-jet sont donnés par :

$$JVT > 0,59 \quad , \quad |\eta_{clus}| > 2,4 \quad , \quad p_T > 60\text{GeV}$$

Sélection	Exigences
définition base line	
$p_T[\text{GeV}]$	> 20
définition de jet de Signal	
$ \eta $ suppr. de Pileup	< 2.8 $JVT > 0.59 \text{ } \eta > 2.4 \text{ } p_T > 60\text{GeV}$
définition de b-jet de Signal	
$ \eta $ suppr. de Pileup	> 2.5 $JVT > 0.59 \text{ } \eta > 2.4 \text{ } p_T > 60\text{GeV}$

TABLE 3.6 – Résumé des définitions des jets.

3.3.3 Energie manquante

Les événements considérés dans cette analyse ont deux neutrinos à l'état final. Comme les neutrinos passent à travers le détecteur sans interagir, leur présence ne peut qu'être déduite. En utilisant la loi de conservation du quadrivecteur impulsions, et on sais qu'avant la collision pp, l'impulsion dans le plan transversal est nul, $\sum p_T = 0$ [20].

3.3.4 Overlap Removal

La procédure Overlap Removal est appliquée pour résoudre les ambiguïtés entre les objets qui sont potentiellement classés dans plus d'un type de collection d'objets physiques [20]. Après la selection baseline la procédure Overlap Removal est exécutée par les étapes suivantes :

- **Electron-Muon Overlap** : Élimination du muon

Si un muon est Calo-Tagged (**xAOD** : **:Muon** : **:CaloTagged** est *true*) et partage une trace de détecteur interne avec un électron \Rightarrow enlevez le muon.

- **Electron-Muon Overlap** : Élimination de l'électron

Si un électron partage un trace de détecteur interne avec un muon, enlevez l'électron.

- **Jet-Electron Overlap** : Élimination du jet

Si un électron et un jet se chevauchent dans un cône de $\Delta R(\phi, y) = 0.2$, enlevez le jet.

- **Jet-Electron Overlap** : Élimination de l'électron

Si un électron et un jet se chevauchent à l'intérieur d'un cône $\Delta R(\phi, y) = 0.4$, et que le jet n'est pas classé comme un jet de pile-up, enlevez l'électron.

- **Jet-Muon Overlap** : Élimination du jet

Si un muon et un jet se chevauchent dans un cône de $\Delta R(\phi, y) = 0.2$ ou si le muon est associé à un jet, et que le jet n'a pas 3 pistes associées, retirez le jet.

- **Jet-Muon Overlap** : Élimination du muon

Si un muon et un jet se chevauchent à l'intérieur d'un cône de $\Delta R(\phi, y) = 0.4$ et que le jet n'est pas classé comme un jet de pile-up, enlevez le muon.

3.4 Sélection des événements

3.4.1 Exigences de déclenchement

Les événements sont sélectionnés à l'aide d'une combinaison de déclencheurs d'un seul lepton et de dileptons. En raison de l'évolution des conditions de prise de données et de l'intensité des collisions entre le début de la prise de données en 2015 et la fin de la période de prise de données en 2018, le choix du déclencheur dépend de la période de prise de données (année). L'ensemble des déclencheurs utilisés dans l'analyse est illustré dans [20].

3.4.2 Présélection d'événements

En plus des conditions imposées par le déclencheur des événements, un certain nombre des exigences sont nécessaires pour tous les événements. Ces exigences sont les [20] :

- Un vertex primaire doit être trouvé.
- Dans le cas où un muon cosmique est trouvé dans l'événement, l'événement est rejeté.
- Les événements sont également rejettés s'ils contiennent au moins un jet de $p_T > 20\text{GeV}$ satisfaisant les critères LooseBad définis par le groupe Jet/ETmiss.

3.4.3 Topologie d'événements

Pour la production de paires de Higgs, le canal de désintégration WWbb est le canal avec un rapport de branchement le plus élevé, derrière le canal de bbbb, comme il est illustré dans le diagramme gauche de la figure(3.2). Cependant, considérant les modes de désintégration des bosons W. La désintégration léptonique du W a un taux de branchement de $\sim 30\%$, autrement dit, lorsqu'on exige qu'un des bosons W se désintègre léptoniquement, nous subissons une baisse dans le rapport de branchement . De même si on demande du système WW de se désintégrer léptoniquement. Il est important de noter, cependant, que cette analyse est également sensible aux modes de désintégration $W \rightarrow \tau\nu$ dans lesquels les leptons τ se désintègrent leptonicellement à e ou μ [20].

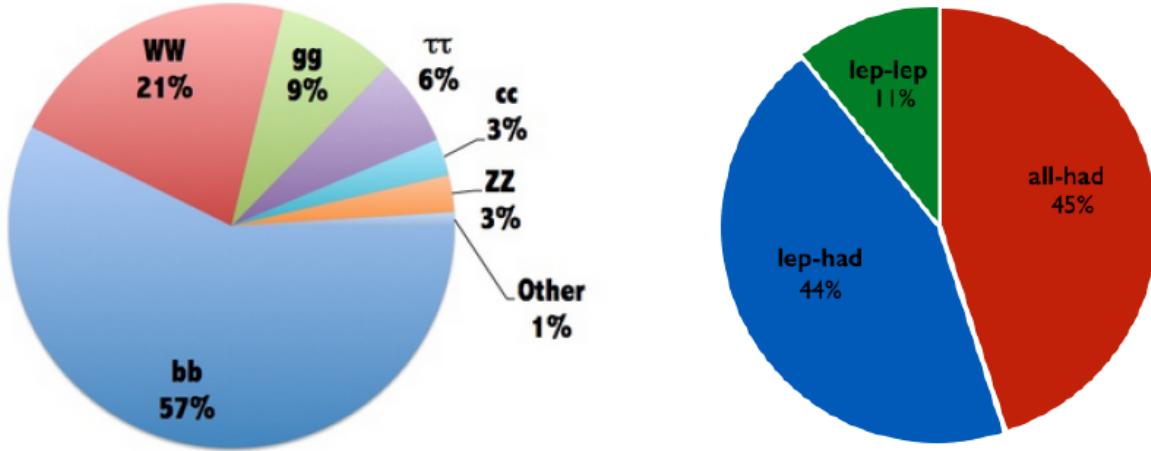


FIGURE 3.2 – Gauche : Rapports de branchement du boson de Higgs du modèle standard. Droite : Rapports de branchement du système WW [20]

Exigeant qu'un des bosons W se désintègre léptoniquement, et l'autre hadroniquement, l' E_T^{miss} sera dû à un seul neutrino. Alors, l'ensemble du système $h \rightarrow WW$ peut être reconstruit [20]. Ceci, avec le système bb signifie que l'on peut reconstruire l'ensemble du système hh. Mais il y a deux défis pour réalisé cette reconstruction qui sont :

- il est plus probable qu'il y aura un rayonnement supplémentaire qui conduira à des jets reconstruits supplémentaires. Pour reconstruire efficacement le système de désintégration WW, il faut définir un algorithme pour sélectionner correctement les jets qui proviennent du boson W.

Donc, un tel algorithme n'est pas efficace \Rightarrow mal reconstruction du système WW.

- Dans les scénarios où le lepton du W_1 se chevauche avec l'un des jets du W_2 . Ce scénario posera un grand problème pour les canaux d'électrons où l'ambiguïté est

due à la nécessité d'attribuer des dépôts d'énergie calorimétrique soit à l'électron, soit au jet.

En exigeant que les deux bosons W se désintègrent léptoniquement, les problèmes d'ambiguïté et des jets n'apparaît pas, et l' E_T^{miss} est due à la présence de deux neutrinos. le signal est caractérisé dans ce canal par deux leptons, deux b-jets et la présence de quelques E_T^{miss} , qui est identique à l'état final du bruit de fond $t\bar{t}$ du MS. Ce qui fait, ce canal peut être plus difficile que les autres désintégrations possibles du $WWbb$. Mais, il existe des différences critiques entre la désintégration de la production de $t\bar{t}$ du MS et celle de $hh \rightarrow WWbb$ [20].

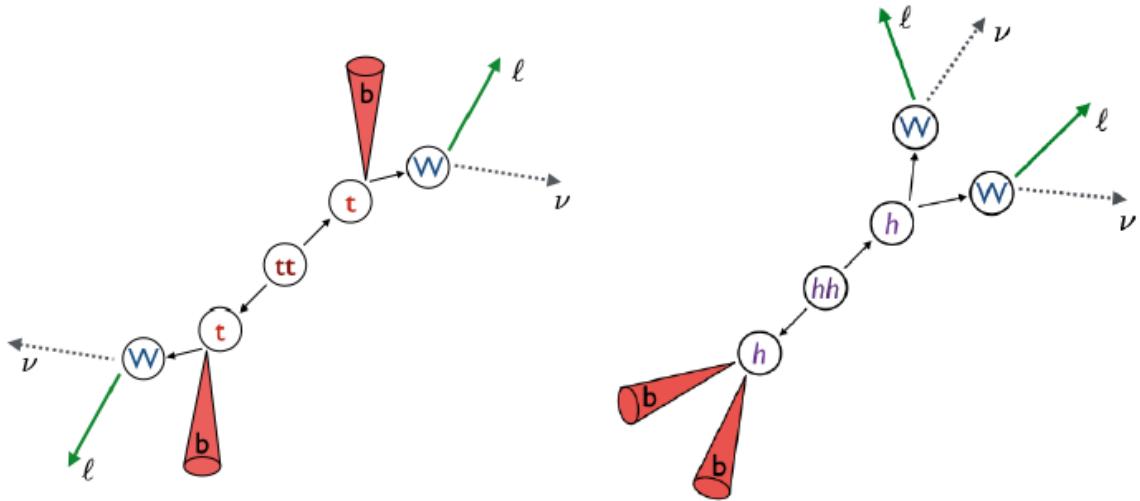


FIGURE 3.3 – Formes du système $WWbb$. *Gauche* : production $t\bar{t}$ du MS. *Droite* : $hh \rightarrow WWbb$ [20].

La figure (3.3) montre la forme générale de l'état final du $t\bar{t}$ du MS et hh . Il est sensiblement différente entre les deux [20] :

- Dans le cas de $t\bar{t}$, la désintégration est symétrique, ce qui signifie que chaque branche suit la même chaîne de désintégration $t \rightarrow Wb \rightarrow l\nu b$. Cependant que le système hh suit la désintégration $h \rightarrow WW$ et $h \rightarrow b\bar{b}$.
- Dans le système $t\bar{t}$, le flux de momentum du système $l + \nu$ d'un côté s'oppose à celui de l'autre côté et aussi, les deux b-jets s'opposent l'un à l'autre. par contre, dans le système hh , le système WW doit équilibrer le moment du système bb et le système $\nu + \nu$ doit être co-linéaire avec celui du système $l + l$.

Il s'agit là d'une différence topologique qui va être utilisé dans cette analyse. Nous présentons quelques distributions cinétiques illustrant les topologies uniques de notre signal par rapport aux processus de bruit de fond dominants. Dans les Figures (3.4-3.5), nous présentons plusieurs diagrammes de grandeurs cinétiques qui illustrent les différentes

topologies entre les bruits de fond dominants attendus (production de $t\bar{t}$ et de Wt), la production de hh non résonnante et plusieurs signaux hh résonants de masses résonantes variables [20].

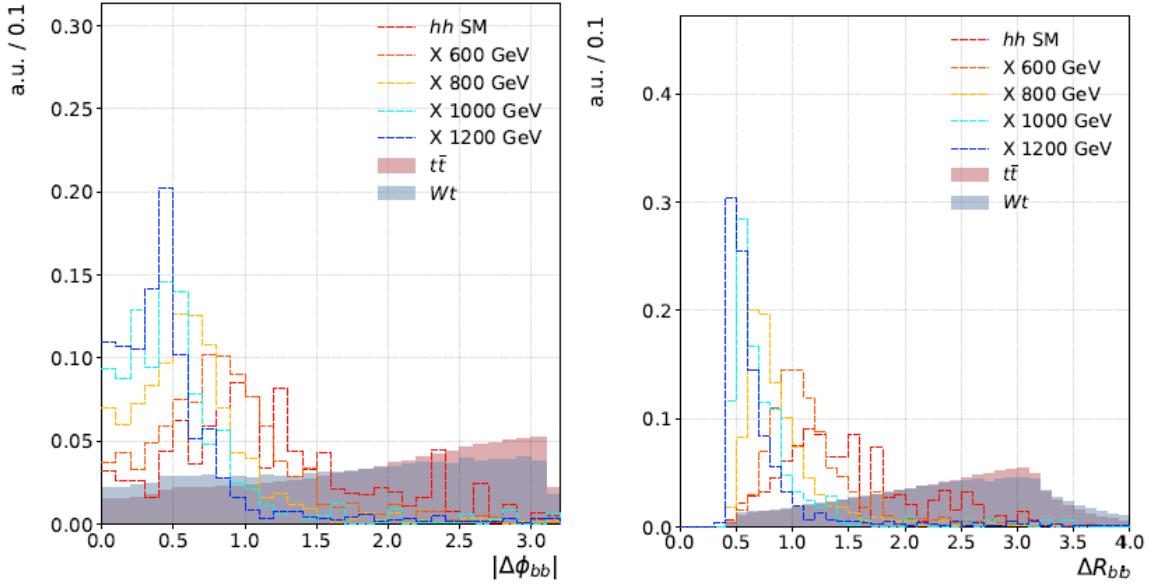


FIGURE 3.4 – Gauche : $\Delta\phi$ entre les deux b-jets. Droite : ΔR entre les deux b-jets [20].

La Figure (3.4) montre les distributions relatives au système bb. Pour le signal hh, les deux b-jets sont colinéaires et aussi, pour la production résonante, ils deviennent de plus en plus co-linéaires quand la masse résonante augmente. Pour $t\bar{t}$ les b-jets ne sont pas colinéaires comme il est prévu à partir de leur topologie différente, Pour Wt , nous voyons la même chose que pour $t\bar{t}$.

La Figure (3.5) montre quelques distributions relatives au système dilepton $\Delta\phi$, ΔR , E_T^{miss} , et $E_T^{miss} + \text{dilepton}$ [20].

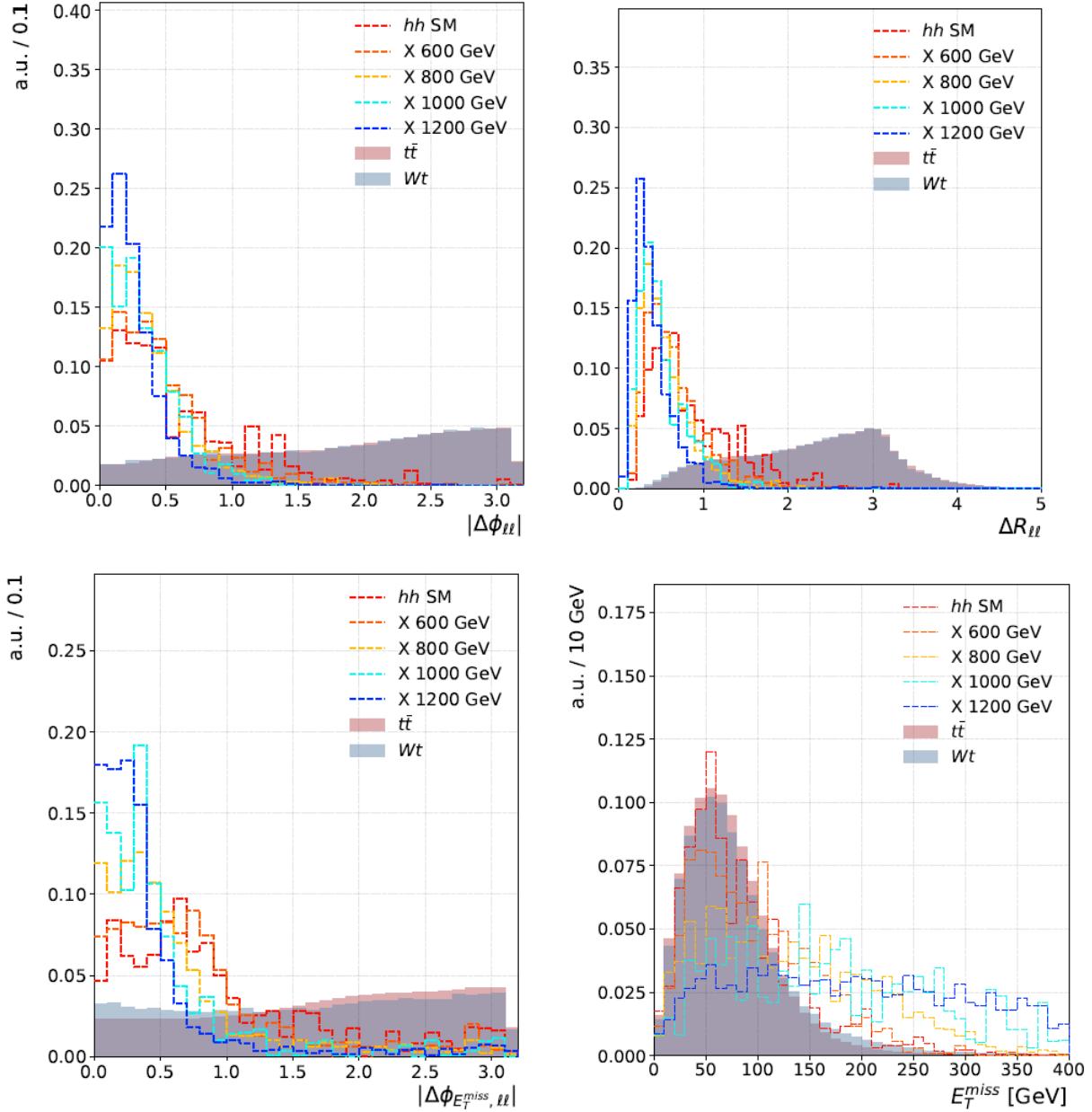


FIGURE 3.5 – distributions des variables $\Delta\phi$, ΔR , $\Delta\phi_{E_T^{miss}, ll}$ et E_T^{miss} [20].

On peut voir à partir des distributions $\Delta\phi$ et ΔR que pour les scénarios de signaux (hh et $X \rightarrow hh$) les leptons sont co-linéaires, comme prévu, les deux leptons étant contenus presque entièrement dans un cône de rayon $\Delta R = 1$. Tandis que pour les bruits de fond, les leptons ont tendance à être "back-to-back" ($\Delta\phi \rightarrow \pi$). Le $\Delta\phi$ entre le système E_T^{miss} et le système dilepton montre que le système WW total est également co-linéaire. Pour $t\bar{t}$ $\Delta\phi$ entre le système E_T^{miss} et le système dilepton tend lentement vers π comme le processus Wt [20].

Durant ce chapitre nous nous sommes intéressés aux exigences de sélections pour les différents objets physiques et des événements, ainsi, que la topologie de l'événement hh et du bruit de fond ($t\bar{t}$ et Wt).

Analyse et résultats

Dans ce chapitre nous procéderons tout d'abord par la présentation de quelques observables supplémentaires qui sont utilisés pour diminuer l'effet du bruit de fond du MS. Ensuite, on va décrire l'estimation du bruit de fond du MS et les sources des incertitudes systématiques. Enfin, nous allons présenter le résultat obtenu.

4.1 Variables cinématique

Nous présentons quelques observables supplémentaires qui sont utilisés dans l'analyse pour cibler la production de hh et fournir une séparation des milieux dominants attendus du MS, tt et Wt de la production [20].

4.1.1 H_{T2}^R

Pour profiter des différences topologiques mentionnées dans les sections précédentes, nous pouvons construire une observable sensible à la distribution globale du flux d'impulsion dans l'événement [20]. Nous définissons un tel observable comme dans l'équation :

$$H_{T2}^R = \frac{|\overrightarrow{E_T^{miss}} + \overrightarrow{p_{T,i0}} + \overrightarrow{p_{T,i1}}| + |\overrightarrow{p_{T,b0}} + \overrightarrow{p_{T,b1}}|}{|\overrightarrow{E_T^{miss}}| + |\overrightarrow{p_{T,i0}}| + |\overrightarrow{p_{T,i1}}| + |\overrightarrow{p_{T,b0}}| + |\overrightarrow{p_{T,b1}}|} \quad (4.1)$$

Le numérateur de l'équation (4.1) contient deux parties, deux sommes vectorielles des impulsions transversales. La première partie contient les objets associés à la désintégration WW et la seconde contient les objets associés à la désintégration bb.

Pour les processus dominants prévus, $t\bar{t}$ et Wt, les b-jets ont tendance à être plus "back-to-back". Alors, le deuxième terme du numérateur sera plus petit en raison de l'annulation vectorielle, de même pour les systèmes neutrino et lepton, ce qui fait que la première terminaison est le numérateur également plus petit pour les processus $t\bar{t}$ et Wt. Par contre pour hh, les deux termes du numérateur seront grands [20].

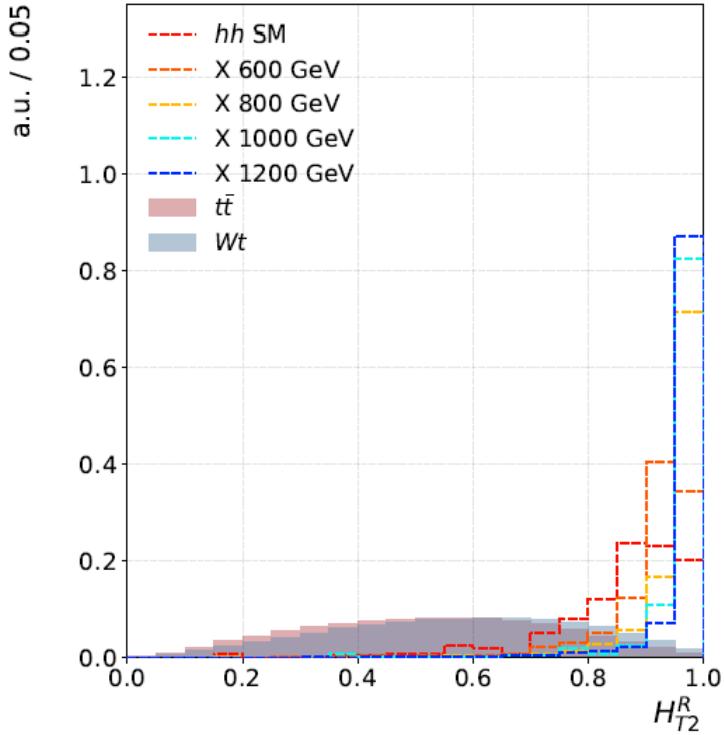


FIGURE 4.1 – Distribution H_{T2}^R pour la production de $t\bar{t}$ et Wt et les scénarios de production de hh résonants et non résonants [20].

D'après la figure (4.1), on remarque que la grandeur H_{T2}^R tend vers l'unité pour les scénarios de signaux et vers des valeurs inférieures pour les processus du bruit de fond.

4.1.2 m_{T2}^{bb}

Plusieurs variables peuvent être utilisées contre le bruit de fond du MS [20]. On considère la variable, masse transversale m_{T2} , elle est définie par [20] :

$$m_{T2}^2 \equiv \min[\max m_T^2(p_T^{vis,a}, q_T^a), m_T^2(p_T^{vis,b}, q_T^b)] \quad (4.2)$$

où "a" et "b" correspondent aux deux côtés supposés de la désintégration, comme il est illustré dans la figure(4.2), et le p_T est le moment transversal des objets visibles, et q_T est une partition de E_T^{miss} totale ($E_T^{miss} = q_T^a + q_T^b$). Avec :

$$m_T^2(p_T^{vis}, q_T) = (E_T^{vis} + |q_T|)^2 - |(p_T^{vis} + q_T)|^2 \quad (4.3)$$

m_{T2}^{bb} : la variable m_{T2}^{bb} est une construction m_{T2} où les objets visibles d'entrée sont les deux b-jets dans l'événement. Une illustration du regroupement des objets utilisés pour m_{T2}^{bb} est donnée dans la figure (4.2) où le côté visible "a" des objets de m_{T2} peut être pris

comme ceux entourés en bleu et le côté visible "b" des objets de m_{T2} peut être pris comme ceux entourés en rouge, et les objets non visible de m_{T2} sont entourés en vert [20].

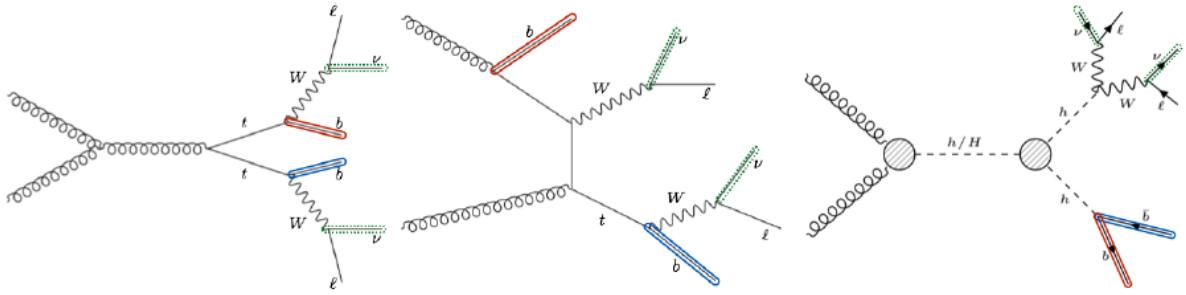


FIGURE 4.2 – Illustrations des groupes d’objets considérés pour la variable m_{T2}^{bb} [20].

D’après la figure (4.2), on remarque que pour les deux processus de bruit de fond $t\bar{t}$ et Wt , les objets d’entrée de m_{T2}^{bb} sont bien sur des côtés opposés de l’événement alors que pour le processus signal hh ils sont sur le même côté. De plus, pour les branches $t \rightarrow Wb$ (dont deux existent dans le processus $t\bar{t}$ et une dans le processus Wt), les $m_T^2(p_T^{vis,i}, q_T^i)$ sont cinématiquement liés pour être inférieurs à la masse du quark top. Pour le côté "W" du processus Wt (le côté avec le quark b entouré en rouge au milieu de la figure (4.2)), $m_T^2(p_T^{vis}, q_T)$ n’a pas une telle contrainte cinématique, c-a-d, elle peut atteindre des valeurs supérieures à m_{top} [20]. Pour le processus hh , les deux entrées visibles de m_{T2}^{bb} sont du même côté et s’opposent à celle de E_T^{miss} . Par conséquent, pour toute combinaison de $m_T^2(p_T^{vis}, q_T)$, il n’y a pas de contrainte cinématique. Pour cette raison, nous nous attendons à ce que la quantité de m_{T2}^{bb} peut atteindre des valeurs élevées. Dans la figure (4.3), nous illustrons pour plusieurs hypothèses de signaux hh et les processus $t\bar{t}$ et Wt la forme de la distribution m_{T2}^{bb} .

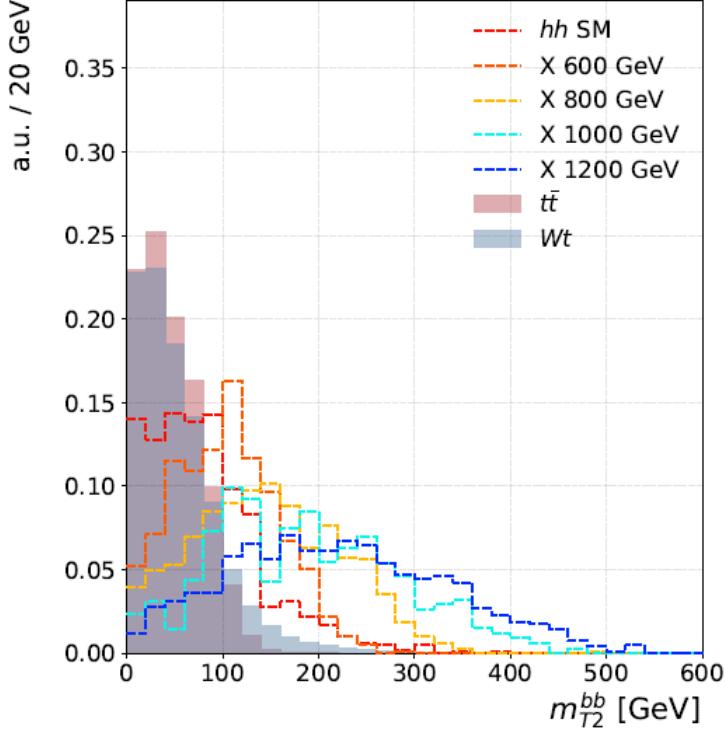


FIGURE 4.3 – Distribution m_{T2}^{bb} pour la production de $t\bar{t}$ et Wt et les scénarios de production de hh résonants et non résonants [20].

D'après la figure (4.3), on remarque que la queue de la distribution de m_{T2}^{bb} dans les événements Wt s'étend à des valeurs plus grandes que celles des processus $t\bar{t}$, comme prévu. On remarque, aussi, que pour les processus hh, la queue s'étend en général beaucoup plus loin que n'importe lequel des processus MS parce qu'aucun des deux côtés du m_{T2} n'est lié cinématique.

4.2 Estimation du bruit de fond

Le bruit de fond dominant est la production de pair de quark top $t\bar{t}$, puis la production Wt et $Z + jets$. Dans cette section, nous décrivons les méthodes utilisées pour contraindre la normalisation de ces processus dominants dans la région du signal [20].

4.2.1 Production du top

Nous combinons l'estimation MC des processus top quark du modèle standard, $t\bar{t}$ et Wt , en un seul processus qui sera utilisé comme bruit de fond "Top".

Les régions de contrôle et de validation sont tous en inversant l'exigence de masse de Higgs définie par la masse du système b-jet m_{bb} . Pour le CR, nous inversons entièrement

la fenêtre m_{bb} , nécessitant $m_{bb} < 100GeV$ ou $m_{bb} > 140GeV$. Pour le VR, nous inversons partiellement, ce qui nécessite $m_{bb} > 140GeV$. Les exigences de m_{ll} et de multiplicité des b-jets sont les mêmes pour les deux régions [20]. Les définitions de la RC et de la RV sont présentées dans le tableau 4.1.

Observable	CR-Top	VR-Top
Saveur Dilepton	$e\mu + \mu e$	$ee + \mu\mu$
Multiplicité de jets b-tagged	≥ 2	≥ 2
$m_{bb}[GeV]$	< 100 ou > 140	> 140
$m_{ll}[GeV]$	< 60	< 60
d_{hh}	> 4.5	> 4.5

TABLE 4.1 – Définition des régions de contrôle et de validation du top

4.2.2 Z + saveurs lourdes

Les régions de saveur $Z + saveurs lourdes$ incluent la saveur du dilepton. Ils sont définis en inversant la variable $m_{ll} < 60GeV$ de la région du signal. La prossecus Z + saveur lourde CR, CR-Z+HF, exige une fenêtre m_{ll} serrée autour de la masse du boson Z tandis que la VR, VR-Z+HF, exige m_{ll} d'être dans les bandes latérales de chaque côté de la fenêtre définie par CR-Z+HF [20]. La définition des régions CR et VR du $Z + saveurs lourdes$ sont présentée dans le tableau 4.2.

Observable	CR-Z+HF	VR-Z+HF
Saveur Dilepton	$ee, \mu\mu, e\mu, \mu e$	$ee, \nu\nu$
Multiplicité de jets b-tagged	≥ 2	≥ 2
$m_{bb}[GeV]$	$\in [100, 140]$	$\in [100, 140]$
$m_{ll}[GeV]$	$\in [81.2, 101.2]$	$\in [71.2, 81.2] \parallel \in [101.2, 115]$
d_{hh}	> 0	> 0

TABLE 4.2 – Définition des régions de contrôle et de validation du Z+jets

4.2.3 Distubutions cinématiques

4.2.3.1 Distubutions cinématiques dans VR et CR-Top

Les diagrammes des distributions m_{bb} et H_{T2}^R dans la région de contrôle du production de top sont présentées dans la figure (4.4).

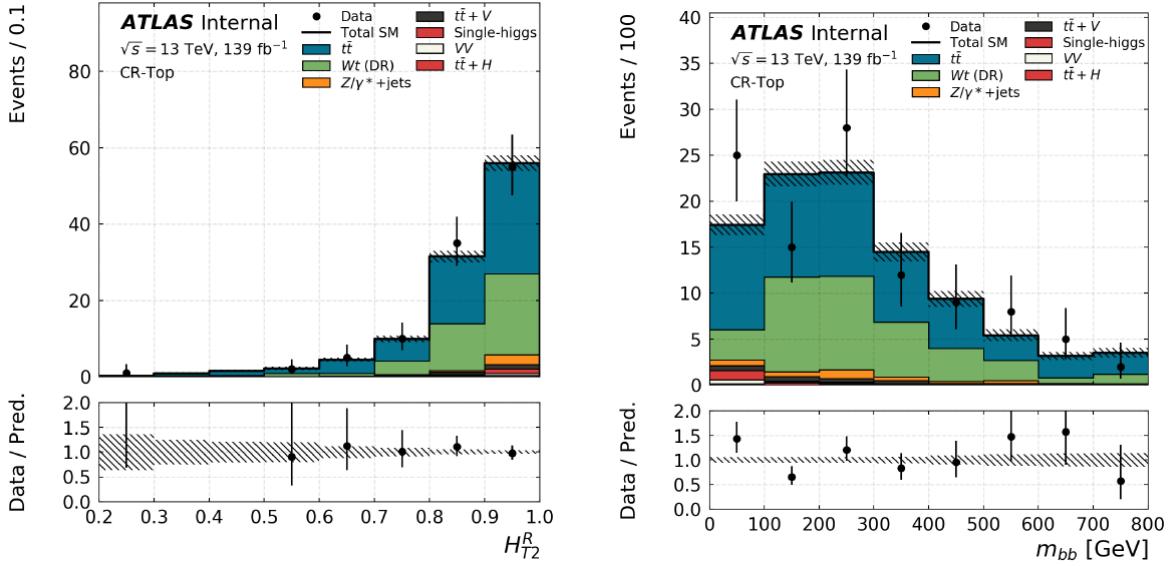


FIGURE 4.4 – distributions m_{bb} et H_T^R dans CR-Top [20].

La figure (4.4) illustre la forme de la distribution pour les processus du bruit de fond, dans la région de contrôle du top. les processus simulés $t\bar{t}$, $Wt\text{et}Z + jets$ sont présentés avec les données du détecteur (data).

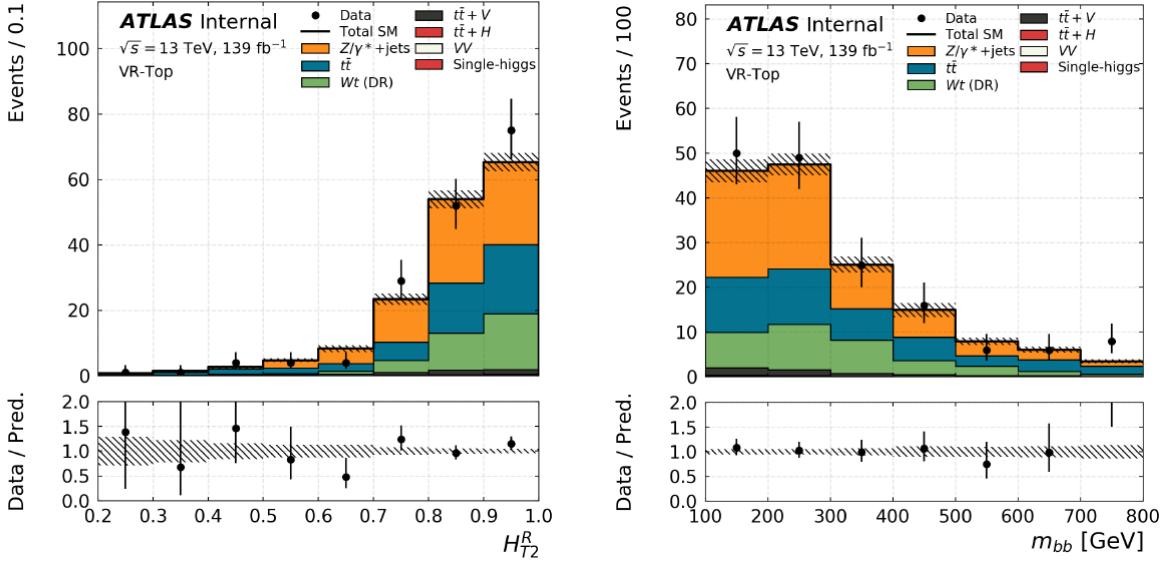


FIGURE 4.5 – distributions m_{bb} et H_T^R dans VR-Top [20].

Aussi la figure (4.5) illustre les distributions mais dans la région de validation. On constate, d'après le rapport "Data/pred", que les prédictions sont en accord avec les données du détecteur.

4.2.3.2 Distubutions cinématiques dans VR et CR- $Z + jets$

De même, ici, on considère les distributions m_{bb} et H_T^R pour les processus $Z + jets$ dans sa région de contrôle. elles sont présentées dans la figure (4.6).

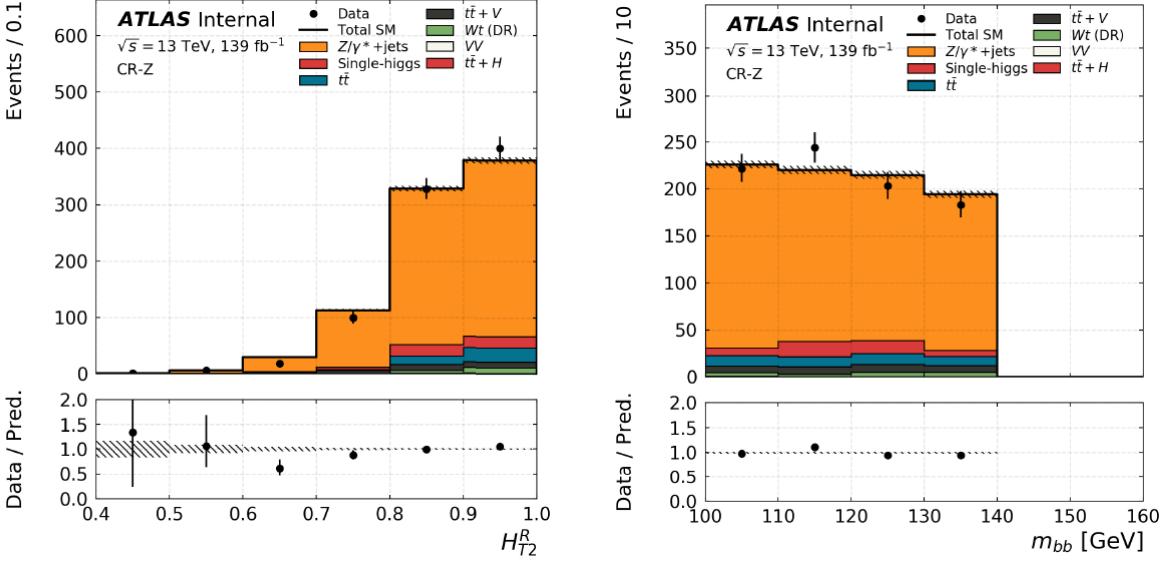


FIGURE 4.6 – distributions m_{bb} et H_T^R dans CR-Z+jets [20].

La figure (4.7) illustre les memes distributions dans la région de validation du bruit de fond $Z + jets$.

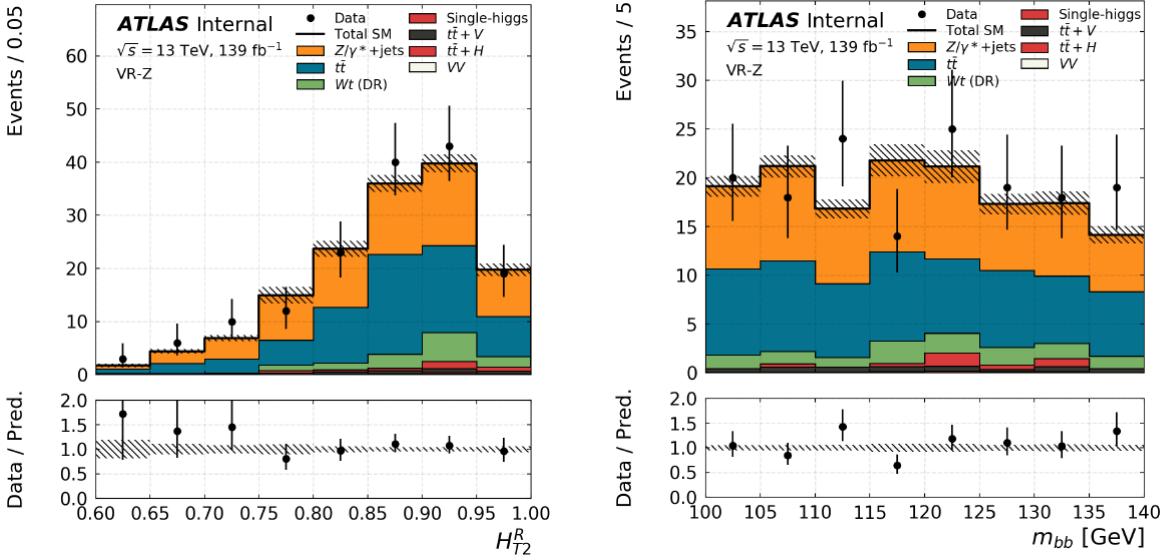


FIGURE 4.7 – distributions m_{bb} et H_T^R dans VR-Z+jets [20].

Toutes les figures, montrant les distributions dans les régions de contrôle et de validation, affichent les bruits de fond simulés, par MC, et celles des données de détecteur. Elles illustrent, aussi, le rapport "Data/pred" qui montre que le bruit fond attendu est en accord avec les données sur l'ensemble de la distribution.

Après l'estimation du bruit de fond, on va introduire les sources des incertitudes systématiques qui vont être pris en considération dans les résultats de l'analyse.

4.3 Incertitudes systématiques

Nous considérons deux grandes catégories d'incertitudes : les incertitudes expérimentales et les incertitudes liées à la modélisation des processus de fond estimés par simulation [20].

4.3.1 Incertitudes experimental

Les objets reconstruits ont plusieurs sources d'incertitude liées aux effets des détecteurs, ou expérimentaux, tels que l'énergie/impulsion ou la mauvaise mesure de l'efficacité [20].

4.3.1.1 Luminosité

L'incertitude sur la luminosité intégrée de l'ensemble de données est de 2.1% [20]. Cette incertitude systématique est appliquée de manière corrélée à tous les processus de signal et de fond, à l'exception des processus $t\bar{t}$ et Wt .

4.3.1.2 Trigger

Les différences dans l'efficacité de la sélection du déclencheur électronique et muonique sont prises en compte via les incertitudes sur les facteurs d'échelle d'efficacité, comme recommandé par les groupes CP e/gamma et muon [20].

4.3.1.3 Muon

L'incertitude sur les corrections, appliquées aux moments (p_T) des muons simulés, est prise en compte comme systématique dépendante de la forme dans les simulations. L'efficacité de l'identification, de la reconstruction et de l'isolement des muons est également mesurée et leurs incertitudes sont prisent en compte [20].

4.3.1.4 Electron

L'échelle d'énergie des électrons et la résolution sont corrigées pour assurer une meilleure concordance entre la prédition MC et les données. L'incertitude sur ces corrections est prise en compte comme systématique dépendante de la forme dans l'ajustement. L'efficacité d'identification, de reconstruction et d'isolation des électrons est également mesurée par le groupe e/gamma et leurs incertitudes sont incluses dans la procédure d'ajustement statistique [20].

4.3.1.5 Jets

L'incertitude de l'échelle d'énergie des jets (JES) dépend du pT et tient compte des incertitudes dues aux effets de pile-up. Une incertitude sur la résolution de l'énergie du jet (JER) est également prise en compte [20].

4.3.1.6 Energie manquante E_T^{miss}

Les incertitudes systématiques liées à l'énergie transversale manquante sont obtenues par la propagation de l'incertitude systématique sur les objets qui construisent le MET, en particulier la résolution et l'échelle de l'énergie muonique, électronique et des jets [20].

4.3.2 Incertitudes de modélisation

Il existe plusieurs sources d'incertitude liées à la modélisation des processus de bruit de fond dominants et sous-dominants.

4.3.2.1 Incertitudes de la modélisation de $t\bar{t}$

Pour le processus $t\bar{t}$, nous considérons plusieurs sources d'incertitude théorique et de modélisation. L'ensemble des incertitudes sont présentées dans le tableau 4.3. On considère plusieurs sources d'incertitudes qui sont : HS, ainsi que la génération, aussi les variations d'échelle et la radiation sont prisent en compte. De plus, on considère l'incertitude de la section efficace sur le processus $t\bar{t}$ [20].

Sources d'incertitude	incertitude sur $t\bar{t}(\%)$
génération	21.2
fragmentation et l'hadronisation	19.85
PDF	1.0
variations d'échelle	3.90
radiation	9.77
section efficace de $t\bar{t}$	5.82
HF \oplus génération \oplus PDF \oplus variation \oplus Radiation $\oplus \sigma(t\bar{t})$	31.45

TABLE 4.3 – Incertitudes de la modélisation pour $t\bar{t}$ [20].

Nous voyons que la principale source d'incertitude ici provient de la génération et fragmentation et d'hadronisation, ainsi que du radiation.

4.3.2.2 Incertitudes de la modélisation de Wt

Pour le processus Wt , nous considérons plusieurs sources d'incertitude théorique et de modélisation. L'ensemble des incertitudes à évaluer pour le processus Wt est détaillé dans le tableau 4.4. On considère les memes sources d'incertitudes du processus $t\bar{t}$. De plus, on considère l'incertitude de la section efficace sur du processus Wt , comme dans le processus $t\bar{t}$ [20].

Sources d'incertitude	incertitude sur Wt (%)
generation	21.2
fragmentation et l'hadronisation	19.85
PDF	1.0
vibrations d'échelle	3.90
radiation	9.77
section efficace de $t\bar{t}$	5.82
génération \oplus HF \oplus PDF \oplus variation \oplus Radiation $\oplus \sigma(t\bar{t})$	31.45

TABLE 4.4 – Incertitudes de la modélisation pour Wt [20].

4.3.2.3 Incertitudes de la Modélisation des Z+jets

Les incertitudes théoriques et de modélisation à appliquer au bruit de fond $Z+jets$ sont présentées dans le tableau 4.5.

Sources d'incertitude	incertitude sur $Z + jets$ (%)
PDF	3.6
vibrations d'échelle	1.5
MadGraph	17.7
PDF \oplus variations d'échelle	5.1
PDF \oplus variations d'échelle \oplus MadGraph	15.2

TABLE 4.5 – Incertitudes de la modélisation pour $Z + jets$ [20].

4.3.2.4 Incertitudes du signal

Nous considérons plusieurs sources d'incertitude associées au processus du signal hh lui-même. Il y a deux types d'incertitude que nous considérons : l'une due à l'incertitude sur la section efficace de production non résonnante hh elle-même et l'autre due aux variations de l'acceptance de $hh \rightarrow WWbb, 2l$ due à l'incertitude liée à la modélisation théorique du processus [20].

4.4 Résultat

Dans cette section, Nous décrivons la méthode pour calculer les limites supérieures de μ_{sig} et $\sigma(pp \rightarrow hh)$ à 95% CL (niveau de confiance). Avec μ_{sig} est un paramètre de normalisation lié au processus considéré dans ce cas hh, et $\sigma(pp \rightarrow hh)$ est la section efficace de la production de hh [20]. La limite supérieure de $\sigma(pp \rightarrow hh)$ à 95 CL est donnée par :

$$\sigma^{95UL}(pp \rightarrow hh) = \frac{\mu_{sig}^{95UL} \times \sigma^{supposé}}{BR(hh \rightarrow WWbb) \times K} \quad (4.4)$$

avec $\sigma^{supposé}$ est la section efficace calculé théoriquement et le facteur $K = 0.06698$.

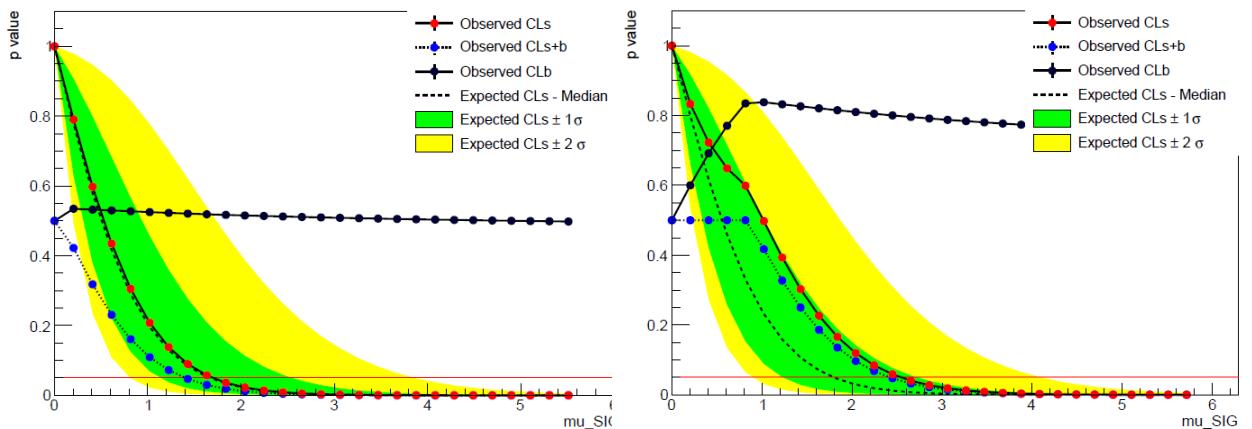


FIGURE 4.8 – Balayage sur μ_{sig} pour la région du signal de production de double higgs non résonant. droite : blinded. Gauche : unblinded [20].

Les limites supérieures de μ_{sig} obtenues à partir du balayage (voir Figure 4.8), sont utilisées pour obtenir les limites supérieures de la section efficace et de la section normalisée efficace sur la prédiction du modèle standard. Ces résultats sont résumés dans les tableaux 4.6 et 4.7 pour l'analyse blinded et unblinded, respectivement [20].

	-2σ	-1σ	Moyenne attendue	$+1\sigma$	$+2\sigma$
$\mu_{sig} 95\% \text{ CL UL}$	0.826	1.146	1.656	2.479	3.653
$\sigma(pp \rightarrow hh) 95\% \text{ CL UL [pb]}$	0.424	0.588	0.850	1.272	1.874
$\sigma^{95UL} / \sigma^{MS}$	13.65	18.95	27.38	40.97	60.37

TABLE 4.6 – Les limites supérieures attendues de 95% CL sur le modèle standard pour analyse "blinded" [20].

Comme on peut le voir au tableau (4.6), pour l'analyse "unblinded", les limites supérieures observées de la section efficace fluctuent vers le haut par rapport à la limite médiane prévue d'environ 1σ . Ceci est dû au fait que dans la région du signal, nous observons une fluctuation à la hausse des données observées par rapport à la valeur attendue

d'environ 1σ [20].

	-2σ	-1σ	M.attendue	$+1\sigma$	$+2\sigma$	Observées
$\mu_{sig}^{95\% \text{ CL UL}}$	0.906	1.146	1.793	2.656	3.873	2.514
$\sigma(pp \rightarrow hh)^{95\% \text{ CL UL}} [\text{pb}]$	0.465	0.641	0.920	1.363	1.990	1.290
$\sigma^{95UL}/\sigma^{MS}$	14.97	20.66	29.63	43.89	64.02	41.54

TABLE 4.7 – Les limites supérieures attendues et observées de 95% CL sur le modèle standard pour analyse "unblinded" [20].

Les limites supérieures prévues dans les résultats de l'analyse "unblinded" du tableau 4.7 passent également à des valeurs plus élevées que celles de l'analyse "blinded" dont les résultats sont présentés au tableau 4.6.

La recherche de la production de paires de bosons Higgs en mode de désintégration $WWbb$, est effectuée Dans le canal $b\bar{b}l\nu l\nu$ en utilisant des données de collision pp correspondant à une luminosité $139fb^{-1}$ collectées à $\sqrt{s} = 13TeV$ par le détecteur ATLAS du Grand collisionneur de hadrons (LHC). On n'a trouvé aucune preuve d'événements dépassant les attentes de base. La limite sur $\sigma \times BR$ est obtenue pour le signal hh du MS. La principale source de bruit de fond de cette recherche provient du quark top produit par paire ($t\bar{t}$).

Durant ce chapitre nous nous sommes intéressés au variables qui sont utilisés dans l'analyse pour cibler la production de hh et fournir une séparation entre le signale et le bruit de fond. on a présenté aussi les distributions de ces variables dans les région ou on a estimé le bruit de fond.

Conclusion générale et perspectives

La recherche présentée dans ce mémoire, est une analyse de la production de paires de bosons de Higgs hh , où l'un des bosons de Higgs se désintègre via le canal $h \rightarrow b\bar{b}$ et l'autre via le canal $h \rightarrow WW$, nécessitant deux leptons de charges opposées ($ee, \mu\mu$ ou $e\mu + \mu e$) à l'état final de la désintégration dileptonique du système WW . L'analyse utilise l'ensemble complet des données du LHC Run 2, comprenant 139fb^{-1} de collisions entre proton-proton à une énergie de centre de masse de 13 TeV enregistrée par le détecteur ATLAS au Grand collisionneur de hadrons du CERN [20].

Durant le premier chapitre nous nous sommes intéressés à la description du modèle standard en citant les différents secteurs du lagrangien total, on a aussi discuté ses limites et les modes de production et de désintégration du boson de Higgs. Dans le deuxième chapitre nous avons présenté le secteur de Higgs dans les modèles au-delà du modèle standard, ainsi, que la production de pair de bosons de Higgs, résonante et non résonante. On a aussi discuté cette production dans le canal WW^*bb et introduire le détecteur ATLAS et le LHC. Dans le troisième chapitre nous nous sommes intéressés aux exigences de sélections pour les différents objets physiques et des événements, ainsi, que la topologie de l'événement hh et du bruit de fond ($t\bar{t}$ et Wt). Le quatrième chapitre a présenté des variables supplémentaires qui sont utilisées dans l'analyse pour cibler la production de hh et fournir une séparation entre le signal et le bruit de fond. On a présenté les distributions de ces variables dans les régions où on a estimé le bruit de fond. Nous avons aussi, cité les différentes sources d'incertitudes utilisées dans l'analyse, enfin, on a discuté le résultat obtenu.

Bibliographie

- [1] Ken J.Barnes, Group Theory of the Standard Model of Particle Physics and beyond, CRC Press, 2010.
- [2] Matthew Robinson, Symmetry and the Standard Model, Springer, 2011.
- [3] El Hassan Saidi, Introduction to Standard Model of Electro-Weak Interaction, note de cours, Mohamed V-University, Rabat, Morocco, 2019.
- [4] Hespel, Benoit, David López-Val, and Eleni Vryonidou. "Higgs pair production via gluon fusion in the Two-Higgs-Doublet Model." *Journal of High Energy Physics* 2014.9 (2014) : 124.
- [5] Branco, Gustavo Castelo, et al. "Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models." *Physics reports* 516.1-2 (2012) : 1-102.
- [6] Djouadi, Abdelhak, et al. "Production of neutral Higgs-boson pairs at LHC." *The European Physical Journal C-Particles and Fields* 10.1 (1999) : 45-49.
- [7] Zhang, Wen-Juan, et al. "Double Higgs boson production and decay in Randall-Sundrum model at hadron colliders." *Physical Review D* 92.11 (2015) : 116005.
- [8] Casagrande, S., et al. "Flavor physics in the Randall-Sundrum model I. Theoretical setup and electroweak precision tests." *Journal of High Energy Physics* 2008.10 (2008) : 094.
- [9] Evans, Lyndon, and Philip Bryant. "LHC machine." *Journal of instrumentation* 3.08 (2008) : S08001.
- [10] Collaboration, A. T. L. A. S. "The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider." (2008).
- [11] Airapetian, A., et al. ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1. No. CERN-LHCC-99-014. ATLAS-TDR-014, 1999.
- [12] S. Agostinelli et al., GEANT4 : A Simulation toolkit, *Nucl.Instrum.Meth.* A506 (2003) 250.

- [13] ATLAS Collaboration, The ATLAS Simulation Infrastructure, Eur.Phys.J. C70 (2010) 823, arXiv : 1005.4568 [physics.ins-det].
- [14] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, PYTHIA 6.4 Physics and Manual, JHEP 0605 (2006) 026, arXiv : 0603175 [hep-ph].
- [15] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX, JHEP 1006 (2010) 043, arXiv : 1002.2581 [hep-ph].
- [16] J. Alwall et al., The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations, JHEP 07 (2014) 079, arXiv : 1405.0301 [hep-ph].
- [17] M. Aaboud et al., Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using 2012 LHC proton–proton collision data, Eur. Phys. J. C77 (2017) 195, arXiv : 1612.01456 [hep-ex].
- [18] G. Aad et al., Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $s = 13$ TeV, Eur. Phys. J. C76 (2016) 292, arXiv : 1603.05598 [hep-ex].
- [19] ATLAS Collaboration, Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector, 1492 ATLAS-CONF-2014-018, 2014.
- [20] D.Antrim et al. "Search for Higgs boson pair production in the $b\bar{b}WW^*$ decay mode at $s \sqrt{s}= 13$ TeV with the ATLAS detector." ATLAS note (2019).
- [21] Aaboud, Morad, et al. "Search for Higgs boson pair production in the $\gamma\gamma bb$ final state with 13 TeV pp collision data collected by the ATLAS experiment." (2018).
- [22] Aaboud, M., et al. "Search for Higgs boson pair production in the $b\bar{b}WW^*$ decay mode at $s \sqrt{s}= 13$ TeV with the ATLAS detector." Journal of High Energy Physics 2019.4 (2019) : 92.