



**UNIVERSITE SULTAN MOULAY SLIMANE**  
**FACULTE POLYDISCIPLINAIRE**  
**BENI-MELLAL**



**CENTRE D'ETUDE DOCTORALES**  
**« SCIENCES PLURIDISCIPLINAIRES »**

**THESE DE DOCTORAT**

Présentée à la Faculté Polydisciplinaire de Béni-Mellal

Pour l'obtention de grade docteur

Spécialité : Physique des Particules

---

**Potentiel de découverte du boson de Higgs chargé dans ses  
canaux de désintégration bosoniques au LHC Run 3 dans le  
Modèle à Deux Doublets de Higgs**

---

Présentée par

**Mohamed KRAB**

LRPSI, Equipe de Physique Moderne et Appliquée

Directeur de thèse : **Pr. Bouzid MANAUT**

Co-directeur de thèse : **Pr. Rachid BENBRIK**

# Dédicace

À mes parents Lahoucine Krab et Fatima El Achguir, mon frère Boubaker Krab mes sœurs Hajar Krab et Meryem Krab, et mes nièces Fatima Zahra, Houda et Yasmine. Sans vous, rien de tout cela n'aurait été possible. Je vous dédie ce travail avec tout mon amour et ma gratitude éternelle.

# Remerciements

*Tout d'abord, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mes deux directeurs de thèse, Professeur Rachid Benbrik et Professeur Bouzid Manaut, pour leur soutien inconditionnel et leur guidance précieuse tout au long de ce projet. Leur expertise et leur expérience ont été d'une grande aide pour moi, et je ne serais pas en mesure d'accomplir cette tâche sans leur aide. Je suis également reconnaissant pour leur disponibilité constante et leur encouragement continu qui ont été essentiels à la réalisation de ce projet. Je leur suis éternellement reconnaissant pour toutes les leçons et les conseils qu'ils m'ont donnés. Je vous remercie sincèrement.*

*Il m'est très agréable de remercier chaleureusement Monsieur Abdesslam Arhrib, Professeur à la Faculté des sciences et techniques de Tanger, et Monsieur Stefano Moretti, Professeur à l'Université de Southampton, pour leurs précieuses contributions à mes travaux de recherche. Leurs idées novatrices, leur curiosité intellectuelle et leur expertise ont été d'une aide inestimable pour moi tout au long de ce travail. J'exprime également mes sincères remerciements à mes collaborateurs Yan Wang et Professeur Qi-Shu Yan pour leurs discussions fructueuses. Je suis très heureux de remercier mes deux collaborateurs et collègues Hamza Abouabid et Mohamed Ouchemhou.*

*J'adresse mes vifs remerciements aux membres du jury pour leur présence lors de la soutenance de ma thèse. Leurs questions pertinentes et leurs commentaires ont été d'une grande aide pour améliorer la qualité de mon travail. Je remercie particulièrement le Professeur Abdesslam Arhrib pour en avoir pris la présidence. Je remercie également les Professeurs Moha El Idrissi (examinateur), Mohamed Gouighri (rapporteur), Larbi Rahili (rapporteur) et Souad Taj (rapporteuse) pour leur intérêt pour mon travail, leurs conseils avisés et leurs critiques constructives. Leur expertise et leur engagement ont grandement contribué à la qualité de ma thèse, et je suis honoré d'avoir eu l'opportunité de bénéficier de leurs commentaires et de leurs conseils.*

*Je remercie tous mes collègues de l'équipe Physique Moderne et Appliquée (PhyMA) en particulier Mourad Baouahi, Mohamed Jakha et Abderrahmane Waqdim, que j'ai partagé avec eux des moments très spéciaux. Mes remerciements s'adressent également à mon collègue Lahoucine Chakhchi, doctorant à l'Université Ibn Zohr, et son directeur de thèse Monsieur Hasan El Moumni, ainsi qu'à Souad Semlali, postdoctorante à l'Université de Southampton.*

*J'adresse mes sincères remerciements à toute l'équipe pédagogique du master Physique Moderne, promotion 2017-2019, qui par leurs paroles, leurs écrits, leurs conseils et leurs critiques ont guidé mes réflexions et répondu à mes questions durant cette formation.*

*Je voudrais exprimer ma sincère gratitude envers le comité d'organisation de la conférence Higgs 2022 pour avoir financé ma participation à cet événement. Je suis particulièrement reconnaissant envers Paolo Francavilla et Rosalba Lubinu.*

*Je remercie du fond du cœur mes très chers parents pour leur soutien constant et leurs encouragements. Je leur suis reconnaissant pour leur présence constante, leur soutien moral et leur aide financière qui ont contribué à la réussite de mes études. Je tiens également à exprimer ma profonde gratitude envers mon frère et mes sœurs pour leur soutien indéfectible tout au long de ce parcours.*

*Je suis très reconnaissant à CNRST/HPC-MARWAN pour le support technique.*

*Enfin, je tiens à exprimer ma sincère gratitude envers tous ceux qui ont contribué, de près ou de loin, à la réalisation de ce travail.*

# Résumé

L'apparition d'un boson de Higgs chargé est l'une des caractéristiques les plus intrigantes des Modèles à Deux Doublets de Higgs (2HDMs). Par conséquent, sa découverte serait une évidence non ambiguë pour une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard (MS) et l'étude de ses propriétés sera essentielle pour révéler quel 2HDM correspond à la réalité.

Suite à la découverte d'un boson de Higgs au LHC compatible avec les prédictions du MS, les 2HDMs sont soumis à des contraintes expérimentales drastiques. Il est particulièrement important d'évaluer dans ce contexte toutes les possibilités d'autres états de Higgs qui pourraient avoir échappés à la détection au LHC Run 1 et 2. Le 2HDM constituent, entre autres, un cadre théorique simple et attrayant pour de telles considérations.

Presque toutes les recherches expérimentales au LHC se concentrent sur les désintégrations fermioniques du boson de Higgs chargé. Néanmoins, les canaux de désintégration bosoniques, en particulier la désintégration en un boson  $W$  et un boson de Higgs neutre léger, dominent souvent dans plusieurs régions de l'espace des paramètres du 2HDM qui sont encore permises par les contraintes théoriques et expérimentales. Nous proposons par conséquent de nouvelles recherches au LHC impliquant des bosons de Higgs chargés via leurs canaux de désintégration bosoniques dans le 2HDM type-I et type-X. Nous montrons en outre que les signatures provenant du boson de Higgs chargé, qui se désintègre en un boson  $W$  et un boson de Higgs neutre léger, pourraient fournir une avenue expérimentale prometteuse pour la découverte d'un boson de Higgs chargé au LHC.

**Mots Clés :** Boson de Higgs, Modèle Standard, LHC, Boson de Higgs Chargé, Modèle à Deux Doublets de Higgs, Nouvelle Physique au-delà du Modèle Standard.

# Abstract

The appearance of a charged Higgs boson is one of the most most intriguing features of Two Higgs Doublet Models (2HDMs). Therefore, its discovery would be an unambiguous evidence for new physics beyond the Standard Model (SM) and study of its properties will be essential to reveal which 2HDM corresponds to reality.

Following the discovery of a Higgs boson at the LHC compatible with the predictions of the SM, 2HDMs are subjected to drastic experimental constraints. It is particularly important in this context to assess all possibilities of other Higgs states that may have escaped detection at the LHC Run 1 and 2. Among others, 2HDM provides a simple and attractive theoretical framework for such considerations.

Almost all experimental searches at the LHC focus on the fermionic decays of the charged Higgs boson. However, bosonic decay channels, especially the decay into a  $W$  boson and a light neutral Higgs boson, often dominate in several regions of 2HDM parameter space that are still allowed by theoretical and experimental constraints. Therefore, we propose new searches at the LHC involving charged Higgs bosons via their bosonic decay channels in 2HDM type-I and type-X. We furthermore show that signatures arising from charged Higgs boson decaying into a  $W$  boson and a light neutral Higgs boson could provide a promising experimental avenue for discovering a charged Higgs boson at the LHC.

**Keywords :** Higgs boson, Standard Model, LHC, Charged Higgs boson, Two-Higgs Doublet Model, New Physics Beyond Standard Model.

# Table des matières

Dédicace	i
Remerciements	ii
Résumé	iv
Abstract	v
Table des matières	vi
Table des figures	ix
Liste des tableaux	xv
Introduction	1
<b>1 Modèle Standard et la physique de Higgs au LHC</b>	<b>4</b>
1.1 Introduction . . . . .	4
1.2 Structure du Modèle Standard . . . . .	5
1.2.1 Contenu en particules . . . . .	5
1.2.2 Lagrangien du Modèle Standard . . . . .	7
1.3 Boson de Higgs dans le Modèle Standard . . . . .	11
1.3.1 Brisure spontanée de symétrie . . . . .	12
1.3.2 Mécanisme de Higgs dans le Modèle Standard . . . . .	13
1.4 Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs . . . . .	16
1.4.1 Unitarité . . . . .	16
1.4.2 Trivialité et la stabilité du vide . . . . .	18
1.5 Découverte du boson de Higgs . . . . .	20
1.5.1 Production du boson de Higgs au LHC . . . . .	20
1.5.2 Désintégration du boson de Higgs . . . . .	22
1.5.3 Découverte du boson de Higgs au LHC . . . . .	25
1.6 Conclusion . . . . .	28
<b>2 Au-delà du Modèle Standard : Modèle à Deux Doublets de Higgs</b>	<b>30</b>
2.1 Introduction et motivations . . . . .	30
2.2 Description générale du modèle . . . . .	31
2.2.1 Potentiel de Higgs . . . . .	32
2.2.2 Couplages de Higgs . . . . .	35
2.2.3 Couplages de Higgs dans la limite d’alignement . . . . .	38
2.3 Contraintes théoriques . . . . .	39

2.4	Phénoménologie du boson de Higgs chargé . . . . .	40
2.4.1	Production du boson de Higgs chargé au LHC . . . . .	41
2.4.2	Désintégrations du boson de Higgs chargé . . . . .	41
2.4.3	Limites expérimentales . . . . .	42
2.5	Conclusion . . . . .	47
<b>3</b>	<b>Nouveaux modes de découverte d'un boson de Higgs chargé léger au LHC</b>	<b>48</b>
3.1	Introduction . . . . .	48
3.2	Espace des paramètres . . . . .	49
3.3	Recherche d'un boson de Higgs chargé dans l'état final à quatre fermions au LHC . . . . .	50
3.3.1	Production et désintégration de Higgs au LHC . . . . .	50
3.3.2	Benchmark points . . . . .	56
3.3.3	Signal et bruit de fond . . . . .	61
3.4	Recherche du boson de Higgs chargé dans l'état final à quatre photons au LHC . . . . .	65
3.4.1	Le $h$ fermiophobic dans le 2HDM type-I . . . . .	65
3.4.2	$pp \rightarrow H^\pm h$ et son état final $W^\pm + 4\gamma$ . . . . .	66
3.4.3	Benchmark points . . . . .	68
3.4.4	Analyse Monte Carlo . . . . .	69
3.5	Conclusion . . . . .	73
<b>4</b>	<b>Production du boson de Higgs chargé via <math>pp \rightarrow H^\pm W^\mp</math> et <math>pp \rightarrow H^\pm bj</math> au LHC</b>	<b>76</b>
4.1	Introduction . . . . .	76
4.2	Espace des paramètres . . . . .	77
4.3	Production du boson de Higgs chargé au LHC . . . . .	79
4.3.1	Production de $H^\pm W^\mp$ . . . . .	79
4.3.2	Production de $H^\pm bj$ . . . . .	81
4.4	Signatures au LHC . . . . .	82
4.5	Benchmark Points . . . . .	86
4.6	Conclusion . . . . .	88
<b>5</b>	<b>Impact de la nouvelle mesure CDF de <math>M_W</math> sur le 2HDM</b>	<b>89</b>
5.1	Introduction . . . . .	89
5.2	$M_W$ dans le 2HDM . . . . .	90
5.3	Résultats et discussions . . . . .	91
5.3.1	Espace des paramètres permis . . . . .	91
5.3.2	Implications phénoménologiques . . . . .	92
5.4	Conclusion . . . . .	96
	<b>Conclusion</b>	<b>97</b>
<b>A</b>	<b>Matrices de Pauli, de Dirac et de Gell-Mann</b>	<b>99</b>
A.1	Matrices de Pauli . . . . .	99
A.2	Matrices de Dirac . . . . .	99
A.3	Matrices de Gell-Mann . . . . .	100

<b>B</b>	<b>Renormalisation des paramètres électrofaibles</b>	<b>101</b>
B.1	Renormalisation de la charge . . . . .	101
B.2	Renormalisation de la masse . . . . .	102
B.3	Renormalisation de $\sin^2 \theta_W$ . . . . .	104
<b>C</b>	<b>Self-énergies des bosons vecteurs</b>	<b>105</b>
C.1	Self-énergie du photon . . . . .	105
C.2	Self-énergie du mélange photon- $Z$ : . . . . .	107
C.3	Self-énergie des bosons $W$ et $Z$ . . . . .	108
<b>D</b>	<b>Reconstruction d'événements</b>	<b>110</b>
D.1	Cas du signal $W^\pm + 4b$ . . . . .	110
D.2	Cas du signal $W^\pm + 4\gamma$ . . . . .	111
D.2.1	Reconstruction d'événements . . . . .	111
D.2.2	Efficacité au niveau du détecteur . . . . .	113
<b>E</b>	<b>Figures complémentaires pour l'étude de la mesure CDF de <math>M_W</math></b>	<b>115</b>
E.1	Analyse basée sur le test du $\chi_{M_W}^{2\text{CDF}}$ . . . . .	116
E.2	Analyse basée sur le test du $\chi_{ST}^2$ . . . . .	118
	<b>Bibliographie</b>	<b>123</b>

# Table des figures

1.1	Contenu en particules du MS. . . . .	6
1.2	Diagrammes de Feynman pour la diffusion des bosons $W^\pm$ . ( $V$ désigne $\gamma$ et $Z$ .) . . . . .	17
1.3	Diagrammes à l'ordre d'une boucle contribuant à l'auto-couplage du Higgs. . . . .	18
1.4	Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs $M_H$ en fonction de l'échelle de la nouvelle physique $\Lambda$ . La borne supérieure montre la contrainte de trivialité, tandis que la borne inférieure illustre celle obtenue par la stabilité du vide. La région permise se situe entre les deux bornes [30, 31]. . . . .	19
1.5	Diagrammes de Feynman représentant les quatre principaux modes de production du boson de Higgs au LHC. . . . .	21
1.6	Sections efficaces de production du boson de Higgs du MS à $\sqrt{s} = 13$ et 14 TeV en fonction de sa masse (à gauche et au milieu) et sections efficaces de production du boson de Higgs en fonction d'énergie de centre de masse (à droite) [57]. . . . .	22
1.7	Diagrammes de Feynman représentant les différents modes de désintégration du boson de Higgs. . . . .	23
1.8	Rapports de branchement des modes de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse [57]. . . . .	24
1.9	Distribution de la masse invariante diphoton obtenue par ATLAS (à gauche) [60] et par CMS (à droite) [58]. Le pic à 125 GeV est le signal du boson de Higgs. Les lignes rouges représentent l'ajustement du signal plus bruit de fond. Les deux graphiques sont générés à partir de l'analyse complète des données du Run 1. . . . .	25
1.10	Distribution de la masse invariante des quatre leptons obtenue par ATLAS (à gauche) [60] et par CMS (à droite) [61]. Le pic autour de 125 GeV est le signal du boson de Higgs. Les deux graphiques sont générés à partir de l'analyse complète des données du Run 1. . . . .	25
1.11	Détermination de la masse du boson de Higgs à partir des analyses individuelles de ATLAS et de CMS, et de l'analyse combinée en utilisant les données du LHC Run 1. La ligne verticale rouge et la bande grise correspondent à la valeur centrale et l'incertitude totale de la mesure combinée, respectivement [62]. . . . .	26
1.12	Mesures de la masse du boson de Higgs à partir des analyses individuelles et combinées de ATLAS en utilisant les données du LHC Run 1 plus Run 2. La ligne verticale rouge et la bande grise correspondent à la valeur centrale et l'incertitude totale de la mesure combinée, respectivement [63]. . . . .	26

- 1.13 Intensités du signal pour chaque mode production et de désintégration du boson de Higgs mesurées par CMS à  $\sqrt{s} = 13$  TeV et avec une luminosité intégrée de  $138 \text{ fb}^{-1}$  [68]. La ligne noire épaisse (fine) indique l'intervalle de confiance à  $1\sigma$  ( $2\sigma$ ). Les bandes rouge et bleue représentent les incertitudes systématique et statistique à  $1\sigma$ , respectivement. La ligne verticale tiretée à l'unité représente les valeurs de  $\mu_i$  et  $\mu^f$  dans le MS. . . . . 28
- 2.1 Contraintes sur les paramètres obliques  $S$  et  $T$ , avec le paramètre  $U$  fixé à zéro, en utilisant toutes les observables (bleu). Les contraintes individuelles sont montrées à partir de l'asymétrie et des mesures directes de  $\sin^2_{\text{eff}}$  (jaune), des largeurs partielle et totale de  $Z$  (vert) et de la masse et de la largeur de  $W$  (rouge) [156]. . . . . 43
- 2.2 À gauche : Limites supérieures attendues et observées obtenues par CMS à un niveau de confiance de 95% sur  $\mathcal{B}_{\text{sig}} = \text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times \text{BR}(H^+ \rightarrow W^+A) \times \text{BR}(A \rightarrow \mu^+\mu^-)$ , avec une hypothèse de  $M_{H^+} = M_A + 85$  GeV (panneau supérieur) ou  $M_{H^+} = 160$  GeV (panneau inférieur). Les bandes vertes et jaunes correspondent aux incertitudes à 1 et  $2\sigma$ , respectivement, autour de la limite attendue [172]. À droite : Limites supérieures attendues et observées obtenues par ATLAS sur  $\mathcal{B}_{\text{sig}}$  en utilisant l'ajustement signal + bruit de fond. Les limites sont indiquées pour différentes masses de  $H^\pm$  [173]. . . . . 46
- 3.1 Rapports de branchement  $\text{BR}(h/A \rightarrow b\bar{b})$  (en haut à gauche),  $\text{BR}(h/A \rightarrow \tau^+\tau^-)$  (en haut à droite),  $\text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h/A)$  (en bas à gauche) et  $\text{BR}(t \rightarrow bH^+)$  (en bas à droite) en fonction des masses de Higgs pertinentes. . . . . 51
- 3.2 Section efficace de  $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{b}H^- + \text{c.c.}$  (noir),  $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \times \text{BR}(t \rightarrow bH^+) + \text{c.c.}$  (orange),  $q\bar{q} \rightarrow H^+H^-$  (rouge) et  $q\bar{q}' \rightarrow H^\pm h/A$  (vert/bleu) à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, en fonction de  $M_{H^\pm}$  pour  $\tan\beta = 3$  (à gauche) et 30 (à droite). Toutes les sections efficaces sont calculées en utilisant le code `MadGraph@amc_NLO-2.7.3` [183, 184] au LO. Notons que nous avons utilisé l'ensemble de PDF `MSTW2008` [185] avec une échelle de factorisation/renormalisation fixée à  $\sqrt{\hat{s}}$ , c'est-à-dire l'énergie du centre de masse au niveau des partons. . . . . 52
- 3.3 Les valeurs de  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm h) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})^2$  sont comparées à celles de  $2 \sigma_{t\bar{t}} \times \text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times \text{BR}(\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$  (à gauche) et  $\sigma(pp \rightarrow t\bar{b}H^-) \times \text{BR}(t \rightarrow bW^+) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$  (à droite). Les points rouges identifient les valeurs de  $\sigma(H^+H^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h)^2 \times \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})^2$  qui dépasse également ceux des deux derniers processus du quark top, respectivement. La barre de couleur indique la masse du boson de Higgs chargé. Les résultats sont pour le 2HDM type-I. . . . . 54
- 3.4 Les valeurs de  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm A) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow b\bar{b})^2$  sont comparées à celles de  $2 \sigma_{t\bar{t}} \times \text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times \text{BR}(\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow b\bar{b})$  (à gauche) et  $\sigma(pp \rightarrow t\bar{b}H^-) \times \text{BR}(t \rightarrow bW^+) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow b\bar{b})$  (à droite). Les points rouges identifient les valeurs de  $\sigma(H^+H^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A)^2 \times \text{BR}(A \rightarrow b\bar{b})^2$  qui dépasse également ceux des deux derniers processus du quark top, respectivement. La barre de couleur indique la masse du boson de Higgs chargé. Les résultats sont pour le 2HDM type-I. . . . . 54

- 3.5 Les valeurs de  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm h) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b}) \times \text{BR}(h \rightarrow \tau^+ \tau^-)$  sont comparées à celles de  $2 \sigma_{t\bar{t}} \times \text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times \text{BR}(\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow \tau^+ \tau^-)$  (à gauche) et  $\sigma(pp \rightarrow t\bar{b}H^-) \times \text{BR}(t \rightarrow bW^+) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow \tau^+ \tau^-)$  (à droite). Les points rouges identifient les valeurs de  $\sigma(H^+ H^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h)^2 \times \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b}) \times \text{BR}(h \rightarrow \tau^+ \tau^-)$  qui dépasse également ceux des deux derniers processus du quark top, respectivement. La barre de couleur indique la masse du boson de Higgs chargé. Les résultats sont pour le 2HDM type-I à l'exception des points noirs, qui se réfèrent aux valeurs de  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm h) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow \tau^+ \tau^-)^2$  dans le 2HDM type-X. . . . . 55
- 3.6 Les valeurs de  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm A) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow b\bar{b}) \times \text{BR}(A \rightarrow \tau^+ \tau^-)$  sont comparées à celles de  $2 \sigma_{t\bar{t}} \times \text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times \text{BR}(\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow \tau^+ \tau^-)$  (à gauche) et  $\sigma(pp \rightarrow t\bar{b}H^-) \times \text{BR}(t \rightarrow bW^+) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow \tau^+ \tau^-)$  (à droite). Les points rouges identifient les valeurs de  $\sigma(H^+ H^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A)^2 \times \text{BR}(A \rightarrow b\bar{b}) \times \text{BR}(A \rightarrow \tau^+ \tau^-)$  qui dépasse également ceux des deux derniers processus du quark top, respectivement. La barre de couleur indique la masse du boson de Higgs chargé. Les résultats sont pour le 2HDM type-I à l'exception des points noirs, qui se réfèrent aux valeurs de  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm A) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow \tau^+ \tau^-)^2$  dans le 2HDM type-X. 56
- 3.7 Sections efficaces des états finaux  $2W + 4b$ ,  $W + 4b$ ,  $2W + 2b2\tau$  et  $W + 2b2\tau$  pour les BPs sélectionnés. . . . . 58
- 3.8 Sections efficaces des états finaux  $2W + 2b2\tau$  et  $W + 4\tau$  pour les BPs sélectionnés. . . . . 60
- 3.9 Les significances prédites dans le plan  $(M_h, M_{H^\pm})$  lorsque les états finaux sont  $4b0j$  pour PC1 (à gauche) et PC2 (à droite), avec  $\sqrt{s} = 14$  TeV et  $L = 300 \text{ fb}^{-1}$ . . . . . 64
- 3.10 Les significances prédites dans le plan  $(\sin(\beta - \alpha), \tan \beta)$  lorsque les états finaux sont  $4b0j$  pour PC1 (à gauche) et PC2 (à droite), avec  $\sqrt{s} = 14$  TeV et  $L = 300 \text{ fb}^{-1}$ . . . . . 65
- 3.11 À gauche : Rapports de branchement des désintégrations  $h \rightarrow b\bar{b}$  (rouge) et  $h \rightarrow \gamma\gamma$  (vert). À droite :  $\text{BR}(h \rightarrow \gamma\gamma)$  en fonction de  $M_h$ , avec la barre de couleur indiquant  $|\cos \alpha / \sin \beta|$ . . . . . 66
- 3.12 À gauche : Section efficace de  $pp \rightarrow H^\pm h$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV en fonction de  $M_h$ , avec la barre de couleur indiquant  $M_{H^\pm}$ . À droite : Rapport de branchement  $\text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h)$  dans le plan  $(M_h, M_{H^\pm})$ . . . . . 66
- 3.13 Section efficace du signal  $\sigma(W^\pm + 4\gamma)$  en fonction de  $M_h$ , avec la barre de couleur montrant la masse de  $H^\pm$ . . . . . 67
- 3.14 Efficacité fiduciaire  $\epsilon$  pour la détection du signal via la signature  $\ell\nu_\ell + 4\gamma$  au niveau du détecteur pour les deux ensembles de coupures donnés dans les équations (3.3) (à gauche) et (3.4) (à droite). . . . . 70
- 3.15 Significances prédites dans le plan  $(M_h, M_{H^\pm})$  pour les deux ensembles de coupures donnés dans les équations (3.3) (à gauche) et (3.4) (à droite), lorsque  $\sqrt{s} = 13$  TeV (en haut) et  $\sqrt{s} = 14$  TeV (en bas) ainsi que  $L = 300 \text{ fb}^{-1}$ . . . . . 73

3.16	Significances prédites dans le plan $(\sin(\beta - \alpha), \tan \beta)$ pour les deux ensembles de coupures donnés dans les équations (3.3) (à gauche) et (3.4) (à droite), lorsque $\sqrt{s} = 13$ TeV (en haut) et $\sqrt{s} = 14$ TeV (en bas) ainsi que $L = 300 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	74
4.1	BR( $H^\pm \rightarrow W^\pm h$ ) (à gauche) et BR( $H^\pm \rightarrow W^\pm A$ ) (à droite) dans le plan $(M_{H^\pm}, M_A)$ . . . . .	78
4.2	Diagrammes de Feynman contribuant à la production de $H^\pm W^\mp$ au LHC. . . . .	79
4.3	Section efficace de $pp \rightarrow b\bar{b} \rightarrow H^\pm W^\mp$ , à $\sqrt{s} = 14$ TeV, en fonction de $M_{H^\pm}$ pour $\tan \beta = 1$ (à gauche) et en fonction de $\tan \beta$ pour $M_{H^\pm} = 200$ GeV (à droite). . . . .	80
4.4	Section efficace du processus $pp \rightarrow H^\pm W^\mp$ , à $\sqrt{s} = 14$ TeV, en fonction de $M_{H^\pm}$ , avec $\tan \beta$ est indiqué par la barre de couleur. Les graphiques à gauche (à droite) présentent les résultats pour le 2HDM type-I (type-X). . . . .	81
4.5	Diagrammes de Feynman contribuant à la production de $H^\pm bj$ au LHC. . . . .	81
4.6	Section efficace du processus $pp \rightarrow H^\pm bj$ , à $\sqrt{s} = 14$ TeV, en fonction de $M_{H^\pm}$ , avec $\tan \beta$ est indiqué par la barre de couleur. Les graphiques à gauche (à droite) présentent les résultats pour le 2HDM type-I (type-X). . . . .	82
4.7	$\sigma^h(pp \rightarrow bbWW)$ (panneaux à gauche) et $\sigma^h(pp \rightarrow \tau\tau WW)$ (panneaux à droite) en fonction de $M_{H^\pm}$ , avec la barre de couleur indiquant $M_A$ . Les panneaux supérieurs (inférieurs) présentent les résultats pour le 2HDM type-I (type-X). . . . .	83
4.8	$\sigma^h(pp \rightarrow bbWbj)$ (panneaux à gauche) et $\sigma^h(pp \rightarrow \tau\tau Wbj)$ (panneaux à droite) en fonction de $M_{H^\pm}$ , avec la barre de couleur indiquant $M_A$ . Les panneaux supérieurs (inférieurs) présentent les résultats pour le 2HDM type-I (type-X). . . . .	84
4.9	$\sigma^h(pp \rightarrow \gamma\gamma WW)$ (à gauche) et $\sigma^h(pp \rightarrow \gamma\gamma Wbj)$ (à droite) en fonction de $M_{H^\pm}$ . La barre de couleur indique le paramètre $M_A$ . . . . .	84
4.10	$\sigma^A(pp \rightarrow bbWW)$ (en haut à gauche), $\sigma^A(pp \rightarrow \tau\tau WW)$ (en haut à droite), $\sigma^A(pp \rightarrow bbWbj)$ (en bas à gauche) et $\sigma^A(pp \rightarrow \tau\tau Wbj)$ (en bas à droite) en fonction de $M_{H^\pm}$ , avec la barre de couleur indiquant $M_A$ . . . . .	85
5.1	À gauche : La prédiction du 2HDM pour la masse du boson $W$ en fonction de $T$ , avec la barre de couleur indiquant la taille de $S$ . La bande orange montre la nouvelle mesure CDF et l'incertitude associée à $1\sigma$ . La prédiction du MS à $1\sigma$ pour $M_W$ est illustrée par la bande jaune. À droite : La prédiction du 2HDM pour $M_W$ et $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$ , avec la barre de couleur se référant à $T$ . La bande orange indique la nouvelle mesure CDF et l'incertitude associée à $1\sigma$ . Les bandes violette claire et violette foncée représentent les résultats de SLD et de moyenne mondiale pour $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$ au niveau de $1\sigma$ , respectivement. La prédiction du MS pour $M_W$ et $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$ est indiquée par la croix noire. . . . .	92
5.2	Points du balayage dans les plans $(M_{H^\pm} - M_h, M_{H^\pm} - M_A)$ (à gauche) et $(M_{H^\pm} - M_H, M_{H^\pm} - M_A)$ (à droite) dans le 2HDM type-I. La barre de couleur indique le décalage de $M_W$ par rapport à la prédiction du MS. . . . .	93

5.3	À gauche : Rapports de branchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs chargé en fonction de sa masse dans le 2HDM type-I (panneaux supérieurs) et type-X (panneaux inférieurs). À droite : Rapports de branchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs CP-odd en fonction de sa masse dans le 2HDM type-I (panneaux supérieurs) et type-X (panneaux inférieurs). . . . .	94
5.4	À gauche : Corrélation entre $R_{\gamma\gamma}(H)$ et $R_{\gamma Z}(H)$ pour le boson Higgs de type MS dans le 2HDM type-I (panneaux supérieurs) et type-X (panneaux inférieurs). À droite : Rapports de branchement des différents modes de désintégration du boson de Higgs CP-even léger dans le 2HDM type-I (panneaux supérieurs) et type-X (panneaux inférieurs). . . . .	95
D.1	Les distributions de masse du boson de Higgs léger $M_{bb}^1, M_{bb}^2$ pour BP4. . . . .	110
D.2	La distribution de masse du boson de Higgs chargé reconstruit ( $M_{H^\pm}$ ) et la distribution du boson $W$ ( $M_W$ ) pour BP4. . . . .	111
D.3	Les distributions de masse du quark top reconstruit ( $M_{t_1}, M_{t_2}$ ) pour BP4. . . . .	111
D.4	La distribution 3D de $M_{\gamma\gamma}$ pour les deux paires de $\gamma\gamma$ pour BP5. . . . .	112
D.5	La distribution 3D de $M_{H^\pm}$ pour les deux combinaisons différentes pour BP5. . . . .	112
D.6	Les distributions de MET (à gauche) et de l'impulsion transverse totale de toutes les particules visibles (à droite) pour BP4. . . . .	113
D.7	L'efficacité d'étiquetage des leptons (à gauche) et l'efficacité d'étiquetage des photons (à droite) sont représentées en fonction de la différence de masse entre les états $H^\pm$ et $h$ . . . . .	113
E.1	La prédiction du 2HDM pour la masse du boson $W$ en fonction de $S$ (à gauche) et $T$ (à droite). La bande verte représente les points à $2\sigma$ de la mesure CDF de $M_W$ . . . . .	116
E.2	Points du balayage dans les plans ( $M_{H^\pm} - M_h, M_{H^\pm} - M_A$ ) (à gauche) et ( $M_{H^\pm} - M_H, M_{H^\pm} - M_A$ ) (à droite). La bande verte représente les points à $2\sigma$ de la mesure CDF de $M_W$ . . . . .	116
E.3	Comme dans la Figure E.2 mais pour le 2HDM type-X. . . . .	116
E.4	Les sections efficaces du signal $\sigma(pp \rightarrow A \rightarrow Zh)$ (en haut à gauche), $\sigma(pp \rightarrow H^\pm h \rightarrow W^\pm hh)$ (en haut à droite), $\sigma(pp \rightarrow H^\pm A \rightarrow W^\pm h Zh)$ (en bas à gauche) et $\sigma(pp \rightarrow H^\pm H^\mp \rightarrow W^\pm h W^\mp h)$ (en bas à droite) dans le plan ( $M_{H^\pm} - M_h, M_{H^\pm} - M_A$ ). La croix rouge correspond à la section efficace maximale du signal dans chaque scénario (voir Tableau E.1). . . . .	117
E.5	Comme dans la Figure E.4 mais pour le 2HDM type-X. Les points correspondants à la section efficace maximale du signal sont donnés dans le Tableau E.2. . . . .	117
E.6	Différence de masse possible entre les scalaires du 2HDM pour les cas PDG et CDF. . . . .	118
E.7	Rapports de branchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs chargé en fonction de sa masse dans le 2HDM type-I (panneaux supérieurs) et type-X (panneaux inférieurs). Nous comparons les résultats avant (à gauche) et après (à droite) la mesure CDF de $M_W$ . . . . .	119
E.8	Rapports de branchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs CP-odd en fonction de sa masse dans le 2HDM type-I (panneaux supérieurs) et type-X (panneaux inférieurs). Nous comparons les résultats avant (à gauche) et après (à droite) la mesure CDF de $M_W$ . . . . .	120

E.9	Rapports de branchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs neutre en fonction de sa masse dans le 2HDM type-I (panneaux supérieurs) et type-X (panneaux inférieurs). Nous comparons les résultats avant (à gauche) et après (à droite) la mesure CDF de $M_W$ . . . . .	121
E.10	Corrélation entre $R_{\gamma\gamma}(H)$ et $R_{\gamma Z}(H)$ pour le boson Higgs de type MS dans le 2HDM type-I (à gauche) et type-X (à droite). . . . .	121
E.11	Les sections efficaces du signal $\sigma(pp \rightarrow A \rightarrow Zh)$ (en haut à gauche), $\sigma(pp \rightarrow H^\pm h \rightarrow W^\pm hh)$ (en haut à droite), $\sigma(pp \rightarrow H^\pm A \rightarrow W^\pm hZh)$ (en bas à gauche) et $\sigma(pp \rightarrow H^\pm H^\mp \rightarrow W^\pm hW^\mp h)$ (en bas à droite) en fonction de $M_{H^\pm}$ . . . . .	122
E.12	Comme dans la Figure E.11 mais pour le 2HDM type-X. . . . .	122

# Liste des tableaux

1.1	Les quatre interactions fondamentales et leurs caractéristiques. . . . .	6
1.2	Nombres quantiques de différents fermions du MS. . . . .	9
1.3	Valeurs théoriques de la section efficace des modes de production principaux au LHC avec une masse $M_H = 125$ GeV. Les valeurs sont données pour une énergie de centre de masse de 13 et 14 TeV [57]. L'ordre de calcul des sections efficaces est indiqué dans la Figure 1.6. . . . .	22
1.4	Rapports de branchement pour un boson de Higgs avec $M_H = 125$ GeV [57].	24
1.5	Intensités du signal mesurées $\mu$ et leurs incertitudes totales pour chaque mode de production et de désintégration du bosons de Higgs [64]. Les résultats sont obtenus à partir des analyses individuelles et combinées de ATLAS et de CMS en utilisant les données du Run 1. . . . .	27
2.1	Les quatre affectations de charge $Z_2$ possibles qui interdisent les FCNC au niveau de l'arbre dans le 2HDM. . . . .	36
2.2	Couplages de Higgs neutres $h$ , $H$ et $A$ aux fermions normalisés aux couplages du Higgs du MS dans les quatre types du 2HDM. Les couplages du boson de Higgs chargé aux fermions suivent ceux du Higgs CP-odd $A$ . . . .	37
2.3	Résultats expérimentaux pour un certain nombre d'observables de la physique des saveurs. . . . .	44
3.1	Balayages des paramètres du 2HDM adoptés (toutes les masses sont en GeV).	50
3.2	Les processus de production des bosons de Higgs chargés sont présentés ici, où les principales chaînes de désintégration qui peuvent mener aux états finaux donnés sont également fournies. Ici, nous définissons $i, j = 1, 2$ et nous avons $h_1 = h$ et $h_2 = A$ . Le symbole $f(f')$ désigne les fermions, tels que $b$ ou $\tau$ . . . . .	53
3.3	Pourcentages des points permis dans l'espace des paramètres (balayage-1) après avoir imposé des contraintes théoriques et expérimentales. Notez que les contraintes des observables de précision électrofaibles et de saveur sont essentiellement toujours satisfaites dans les deux types du 2HDM. Ici, nous avons utilisé un ensemble de données contenant $5 \times 10^6$ points d'échantillonnage. . . . .	57
3.4	Les spectres de masse et les angles de mélange dans le 2HDM type-I, ainsi que les sections efficaces (en fb) provenant de différents canaux de production, sont présentés. . . . .	59
3.5	Les spectres de masse et les angles de mélange dans le 2HDM type-X, ainsi que les sections efficaces (en fb) provenant de différents canaux de production, sont présentés. . . . .	60

3.6	Les paramètres du 2HDM ainsi que les sections efficaces du signal au niveau des partons, à une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV, sont présentés pour chaque BP. Toutes les masses sont en GeV. . . . .	61
3.7	Les sections efficaces (en fb) du signal et des bruits de fond après les coupures au niveau des partons. . . . .	62
3.8	Section efficace (en fb) du signal après la pré-sélection. . . . .	63
3.9	Section efficace (en fb) des bruits de fond après la pré-sélection. . . . .	63
3.10	Les significances pour les BPs lorsque $p_T(b, j, \ell) = 10$ et 20 GeV. . . . .	64
3.11	Les paramètres du 2HDM et les sections efficaces au niveau des partons, avec $\sqrt{s} = 13$ et 14 TeV, pour chaque BP sont présentés. Toutes les masses sont en GeV ( $M_H = 125$ GeV). . . . .	68
3.12	Les sections efficaces des processus de bruits de fond avec $\sqrt{s} = 13$ TeV sont données, après avoir pris en compte les coupures et les effets du détecteur. . . . .	71
3.13	Les sections efficaces de nos processus de signal avec $\sqrt{s} = 13$ TeV sont données, après avoir pris en compte les coupures et les effets du détecteur (nous montrons également les résultats de notre estimation analytique). . . . .	71
3.14	Les sections efficaces de nos processus de signal avec $\sqrt{s} = 43$ TeV sont données, après avoir pris en compte les coupures et les effets du détecteur (nous montrons également les résultats de notre estimation analytique). . . . .	72
3.15	Les significances pour les 14 BPs au LHC sont présentées, où la luminosité est supposée être de $300 \text{ fb}^{-1}$ à la fois à $\sqrt{s} = 13$ et 14 TeV. . . . .	72
4.1	Paramètres du 2HDM et leurs gammes de balayage (toutes les masses sont en GeV). . . . .	77
4.2	Points sélectionnés pour le 2HDM type-I (les sections efficaces sont en fb). . . . .	80
4.3	Paramètres du 2HDM type-I, rapports de branchement et sections efficaces totales correspondants aux BPs sélectionnés. . . . .	86
4.4	Paramètres du 2HDM type-X, rapports de branchement et sections efficaces totales correspondants aux BPs sélectionnés. . . . .	87
E.1	Points correspondants aux sections efficaces maximales pour le 2HDM type-I. (Toutes les masses sont en GeV.) . . . . .	118
E.2	Points correspondants aux sections efficaces maximales pour le 2HDM type-X. (Toutes les masses sont en GeV.) . . . . .	118

# Introduction

*La chose la plus incompréhensible de l'Univers, c'est qu'il soit compréhensible.*

A. EINSTEIN

L'observation spectaculaire du boson de Higgs au Grand collisionneur de hadrons (LHC) en 2012 [1, 2] a été un moment clé dans l'histoire de la physique des particules, car elle a permis de compléter le Modèle Standard (MS) en fournissant une confirmation du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible longtemps recherché. L'existence du boson de Higgs étant maintenant confirmée, l'attention s'est portée sur l'étude de ses propriétés afin de déterminer s'il s'agit du boson de Higgs du MS ou d'un boson de Higgs parmi d'autres Higgs. Le boson de Higgs, prédit pour la première fois en 1964, était le dernier ingrédient manqué du MS. Cette particule est responsable de donner de la masse aux fermions (quarks et leptons) et aux bosons de jauge ( $W$  et  $Z$ ). Avant la découverte du boson de Higgs, cette propriété cruciale de la matière était un mystère de la physique des particules.

Jusqu'à présent, aucune nouvelle observation en dehors du cadre du MS n'est venu révolutionner l'image de la physique des particules. Le MS, dans son état actuel, prédit de manière si précise l'immense de données expérimentales accessibles actuellement. Il est donc indéniable que le MS constitue une description adéquate des particules élémentaires et leurs interactions.

Bien que le MS a remporté un succès éclatant dans les expériences, il existe néanmoins de nombreuses raisons pour lesquelles il ne constitue qu'une approximation simplifiée à basse énergie d'une réalité plus riche et plus symétrique, qui ne se manifestera qu'à des énergies plus élevées. En fait, il existe un grand nombre de phénomènes fondamentaux que le MS n'explique pas de manière adéquate :

- L'asymétrie matière-antimatière : Le MS est inadéquate pour expliquer pourquoi il y a plus de matière que d'antimatière dans l'univers. Si la symétrie dite CP n'était pas violée, il serait autant de matière que d'antimatière. Une violation suffisante de CP est requise pour expliquer cette asymétrie.
- La hiérarchie des masses de fermions : Dans le MS, la masse du quark top est extrêmement grande par rapport à celle du quark bottom malgré que ces deux masses proviennent du même doublet de Higgs.
- Matière noire et énergie sombre : Le MS ne fournit pas d'explication à l'existence de la matière noire et de l'énergie sombre, qui constituent la majeure partie de l'énergie et de la matière totales de l'univers.
- La masse des neutrinos : Dans le MS, les neutrinos sont des particules ayant une masse nulle. Cependant, les expériences ont montré que les neutrinos ont une masse faible mais non nulle.

- L'unification des forces : Le MS décrit trois des quatre forces fondamentales (électromagnétique, forte et faible), mais il n'inclut pas la gravité.
- Et d'autres à explorer.

Il y a de nombreuses tentatives qui cherchent à élucider ces énigmes, chacune d'entre elles proposant des idées différentes. Certaines de ces théories sont plus attrayantes que d'autres, mais elles ont toutes un point commun : elles contiennent le MS comme théorie effective à basse énergie.

Les modèles avec un secteur de Higgs étendu attirent une attention particulière du fait qu'ils prédisent des bosons de Higgs supplémentaires. Une classe de modèles bien motivés, simples, compatibles avec la découverte du boson de Higgs, est donnée par l'extension du secteur de Higgs du MS par un doublet de Higgs supplémentaire, appelé Modèle à Deux Doublets de Higgs (2HDM). L'extension supersymétrique minimale du MS (MSSM) est une classe de théories au-delà du MS dont le secteur de Higgs est constitué de deux doublets de Higgs. Cette possibilité est compréhensible puisque ces scénarios à secteur de Higgs étendu possèdent une limite de découplage et ramènent le MS après intégration des états plus lourds. Typiquement, ces extensions prédisent dans leur spectre un boson de Higgs chargé. Sa découverte révolutionnerait la physique des particules. En effet, l'un des principaux objectifs des futurs Run du LHC, outre l'amélioration de la précision des mesures existantes des propriétés du boson de Higgs découvert, est de poursuivre les recherches directes de nouveaux états de Higgs au-delà du MS.

Nous nous concentrons dans cette thèse sur le 2HDM. Ce dernier a été proposé pour la première fois par T.D. Lee [3] comme un moyen de fournir une source supplémentaire de violation de CP, contribuant ainsi à expliquer l'asymétrie matière-antimatière observée dans l'Univers. Ces dernières années, le 2HDM a été utilisé comme un modèle benchmark pour faciliter l'identification d'éventuelles déviations par rapport au MS. Le 2HDM fournit un spectre de particules de Higgs plus riche, à savoir trois scalaires neutres et une paire chargée. Ce modèle doit posséder un boson de Higgs de type MS. Sur le plan phénoménologique, le 2HDM constitue une extension très utile et largement étudiée du secteur de Higgs du MS. Il offre une multitude de signatures pour les recherches de Higgs au-delà du MS aussi bien auprès du LHC que de futurs collisionneurs. Ces recherches deviennent excitantes lorsqu'elles concernent particulièrement le boson de Higgs chargé, comme nous le verrons dans cette étude.

Cette thèse vise à étudier la phénoménologie du 2HDM dans des régions de son espace des paramètres qui peuvent nous offrir de nouvelles méthodes de détection de l'état du boson de Higgs chargé émergeant dans cette construction au-delà du MS, en complément de ce qui est déjà établi dans la littérature. En effet, comme la vaste majorité des recherches expérimentales au LHC se concentrent sur les désintégrations fermioniques du boson de Higgs chargé, nous mettons l'accent sur les canaux de désintégration bosoniques, en particulier la désintégration en un boson  $W$  et un boson de Higgs neutre, et soulignons qu'ils dominent souvent sur les canaux fermioniques. Nous proposons de nouvelles recherches au LHC impliquant des bosons de Higgs chargés légers via leurs canaux de désintégration bosoniques, qui peuvent servir de nouveaux canaux de découverte pour les états légers du boson de Higgs chargé au LHC. Nous étudions en outre la possibilité de prédire la nouvelle mesure CDF de la masse du boson  $W$  ainsi que son impact sur la phénoménologie du boson de Higgs chargé.

La présente thèse est organisée comme suit : dans le premier chapitre, nous commençons par un rappel du développement historique du MS. Nous montrons ensuite comment le mécanisme de Higgs permet aux fermions et aux bosons de jauge d'acquérir

une masse. Après avoir analysé les différents modes de production et de désintégration du boson de Higgs, nous abordons l'observation de ce boson avec une masse d'environ 125 GeV par les deux collaborations ATLAS et CMS.

Dans le deuxième chapitre, nous passons en revue le 2HDM le plus général, qui consiste à ajouter un deuxième doublet de Higgs, en plus de celui du MS. Nous étudions particulièrement la phénoménologie du boson de Higgs chargé au LHC et montrons les différentes limites expérimentales auxquelles cette particule est soumise.

Dans le troisième chapitre, nous exposons nos premiers résultats qui porte sur le potentiel de découverte d'un boson de Higgs chargé dans ses canaux de désintégration bosoniques. Nous étudions d'abord les modes de production  $pp \rightarrow H^\pm h/A$  et  $pp \rightarrow H^+ H^-$  au LHC avec  $\sqrt{s} = 14$  TeV dans le 2HDM type-I et type-X. En considérant les désintégrations bosoniques  $H^\pm \rightarrow W^\pm h/A$ , nous examinons les signatures  $2W^\pm + 4b$ ,  $2W^\pm + 2\tau 2b$ ,  $W^\pm + 4b$ ,  $W^\pm + 2\tau 2b$ ,  $W^\pm + 4\tau$  et  $W^\pm + 4\gamma$  comme possibles modes de découverte. Nous proposons, en outre, un ensemble de Benchmark Points (BPs) et présentons une analyse au niveau du détecteur des signatures  $W^\pm + 4b$  et  $W^\pm + 4\gamma$  au LHC dans l'optique de faciliter l'investigation expérimentale.

Dans le quatrième chapitre, nous examinons, dans le 2HDM type-I et type-X, la production du boson de Higgs chargé dans les processus  $pp \rightarrow H^\pm W^\mp$  et  $pp \rightarrow H^\pm bj$ . Comme résultat, nous suggérons des états finaux tels que  $bb$ ,  $\tau\tau$  et  $\gamma\gamma$  associés à  $WW$  ou  $Wbj$  comme une sonde expérimentale encourageante qui compléterait le programme de recherche d'un boson de Higgs chargé au LHC. Dans le même cadre théorique, nous discutons, dans le cinquième chapitre, la possibilité de prédire la nouvelle mesure CDF de la masse du boson  $W$  ainsi que ses implications phénoménologiques sur le 2HDM.

Pour fournir des détails supplémentaires sur notre étude, nous incluons cinq annexes. Dans l'Annexe A, nous présentons les matrices de Pauli, Dirac et Gell-Mann. Dans les Annexes B et C, nous donnons le processus de renormalisation des paramètres électrofaibles ainsi que les self-énergies des bosons vecteurs, respectivement. L'Annexe D présente la reconstruction d'événements. L'Annexe E fournit des figures complémentaires pour l'étude du Chapitre 5.

Cette thèse est basée sur les publications suivantes :

- A. Arhrib, R. Benbrik, M. Krab, B. Manaut, S. Moretti, Y. Wang and Q. S. Yan, "New discovery modes for a light charged Higgs boson at the LHC," JHEP **10** (2021), 073.
- A. Arhrib, R. Benbrik, M. Krab, B. Manaut, S. Moretti, Y. Wang and Q. S. Yan, "New Light  $H^\pm$  Discovery Channels at the LHC," Symmetry **13** (2021) no.12, 2319.
- Z. Li, A. Arhrib, R. Benbrik, M. Krab, B. Manaut, S. Moretti, Y. Wang and Q. S. Yan, "Discovering a light charged Higgs boson via  $W^{\pm*} + 4b$  final states at the LHC," (en cours de préparation).
- Y. Wang, A. Arhrib, R. Benbrik, M. Krab, B. Manaut, S. Moretti and Q. S. Yan, "Analysis of  $W^\pm + 4\gamma$  in the 2HDM Type-I at the LHC," JHEP **12** (2021), 021.
- M. Krab, M. Ouchemhou, A. Arhrib, R. Benbrik, B. Manaut and Q. S. Yan, "Single charged Higgs boson production at the LHC," Phys. Lett. B **839** (2023), 137705.
- H. Abouabid, A. Arhrib, R. Benbrik, M. Krab and M. Ouchemhou, "Is the new CDF  $M_W$  measurement consistent with the two-Higgs doublet model?," Nucl. Phys. B **989** (2023), 116143.

# Chapitre 1

## Modèle Standard et la physique de Higgs au LHC

### 1.1 Introduction

Le MS est le résultat de recherche de plusieurs années. Il décrit d'une manière élégante les particules élémentaires et leurs interactions. Toutes les particules prédites par un tel modèle sont validées expérimentalement. Même le boson de Higgs, qui a été le seul ingrédient manqué depuis son introduction pour remédier au problème de la masse tout en préservant la renormalisabilité de la théorie, a été finalement mis en évidence au LHC en juillet 2012.

Tout a été commencé par l'électrodynamique quantique (QED) [4]. QED est une théorie quantique du champ relativiste de l'interaction électromagnétique (interaction des électrons avec le champ électromagnétique). Cette dernière est véhiculée par un boson de jauge appelé le photon,  $\gamma$ , qui est une particule, de spin 1, sans masse. La QED est peut être la théorie de physique la plus précise jamais conçue. Elle a une précision extraordinaire. Le moment magnétique de l'électron en fournit un exemple spectaculaire (accord significatif de 12 chiffres entre la mesure et la prédiction).

QED est une théorie renormalisable. En raison de petitesse de la constante de couplage  $\alpha = 1/137.035999139(31)$ , le calcul perturbatif fonctionne naturellement.

Étant donné le succès remarquable de la QED. En 1954, Yang et Mills [5] stipulèrent que cette théorie pourrait être généralisée à une théorie de jauge<sup>1</sup> non-abélienne (basée sur un groupe de symétrie non-abélien, e.g.  $SU(2)$  ou plus général  $SU(N)$ ). Ce formalisme des théories est un élément fondamental pour le développement du MS.

La première tentative d'unification des interactions électromagnétique et faible (interaction électrofaible) a été proposée en 1961 par S. Glashow [6]. Cette tentative donne lieu à ce qu'on appelle maintenant la théorie électrofaible. Le problème ici c'était la masse des fermions et des bosons. La théorie fonctionne belle et bien si les particules (fermions et bosons) n'ont pas de masse, ce qui est cependant incompatible avec l'observation! Autrement dit, l'ajout explicite d'un terme de masse viole la symétrie de jauge et par conséquent la renormalisabilité de la théorie.

En 1964, P. W. Higgs [7, 8, 9], F. Englert et R. Brout [10] ainsi G. S. Guralnik, C. R. Hagen et T. W. B. Kibble [11] proposèrent un nouveau mécanisme, dit communément mécanisme de Brout-Englert-Higgs ou tout simplement mécanisme de Higgs, qui permet

---

1. La théorie de l'interaction électromagnétique (QED) est une théorie de jauge abélienne invariante sous le groupe de symétrie  $U(1)$ .

aux fermions et aux bosons de jauge d'acquérir une masse, tout en préservant aussi bien l'invariance de jauge que la renormalisabilité de la théorie. Gardant dans l'esprit ces idées construites, S. Weinberg [12], en 1967, et plus tard A. Salam [13], en 1968, proposèrent un modèle basé sur le groupe de jauge  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  (spontanément brisé en  $U(1)_{em}$ ) comme un modèle décrivant l'interaction électrofaible des leptons. Outre le photon, ce modèle, dit modèle de Glashow-Salam-Weinberg, nécessite l'apparition de trois autres bosons de jauge, massifs, que l'on appelle  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z$  (observés en 1983 au CERN). L'extension du modèle au secteur des quarks a été étudiée par S. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani [14] en 1970. Le quatrième type de quark fut introduit pour expliquer le courant neutre faible<sup>2</sup>.

La renormalisabilité de la théorie, sans et avec la masse des champs de Yang-Mills, a été prouvée par G. 't Hooft [15, 16] en 1971. Une nouvelle procédure de régularisation et de renormalisation a été présentée par G. 't Hooft en collaboration avec M. Veltman [17] en 1972.

La théorie de l'interaction forte, la chromodynamique quantique (QCD), est une théorie de jauge non-abélienne fondée sur le groupe de symétrie de couleur  $SU(3)_c$ . Elle décrit l'interaction des quarks (triplets sous  $SU(3)_c$  avec une charge supplémentaire de couleur) avec les gluons (bosons de jauge non massifs). QCD est une théorie renormalisable.

Le MS est une théorie de jauge invariante sous le groupe de symétrie  $G_{MS} = SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Il décrit les trois interactions forte, électromagnétique et faible<sup>3</sup>. La validation remarquable d'une telle théorie, en particulier le modèle de Glashow-Salam-Weinberg, est venue avec la découverte des bosons vecteurs  $W^\pm$  et  $Z$  au CERN en 1983. Sans oublier, bien évidemment, la découverte spectaculaire du boson de Higgs en juillet 2012 au LHC. Les collaborations ATLAS [1] et CMS [2] ont en effet revendiquées l'observation d'une nouvelle particule avec une masse d'environ 125 GeV au LHC compatible avec les propriétés du boson de Higgs du MS. D'autres confirmations dans ces dernières décennies (à savoir, découverte du quark top en 1995 au Tevatron par les deux collaborations CDF [18] et D0 [19],...) montrent clairement que les prédictions du MS sont en accord parfaites avec les données expérimentales. En dépit de succès fantastiques du MS, un grand nombre de questions restent encore sans réponses. Ce qui signifie qu'il n'est pas une théorie ultime décrivant les particules élémentaires et leurs interactions. Une nouvelle physique au-delà du MS doit prendre le relais.

## 1.2 Structure du Modèle Standard

### 1.2.1 Contenu en particules

Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction, le MS de la physique des particules est une théorie basée sur le groupe  $G_{MS} = SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Ce modèle est capable de décrire les trois interactions : l'interaction forte (à travers  $SU(3)_c$ ) et l'interaction électrofaible unifiant les interactions électromagnétique et faible (à travers

2. Les courants neutres changeant la saveur sont naturellement supprimés dans les processus qui nécessite l'échange d'un boson  $Z$ . Ce mécanisme est connu sous le nom de mécanisme de Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM).

3. L'interaction gravitationnelle est généralement négligée dans le MS. C'est une interaction véhiculée par une particule non massive de spin 2, appelée graviton (pas encore observée jusqu'à aujourd'hui). Elle est plus faible en comparaison avec d'autres interactions et a d'effet négligeable lors des réactions au sein des accélérateurs des particules.

$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ .

Dans le MS, les particules élémentaires sont divisées en deux groupes : fermions de spin demi-entier, qui sont les éléments fondamentaux formant la matière, et les bosons de spin entier, qui sont les particules médiatrices des interactions précédemment évoquées. La Figure 1.1 représente le contenu en particules du MS.

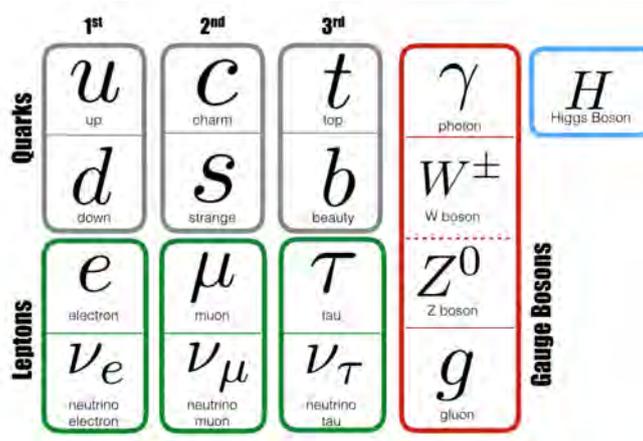


FIGURE 1.1 – Contenu en particules du MS.

## Bosons

Les bosons de jauge vectoriels (voir la quatrième colonne de la Figure 1.1) sont des particules, de spin 1, médiatrices d’une interaction fondamentale spécifique qui s’exerce entre fermions.

Les gluons ( $g$ ) sont des particules médiatrices de l’interaction forte. Cette interaction est décrite par la QCD qui est basée sur le groupe de symétrie  $SU(3)_c$ . Une telle interaction est responsable de la stabilité des noyaux. Les bosons  $W^\pm$  et  $Z$  sont les particules médiatrices de l’interaction électrofaible. Cette force est responsable des désintégrations  $\beta$  radioactives. Les photons  $\gamma$  sont les intermédiaires de l’interaction électromagnétique. Cette interaction est responsable de la stabilité des atomes. Les photons sont les constituants élémentaires de la lumière.

Les différentes interactions, leurs particules médiatrices, leur intensité relative et leur portée sont résumées dans le Tableau 1.1.

Le boson de Higgs,  $H$ , est une particule scalaire de spin 0. C’est le boson responsable de la masse des particules élémentaires.

Interaction	Médiateur	Intensité relative ( $10^{-18}$ m)	Portée (m)
Forte	gluons $g$	25	$10^{-15}$
Électromagnétique	photons $\gamma$	1	$\infty$
Faible	$W^\pm, Z$	0.8	$10^{-18}$
Gravitationnelle	gravitons ?	$10^{-41}$	$\infty$

TABLE 1.1 – Les quatre interactions fondamentales et leurs caractéristiques.

## Fermions

Les fermions sont séparés en deux catégories : les leptons et les quarks. Les quarks sont sensibles aux interactions forte, électromagnétique et faible alors que les leptons<sup>4</sup> sont sensible uniquement aux interactions électromagnétique et faible. Ils sont rangés en trois générations, chacune d'entre elles correspondant à une colonne dans la Figure 1.1.

Les quarks (up et down) et les leptons (électrons) de la première génération sont les blocs de construction de toute la matière qui nous entoure. Les quarks et les leptons de la deuxième et la troisième génération sont relativement lourds et instables, et ils ne constituent donc pas la matière ordinaire. Ils peuvent être trouvés dans des phénomènes extraterrestre comme les rayons cosmiques ou peuvent être créés dans des accélérateurs de particules.

À chacun des fermions (quark/lepton) est associé un fermion d'antimatière (anti-quark/lepton) de même masse et de charge électrique opposée.

### 1.2.2 Lagrangien du Modèle Standard

Le MS décrit les particules élémentaires et leurs interactions à travers un Lagrangien  $\mathcal{L}$ , qui peut être décomposé en différents secteurs :

$$\mathcal{L}_{\text{MS}} = \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_{\text{YM}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}}. \quad (1.1)$$

Comme le MS est une théorie invariante sous  $G_{\text{MS}}$ , le Lagrangien (1.1) doit être invariant sous chaque transformation de  $G_{\text{MS}}$ .

#### Secteur fermionique

$\mathcal{L}_f$  est le Lagrangien de Dirac qui décrit les fermions et leurs interactions avec les bosons de jauge. En général, une particule de spin 1/2 avec une masse  $m$  peut être représentée par le spineur de Dirac à quatre composantes  $\psi$ , qui peut être décomposé en deux spineurs de Weyl  $\psi_L$  et  $\psi_R$  :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

avec  $\psi_L = P_L\psi$  et  $\psi_R = P_R\psi$ .  $P_L = (1 - \gamma^5)/2$  et  $P_R = (1 + \gamma^5)/2$ , où  $\gamma^5$  est la matrice de Dirac (voir Annexe A), sont les opérateurs de projection.

Le Lagrangien de Dirac s'écrit :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi, \quad (1.3)$$

avec  $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$  et  $\gamma_\mu$  ( $\mu = 0, 1, 2, 3$ ) sont les matrices de Dirac (voir Annexe A).

Si on demande au spineur de Dirac de se transformer sous la symétrie globale  $U(1)$  de sorte que  $\psi \rightarrow e^{i\alpha Q}\psi$ , où  $\alpha$  est une constante et  $Q$  est un générateur de  $U(1)$ , alors le Lagrangien  $\mathcal{L}$  est invariant. Cependant, ce n'est plus le cas pour une transformation locale  $\psi \rightarrow e^{i\alpha(x)Q}\psi$ , où  $\alpha(x)$  est une fonction arbitraire de coordonnées d'espace-temps :

$$\mathcal{L} \xrightarrow{U(1)} \mathcal{L}' = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi + \bar{\psi}\gamma^\mu(\partial_\mu\alpha(x))Q\psi \neq \mathcal{L}. \quad (1.4)$$

---

4. Les neutrinos sont sensible uniquement à l'interaction faible.

Pour restaurer l'invariance de jauge, on doit remplacer la dérivée partielle  $\partial_\mu$  par la dérivée covariante  $\mathcal{D}_\mu$  de sorte qu'elle subit la même transformation que  $\psi$ , i.e.  $\mathcal{D}_\mu\psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}\mathcal{D}_\mu\psi$  :

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu, \quad (1.5)$$

avec  $A_\mu$  est un champ de jauge introduit et transformé sous une transformation locale  $U(1)$  :

$$A_\mu \xrightarrow{U(1)} A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x), \quad (1.6)$$

où  $e$  sera interprété comme la force de couplage de l'interaction véhiculée par le champ  $A_\mu$ .

Pour rendre le champ de jauge  $A_\mu$  physique, il est nécessaire d'introduire un terme cinétique. Le seul terme cinétique invariant de jauge et renormalisable s'écrit :

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (1.7)$$

où  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$  est le tenseur du champ  $A_\mu$ . Il est intéressant de noter que le terme de masse pour le champ  $A_\mu$  briserait l'invariance de jauge. Le champ de jauge doit être sans masse afin d'assurer l'invariance sous la transformation locale  $U(1)$ .

Le Lagrangien (1.3) peut maintenant être s'écrit sous une version localement invariante :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= i\bar{\psi}\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ &= i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Ce Lagrangien contient un terme cinétique pour le fermion  $\psi$  et le champ de jauge  $A_\mu$ . En outre, un terme supplémentaire d'interaction entre le fermion et le champ de jauge est apparu. En fait, l'exigence de l'invariance de jauge locale a mené de manière unique à un modèle avec interaction. Ce processus peut être généralisé pour produire de manière similaire les autres interactions de la nature. C'est un concept fondamental dans la structure du MS.

Le fait d'imposer l'invariance de jauge locale sous la transformation  $G_{\text{MS}}$  introduit le champ de jauge  $B_\mu$  associé au groupe d'hypercharge  $U(1)_Y$ , les trois champs de jauge  $W_\mu^a$  ( $a = 1, 2, 3$ ) associés à la symétrie d'isospin  $SU(2)_L$  et les huit champs de jauge  $G_\mu^A$  ( $A = 1, \dots, 8$ ) associés à la symétrie de couleur  $SU(3)_c$ .

En effet, sous la symétrie  $G_{\text{MS}}$ , le spineur de Dirac se transforme comme suit :

$$\psi \xrightarrow{G_{\text{MS}}} e^{i(\alpha(x)Y/2 + \beta_a(x)\tau^a + \delta_A(x)T^A)}\psi, \quad (1.9)$$

où  $\tau^a = \sigma^a/2$  sont les générateurs du groupe  $SU(2)_L$  tels que  $[\sigma^a/2, \sigma^b/2] = i\epsilon^{abc}\sigma^c/2$  avec  $\sigma^a$  sont les matrices de Pauli (voir Annexe A).  $T^A = \lambda^A/2$  sont les générateurs de  $SU(3)_c$  tels que  $[\lambda^A/2, \lambda^B/2] = if^{ABC}\lambda^C/2$  avec  $\lambda^A$  sont les matrices de Gell-Mann (voir Annexe A).  $\epsilon^{abc}$  et  $f^{ABC}$  sont appelées les constantes de structure associées aux groupes  $SU(2)_L$  et  $SU(3)_c$ , respectivement. Le générateur de  $U(1)_Y$ ,  $Y$ , est appelé hypercharge faible. Il est déterminé à partir de la relation de Gell-Mann Nishijima :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.10)$$

où  $Q$  est la charge électrique et  $I_3$  est la troisième composante d'isospin faible. Dans le Tableau 1.2, nous présentons les nombres quantiques des différents fermions du MS.

Fermion	$I_3$	$Y$	$G$
$u_L$	$+1/2$	$1/3$	$+2/3$
$d_L$	$-1/2$	$1/3$	$-1/3$
$u_R$	$0$	$4/3$	$+2/3$
$d_R$	$0$	$-2/3$	$-1/3$
$\nu_{eL}$	$+1/2$	$-1$	$0$
$e_L$	$-1/2$	$-1$	$-1$
$e_R$	$0$	$-2$	$-1$

TABLE 1.2 – Nombres quantiques de différents fermions du MS.

En utilisant la transformation (1.9), tout comme le cas  $U(1)$ , on peut définir la dérivée covariante associée à la transformation (1.9) :

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu - ig\tau_a W_\mu^a - ig_s T_A G_\mu^A, \quad (1.11)$$

avec  $B_\mu$ ,  $W_\mu^a$  et  $G_\mu^A$  sont des champs de jauge qui se transforment comme :

$$B_\mu \xrightarrow{G_{\text{MS}}} B_\mu - \frac{1}{g'} \partial_\mu \alpha(x), \quad (1.12)$$

$$W_\mu^a \xrightarrow{G_{\text{MS}}} W_\mu^a - \frac{1}{g} \partial_\mu \beta^a(x) + \epsilon^{abc} \beta_b(x) W_{c\mu}, \quad (1.13)$$

$$G_\mu^A \xrightarrow{G_{\text{MS}}} G_\mu^A - \frac{1}{g_s} \partial_\mu \delta^A(x) + f^{ABC} \delta_B(x) G_{C\mu}, \quad (1.14)$$

où  $g'$ ,  $g$  et  $g_s$  sont les constantes de couplage associées aux symétries  $U(1)_Y$ ,  $SU(2)_L$  et  $SU(3)_c$ , respectivement. Les troisièmes termes apparaissant dans les transformations des champs de jauge  $W_\mu^a$  et  $G_\mu^A$  sont dus à la nature non-abélienne des groupes  $SU(2)_L$  et  $SU(3)_c$ . Ils sont nécessaires pour assurer l'invariance de jauge locale.

Il est important de noter que la définition exacte de la dérivée covariante dépend étroitement des nombres quantiques du spineur de Dirac considéré. La définition dans l'équation (1.11) est valable pour un spineur de quark gauche. Les dérivées covariantes pour les autres particules du MS sont données dans l'équation (1.21).

Dans le MS, les composantes gauche  $\psi_L$  et droite  $\psi_R$  ne se transforment pas de la même manière sous le groupe de symétrie  $G_{\text{MS}}$ . Alors, même si le terme cinétique est invariant sous  $G_{\text{MS}}$ , ce n'est plus le cas pour le terme de masse. Les fermions de chiralité gauche (quarks  $Q_L = (u_L \ d_L)^T$  et leptons  $L_L = (\nu_L \ e_L)^T$ ) se transforment comme des doublets de  $SU(2)_L$  tandis que les fermions de chiralité droite (quarks  $u_R, d_R$  et leptons<sup>5</sup>  $e_R$ ) se transforment comme des singlets. En effet, on peut explicitement réécrire le Lagrangien (1.3) en termes de spineurs de Weyl :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= (\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R) i\gamma^\mu \partial_\mu (\psi_L + \psi_R) - m(\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R)(\psi_L + \psi_R), \\ &= i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \psi_L + i\bar{\psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \psi_R - m(\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L). \end{aligned} \quad (1.15)$$

5. L'observation de neutrinos de chiralité gauche lors des désintégrations  $\beta$ , implique l'absence de neutrinos de chiralité droite dans cette théorie.

Comme l'invariance de jauge locale sous  $G_{\text{MS}}$  est impérativement demandée, le terme de masse des fermions ne peut pas apparaître dans le Lagrangien. Cependant, d'après l'ensemble d'observations expérimentales, les fermions sont massifs, on a besoin d'introduire un mécanisme générateur de masse, appelé mécanisme de Higgs (voir Section 1.3.2), afin de récupérer les masses des fermions et donc confirmer les observations expérimentales.

La partie fermionique du Lagrangien du MS s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_f = \sum_{i=1}^3 & (\bar{L}_{L,i} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu L_{L,i} + \bar{e}_{R,i} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu e_{R,i} \\ & + \bar{Q}_{L,i} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu Q_{L,i} + \bar{u}_{R,i} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu u_{R,i} + \bar{d}_{R,i} \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu d_{R,i}), \end{aligned} \quad (1.16)$$

avec  $i$  indiquant les trois générations de fermions. Les dérivées covariantes sont définies comme suit :

$$\mathcal{D}_\mu L_{L,i} = (\partial_\mu - igW_\mu^a \tau_a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu) L_{L,i}, \quad (1.17)$$

$$\mathcal{D}_\mu e_{R,i} = (\partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu) e_{R,i}, \quad (1.18)$$

$$\mathcal{D}_\mu Q_{L,i} = (\partial_\mu - ig_s G_\mu^A T_A - igW_\mu^a \tau_a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu) Q_{L,i}, \quad (1.19)$$

$$\mathcal{D}_\mu u_{R,i} = (\partial_\mu - ig_s G_\mu^A T_A - ig' \frac{Y}{2} B_\mu) u_{R,i}, \quad (1.20)$$

$$\mathcal{D}_\mu d_{R,i} = (\partial_\mu - ig_s G_\mu^A T_A - ig' \frac{Y}{2} B_\mu) d_{R,i}, \quad (1.21)$$

avec  $B_\mu$ ,  $W_\mu^a$  ( $a = 1, 2, 3$ ) et  $G_\mu^A$  ( $A = 1, \dots, 8$ ) sont les champs de jauge associés aux groupes de symétrie  $U(1)_Y$ ,  $SU(2)_L$  et  $SU(3)_c$ , respectivement.  $g'$ ,  $g$  et  $g_s$  sont respectivement leurs constantes de couplage.

## Secteur bosonique

Le deuxième terme de l'équation (1.1) correspond à la partie cinétique des bosons de jauge (ou de Yang-Mills) du Lagrangien du MS. Comme dans le cas de la symétrie  $U(1)$ , le terme de Yang-Mills du Lagrangien du MS peut s'écrire :

$$\mathcal{L}_{\text{YM}} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^A G^{A\mu\nu}, \quad (1.22)$$

avec les tenseurs des champs de jauge sont définis comme suit :

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.23)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g\epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c, \quad (1.24)$$

$$G_{\mu\nu}^A = \partial_\mu G_\nu^A - \partial_\nu G_\mu^A - gf^{abc} G_\mu^B G_\nu^C. \quad (1.25)$$

Rappelons que les troisième termes dans  $W_{\mu\nu}^a$  et  $G_{\mu\nu}^A$  proviennent de la nature non-abélienne de  $SU(2)_L$  et  $SU(3)_c$ .

## Secteur de Higgs

Nous avons vu que les termes de masse pour les fermions et les bosons de jauge brisent l'invariance de jauge locale. Comme expérimentalement les fermions et les bosons de jauge

$W^\pm$  et  $Z$  sont massifs, le MS doit introduire un nouveau mécanisme, tout en préservant l'invariance de jauge et la renormalisabilité<sup>6</sup> de la théorie, pour générer la masse à ces particules a priori sans masse. En effet, si on veut générer la masse de  $W^\pm$  et  $Z$ , on doit briser la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  mais préserver la symétrie  $U(1)_{\text{em}}$  associée à l'interaction électromagnétique et donc au photon  $\gamma$ . On introduit un doublet de champ scalaire complexe de  $SU(2)_L$  avec hypercharge  $Y = 1$  :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (1.26)$$

avec  $\phi^+$  et  $\phi^0$  sont les composantes chargée et neutre du champ scalaire, respectivement.

La partie de Higgs du Lagrangien du MS peut s'écrire :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}_\mu \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi), \quad (1.27)$$

avec

$$\mathcal{D}_\mu \Phi = \left( \partial_\mu - igW_\mu^a \tau^a - ig' \frac{B_\mu}{2} \right) \Phi, \quad (1.28)$$

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (1.29)$$

Le potentiel de Higgs  $V$  est choisi pour être le plus général, renormalisable et invariant sous la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ .

### Secteur de Yukawa

Tout comme pour les bosons de jauge, le terme de masse pour les fermions,  $m\bar{\psi}\psi$ , n'est pas invariant sous la symétrie  $SU(2)_L$ . Cependant, les fermions peuvent acquérir leurs masses via un mécanisme, invariant de jauge, basé sur le doublet de Higgs  $\phi$ . Ce mécanisme est décrit par le Lagrangien de Yukawa

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \sum_{i,j=1}^3 -y_{ij}^\ell \bar{L}_{L,i} \Phi e_{R,j} - y_{ij}^d \bar{Q}_{L,i} \Phi d_{R,j} - y_{ij}^u \bar{Q}_{L,i} \tilde{\Phi} u_{R,j} + \text{h.c.}, \quad (1.30)$$

avec  $i, j$  indiquant les trois générations de fermions,  $y_{ij}$  sont les matrices  $3 \times 3$  des couplages de Yukawa et  $\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^*$  est le complexe conjugué du doublet de Higgs, avec  $\sigma^2$  est la deuxième matrice de Pauli (voir Annexe A). Après la brisure spontanée de symétrie, des termes de masse et des interactions entre les fermions et le champ scalaire sont apparus (voir Section 1.3.2).

## 1.3 Boson de Higgs dans le Modèle Standard

Nous entamons la brique la plus importante à la construction du MS, le boson de Higgs. Ce dernier est la véritable clef de voûte du MS ou d'après S. Glashow son pot de chambre!

Dans cette section, nous mettons l'accent sur l'essence du mécanisme de Higgs, qui explique l'origine de la masse des particules élémentaires. Nous discutons aussi l'impact des différentes contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs.

6. La renormalisation des paramètres électrofaibles ainsi que les self-énergies des bosons vecteurs sont données dans les Annexes B et C, respectivement.

### 1.3.1 Brisure spontanée de symétrie

Considérons la symétrie de jauge abélienne  $U(1)$ . On part du Lagrangien classique de Yang-Mills, qui contient un champ vecteur  $A_\mu$  et un champ scalaire complexe  $\phi = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$  :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (\mathcal{D}_\mu\phi)^*(\mathcal{D}_\mu\phi) - V(\phi^*\phi), \quad (1.31)$$

avec  $\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$  et avec une forme particulière du potentiel  $V(\phi^*\phi)$ ,

$$V(\phi^*\phi) = \mu^2\phi^*\phi + \lambda(\phi^*\phi)^2, \quad (1.32)$$

dans lequel  $\lambda$  doit être positive pour que le potentiel scalaire soit borné par le bas et ainsi assurer l'existence d'un minimum. Le potentiel dans l'équation (1.32), et donc le Lagrangien, est invariant sous la symétrie de réflexion  $\phi \rightarrow -\phi$ . De plus, le terme de masse du champ  $A_\mu$  n'apparaît pas dans cette théorie, la symétrie de jauge locale  $U(1)$  est respectée. Cependant, une telle théorie peut décrire une physique avec un champ de jauge massif.

L'état fondamental du système dépend du signe de paramètre  $\mu^2$ . Si  $\mu^2$  est positive, il y a un minimum unique à  $\phi^*\phi = 0$ . La théorie décrite par le Lagrangien dans l'équation (1.31) prédit un boson vecteur sans masse (e.g. photon en QED). Pour  $\mu^2 < 0$ , le potentiel développe une dégénérescence de minima satisfaisant l'équation suivante :

$$\phi^*\phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda}. \quad (1.33)$$

Il n'y a pas en fait un seul état fondamental mais plutôt une infinité. Cela implique que quelque chose de complètement différent a lieu dans ce cas, qui peut être révélé en faisant un choix particulier parmi les nombreux qui satisfont l'équation (1.33). De plus, pour interpréter correctement la théorie, on doit développer le potentiel au voisinage du minimum choisi. Une telle transformation du potentiel cache ou spontanément brise la symétrie de jauge originale et donne lieu à de nouvelles caractéristiques intéressantes. En effet, pour être plus précis, on choisit le minimum suivant :

$$\phi_0 = \left(-\frac{\mu^2}{2\lambda}\right)^{1/2} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad (1.34)$$

où  $v$  est appelé la valeur moyenne dans le vide (vev) du champ  $\phi$ , et on paramètre le champ  $\phi$  autour de ce minimum :

$$\phi = \frac{e^{i\xi}}{\sqrt{2}}(v + \eta), \quad (1.35)$$

où les champs  $\eta$  et  $\xi$  correspondent à des excitations autour de  $\phi_0$ .

En réécrivant le Lagrangien (1.31) en termes de  $\eta$  et  $\xi$ , on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(ev)^2 A_\mu A^\mu + \frac{1}{2}\partial_\mu\xi\partial^\mu\xi \\ & + \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta - \mu^2\eta^2 + \text{termes d'interaction.} \end{aligned} \quad (1.36)$$

On voit clairement que ce Lagrangien décrit la dynamique d'un boson de jauge massif  $A_\mu$  avec  $M_A = ev$ . Par ailleurs, en plus des termes d'interaction, on voit que les deux

champs  $\eta$  et  $\xi$  ont des termes cinétiques. Cependant, uniquement le champ  $\eta$  acquiert une masse  $M_\eta = \sqrt{-2\mu^2}$  tandis que le champ  $\xi$  demeure sans masse. Ce type de champ  $\xi$  est appelé boson de Goldstone. L'apparition d'une telle particule sans masse est prédite par le théorème de Goldstone [20] qui stipule que la brisure spontanée de symétrie génère un nombre de bosons de Goldstone égale au nombre de générateurs brisant la symétrie de l'état du vide.

Bien que le boson de Goldstone n'ait jamais été observé par aucune expérience, il est possible de l'éliminer<sup>7</sup> en imposant l'invariance de jauge  $U(1)$ , i.e.  $\phi \rightarrow 1/\sqrt{2}(v+\eta)$ . Cette transformation est connu sous le nom de jauge unitaire.

Il est intéressant de noter que le nombre de degrés de liberté avant et après la brisure spontanée de symétrie est conservé.

### 1.3.2 Mécanisme de Higgs dans le Modèle Standard

En fait, quand il s'agit de la symétrie du MS on fait référence à  $G_{\text{MS}} = SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Souvent, le secteur électrofaible de la théorie est aussi référé au MS. Le mécanisme de Higgs est implémenté dans le MS en introduisant un doublet de champ scalaire complexe de  $SU(2)$  d'hypercharge  $Y = 1$ ,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (1.37)$$

avec le Lagrangien du Higgs est donné par l'équation (1.27).

La symétrie de jauge du MS,  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , est spontanément brisée en une symétrie résiduelle  $U(1)_{\text{em}}$  lorsqu'un vev particulier pour  $\Phi$  est choisi, e.g. :

$$\langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad (1.38)$$

avec  $v = (-\mu^2/\lambda)^{1/2}$  ( $\mu^2 < 0$ ,  $\lambda > 0$ ). Par analogie avec le cas abélien, on peut aussi développer le champ  $\Phi$  autour de ce minimum,

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\xi^a \tau^a} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \xrightarrow{SU(2)} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \quad (1.39)$$

avec  $\xi^a$  ( $a = 1, 2, 3$ ) sont les bosons de Goldstone qui peuvent être éliminés par rotation, comme indiqué dans l'équation (1.39), en appliquant l'invariance de jauge  $SU(2)$  du Lagrangien (jauge unitaire).  $H$  est un champ scalaire neutre appelé boson de Higgs.

Après la brisure spontanée de symétrie, le terme cinétique dans l'équation (1.27) donne lieu aux termes de masse associés aux bosons de jauge  $W^\pm$  et  $Z$ . En développant uniquement la partie du terme cinétique contenant les champ de jauge et en substituant  $\Phi$  par  $\Phi_0$ , on trouve :

$$\begin{aligned} (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger \mathcal{D}_\mu \Phi &\rightarrow \frac{1}{8} (0 \ v) (gW_\mu^a \sigma^a + g' B_\mu) (gW^{b\mu} \sigma^b + g' B^\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ &= \frac{v^2}{8} (gW_\mu^1 - igW_\mu^2) (gW^{1\mu} + igW^{2\mu}) \\ &\quad + \frac{v^2}{8} (g' B_\mu - gW_\mu^3) (g' B^\mu - gW^{3\mu}). \end{aligned} \quad (1.40)$$

7. On peut dire que le boson de Goldstone  $\xi$  a été "mangé" par le boson de jauge  $A$  et devenu sa composante longitudinale.

Notons que nous avons omis les termes impliquant le champ scalaire  $H$ , qui seront discutés plus tard. En combinant linéairement les deux composantes  $W_\mu^1$  et  $W_\mu^2$ , les champs de jauge  $W^\pm$  peuvent être définis par :

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}. \quad (1.41)$$

On peut facilement identifier dans l'équation (1.40) les termes de masse pour  $W^\pm$  :

$$M_W = \frac{1}{2}gv. \quad (1.42)$$

La valeur moyenne dans le vide  $v$  est fixée en terme de la masse du boson  $W$  ou de la constante de Fermi  $G_\mu$  déterminée à partir de la désintégration du muon :

$$v = (\sqrt{2}G_\mu)^{-1/2} \simeq 246 \text{ GeV}. \quad (1.43)$$

Pour les termes de masse associés aux champs neutres, les deux composantes  $W_\mu^3$  et  $B_\mu$ , dans l'équation (1.40), peuvent être substituées par des nouveaux champs physiques  $Z_\mu$  et  $A_\mu$  à l'aide d'une matrice de rotation diagonale, i.e. :

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}, \quad (1.44)$$

avec  $\theta_W$  est l'angle de Weinberg donné par :

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g}, \quad (1.45)$$

où

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \text{et} \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (1.46)$$

Le deuxième terme dans l'équation (1.40) devient alors :

$$\frac{v^2}{8} \begin{pmatrix} Z_\mu & A_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 + g'^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix} = \frac{v^2}{8} (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu + 0 \cdot A_\mu A^\mu. \quad (1.47)$$

La physique derrière cette équation demeure claire. On voit un boson de jauge, neutre,  $Z$  massif avec une masse

$$M_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} v, \quad (1.48)$$

et un autre boson neutre sans masse correspond au champ du photon  $A$ , qui n'est que le boson de jauge associé à la symétrie résiduelle  $U(1)_{\text{em}}$ . C'est donc grâce à ce mécanisme de Higgs que les bosons de jauge  $W^\pm$  et  $Z$  acquièrent une masse alors que le photon  $\gamma$  demeure sans masse, comme il se doit. Il est intéressant, à nouveau, de remarquer que le nombre de degrés de liberté est conservé. Dans ce cas, on peut dire que les trois bosons de Goldstone  $\xi^a$  ( $a = 1, 2, 3$ ) ont été absorbés par les bosons vecteurs massifs  $W^\pm$  et  $Z$  et devenus leurs composantes longitudinales.

En fait, les masses de  $W^\pm$  et  $Z$  sont reliées par la relation suivante :

$$M_W = M_Z \cos \theta_W. \quad (1.49)$$

Cette relation mène à la définition du paramètre phénoménologique  $\rho$ ,

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W}, \quad (1.50)$$

qui quantifie le rapport du courant neutre et courant chargé des interactions électrofaibles. Dans le MS,  $\rho = 1$  ce qui est en bon accord avec la mesure expérimentale  $\rho = 1.00038 \pm 0.00020$  [21]. Cette mesure expérimentale constitue une contrainte puissante à laquelle doit satisfaire d'éventuelles extensions du secteur de Higgs.

Revenons aux termes impliquant le champ de Higgs  $H$ . Après brisure spontanée de symétrie, outre le terme cinétique de  $H$ , le potentiel scalaire dans l'équation (1.29) devient :

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \frac{\mu^2}{2}(v + H)^2 + \frac{\lambda}{4}(v + H)^4. \quad (1.51)$$

Le Lagrangien contenant le champ de Higgs est donné par :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) - V(\Phi^\dagger \Phi) \\ &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) - \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4. \end{aligned} \quad (1.52)$$

À partir de ce Lagrangien, on peut lire la masse du boson de Higgs

$$M_H^2 = 2\lambda v^2 = -2\mu^2 \quad (1.53)$$

ainsi que les règles de Feynman pour les auto-couplages cubique et quartique de Higgs

$$g_{HHH} = (3!)i\lambda v = 3i\frac{M_H^2}{v}, \quad g_{HHHH} = (4!)i\frac{\lambda}{4} = 3i\frac{M_H^2}{v^2}. \quad (1.54)$$

La masse des fermions est générée à travers le Lagrangien de Yukawa, qui décrit l'interaction des fermions avec le champ scalaire  $\Phi$ . Ce Lagrangien invariant sous la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  est donné par l'équation (1.30). Après la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, dans la jauge unitaire, on peut adopter la paramétrisation suivante des champs  $\Phi$  et  $\tilde{\Phi}$  :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \quad \tilde{\Phi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.55)$$

Le Lagrangien dans l'équation (1.30) devient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} &= \sum_{i,j=1}^3 -\frac{y_{ij}^\ell}{\sqrt{2}}(v + H)\bar{e}_{L,i}e_{R,j} - \frac{y_{ij}^d}{\sqrt{2}}(v + H)\bar{d}_{L,i}d_{R,j} \\ &\quad - \frac{y_{ij}^u}{\sqrt{2}}(v + H)\bar{u}_{L,i}u_{R,j} + h.c.. \end{aligned} \quad (1.56)$$

La matrice de masse est de la forme  $\mathcal{M}_{i,j}^f = y_{ij}^f v/2$ . Pour passer à la base physique et obtenir des états propres de masse, on doit diagonaliser la matrice de masse  $\mathcal{M}_{i,j}^f$  à l'aide des transformations unitaires telles que :

$$(V_L^\ell)^\dagger \mathcal{M}^\ell V_R^\ell = \mathcal{M}'^\ell, \quad (1.57)$$

$$(V_L^u)^\dagger \mathcal{M}^u V_R^u = \mathcal{M}'^u, \quad (1.58)$$

$$(V_L^d)^\dagger \mathcal{M}^d V_R^d = \mathcal{M}'^d, \quad (1.59)$$

où  $V_{L,R}^f$  sont des matrices unitaires et

$$\mathcal{M}^{\ell} = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix} = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} y_e & 0 & 0 \\ 0 & y_\mu & 0 \\ 0 & 0 & y_\tau \end{pmatrix}, \quad (1.60)$$

$$\mathcal{M}^{lu} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} y_d & 0 & 0 \\ 0 & y_c & 0 \\ 0 & 0 & y_t \end{pmatrix}, \quad (1.61)$$

$$\mathcal{M}^{ld} = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} y_d & 0 & 0 \\ 0 & y_s & 0 \\ 0 & 0 & y_b \end{pmatrix}. \quad (1.62)$$

Dans la base propre de masse, le Lagrangien de Yukawa se réécrit alors,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = & \sum_{i=1}^3 -\frac{y_i^\ell}{\sqrt{2}}(v+H)\bar{e}'_{L,i}e'_{R,j} - \frac{y_i^d}{\sqrt{2}}(v+H)\bar{d}'_{L,i}d'_{R,j} \\ & - \frac{y_i^u}{\sqrt{2}}(v+H)\bar{u}'_{L,i}u'_{R,j} + h.c., \end{aligned} \quad (1.63)$$

avec  $e'_i$ ,  $u'_i$  et  $d'_i$  sont les états propres de masse des leptons chargés, des quarks up et des quarks down, respectivement.

Maintenant, il reste qu'à déduire à partir de l'équation (1.63) les masses des fermions ainsi que leurs couplages avec le boson de Higgs :

$$m_f = \frac{y_f}{\sqrt{2}}v, \quad g_{hf\bar{f}} = \frac{y_f}{\sqrt{2}} = \frac{m_f}{v}. \quad (1.64)$$

Étant donné que  $y_f$  sont des paramètres libres, les masses des fermions ne sont pas fixées par la théorie mais plutôt par les données expérimentales.

## 1.4 Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs

Dans la théorie, on n'avait pas connaissance des valeurs de  $\mu$  et  $\lambda$ . Par conséquent, la masse du boson de Higgs était inconnue dans le MS. Autrement dit, on suppose généralement que le MS n'est qu'une théorie à basse énergie d'une théorie plus symétrique, plus fondamentale, dont l'échelle d'énergie  $\Lambda$  constitue un autre paramètre inconnue. Il est donc important d'établir des limites théoriques [22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31] pour contraindre  $M_H$  et  $\Lambda$ .

Dans cette section, nous nous concentrons sur les contraintes d'unitarité, de trivialité et de la stabilité du vide.

### 1.4.1 Unitarité

Il est bien connu que la matrice S de tous les processus doit être unitaire. En fait, c'est l'un des arguments principales d'abandonner la théorie de Fermi pour les interactions

faibles qui viole l'unitarité à l'échelle de Fermi  $\Lambda_F$ . Dans le MS, l'unitarité pourrait être violée dans les processus impliquant l'interaction des composantes longitudinales des bosons vecteurs  $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$  (où  $V_L = W_L$  ou  $Z_L$ ) si le champ de Higgs n'est pas inclus [32, 33]. L'introduction du boson de Higgs est nécessaire pour ne pas violer l'unitarité de la théorie à haute énergie. Par conséquent, cette condition peut être utilisée pour définir une limite sur  $M_H$ .

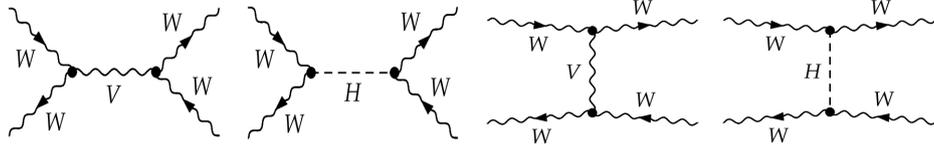


FIGURE 1.2 – Diagrammes de Feynman pour la diffusion des bosons  $W^\pm$ . ( $V$  désigne  $\gamma$  et  $Z$ .)

Prenons comme exemple le processus de diffusion  $W_L W_L \rightarrow W_L W_L$ . Outre l'interaction quartique, il y a aussi d'autres interactions impliquant les diagrammes d'échange de  $\gamma$ ,  $Z$  et  $H$  dans le canal  $s$  et le canal  $t$  (voir Figure 1.2). L'amplitude de diffusion pour les bosons chargés  $W^\pm$ , dans la limite des hautes énergies  $s, M_H^2 \gg M_W, M_Z$ , est donnée par<sup>8</sup> [31] :

$$\begin{aligned} A(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) &\simeq A(w^+ w^- \rightarrow w^+ w^-) \\ &= - \left[ 2 \frac{M_H^2}{v^2} + \left( \frac{M_H^2}{v^2} \right)^2 \frac{1}{s - M_H^2} + \left( \frac{M_H^2}{v^2} \right)^2 \frac{1}{t - M_H^2} \right] \end{aligned} \quad (1.65)$$

où  $w^\pm$  sont les bosons de Goldstone associés aux composantes longitudinales des bosons de jauge  $W^\pm$ .  $s$  et  $t$  sont les variables de Mandelstam.

L'amplitude de diffusion  $A$  peut être décomposée en ondes partielles  $a_l$  de moment angulaire orbital  $l$  :

$$A = 16\pi \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) a_l, \quad (1.66)$$

où  $P_l(\cos \theta)$  sont les polynômes de Legendre. Pour les ondes partielles avec  $J = 0$ , on obtient [31] :

$$a_0 = - \frac{M_H^2}{16\pi v^2} \left[ 2 + \frac{M_H^2}{s - M_H^2} - \frac{M_H^2}{s} \log \left( 1 + \frac{s}{M_H^2} \right) \right]. \quad (1.67)$$

Dans la limite des hautes énergies  $s \gg M_H^2$ ,  $a_0$  se réduit à :

$$a_0 \xrightarrow{s \gg M_H^2} - \frac{M_H^2}{8\pi v^2}. \quad (1.68)$$

Le fait d'imposer la condition d'unitarité  $|\Re(a_0)| < 1/2$  mène à la limite supérieure sur la masse du boson de Higgs [32, 33] :

$$M_H \lesssim 870 \text{ GeV}. \quad (1.69)$$

8. Dans la limite des hautes énergies,  $s \gg M_W$ , l'amplitude de diffusion pour les bosons  $W^\pm$  est dominée par les composantes longitudinales de  $W^\pm$  qui peut être exprimée en termes de l'amplitude de diffusion pour les bosons de Goldstone correspondants. C'est le théorème d'équivalence de Goldstone [34].

Cette limite devient plus forte si l'on considère d'autres amplitudes de diffusion pour les bosons de jauge longitudinaux [35, 36] :

$$M_H \lesssim 710 \text{ GeV}. \quad (1.70)$$

Si on considère la limite  $s \ll M_H^2$ ,  $a_0$  devient dans ce cas :

$$a_0 \xrightarrow{s \ll M_H^2} -\frac{s}{32\pi v^2}. \quad (1.71)$$

La condition d'unitarité  $|\Re(a_0)| < 1/2$  demande  $\sqrt{s} \lesssim 1.8 \text{ TeV}$  ou plus précisément  $\sqrt{s} \lesssim 1.2 \text{ TeV}$  au cas où d'autres processus de diffusion sont considérés. Cela signifie que toute nouvelle physique doit apparaître à des énergies de l'ordre de 1 à 2 TeV afin de restaurer l'unitarité dans les amplitudes de diffusion des bosons vecteurs longitudinaux.

### 1.4.2 Trivialité et la stabilité du vide

En fait, en raison des corrections quantiques, les paramètres du MS tels que les couplages et les masses ne sont pas des paramètres fixes mais plutôt dépendent de l'énergie considéré. Dans le secteur de Higgs, le couplage quartique  $\lambda$  est considéré positive afin d'assurer la stabilité du vide. Cependant, ce paramètre varie en fonction de l'énergie et pourrait être négative dans certaines échelles de haute énergie. Cette dépendance en énergie de tel paramètre est contrôlée par l'équation de groupe de renormalisation (RGE). Dans le MS,  $\lambda$  reçoit une contribution à l'arbre due à l'auto-couplage quartique du Higgs ainsi que d'autres contributions à l'ordre d'une boucle qui se font par l'intermédiaire du boson de Higgs lui-même, des fermions lourds et des bosons de jauge massifs (voir Figure 1.3).

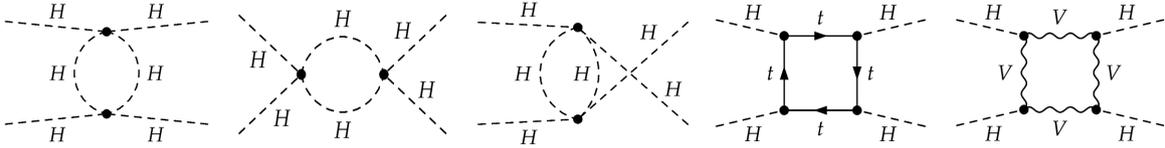


FIGURE 1.3 – Diagrammes à l'ordre d'une boucle contribuant à l'auto-couplage du Higgs.

La dépendance en énergie  $Q$  du couplage quartique du Higgs  $\lambda$  est décrit par l'équation de groupe de renormalisation [31] :

$$\frac{d}{dQ} \lambda(Q) = \frac{3}{4\pi^2} \lambda^2(Q). \quad (1.72)$$

La solution de cette équation, prenant l'échelle électrofaible comme une énergie de référence, i.e.  $Q_0 = v$ , est donnée par :

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left[ 1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \log \frac{Q^2}{v^2} \right]^{-1}. \quad (1.73)$$

Il y a deux cas à considérer. Si  $Q^2 \ll v^2$ , le couplage quartique devient extrêmement petit et même disparaît. Dans ce cas, il est dit que la théorie est triviale. Si  $Q^2 \gg v^2$ , le couplage croît et peut devenir infini. Cette échelle d'énergie, dans laquelle  $\lambda(Q^2)$  devient

infini, correspond au pôle de Landau, qui est donné en fonction de la masse du boson de Higgs :

$$\Lambda_L = v \exp\left(\frac{2\pi^2}{3\lambda}\right) = v \exp\left(\frac{4\pi v^2}{3M_H^2}\right). \quad (1.74)$$

Le fait d'exiger que  $\lambda$  soit fini mène à la coupure d'énergie pour laquelle la théorie est valide,  $\Lambda_C \leq \Lambda_L$ . Cette condition impose une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs :

$$M_H^2 < \frac{8\pi^2 v^2}{3 \log \frac{\Lambda_C^2}{v^2}}. \quad (1.75)$$

À des échelles d'énergies très élevées, par exemple pour une échelle de grande unification  $\Lambda_C \sim 10^{16}$  GeV, la masse du boson de Higgs ne devrait pas dépasser 200 GeV. En revanche, pour  $\Lambda_C \sim 10^3$  GeV, la masse du boson de Higgs peut atteindre l'ordre de 1 TeV.

Inversement, quand  $\lambda$  est petit, une contrainte supplémentaire pourrait être imposée sur  $M_H$  afin d'assurer la stabilité du vide de la théorie. Pour avoir un potentiel borné par le bas et donc garder l'auto-couplage du Higgs pour une échelle d'énergie donnée positive,  $\lambda(Q^2) > 0$ , la masse du boson de Higgs doit satisfaire la condition suivante [31] :

$$M_H^2 > \frac{v^2}{8\pi} \left[ -12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right] \log \frac{\Lambda_C^2}{v^2}. \quad (1.76)$$

Notons que les limites sont obtenues par un calcul à l'ordre d'une boucle. Une évaluation plus précise comprenant les résultats à l'ordre de deux boucles est représentée dans la Figure 1.4.

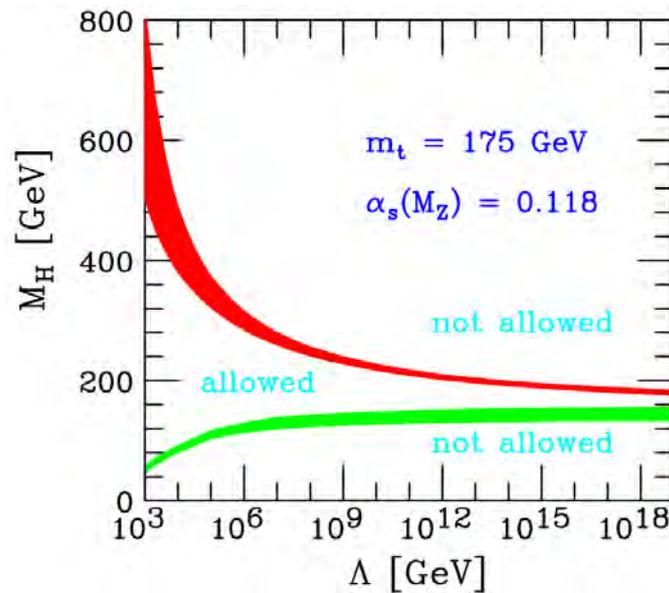


FIGURE 1.4 – Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs  $M_H$  en fonction de l'échelle de la nouvelle physique  $\Lambda$ . La borne supérieure montre la contrainte de trivialité, tandis que la borne inférieure illustre celle obtenue par la stabilité du vide. La région permise se situe entre les deux bornes [30, 31].

## 1.5 Découverte du boson de Higgs

La recherche du boson de Higgs fut un objet principal de nombreuses recherches auprès des collisionneurs de particules (LEP, Tevatron et LHC). Entre autres, les résultats de recherche directe auprès du LEP permettent d'obtenir une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs  $M_H > 114$  GeV avec un niveau de confiance de 95% [37]. De plus, les mesures de précision des observables électrofaibles permettent d'estimer la masse du boson de Higgs d'être autour de  $100 \pm 30$  GeV [38]. Cette estimation est toutefois basée sur l'hypothèse qu'aucune physique au-delà du MS n'entre en jeu à ces niveaux d'énergie. Après l'arrêt du LEP, en 2000, les expériences CDF et D0 au Tevatron prennent le relais. Leurs analyses combinées excluent, à un niveau de confiance de 95%, les deux régions :  $100 < M_H < 103$  GeV et  $147 < M_H < 180$  GeV [39]. De plus, elles ont observées un excès significatif d'événements dans la gamme de masse  $115 < M_H < 140$  GeV. Hélas, le Tevatron a été arrêté en septembre 2011, avant qu'il ne puisse réaliser tout son potentiel pour les recherches du boson de Higgs.

En 2010, le LHC a accumulé une quantité de données en fournissant des limites d'exclusion pour le boson de Higgs. En 2011, les expériences ATLAS et CMS avaient chacune accumulée  $\sim 5 \text{ fb}^{-1}$  des données à une énergie de centre de masse de 7 TeV, et en 2012 elles ont accumulées  $20 \text{ fb}^{-1}$  des données mais cette fois-ci à 8 TeV. Les analyses de ces données ont permis CMS d'exclure les régions  $110 < M_H < 122.5$  GeV et  $127 < M_H < 600$  GeV [2]. Au fur et à mesure, ATLAS a exclu les régions  $110 < M_H < 122.6$  GeV et  $129.7 < M_H < 558$  GeV [1].

Dans cette section, nous examinons brièvement les différents modes de production et de désintégration du boson de Higgs au LHC. Nous discutons ensuite la découverte spectaculaire du boson de Higgs par les deux expériences ATLAS et CMS au LHC, qui est un moment historique dans la science.

### 1.5.1 Production du boson de Higgs au LHC

Au LHC, le boson de Higgs peut être produit par différents mécanismes. Entre autres, les quatre processus de production principaux, illustrés à la Figure 1.5, sont :

- Fusion de gluons (ggF) [40] :  $gg \rightarrow H$  (voir Figure 1.5 (a)). C'est le mode de production le plus dominant au LHC (voir Figure 1.6). Il s'agit d'un processus induit par une boucle du quark top virtuelle qui interagit fortement avec le boson de Higgs. Il convient de souligner que la section efficace de production associée au tel processus a été calculée avec une précision allant jusqu'à trois boucles en QCD (N<sup>3</sup>LO) [41, 42, 43]. Il est à noter que la première observation du boson de Higgs au LHC a été réalisée grâce à ce mode de production.
- Fusion de bosons vecteurs (VBF) [44, 45, 46, 47] :  $pp \rightarrow V^*V^* \rightarrow qqH$  (voir Figure 1.5 (b)). La production de Higgs ici se fera principalement via la fusion des bosons de jauge  $W^\pm$  ou  $Z$ . Ce processus de production est théoriquement intéressant car il donne l'accès aux couplages du Higgs avec  $WW$  et  $ZZ$ . La section efficace de production est également assez importante et est presque plus petite d'environ un ordre de magnitude que celle de la fusion de gluons (voir Figure 1.6). La section efficace VBF a été calculée à l'ordre de deux boucles (NNLO) [48, 49].
- Production associée avec un boson vecteur  $W^\pm$  ou  $Z$  (VH ou Higgs-strahlung) [50] :  $pp \rightarrow V^* \rightarrow VH$  (voir Figure 1.5 (c)). Dans ce processus, le boson de Higgs est

irradié à partir d'un  $W^\pm$  ou  $Z$  hors de sa couche de masse produit par l'annihilation de quarks. Tout comme pour VBF, ce mode de production donne aussi un accès aux couplages du Higgs avec  $WW$  et  $ZZ$ . Les sections efficaces de production de VH sont connues jusqu'à deux boucles en QCD et une boucle en électrofaible (NNLO QCD + NLO EW) [51, 52, 53, 54].

- Production associée avec une paire de quarks top et anti-top (ttH) [55] :  $pp \rightarrow t\bar{t}H$  (voir Figure 1.5 (d)). Dans ce processus, le boson de Higgs est irradié à partir d'une paire de quarks top et anti-top. Ce mode de production n'a été typiquement pas utilisé pour la découverte du boson de Higgs mais certainement il a une physique très intéressante car il offre une possibilité unique de mesurer directement (au niveau de l'arbre) le couplage du boson Higgs au quark top. La section efficace de production est connu à l'ordre d'une boucle en QCD (NLO QCD) [56]. Notons, toutefois, que le taux de production associée avec une paire de quarks bottom et anti-bottom (bbH) est relativement faible en raison du couplage du boson de Higgs au quark bottom, qui est supprimé par la masse du quark bottom.

Une discussion détaillée des modes de production mentionnés ci-dessus, incluant les expressions explicites des sections efficaces correspondantes, est présentée dans la Référence [31].

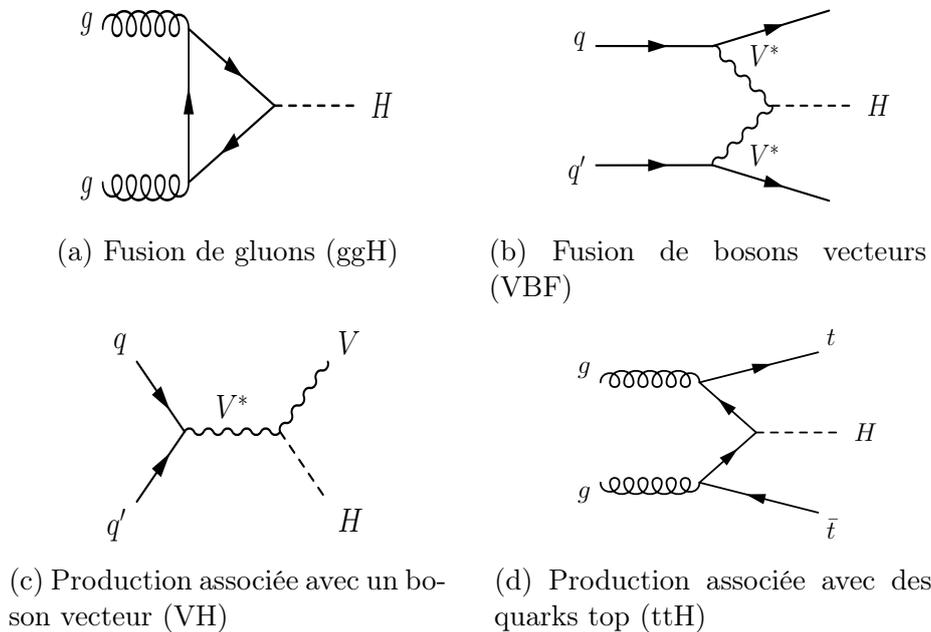


FIGURE 1.5 – Diagrammes de Feynman représentant les quatre principaux modes de production du boson de Higgs au LHC.

À titre d'exemple, les valeurs de la section efficace des modes de production principaux pour une énergie de centre de masse de 13 et 14 TeV et pour une masse  $M_H = 125$  GeV sont résumées dans le Tableau 1.3.

	ggH (pb)	VBF (pb)	WH (pb)	ZH (pb)	ttH (pb)	bbH (pb)
$\sqrt{s} = 13$ TeV	48.58	3.782	1.373	0.8839	0.5071	0.4880
$\sqrt{s} = 14$ TeV	54.67	4.278	1.513	0.9861	0.6137	0.5529

TABLE 1.3 – Valeurs théoriques de la section efficace des modes de production principaux au LHC avec une masse  $M_H = 125$  GeV. Les valeurs sont données pour une énergie de centre de masse de 13 et 14 TeV [57]. L'ordre de calcul des sections efficaces est indiqué dans la Figure 1.6.

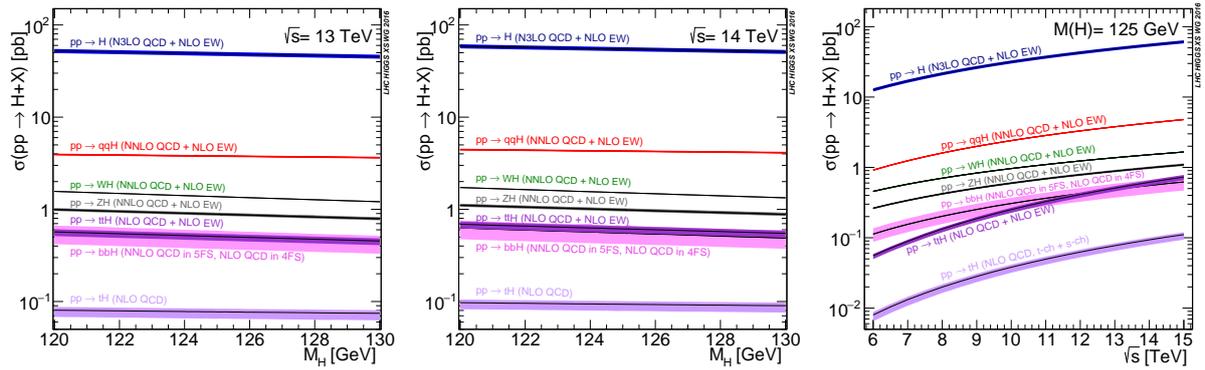


FIGURE 1.6 – Sections efficaces de production du boson de Higgs du MS à  $\sqrt{s} = 13$  et 14 TeV en fonction de sa masse (à gauche et au milieu) et sections efficaces de production du boson de Higgs en fonction d'énergie de centre de masse (à droite) [57].

## 1.5.2 Désintégration du boson de Higgs

Une fois le boson de Higgs est produit, et en raison de sa durée vie très courte, qui rend son observation directe hors portée, il se désintègre très rapidement aux particules légères du MS (fermions et bosons de jauge). Ce sont ces particules du MS que les expériences ATLAS et CMS doivent identifier afin de caractériser le boson de Higgs et par conséquent revendiquer son observation.

Dans le MS, les largeurs de désintégration dépendent des couplages du boson Higgs aux particules du MS ainsi que leurs masses. Les principaux états finaux dans lesquels le boson de Higgs se désintègre peuvent être répartis en trois catégories : fermions (sensible au couplage de Yukawa), bosons vecteurs (sensible au couplage de jauge) et photons, gluons ou mélange photon- $Z$  (induit par des boucles). Du point de vue phénoménologique, les largeurs de désintégration partielles  $\Gamma_{H \rightarrow X}$  ( $X = WW, ZZ, \gamma\gamma, \dots$ ) sont moins importantes, mais ce qui compte sont les rapports de branchement (BRs),

$$\text{BR}(H \rightarrow X) = \frac{\Gamma_{H \rightarrow X}}{\Gamma_H^{\text{tot}}}, \quad (1.77)$$

avec  $\Gamma_H^{\text{tot}}$  est la largeur totale, puisqu'ils déterminent la proportion d'un canal de désintégration du boson de Higgs entre d'autres canaux de désintégrations. Dans ce qui suit, nous discutons brièvement les modes de désintégration possibles du boson de Higgs dans le MS. Une discussion détaillée ainsi que les expressions explicites au premier ordre ainsi qu'aux ordres supérieurs se trouvent dans la Référence [31].

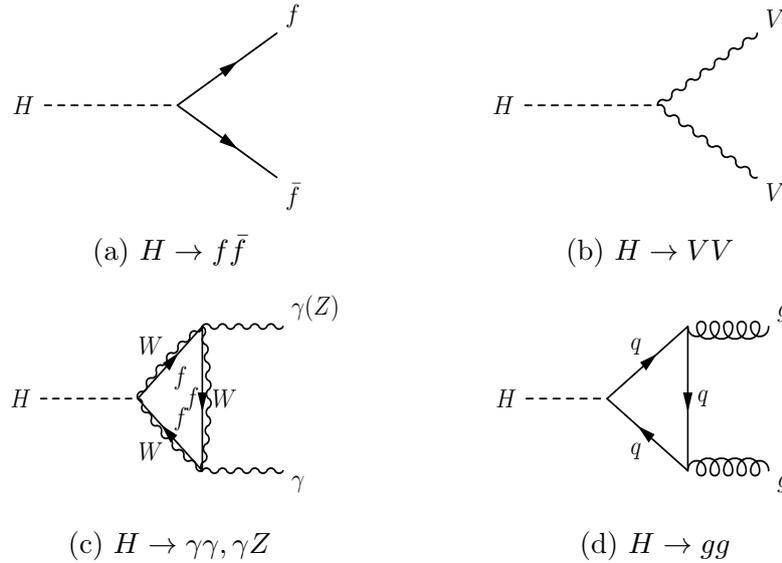


FIGURE 1.7 – Diagrammes de Feynman représentant les différents modes de désintégration du boson de Higgs.

- Désintégrations fermioniques :  $H \rightarrow f\bar{f}$  (voir Figure 1.7 (a)). En vertu que les désintégrations du boson de Higgs en fermions sont proportionnelles à leurs masses, le boson Higgs se désintégrera préférentiellement vers les fermions les plus massifs permis par la cinématique. Les désintégrations fermioniques sont prédites donc d'avoir des largeurs partielles faibles, à l'exception de la largeur de désintégration en une paire de quark top qui n'apparaît qu'au-dessus du seuil  $M_H = 2m_t \simeq 350$  GeV. En effet, pour les fermions légers, la largeur de désintégration partielle, au niveau de l'arbre, est donnée par :

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F N_c^f}{4\sqrt{2}\pi} M_H m_f^2 \left(1 - \frac{4m_f^2}{M_H^2}\right)^{3/2}, \quad (1.78)$$

où  $N_c^f$  ( $N_c^q = 3$  pour les quarks et  $N_c^\ell = 1$  pour les leptons) est le facteur de couleur et  $G_F$  est la constante de Fermi. À partir de l'équation ci-dessus, on peut voir que les largeurs partielles croissent avec les masses des fermions, et, en dessous de  $M_H = 2m_t$ , elles sont par ordre d'importance suivant :  $b\bar{b}$ ,  $\tau^+\tau^-$ ,  $c\bar{c}$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $s\bar{s}$ ,  $d\bar{d}$ ,  $u\bar{u}$  et  $e^+e^-$  (voir Figure 1.8). Cependant, au LHC, le bruit de fond QCD rend les états finaux avec quarks difficiles à identifier. Uniquement, l'état final  $b\bar{b}$  peut être identifié à travers un algorithme connu sous le nom de b-tagging, avec un rapport de branchement atteignant plus de 80% pour des masses faibles du boson de Higgs (voir Figure 1.8). Quant aux leptons, seul l'état final  $\tau^+\tau^-$  est intéressant,  $\mu^+\mu^-$  et  $e^+e^-$  sont très rares.

- Désintégrations bosoniques :  $H \rightarrow VV$  (voir Figure 1.7 (b)). En vertu de sa masse, le boson de Higgs peut se désintégrer vers un état final à deux bosons de jauge, qui ne peuvent toutefois pas être sur leur couche de masse. En effet, on peut voir dans la Figure 1.8 qu'autour de seuils  $M_H \simeq 160$  GeV le mode  $H \rightarrow WW$  prend beaucoup d'importance avec tous les autres rapports de branchement diminuent rapidement, puis autour de  $M_H \simeq 180$  GeV le mode  $H \rightarrow ZZ$  devient dorénavant pertinent. Au-dessous de seuils  $WW$  et  $ZZ$ , ces modes de désintégration prennent la forme  $H \rightarrow WW^*$  ou  $ZZ^*$  avec le boson hors couche de masse se désintégrant

immédiatement et deviennent moins importants aux faibles masses du boson de Higgs, en particulier les masses inférieures à environ 130 GeV (voir Figure 1.8). Notons que  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  ( $\ell = e, \mu$ ) est appelé le canal doré en raison de sa signature claire et la petitesse de son bruit de fond associé.

- Désintégrations induites par des boucles :  $H \rightarrow \gamma\gamma, \gamma Z, gg$ . En l'absence d'interactions directes, les couplages  $H\gamma\gamma$  et  $H\gamma Z$  sont induits par l'intermédiaire d'une boucle de fermion et d'une boucle de  $W$ , tandis que le couplage  $Hgg$  n'est médié que par une boucle de quarks top voire de quarks bottom. Les diagrammes de Feynman correspondants sont représentés à la Figure 1.7 (c) et (d). Encore une fois, au LHC, le bruit de fond QCD rend l'état final  $gg$ , dont la signature est simplement deux jets, difficile à identifier. Par contre, l'état final  $\gamma\gamma$  est propre, même si son rapport de branchement est très faible (voir Figure 1.8). Le mode de désintégration  $\gamma Z$  est induit aussi à travers les mêmes boucles que le mode  $\gamma\gamma$ , mais il est moins sensible expérimentalement à cause de la désintégration de  $Z$ . Bien qu'elles soient très rares, les désintégrations de Higgs induites par des boucles sont très importantes. Notons bien, toutefois, que le boson de Higgs a été observé pour la première fois dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ .

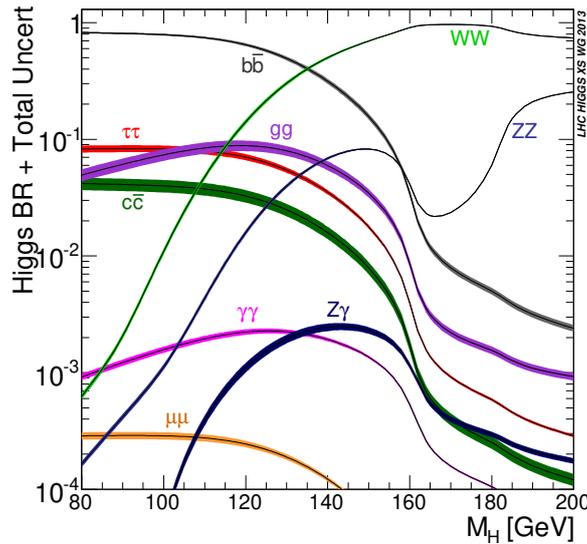


FIGURE 1.8 – Rapports de branchement des modes de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse [57].

À ce stade, il convient de noter que même si la masse du boson de Higgs change ses couplages aux fermions et aux bosons de jauge ne changent pas. Cependant sa phénoménologie change en conséquence due à la modification radicale de l'espace de phase associés aux différents modes de désintégration. Pour  $M_H = 125$  GeV, les valeurs du rapport de branchement des modes de désintégration les plus utilisés par les collaborations ATLAS et CMS pour le boson de Higgs sont résumées dans le Tableau 1.4.

	$WW$	$ZZ$	$\gamma\gamma$	$\tau^+\tau^-$	$b\bar{b}$	$\Gamma_H^{\text{tot}}$ (GeV)
BR	0.2137	0.02619	0.00227	0.06272	0.5824	0.004088

TABLE 1.4 – Rapports de branchement pour un boson de Higgs avec  $M_H = 125$  GeV [57].

### 1.5.3 Découverte du boson de Higgs au LHC

Le 4 juillet 2012, les deux collaborations ATLAS [1] et CMS [2] ont officiellement annoncées l'observation d'une nouvelle particule au LHC avec des propriétés compatibles avec le boson de Higgs du MS et une masse d'environ 125 GeV. La découverte a été réalisée principalement grâce aux analyses de deux canaux de désintégration dorés du boson de Higgs,  $H \rightarrow \gamma\gamma$  (voir Figure 1.9) et  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  (voir Figure 1.10), où l'un ou les deux bosons  $Z$  peuvent être hors de leur couche de masse et  $\ell$  peut être soit un électron, soit un muon. De nouvelles mesures ou de mises à jour en utilisant les échantillons complets de données collectées en 2011 et 2012, communément appelées LHC Run 1, ont été publiées par les deux collaborations expérimentales [58, 59].

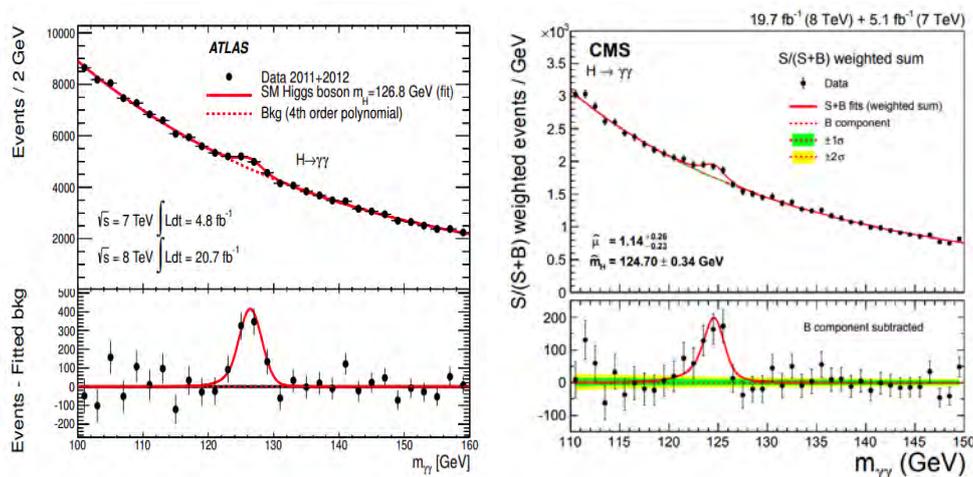


FIGURE 1.9 – Distribution de la masse invariante diphoton obtenue par ATLAS (à gauche) [60] et par CMS (à droite) [58]. Le pic à 125 GeV est le signal du boson de Higgs. Les lignes rouges représentent l'ajustement du signal plus bruit de fond. Les deux graphiques sont générés à partir de l'analyse complète des données du Run 1.

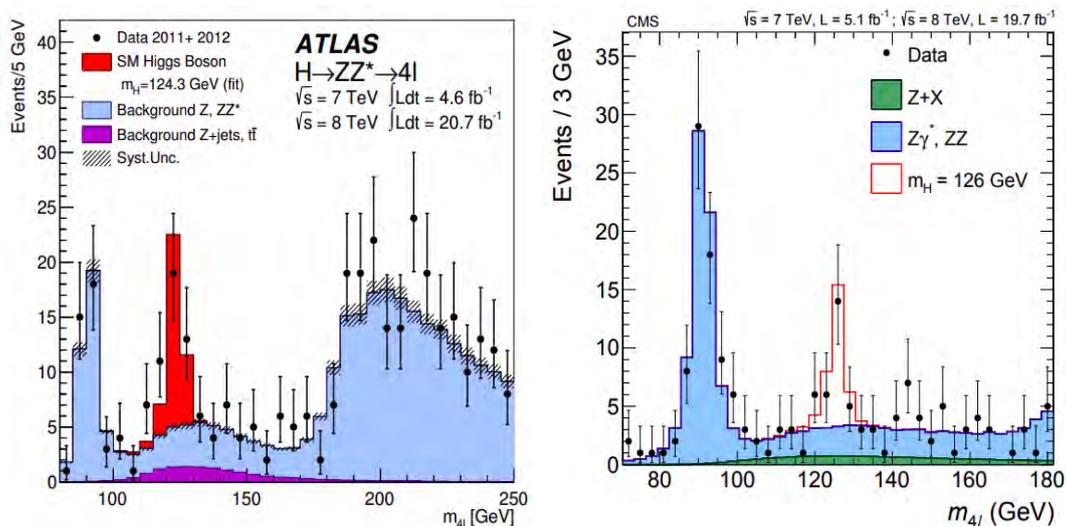


FIGURE 1.10 – Distribution de la masse invariante des quatre leptons obtenue par ATLAS (à gauche) [60] et par CMS (à droite) [61]. Le pic autour de 125 GeV est le signal du boson de Higgs. Les deux graphiques sont générés à partir de l'analyse complète des données du Run 1.

## Mesure de la masse

En 2015, les collaborations ATLAS et CMS ont combinés leurs données du LHC Run 1 afin de déterminer la masse du boson de Higgs observé en utilisant uniquement les modes de désintégration  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$  [62]. La masse combinée du boson de Higgs est :

$$M_H = 125.09 \pm 0.21(\text{stat.}) \pm 0.11(\text{syst.}) \text{ GeV.} \quad (1.79)$$

Les résultats des mesures de masse du boson de Higgs à partir des analyses individuelles et de leur combinaison dans les modes séparés  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$  de ATLAS et de CMS sont illustrés à la Figure 1.11. Des mesures récentes de la masse du boson de Higgs à partir des analyses individuelles et combinées de ATLAS en utilisant les données de  $36.1 \text{ fb}^{-1}$  du Run 2 à  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  enregistrées par le détecteur ATLAS en 2015 et 2016 [63] sont représentées à la Figure 1.12. La masse combinée en utilisant les données du LHC Run 1 plus Run 2 est  $M_H = 124.97 \pm 0.24 \text{ GeV}$ .

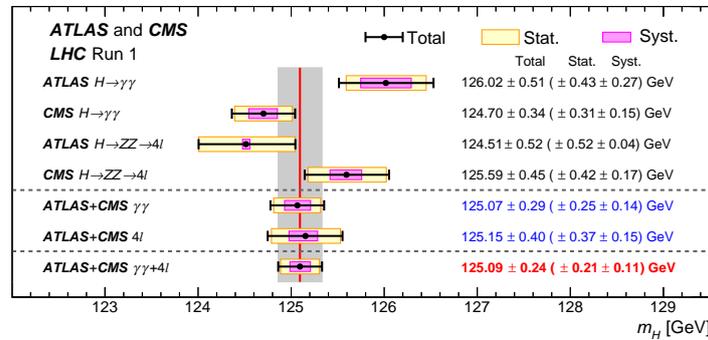


FIGURE 1.11 – Détermination de la masse du boson de Higgs à partir des analyses individuelles de ATLAS et de CMS, et de l'analyse combinée en utilisant les données du LHC Run 1. La ligne verticale rouge et la bande grise correspondent à la valeur centrale et l'incertitude totale de la mesure combinée, respectivement [62].

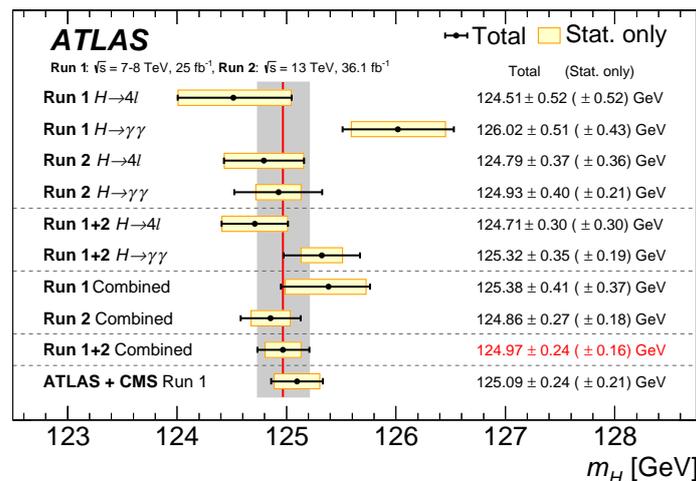


FIGURE 1.12 – Mesures de la masse du boson de Higgs à partir des analyses individuelles et combinées de ATLAS en utilisant les données du LHC Run 1 plus Run 2. La ligne verticale rouge et la bande grise correspondent à la valeur centrale et l'incertitude totale de la mesure combinée, respectivement [63].

## Mesure de l'intensité du signal

L'intensité du signal est la mesure des déviations possibles par rapport à la prédiction du MS. Il est définie par le signal du Higgs mesuré sur celui prédit par le MS :

$$\mu_i^f = \frac{\sigma_i \text{BR}^f}{(\sigma_i)_{\text{MS}} (\text{BR}^f)_{\text{MS}}}, \quad (1.80)$$

où  $i$  et  $f$  sont respectivement les modes de production et de désintégration discutés dans les Sections 1.5.1 et 1.5.2. L'intensité du signal dans l'équation (1.80) est en fait le produit de l'intensité du signal pour un processus de production spécifique  $i$ ,  $\mu_i = \sigma_i / (\sigma_i)_{\text{MS}}$ , et celle pour un mode de désintégration spécifique  $f$ ,  $\mu^f = \text{BR}^f / (\text{BR}^f)_{\text{MS}}$ . Pour que leurs mesures soient cohérentes avec les attentes du MS, l'intensité du signal devrait être autour de 1 dans les incertitudes expérimentales.

$\mu_i$	ATLAS	CMS	ATLAS+CMS	$\mu^f$	ATLAS	CMS	ATLAS+CMS
$\mu_{\text{ggH}}$	$1.26^{+0.23}_{-0.20}$	$0.84^{+0.18}_{-0.16}$	$1.03^{+0.16}_{-0.14}$	$\mu^{\gamma\gamma}$	$1.14^{+0.27}_{-0.25}$	$1.11^{+0.25}_{-0.23}$	$1.14^{+0.19}_{-0.18}$
$\mu_{\text{VBF}}$	$1.21^{+0.33}_{-0.30}$	$1.14^{+0.37}_{-0.34}$	$1.18^{+0.25}_{-0.23}$	$\mu^{ZZ}$	$1.52^{+0.40}_{-0.34}$	$1.04^{+0.32}_{-0.26}$	$1.29^{+0.26}_{-0.23}$
$\mu_{\text{WH}}$	$1.25^{+0.56}_{-0.52}$	$0.46^{+0.57}_{-0.53}$	$0.89^{+0.40}_{-0.38}$	$\mu^{WW}$	$1.22^{+0.23}_{-0.34}$	$0.90^{+0.23}_{-0.21}$	$1.09^{+0.18}_{-0.16}$
$\mu_{\text{ZH}}$	$0.30^{+0.51}_{-0.45}$	$1.35^{+0.58}_{-0.54}$	$0.79^{+0.38}_{-0.36}$	$\mu^{\tau\tau}$	$1.41^{+0.40}_{-0.36}$	$0.88^{+0.30}_{-0.28}$	$1.11^{+0.24}_{-0.22}$
$\mu_{\text{ttH}}$	$1.9^{+0.8}_{-0.7}$	$2.9^{+1.0}_{-0.9}$	$2.3^{+0.7}_{-0.6}$	$\mu^{b\bar{b}}$	$0.62^{+0.37}_{-0.37}$	$0.81^{+0.45}_{-0.43}$	$0.70^{+0.29}_{-0.27}$

TABLE 1.5 – Intensités du signal mesurées  $\mu$  et leurs incertitudes totales pour chaque mode de production et de désintégration du bosons de Higgs [64]. Les résultats sont obtenus à partir des analyses individuelles et combinées de ATLAS et de CMS en utilisant les données du Run 1.

Les résultats de mesures de l'intensité du signal pour chaque mode de production et de désintégration correspondants aux données combinées de  $\sqrt{s} = 7$  plus 8 TeV sont listés dans le Tableau 1.5. La mesure combinée de l'intensité du signal la mieux ajustée  $\mu$  en utilisant les ensembles de données de ATLAS et de CMS est  $\mu = 1.09^{+0.11}_{-0.07}$  [64]. Des mesures récentes de l'intensité du signal basée sur les données collectées par ATLAS avec une luminosité intégrée allant jusqu'à  $79.8 \text{ fb}^{-1}$  à  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  [65] et CMS avec une luminosité intégrée de  $35.9 \text{ fb}^{-1}$  à  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  [66] sont  $\mu = 1.17^{+0.10}_{-0.10}$  et  $\mu = 1.13^{+0.09}_{-0.08}$ , respectivement. De plus, une combinaison des résultats obtenus en utilisant les données enregistrées par CMS à  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  en 2016, 2017 et 2018 correspondant à une luminosité intégrée allant jusqu'à  $137 \text{ fb}^{-1}$  avec  $M_H = 125.09 \text{ GeV}$  permet d'obtenir l'intensité du signal  $\mu = 1.02^{+0.07}_{-0.06}$  [67]. La nouvelle combinaison de toutes les données du Run 2 donne  $\mu = 1.002 \pm 0,057$  [68], ce qui est en très bon accord avec la prédiction du MS. Les intensités du signal, correspondantes à chaque mode de production et de désintégration du boson de Higgs, mesurées par CMS [68], sont représentées à la Figure 1.13. Il est évident que la mesure des intensités de signal est compatibles avec les attentes du MS.

## Spin et parité

Afin de s'assurer que la nouvelle particule découverte corresponde absolument à un boson scalaire de spin 0 compatible avec les prédictions du MS, il est nécessaire de mesurer

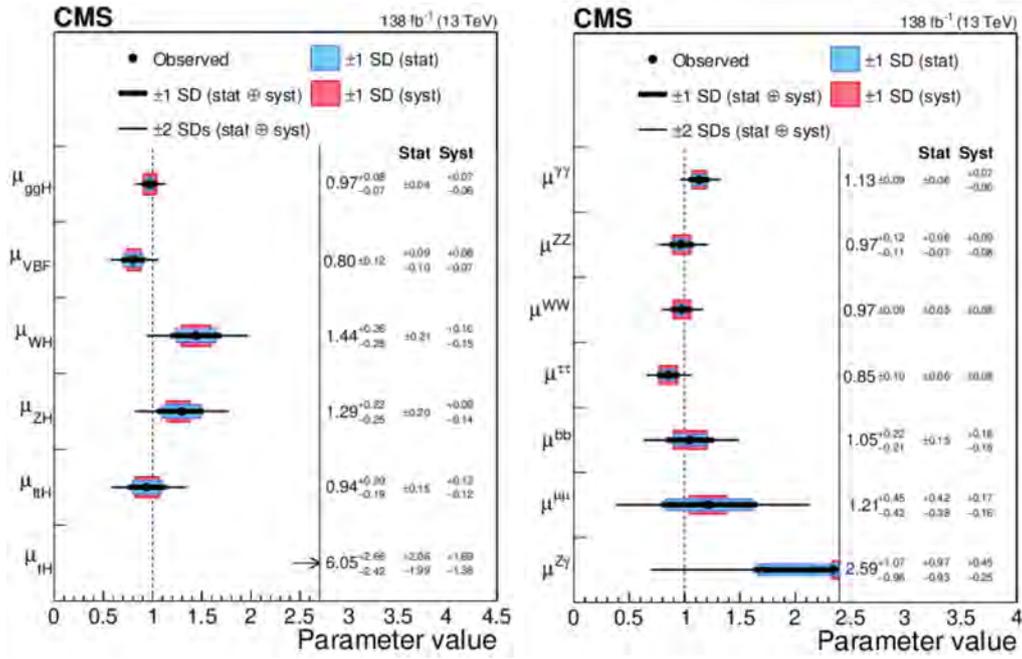


FIGURE 1.13 – Intensités du signal pour chaque mode production et de désintégration du boson de Higgs mesurées par CMS à  $\sqrt{s} = 13$  TeV et avec une luminosité intégrée de  $138 \text{ fb}^{-1}$  [68]. La ligne noire épaisse (fine) indique l'intervalle de confiance à  $1\sigma$  ( $2\sigma$ ). Les bandes rouge et bleue représentent les incertitudes systématique et statistique à  $1\sigma$ , respectivement. La ligne verticale tiretée à l'unité représente les valeurs de  $\mu_i$  et  $\mu^f$  dans le MS.

son spin et sa parité. En fait, il est connu depuis longtemps qu'une particule massive de spin 1 ne peut pas se désintégrer directement en deux photons, le théorème de Landau-Yang [69, 70]. Du fait de l'observation de la désintégration de la particule découverte en paire de photons, l'hypothèse du spin 1 est fortement défavorisée et par conséquent la particule peut avoir soit un spin 0, soit un spin 2. Expérimentalement, les collaborations ATLAS et CMS [71, 72] ont exclues l'hypothèse du spin 2 ainsi que l'hypothèse du spin 0 avec une parité négative (particule pseudoscalaire). L'hypothèse du spin 0 avec une parité positive ( $J^P = 0^+$ ) a été testée par les deux collaborations en utilisant les modes de désintégration  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ ,  $H \rightarrow WW \rightarrow 2\ell 2\nu_\ell$  (où  $\ell$  peut être soit un électron, soit un muon) et  $H \rightarrow \gamma\gamma$  avec une luminosité intégrée de  $25 \text{ fb}^{-1}$  des données collectées par ATLAS et une luminosité allant jusqu'à  $19.7 \text{ fb}^{-1}$  des données collectées par CMS. Les données sont compatibles avec  $J^P = 0^+$  pour le boson de Higgs. Il s'agit bien donc du boson de Higgs du MS!

## 1.6 Conclusion

Le sujet central de ce chapitre est la physique du boson de Higgs au LHC. Nous avons commencé par une description générale du MS en donnant les briques nécessaires à la construction d'une telle théorie. Nous avons ensuite montré comment le mécanisme de Higgs permet aux fermions et aux bosons de jauge d'acquérir une masse. Enfin, nous avons examiné les modes de production principaux du boson de Higgs au LHC ainsi que ses modes de désintégration possibles. Nous avons discuté également l'observation du boson de Higgs avec une masse autour de 125 GeV par les deux collaborations ATLAS et

CMS.

En dépit de ces merveilleuses réalisations, quelques lacunes à savoir la violation de CP, la matière noire et l'énergie sombre, gravité quantique, la masse des neutrinos et d'autres, viennent ternir l'image du MS, rendant évident le fait que cette description doit encore être étendue.

# Chapitre 2

## Au-delà du Modèle Standard : Modèle à Deux Doublets de Higgs

### 2.1 Introduction et motivations

Suite à la découverte d'une nouvelle particule au LHC dont les propriétés sont compatibles avec celles prédites par le Modèle Standard (MS), les modèles avec un secteur de Higgs étendu sont soumis à des contraintes expérimentales drastiques. Il est particulièrement important d'évaluer dans ce contexte toutes les possibilités d'autres états de Higgs qui pourraient avoir échappé à la détection au Run 1 et 2 du LHC. Le 2HDM constitue entre autres un cadre théorique simple et attrayant pour de telles considérations. Le 2HDM est conçu en ajoutant simplement un doublet de champ scalaire supplémentaire au contenu du secteur de Higgs du MS tout en préservant les symétries du Lagrangien. Il a été proposé pour la première fois par T.D. Lee [3] comme un moyen de fournir une source supplémentaire de violation de CP, contribuant ainsi à expliquer l'asymétrie matière anti-matière observée dans l'Univers. Ces dernières années, le 2HDM a été utilisé comme un modèle benchmark pour faciliter l'identification d'éventuelles déviations par rapport au MS.

Du point de vue théorique, il existe de nombreuses motivations pour le 2HDM. La motivation la plus connue est la supersymétrie [73], qui apporte des réponses à de nombreux problèmes du MS tels que le problème de la hiérarchie et possède des candidats sérieux de la matière noire. En effet, toutes les théories supersymétriques ont besoin d'au moins deux doublets de Higgs afin de donner une masse à tous les fermions et à leurs partenaires supersymétriques, et d'annuler les anomalies. Plus généralement, autant de modèles au-delà du MS contiennent un secteur scalaire avec deux doublets de Higgs, le 2HDM est souvent présent comme une sous-structure de ces théories plus génériques. Une autre motivation pour le 2HDM est que le MS est incapable de générer une asymétrie baryonique suffisante de l'Univers. En raison de la flexibilité de leur spectre de masse scalaire et à la présence des sources supplémentaires de violation de CP, le 2HDM est capable de le faire. La baryogenèse dans le 2HDM a été largement étudiée dans la littérature [74, 75, 76, 77, 78, 79, 80, 81]. De nouvelles possibilités excitantes de violation explicite ou spontanée de CP constituent l'une des caractéristiques attrayantes de 2HDM. Du point de vue expérimentale, contrairement au MS, avec d'autres états de Higgs et divers modes de désintégration ou rapports de branchement, les défis expérimentaux seront très différents de ceux du MS.

Dans ce chapitre, nous donnons d'abord une description générale du 2HDM, en par-

ticulier sa version minimale conservant CP. C'est la version fréquemment utilisée par les collaborations ATLAS et CMS pour réaliser des études phénoménologiques impliquant la production et la désintégration des bosons de Higgs additionnels. Des descriptions complètes de différentes versions du 2HDM peuvent être trouvées dans les Références [82, 83, 84, 85, 86]. Nous discutons ensuite les différentes contraintes théoriques imposées à l'espace des paramètres du 2HDM. Finalement, nous étudions la phénoménologie du boson de Higgs chargé au LHC.

## 2.2 Description générale du modèle

Au-delà du MS, le 2HDM fournit l'une des extensions les plus simples et les plus directes d'un secteur de Higgs étendu. Il consiste à ajouter un doublet de Higgs supplémentaire avec les mêmes nombres quantiques que celui du MS. Le MS Supersymétrique Minimal (MSSM) contient ainsi deux doublets de Higgs. Le secteur de Higgs du MSSM est extrêmement bien étudié dans la Référence [87].

Il est bien connu que la présence d'un doublet unique dans le MS joue un rôle double, en générant la masse des bosons de jauge et des fermions (ces derniers via l'introduction des couplages de Yukawa). Cette dynamique produit deux contraintes fortes. La première contrainte est liée au secteur bosonique :  $\rho = M_{W^\pm}^2 / (M_Z^2 \cos^2 \theta_W) \approx 1$ , ce qui est en bon accord avec l'expérience. La seconde contrainte est liée au secteur fermionique et garantit l'absence de courants neutres changeant la saveur (FCNC). Donc, toute extension du MS doit obligatoirement satisfaire ces deux contraintes.

En effet, le paramètre  $\rho$  est une preuve essentielle de la structure scalaire. Dans un modèle avec  $n$  multiplets de champs scalaires  $\phi_i$ , un isospin faible  $I_i$ , une hypercharge faible  $Y_i$ , et une valeur moyenne dans le vide des composantes neutres  $v_i$ , le paramètre phénoménologique  $\rho$  est donné par, au niveau de l'arbre [86] :

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^n \left[ I_i (I_i + 1) - \frac{1}{4} Y_i^2 \right] v_i}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2} Y_i^2 v_i}. \quad (2.1)$$

Selon l'équation (2.1), un doublet  $SU(2)$  avec une hypercharge  $Y = \pm 1$  donne  $\rho = 1$ . Mais un nombre arbitraire de doublets avec  $Y = \pm 1$  donne automatiquement  $\rho = 1$ . Néanmoins, la somme des carrés des valeurs moyennes dans le vide de ces doublets scalaires est aussi sérieusement limitée par les masses bien connues des bosons de jauge  $W$  et  $Z$ . Le 2HDM fournit un cadre théorique immensément populaire conservant cette symétrie. De plus, la contribution, du 2HDM, à l'ordre d'une boucle au paramètre  $\rho$  est contrôlée tant que certaines relations de masse de Higgs sont respectées. Dans le secteur de Yukawa, par ailleurs, si les deux doublets de Higgs se couplent à tous les fermions, ils peuvent engendrer des courants neutres changeant la saveur au niveau de l'arbre. Pour éviter ces derniers, qui sont incompatible avec l'expérience, la solution la plus élégante est dictée par le théorème de Glashow-Weinberg [88] : les courants neutres changeant la saveur peuvent être évités au niveau de l'arbre si on impose une symétrie discrète  $Z_2$  telle que chaque type de fermion ne se couple qu'à l'un des doublets de Higgs. Par conséquent, il existe quatre types possibles de 2HDM : type-I, dans lequel un seul doublet de Higgs se couple aux fermions ; type-II, dans lequel un doublet de Higgs se couple aux quarks up et l'autre

doublet de Higgs se couple aux quarks down et aux leptons chargés; type-X (ou lepton-specific), dans lequel un doublet se couple à tous les quarks et l'autre doublet se couple aux leptons chargés; et type-Y (ou flipped), dans lequel un doublet se couple aux quarks down et l'autre se couple aux quarks up et aux leptons chargés.

Dans cette section, nous examinons la structure théorique du 2HDM. Nous discutons le potentiel scalaire du 2HDM ainsi que les couplages de Higgs.

### 2.2.1 Potentiel de Higgs

Soit  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  dénotent deux doublets de champs scalaires complexes  $SU(2)_L$  d'hypercharge  $Y_{1,2} = 1$  tels que :

$$\Phi_a = \begin{pmatrix} \phi_a^+ \\ \phi_a^0 \end{pmatrix}, \quad a = 1, 2, \quad (2.2)$$

avec  $\phi^+$  et  $\phi^0$  sont des champs complexes.

Le potentiel scalaire invariant de jauge le plus général est :

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - [m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.}] \\ & + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\ & + \left\{ \frac{\lambda_5}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + [\lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)] (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.} \right\}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

En général, les paramètres  $m_{12}^2$ ,  $\lambda_6$  et  $\lambda_7$  peuvent être complexes. Dans de nombreuses discussions, les termes proportionnels à  $\lambda_6$  et  $\lambda_7$  sont absents (si des hypothèses supplémentaires sont imposées). Ceci peut être réalisé en imposant une symétrie discrète  $Z_2$ ,  $\Phi_1 \rightarrow \Phi_1$  et  $\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$ , sur le modèle afin d'assurer l'absence de FCNC. Une telle symétrie exigerait aussi  $m_{12}^2 = 0$ , à moins que nous permettions une violation douce de cette symétrie discrète par des termes de dimension deux. En outre, pour éviter une violation explicite<sup>1</sup> de CP dans le secteur de Higgs, les paramètres  $m_{12}^2$  et  $\lambda_i$  ( $i = 1, \dots, 5$ ) sont supposés être réels.

Tout comme dans le MS, les champs scalaires ( $\Phi_1$  et  $\Phi_2$ ) développent des valeurs moyennes dans le vide non nulles. Nous supposons que les paramètres du potentiel scalaire sont choisis de telle sorte que son minimum respecte la symétrie de jauge  $U(1)_{\text{em}}$ . Les valeurs moyennes dans le vide des champs scalaires sont de la forme suivante :

$$\langle \Phi_1 \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Il est intéressant de noter que le 2HDM offre aussi une possibilité de violation spontanée de CP dans le cas où il existe une phase relative entre les valeurs moyennes dans le vide des deux doublets. Nous supposons ici que  $v_1$  et  $v_2$  sont réels et positives afin d'éviter une telle violation. Dans cette version conservant CP, les paramètres de masse carrée  $m_{11}^2$  et  $m_{22}^2$  peuvent être substitués en minimisant le potentiel scalaire :

$$m_{11}^2 = m_{12}^2 t_\beta - \frac{1}{2} v^2 (\lambda_1 c_\beta^2 + \lambda_{345} s_\beta^2), \quad (2.5)$$

$$m_{22}^2 = m_{12}^2 t_\beta^{-1} - \frac{1}{2} v^2 (\lambda_2 s_\beta^2 + \lambda_{345} c_\beta^2), \quad (2.6)$$

---

1. Pour avoir une violation explicite de CP, l'un au moins des paramètres  $m_{12}^2$ ,  $\lambda_6$  et  $\lambda_7$  doit être complexe.

où nous avons défini :

$$\lambda_{345} \equiv \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5, \quad t_\beta \equiv \tan \beta \equiv \frac{v_2}{v_1}, \quad s_\beta \equiv \sin \beta, \quad c_\beta \equiv \cos \beta, \quad (2.7)$$

où, par convention, on choisit  $0 \leq \beta \leq \pi/2$ , et

$$v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2 = \frac{4M_W^2}{g^2} = (246 \text{ GeV})^2. \quad (2.8)$$

Par analogie avec le MS, on développe les champs  $\Phi_1$  et  $\Phi_2$  autour de  $v_1$  et  $v_2$ , respectivement,

$$\Phi_a = \begin{pmatrix} \phi_a^+ \\ (v_a + \rho_a + i\eta_a)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad a = 1, 2. \quad (2.9)$$

Parmi les huit degrés de liberté scalaires d'origine, trois bosons de Goldstone ( $G^\pm$  et  $G$ ) sont absorbés ("mangés") par les bosons de jauge  $W^\pm$  et  $Z$  après la brisure spontanée de symétrie, comme dans le cas du MS. Les cinq particules de Higgs physiques restantes sont : deux états neutres CP-even ( $h$  et  $H$ , avec  $M_h < M_H$ ), un état neutre CP-odd ( $A$ ) et une paire de Higgs chargée ( $H^\pm$ ). Dans la base des états propres de masse, on définit :

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

$$\begin{pmatrix} G \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\beta & s_\beta \\ -s_\beta & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

avec les masses résultantes pour les états CP-odd et Higgs chargé sont :

$$M_A^2 = \frac{m_{12}^2}{s_\beta c_\beta} - \lambda_5 v^2, \quad (2.12)$$

$$M_{H^\pm}^2 = M_A^2 + \frac{1}{2}v^2(\lambda_5 - \lambda_4). \quad (2.13)$$

En définissant les états neutres CP-even  $H$  et  $h$  :

$$H = \rho_1 c_\alpha + \rho_2 s_\alpha, \quad (2.14)$$

$$h = -\rho_1 s_\alpha + \rho_2 c_\alpha, \quad (2.15)$$

les masses et l'angle de mélange  $\alpha$  sont trouvés à partir du processus de diagonalisation suivant :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} M_H^2 & 0 \\ 0 & M_h^2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} c_\alpha & s_\alpha \\ -s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{11}^2 & \mathcal{M}_{12}^2 \\ \mathcal{M}_{12}^2 & \mathcal{M}_{22}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_\alpha & -s_\alpha \\ s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{11}^2 c_\alpha^2 + 2\mathcal{M}_{12}^2 c_\alpha s_\alpha + \mathcal{M}_{22}^2 s_\alpha^2 & \mathcal{M}_{12}^2 (c_\alpha^2 - s_\alpha^2) + (\mathcal{M}_{22}^2 - \mathcal{M}_{11}^2) s_\alpha c_\alpha \\ \mathcal{M}_{12}^2 (c_\alpha^2 - s_\alpha^2) + (\mathcal{M}_{22}^2 - \mathcal{M}_{11}^2) s_\alpha c_\alpha & \mathcal{M}_{11}^2 s_\alpha^2 - 2\mathcal{M}_{12}^2 c_\alpha s_\alpha + \mathcal{M}_{22}^2 c_\alpha^2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.16)$$

Les éléments diagonaux de la matrice de masse carré CP-even sont donnés par :

$$M_{H,h}^2 = \frac{1}{2} \left[ \mathcal{M}_{11}^2 + \mathcal{M}_{22}^2 \pm \sqrt{(\mathcal{M}_{11}^2 - \mathcal{M}_{22}^2)^2 + 4(\mathcal{M}_{12}^2)^2} \right]. \quad (2.17)$$

L'angle de mélange  $\alpha$  est évalué en mettant à zéro les éléments hors diagonale de la matrice de masse carrée CP-even (équation (2.16)). L'angle de mélange  $\alpha$  est fixé par :

$$s_{2\alpha} = \frac{2\mathcal{M}_{12}^2}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11}^2 - \mathcal{M}_{22}^2)^2 + 4(\mathcal{M}_{12}^2)^2}}, \quad (2.18)$$

$$c_{2\alpha} = \frac{\mathcal{M}_{11}^2 - \mathcal{M}_{22}^2}{\sqrt{(\mathcal{M}_{11}^2 - \mathcal{M}_{22}^2)^2 + 4(\mathcal{M}_{12}^2)^2}}. \quad (2.19)$$

Il est souvent commode de prendre  $-\pi/2 \leq \alpha \leq \pi/2$ .

### La base de Higgs et la base physique

En fait, le potentiel de Higgs du 2HDM peut être exprimé dans différentes bases avec des significations physiques différentes. La base utilisée dans l'équation (2.3) est connue sous le nom de base- $Z_2$  (ou base générale). Deux autres bases possibles sont la base de Higgs et la base physique.

Dans la base de Higgs, les deux doublets de Higgs  $H_1$  et  $H_2$  sont définis de sorte que seul le premier doublet  $H_1$  acquiert une valeur moyenne dans le vide non nulle :

$$\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\beta & s_\beta \\ -s_\beta & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix}, \quad \langle H_1 \rangle_0 = \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad \langle H_2 \rangle_0 = 0. \quad (2.20)$$

À partir de cette définition,  $v_1$  et  $v_2$  sont exprimés en fonction de l'angle  $\beta$  :

$$v_1 = v \cos \beta, \quad v_2 = v \sin \beta, \quad \tan \beta = \frac{v_2}{v_1}. \quad (2.21)$$

Dans le 2HDM conservant CP, la base de Higgs a une propriété de diagonaliser les secteurs chargés et pseudoscalaires. Cela implique que les doublets  $H_1$  et  $H_2$  prennent la forme :

$$H_1 = \begin{pmatrix} G^\pm \\ (v + h_1 + iG)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad H_2 = \begin{pmatrix} H^\pm \\ (h_2 + iA)/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (2.22)$$

avec  $G^\pm$  et  $G$  sont les bosons de Goldstone absorbés par les bosons de jauge  $W^\pm$  et  $Z$ ,  $H^\pm$  sont les bosons de Higgs chargés de masse  $M_{H^\pm}$  et  $A$  est le boson de Higgs pseudoscalaire de masse  $M_A$ .  $h_1$  et  $h_2$  sont les scalaires neutres qui ne sont pas des états propres de masse. L'expression du potentiel scalaire ainsi que les termes de masse dans la base de Higgs peuvent être trouvés dans la Référence [89].

Comme la base de Higgs nous permet de traiter les bosons de Higgs chargés et pseudoscalaires physiques, les deux états scalaires  $h_1$  et  $h_2$  ne sont pas des états propres de masse et donc pas des champs physiques. Pour obtenir les états propres de masse  $h$  et  $H$ , il faut effectuer une autre rotation d'angle  $\alpha$ . En effet,

$$H = h_1 c_{\beta-\alpha} - h_2 s_{\beta-\alpha}, \quad (2.23)$$

$$h = h_1 s_{\beta-\alpha} + h_2 c_{\beta-\alpha}, \quad (2.24)$$

avec  $c_{\beta-\alpha} \equiv \cos(\beta - \alpha)$  et  $s_{\beta-\alpha} \equiv \sin(\beta - \alpha)$ . Cette nouvelle base est appelée base physique puisqu'elle nous permet de travailler avec les cinq Higgs physiques  $h$ ,  $H$ ,  $A$  et  $H^\pm$ . Cette paramétrisation est extrêmement puissante pour des études phénoménologiques, car elle nous donne la liberté d'entrer les masses de Higgs d'intérêt particulier.

### 2.2.2 Couplages de Higgs

Par analogie avec le MS, les couplages des bosons de Higgs aux bosons de jauge sont obtenus du terme cinétique de Higgs du 2HDM :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}}^{\text{cin.}} = (\mathcal{D}_\mu \Phi_1)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi_1) + (\mathcal{D}_\mu \Phi_2)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi_2), \quad \mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^a \tau^a - ig' \frac{B_\mu}{2}. \quad (2.25)$$

En développant cette partie cinétique du Lagrangien et en effectuant les transformations appropriées définies ci-dessus afin d'obtenir les champs physiques, on peut identifier les couplages entre un Higgs et deux bosons de jauge et entre un boson de jauge et deux bosons de Higgs, ainsi que les couplages entre deux bosons de jauge et deux bosons de Higgs. Considérons d'abord les couplages entre un boson de Higgs et deux bosons de jauge. Comme dans le MS, les couplages Higgs- $\gamma\gamma$ , Higgs- $\gamma Z$  et Higgs- $gg$  n'apparaissent pas au niveau de l'arbre. L'invariance sous CP interdit les couplages du boson de Higgs CP-odd aux bosons de jauge  $AWW$  et  $AZZ$ . Les couplages des bosons de Higgs CP-even aux bosons de jauge  $hVV$  et  $HVV$  ( $V = W^\pm$  ou  $Z$ ) sont les plus pertinents pour la physique de Higgs au LHC. Si l'on désigne le boson de Higgs du MS par  $H_{\text{MS}}$ , ces couplages normalisés par rapport au couplage du MS  $H_{\text{MS}}VV$ , sont donnés par la formule suivante :

$$g_{hVV} = \sin(\beta - \alpha), \quad g_{HVV} = \cos(\beta - \alpha). \quad (2.26)$$

Les couplages  $g_{hVV}$  et  $g_{HVV}$  sont complémentaires et la somme de leurs carrés est juste le carré du couplage du boson de Higgs du MS  $g_{H_{\text{MS}}VV}$ , i.e.

$$g_{hVV}^2 + g_{HVV}^2 = g_{H_{\text{MS}}VV}^2. \quad (2.27)$$

Comme prévu, si  $h$  est un boson de Higgs de type MS, donc  $g_{hVV} \simeq 1$ , tandis que si  $H$  est un boson de Higgs de type MS, donc  $g_{HVV} \simeq 1$ . Par conséquent, chaque scénario peut expliquer le signal du boson de Higgs observé à 125 GeV au LHC.

Pour les couplages entre deux bosons de Higgs et un boson de jauge, l'invariance CP implique que les deux bosons de Higgs doivent avoir une parité opposée et, par conséquent, il n'y a pas de couplages  $Zhh$ ,  $ZHh$ ,  $ZHH$  et  $ZAA$ . Il faut aussi mentionner qu'il n'y a pas de couplages  $W^\mp H^\pm \gamma$  et  $W^\mp H^\pm Z$  dans le 2HDM. Seuls les couplages  $AZh$  et  $AZH$  sont autorisés dans le secteur neutre, tandis que, dans le secteur chargé, les trois couplages  $H^\pm W^\mp h$ ,  $H^\pm W^\mp H$  et  $H^\pm W^\mp A$  sont présents. Notons que les couplages des bosons de Higgs CP-even  $h$  et  $H$  aux états  $AZ$  et  $H^\pm W^\mp$  sont aussi complémentaires, i.e.

$$g_{AZh}^2 + g_{AZH}^2 = g_{H_{\text{MS}}ZZ}^2, \quad (2.28)$$

$$g_{H^\pm W^\mp h}^2 + g_{H^\pm W^\mp H}^2 = g_{H^\pm W^\mp A}^2 = g_{H_{\text{MS}}WW}^2. \quad (2.29)$$

Cette complémentarité est nécessaire afin de satisfaire la contrainte d'unitarité dans les processus de diffusion  $AZ \rightarrow AZ$  et  $H^+W^- \rightarrow H^+W^-$  [82]. Afin d'éviter la violation d'unitarité dans  $AZ \rightarrow W^+W^-$ , les forces de couplage  $ZAh$  et  $ZAH$  doivent avoir exactement le rapport correct. De même, l'unitarité pour le processus de diffusion  $H^+W^- \rightarrow W^+W^-$  détermine les couplages  $H^\pm W^\mp h$  et  $H^\pm W^\mp H$ . Ainsi, les contraintes d'unitarité fixent de façon unique les couplages de  $h$  et  $H$  à  $AZ$  et à  $H^\pm W^\mp$  comme suit [82] :

$$g_{AZh} = \frac{g}{2 \cos \theta_W} \cos(\beta - \alpha), \quad g_{H^\pm W^\mp h} = \frac{g}{2} \cos(\beta - \alpha) \quad (2.30)$$

$$g_{AZH} = \frac{g}{2 \cos \theta_W} \sin(\beta - \alpha), \quad g_{H^\pm W^\mp H} = \frac{g}{2} \sin(\beta - \alpha). \quad (2.31)$$

Un résumé des couplages possibles à l'arbre et à l'ordre des boucles entre un boson de Higgs et deux bosons de jauge ainsi qu'entre deux bosons de Higgs et un boson de jauge se trouve dans la Référence [87].

Passons maintenant au secteur de Yukawa et considérons les couplages des bosons de Higgs aux fermions. Par analogie avec l'équation (1.30), les interactions de Yukawa prennent la forme générale :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \sum_{i=1}^2 \sum_{j,k=1}^3 -y_{jk}^{\ell(i)} \bar{L}_{L,j} \Phi_i e_{R,k} - y_{jk}^{d(i)} \bar{Q}_{L,j} \Phi_i d_{R,k} - y_{jk}^{u(i)} \bar{Q}_{L,j} \tilde{\Phi}_i u_{R,k} + \text{h.c.}, \quad (2.32)$$

avec  $i = 1, 2$  indique les deux doublets de Higgs et  $j, k = 1, 2, 3$  indiquant les trois générations de fermions.  $y_{jk}$  sont les matrices  $3 \times 3$  des couplages de Yukawa et  $\tilde{\Phi}_i = i\sigma^2 \Phi_i^*$  est le complexe conjugué du doublet de Higgs. En fait, si tous les termes de l'équation (2.32) sont présents, autrement dit, si les deux doublets de Higgs se couplent à tous les fermions, des courants neutres changeant la saveur au niveau de l'arbre seraient présents, ce qui est en contradiction avec l'expérience. Pour éviter les FCNC au niveau de l'arbre, la symétrie discrète  $Z_2$  est étendue au Lagrangien de Yukawa, telle que les deux doublets de Higgs se transforment comme  $(\Phi_1 \rightarrow \Phi_1, \Phi_2 \rightarrow -\Phi_2)$  et les champs de fermions se transforment comme  $(f_L \rightarrow f_L, f_R \rightarrow \pm f_R)$ . Il y a donc quatre choix possibles de ces transformations par rapport à  $Z_2$ , que nous montrons dans le Tableau 2.1 [90]. Si un type de fermion – disons par exemple les leptons chargés – se transforme comme  $(e_L \rightarrow e_L, e_R \rightarrow +e_R)$  donc le seul terme dans le Lagrangien de Yukawa respectant la symétrie  $Z_2$  est  $-y_{jk}^{\ell(1)} \bar{L}_{L,j} \Phi_1 e_{R,k}$ . On dit que les leptons chargés se couplent uniquement au doublet  $\Phi_1$ . Par contre, s'ils se transforment comme  $(e_L \rightarrow e_L, e_R \rightarrow -e_R)$ , donc le seul terme de Yukawa survivant est  $-y_{jk}^{\ell(2)} \bar{L}_{L,j} \Phi_2 e_{R,k}$ . Ici les leptons chargés ne se couplent qu'à  $\Phi_2$ . Dans ces deux cas, une seule des deux matrices de Yukawa  $y_{jk}^{\ell(i)}$  apparaît maintenant dans le Lagrangien pour chaque type de fermions. Comme dans le MS, cette matrice peut donc être entièrement diagonalisée et les FCNC sont supprimés.

	$\Phi_1$	$\Phi_2$	$u_R$	$d_R$	$\ell_R$	$Q_L, L_L$
type-I	+	-	-	-	-	+
type-II	+	-	-	+	+	+
type-X	+	-	-	-	+	+
type-Y	+	-	-	+	-	+

TABLE 2.1 – Les quatre affectations de charge  $Z_2$  possibles qui interdisent les FCNC au niveau de l'arbre dans le 2HDM.

Autrement dit, il n'existe que quatre façons différentes de coupler les trois générations de fermions aux deux doublets Higgs. Chacune d'entre elle porte un nom spécifique – type-I, type-II, type-X et type-Y (voir Tableau 2.1). Dans le 2HDM type-I, tous les quarks et les leptons chargés acquièrent leurs masses par leurs couplages à  $\Phi_2$ . Dans le 2HDM type-II, les masses des quarks up sont générées par le vev de  $\Phi_2$ , tandis que celles des quarks down et des leptons chargés sont générées par celui de  $\Phi_1$ . Notons que le secteur de Higgs du MSSM est un 2HDM spécial dont l'interaction de Yukawa est de type-II. Dans le type-X, tous les quarks obtiennent leurs masses via leurs interactions avec  $\Phi_2$ , tandis

que les masses des leptons chargés sont obtenues de  $\Phi_1$ . Le type de Yukawa restant est appelé 2HDM type-Y. Dans ce cas, les quarks up et les leptons chargés acquièrent leurs masses via leurs interactions avec  $\Phi_2$ , alors que les quarks down acquièrent leurs masses via l'interaction avec  $\Phi_1$ .

Après la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, les interactions de Yukawa sont exprimées en termes d'états propres de masse des bosons de Higgs comme suit [90] :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = & - \sum_{f=u,d,l} \left( \frac{m_f}{v} \kappa_f^h \bar{f} f h + \frac{m_f}{v} \kappa_f^H \bar{f} f H - i \frac{m_f}{v} \kappa_f^A \bar{f} \gamma_5 f A \right) \\ & - \left( \frac{\sqrt{2} V_{ud}}{v} \bar{u} (m_u \kappa_u^A P_L + m_d \kappa_d^A P_R) d H^+ + \frac{\sqrt{2} m_\ell \kappa_\ell^A}{v} \bar{\nu}_L \ell_R H^+ + \text{h.c.} \right) \end{aligned} \quad (2.33)$$

où  $\kappa_f^S$  ( $S = h, H, A$ ) sont les couplages de Higgs aux fermions normalisés aux couplages du Higgs du MS, qui sont donnés dans le Tableau 2.2. Les couplages du boson de Higgs chargé aux fermions suivent ceux du Higgs CP-odd  $A$ .  $P_{L/R}$  sont les opérateurs de projection et  $V_{ud}$  désigne un élément de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM).

	$\kappa_u^h$	$\kappa_d^h$	$\kappa_l^h$	$\kappa_u^H$	$\kappa_d^H$	$\kappa_l^H$	$\kappa_u^A$	$\kappa_d^A$	$\kappa_l^A$
type-I	$c_\alpha/s_\beta$	$c_\alpha/s_\beta$	$c_\alpha/s_\beta$	$s_\alpha/s_\beta$	$s_\alpha/s_\beta$	$s_\alpha/s_\beta$	$c_\beta/s_\beta$	$-c_\beta/s_\beta$	$-c_\beta/s_\beta$
type-II	$c_\alpha/s_\beta$	$-s_\alpha/c_\beta$	$-s_\alpha/c_\beta$	$s_\alpha/s_\beta$	$c_\alpha/c_\beta$	$c_\alpha/c_\beta$	$c_\beta/s_\beta$	$s_\beta/c_\beta$	$s_\beta/c_\beta$
type-X	$c_\alpha/s_\beta$	$c_\alpha/s_\beta$	$-s_\alpha/c_\beta$	$s_\alpha/s_\beta$	$s_\alpha/s_\beta$	$c_\alpha/c_\beta$	$c_\beta/s_\beta$	$-c_\beta/s_\beta$	$s_\beta/c_\beta$
type-Y	$c_\alpha/s_\beta$	$-s_\alpha/c_\beta$	$c_\alpha/s_\beta$	$s_\alpha/s_\beta$	$c_\alpha/c_\beta$	$s_\alpha/s_\beta$	$c_\beta/s_\beta$	$s_\beta/c_\beta$	$-c_\beta/s_\beta$

TABLE 2.2 – Couplages de Higgs neutres  $h$ ,  $H$  et  $A$  aux fermions normalisés aux couplages du Higgs du MS dans les quatre types du 2HDM. Les couplages du boson de Higgs chargé aux fermions suivent ceux du Higgs CP-odd  $A$ .

Dans le cas d'un boson de Higgs chargé, le couplage au canal  $t\bar{b}$  est donné par :

$$g_{H+t\bar{b}} = \frac{\sqrt{2} V_{tb}}{v} (m_t \kappa_u^A P_L + m_b \kappa_d^A P_R), \quad (2.34)$$

où  $\kappa_{u,d}^A$  sont donnés dans le Tableau 2.2. Dans le 2HDM type-I (type-X), les deux composantes gauche et droite de  $g_{H+t\bar{b}}$  sont proportionnelles à  $1/\tan\beta$ . Si  $\tan\beta \gg 1$ , le couplage au canal  $t\bar{b}$  (à tous les fermions dans type-I) est supprimé, ce qui rend le Higgs chargé fermiophobe (quark-phobe dans type-X). Dans ce cas, les couplages de Yukawa suppriment les modes de production et de désintégration impliquant les quarks (et leptons dans le type-I), permettant ainsi à d'autres modes alternatifs de dominer largement la phénoménologie du boson Higgs chargé (voir Chapitre 3 pour plus de détails).

Avant de clôturer cette section, nous présentons les couplages entre les bosons de Higgs

dans le 2HDM. Dans la base générale, on a les couplages suivants [84] :

$$g_{hAA} = -v [\lambda_T s_{\beta-\alpha} - \lambda_U c_{\beta-\alpha}], \quad (2.35)$$

$$g_{HAA} = -v [\lambda_T c_{\beta-\alpha} - \lambda_U s_{\beta-\alpha}], \quad (2.36)$$

$$g_{Hhh} = 3v \left[ \lambda c_{\beta-\alpha} \left( -\frac{2}{3} + s_{\beta-\alpha}^2 \right) - \widehat{\lambda} s_{\beta-\alpha} (1 - 3c_{\beta-\alpha}^2) \right. \\ \left. + (2\lambda_A - \lambda_T) c_{\beta-\alpha} \left( \frac{1}{3} - s_{\beta-\alpha}^2 \right) - \lambda_U c_{\beta-\alpha}^2 s_{\beta-\alpha} \right], \quad (2.37)$$

$$g_{hH^+H^-} = -v [(\lambda_T + \lambda_F) s_{\beta-\alpha} - \lambda_U c_{\beta-\alpha}], \quad (2.38)$$

où

$$\lambda_T = \frac{1}{4} s_{2\beta}^2 (\lambda_1 + \lambda_2) + \lambda_{345} (s_\beta^4 + c_\beta^4) - 2\lambda_5, \quad (2.39)$$

$$\lambda_U = \frac{1}{2} s_{2\beta} (s_\beta^2 \lambda_1 - c_\beta^2 \lambda_2 - c_{2\beta} \lambda_{345}), \quad (2.40)$$

$$\lambda = \lambda_1 c_\beta^4 + \lambda_3 s_\beta^4 + \frac{1}{2} \lambda_{345} s_{2\beta}^2, \quad (2.41)$$

$$\widehat{\lambda} = \frac{1}{2} s_{2\beta} [\lambda_1 c_\beta^2 - \lambda_2 s_\beta^2 - \lambda_{345} c_{2\beta}], \quad (2.42)$$

$$\lambda_A = c_{2\beta} (\lambda_1 c_\beta^2 - \lambda_2 s_\beta^2) + \lambda_{345} s_{2\beta}^2 - \lambda_5, \quad (2.43)$$

$$\lambda_F = \lambda_5 - \lambda_4. \quad (2.44)$$

Notons que nous avons présenté ci-dessus que les couplages qui sont pertinents pour la discussion suivante. Une liste complète des couplages cubiques et quartiques peut être trouvée dans la Référence [84].

### 2.2.3 Couplages de Higgs dans la limite d'alignement

Dans l'approche de la limite dite d'alignement [84, 91, 92, 93, 94, 95, 96, 97], l'un des états neutres CP-even ( $h$  ou  $H$ ) est approximativement aligné dans l'espace des champs avec la direction du vev  $v$ . Ceci motive l'introduction de la base de Higgs, dans laquelle seul le doublet  $H_1$  acquiert un vev non nul (voir équation 2.20). Dans ce cas, le couplage du boson de Higgs du MS aux bosons de jauge  $VV$  ( $V = W^\pm$  ou  $Z$ ) est récupéré par l'un des états de Higgs physiques  $h$  ( $g_{hVV} \rightarrow 1$ ) ou  $H$  ( $g_{HVV} \rightarrow 1$ ). Bien sûr, pour être cohérent avec les mesures du LHC,  $h$  ou  $H$  doit donc être identifié avec l'état du MS observé à 125 GeV.

La limite d'alignement est plus accessible dans la limite de découplage [84], où  $h$  est l'état de Higgs de type MS avec une masse fixée à 125 GeV et les autres états de Higgs  $H$ ,  $A$  et  $H^\pm$  sont très lourds. Cependant, la limite d'alignement du 2HDM peut aussi se produire lorsque les autres états de Higgs sont légers, i.e. un alignement sans découplage. Dans ce scénario, l'un ou plusieurs des bosons de Higgs non MS peuvent être légers. La phénoménologie du 2HDM dans des régions de son espace de paramètres proches de la limite d'alignement sans découplage fait partie des objectifs visés par cette thèse.

En fait, la phénoménologie du 2HDM dépend précisément des différents couplages des bosons de Higgs aux bosons de jauge, aux bosons de Higgs et aux fermions. Dans la limite d'alignement où  $\cos(\beta - \alpha) \rightarrow 0$ ,  $g_{hVV} = g_{H_{\text{MS}}VV}$  et  $g_{HVV} \rightarrow 0$ . Dans ce cas,  $h$  est identifié au Higgs du MS de masse 125 GeV. De plus, les couplages  $AZh$  et  $H^\pm W^\mp h$  disparaissent, tandis que les couplages  $AZH$  et  $H^\pm W^\mp H$  sont maximisés. Par contre, si  $H$

est exactement le boson de Higgs du MS,  $\sin(\beta - \alpha) \rightarrow 0$  et  $g_{HVV} = g_{H_{\text{MS}}VV}$ . Dans ce cas, les couplages  $AZH$  et  $H^\pm W^\mp H$  disparaissent, tandis que les couplages  $AZh$  et  $H^\pm W^\mp h$  sont maximisés. Cela motive la recherche d'un boson de Higgs chargé dans ses canaux de désintégration bosoniques  $H^\pm \rightarrow W^\pm H$  et  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$ , car ils sont proportionnels aux couplages  $H^\pm W^\mp H$  et  $H^\pm W^\mp h$ , respectivement. Ce qui montre qu'au moins l'un de ces canaux de désintégration est maximisés dans la limite d'alignement. Le canal  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  est proportionnel au vertex  $H^\pm W^\mp A$  qui est un couplage indépendant des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$ . S'ils sont cinématiquement permis, les canaux de désintégration bosoniques pourrait fournir une avenue expérimentale prometteuse pour la recherche d'un boson de Higgs chargé au LHC (voir la discussion des chapitres suivants). La recherche de  $H^\pm$  dans  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  et  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  est l'objet principal de cette thèse.

Dans la limite d'alignement, les couplages du boson de Higgs de type MS aux fermions devraient converger vers leurs valeurs du MS. Pour mieux comprendre le comportement de ces couplages dans une telle limite, les identités suivantes sont particulièrement utiles :

$$\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} = \sin(\beta - \alpha) + \cot \beta \cos(\beta - \alpha), \quad (2.45)$$

$$-\frac{\sin \alpha}{\cos \beta} = \sin(\beta - \alpha) - \tan \beta \cos(\beta - \alpha), \quad (2.46)$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \cos(\beta - \alpha) - \cot \beta \sin(\beta - \alpha), \quad (2.47)$$

$$\frac{\cos \alpha}{\cos \beta} = \cos(\beta - \alpha) + \tan \beta \sin(\beta - \alpha). \quad (2.48)$$

Si  $h$  est le boson de Higgs du MS,  $\cos(\beta - \alpha) \rightarrow 0$ , les couplages de  $h$  aux fermions se réduisent à leurs valeurs du MS. Cependant, si  $\tan \beta \gg 1$  ou  $\cot \beta \gg 1$ , la limite d'alignement est réalisée dans les couplages de Yukawa aux fermions uniquement si  $|\cos(\beta - \alpha)| \tan \beta \ll 1$  ou  $|\cos(\beta - \alpha)| \cot \beta \ll 1$ , respectivement. La même observation est aussi valable en remplaçant  $\cos(\beta - \alpha)$  par  $\sin(\beta - \alpha)$  dans le cas où  $H$  est le Higgs de type MS.

## 2.3 Contraintes théoriques

L'espace des paramètres du 2HDM est limité par des contraintes théoriques et expérimentales (voir Section 2.4.3). Dans le 2HDM, on a essentiellement trois exigences théoriques (énumérés ci-dessous) : la stabilité du vide, l'unitarité de la matrice  $S$  et la perturbativité des calculs.

- La stabilité du vide exige que le potentiel du 2HDM soit borné par le bas, c'est-à-dire qu'il n'existe aucune direction dans l'espace du champ selon laquelle le potentiel tend vers moins l'infini. Cette exigence est satisfaite par le potentiel scalaire du MS à travers la condition de trivialité  $\lambda > 0$ , où  $\lambda$  est le couplage quartique du potentiel scalaire du MS (voir Chapitre 1). Dans le 2HDM, en particulier le cas où  $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ , la condition nécessaire et suffisante pour que le vide soit borné par le bas est que la partie quartique du potentiel soit strictement positive pour toute valeur arbitraire des champs [86]. Cette condition peut être traduite en contraintes sur les  $\lambda_i$  ( $i = 1, \dots, 5$ ) [86, 98] :

$$\lambda_1 > 0, \quad \lambda_2 > 0, \quad \lambda_3 > -\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}, \quad \lambda_3 + \lambda_4 - |\lambda_5| > -\sqrt{\lambda_1 \lambda_2}. \quad (2.49)$$

- La contrainte d'unitarité exige que toutes les amplitudes de diffusion scalaire-scalaire, scalaire-vecteur et vecteur-vecteur doivent être unitaires à haute énergie. Afin de respecter l'unitarité, il est nécessaire que les valeurs propres de la matrice  $S$  soient inférieures à  $8\pi$  [99, 100, 101] :

$$|a_{\pm}|, |b_{\pm}|, |c_{\pm}|, |f_{\pm}|, |e_{1,2}|, |f_1|, |p_1| < 8\pi, \quad (2.50)$$

où

$$a_{\pm} = \frac{3}{2}(\lambda_1 + \lambda_2) \pm \sqrt{\frac{9}{4}(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + (2\lambda_3 + \lambda_4)^2}, \quad (2.51)$$

$$b_{\pm} = \frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + 4\lambda_4^2}, \quad (2.52)$$

$$c_{\pm} = \frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + 4\lambda_5^2}, \quad (2.53)$$

$$e_1 = \lambda_3 + 2\lambda_4 - 3\lambda_5, \quad (2.54)$$

$$e_2 = \lambda_3 - \lambda_5, \quad (2.55)$$

$$f_+ = \lambda_3 + 2\lambda_4 + 3\lambda_5, \quad (2.56)$$

$$f_- = \lambda_3 + \lambda_5, \quad (2.57)$$

$$f_1 = \lambda_3 + \lambda_4, \quad (2.58)$$

$$p_1 = \lambda_3 - \lambda_5. \quad (2.59)$$

- La perturbativité impose aux couplages quartiques du potentiel de Higgs de satisfaire la condition de perturbativité suivante [102] :

$$|\lambda_i| < 4\pi, \quad i = 1, \dots, 5. \quad (2.60)$$

Ces trois contraintes ci-dessus sont vérifiées à l'aide du programme 2HDMC-1.8.0 [103]. Cet outil est un code C++ permettant d'étudier la phénoménologie du 2HDM conservant CP. 2HDMC fournit des méthodes permettant de vérifier les contraintes théoriques du modèle, de calculer la contribution du 2HDM aux paramètres obliques  $S$ ,  $T$ ,  $U$  (voir Section 2.4.3) ainsi que de fournir des interfaces aux codes existants afin de vérifier la cohérence avec les limites expérimentales. En outre, les largeurs de désintégration des bosons de Higgs peuvent être calculées à l'aide de 2HDMC. Une description plus détaillée de 2HDMC peut être trouvée dans la Référence [103].

## 2.4 Phénoménologie du boson de Higgs chargé

Une des caractéristiques les plus importantes et les plus attirantes de tous les modèles à deux doublets de Higgs est l'existence d'un scalaire chargé  $H^{\pm}$ . Par conséquent, l'étude des propriétés de  $H^{\pm}$  sera essentielle pour comprendre quel 2HDM, s'il en existe un, est réalisé dans la nature. Sa découverte révolutionnerait la physique des particules.

Le premier article à inclure le mot "Higgs chargé" dans son titre est celui de Tomozawa [104], dans lequel le scalaire chargé dans un modèle de type vectoriel a été étudié. Dans le cadre du 2HDM, la phénoménologie des scalaires chargés a été discutée en détail pour la première fois par Donoghue et Li [105]. Par la suite, le boson de Higgs chargé a suscité un vif intérêt.

Dans cette section, nous examinons brièvement les différents modes de production et de désintégration du boson de Higgs chargé au LHC. Nous discutons aussi les différentes contraintes expérimentales imposées cette à particule de Higgs chargé.

### 2.4.1 Production du boson de Higgs chargé au LHC

Au LHC, un boson de Higgs chargé peut être produit à travers plusieurs processus. En particulier, un boson de Higgs chargé léger ( $M_{H^\pm} \leq m_t - m_b$ ) peut être copieusement produit à partir du processus  $pp \rightarrow t\bar{t}$  via la désintégration du quark top  $t \rightarrow bH^+$  (ou le mode anti-top équivalent, i.e.  $\bar{t} \rightarrow \bar{b}H^-$ ). Quand il est cinématiquement permis, le canal  $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}H^-W^+ + \text{c.c.}$  fournit le plus grand taux de production pour des bosons de Higgs chargés légers. C'est en effet le canal utilisé par les deux collaborations ATLAS et CMS pour la recherche d'un boson de Higgs chargé léger. Cependant, d'autres mécanismes de production peuvent être adoptés pour la recherche d'un boson Higgs chargé. C'est ce que cette thèse vise à exposer. Au LHC, les modes de production possibles d'un boson de Higgs chargé sont listés ci-dessus.

- Production typique :  $gb \rightarrow tH^- + \text{c.c.}$  et  $gg \rightarrow t\bar{b}H^-$ , ce dernier contient la production de  $t\bar{t}$  et le mode de désintégration, combinés de manière appropriée [106, 107, 108, 109, 110, 111, 112, 113, 114].
- Production associée avec un boson de jauge  $W^\pm$  :  $gg \rightarrow W^\pm H^\mp$  et  $b\bar{b} \rightarrow W^\pm H^\mp$  [115, 116, 117].
- Production à travers la diffusion de  $W^\pm b$  :  $qb \rightarrow q'H^+b$  [118, 119].
- Production résonante via  $c\bar{s}, c\bar{b} \rightarrow H^+$  [120, 121, 122].
- Production associée avec un boson de Higgs neutre :  $q\bar{q}' \rightarrow H^\pm\phi$ , où  $\phi$  désigne l'un des trois bosons de Higgs neutres,  $\phi = h, H$  ou  $A$  [123] (voir aussi les Références [124, 125, 126, 127, 128]).
- Production en paire :  $gg \rightarrow H^+H^-$  et  $q\bar{q} \rightarrow H^+H^-$  [129, 130, 131, 132].

(Voir aussi les Références [133, 134, 135, 136] pour une révision de tous les modes de production hadroniques disponibles pour  $H^\pm$  dans le 2HDM.)

Parmi les modes de production ci-dessus, nous nous intéressons en particulier aux modes alternatifs  $pp \rightarrow H^+H^-$ ,  $pp \rightarrow H^\pm h/A$ ,  $pp \rightarrow H^\pm W^\mp$  et  $pp \rightarrow H^\pm bj$ , afin d'évaluer dans quelle mesure ils pourraient compléter les recherches expérimentales  $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}H^-W^+ + \text{c.c.}$ .

### 2.4.2 Désintégrations du boson de Higgs chargé

Une fois produit, un boson de Higgs chargé peut se désintégrer en une paire fermion-antifermion [134],

$$H^+ \rightarrow c\bar{s}, \quad (2.61)$$

$$H^+ \rightarrow c\bar{b}, \quad (2.62)$$

$$H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau, \quad (2.63)$$

$$H^+ \rightarrow t\bar{b}, \quad (2.64)$$

aux bosons de jauge (processus générés à l'ordre d'une boucle [137, 138, 139, 140, 141, 142]),

$$H^+ \rightarrow W^+\gamma, \quad (2.65)$$

$$H^+ \rightarrow W^+Z, \quad (2.66)$$

ou en un boson de Higgs neutre et un boson de jauge :

$$H^+ \rightarrow W^+ h, \quad (2.67)$$

$$H^+ \rightarrow W^+ H, \quad (2.68)$$

$$H^+ \rightarrow W^+ A. \quad (2.69)$$

et leurs conjugués de charge. Les expressions explicites des largeurs de désintégration peut être trouvées dans la Référence [103].

Dans le 2HDM, avant l'ouverture du canal  $t\bar{b}$ , un boson de Higgs chargé se désintègre principalement en  $\tau\nu_\tau$  suivi de  $c\bar{s}$ ,  $\bar{c}b$  étant supprimé par le facteur de CKM. Cependant, il a été démontré qu'en présence d'un boson de Higgs léger  $h$  ou  $A$ , les désintégrations bosoniques des bosons de Higgs chargés  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  et  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  entreraient en compétition avec les désintégrations  $\tau\nu_\tau$  et  $c\bar{s}$ , et pourraient même être dominants dans certains cas [143, 144, 145, 146, 147, 148, 149, 150]. Une fois le canal  $t\bar{b}$  est ouvert,  $\tau\nu_\tau$  et  $c\bar{s}$  seront supprimés, de telle manière que  $t\bar{b}$  sera en compétition avec les canaux de désintégration bosoniques tels que  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  et  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$ . Le canal  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  est, en effet, régi par le couplage  $H^\pm W^\mp h$ , qui est proportionnel à  $\cos(\beta - \alpha)$  et est maximisé dans la limite d'alignement (voir Section 2.2.2). Le couplage  $H^\pm W^\mp A$  est indépendant de  $\sin(\beta - \alpha)$  et donc toujours grand. Le mode de désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm H$  est supprimé, dans le scénario considéré dans cette thèse ( $H \equiv H_{\text{MS}}$ ), par le facteur  $\sin^2(\beta - \alpha)$ . Néanmoins, dans l'autre scénario ( $h \equiv H_{\text{MS}}$ ),  $H^\pm \rightarrow W^\pm H$  peut être intéressant.

### 2.4.3 Limites expérimentales

#### Paramètres obliques

Une approche commune pour contraindre la physique au-delà du MS est le formalisme des paramètres obliques. En effet, si l'échelle de masse de la nouvelle physique est élevée, au-delà de l'échelle de production directe, et qu'elle ne contribue que par des boucles virtuelles aux observables de précision électrofaibles, les effets dominants au-delà du MS peuvent être paramétrés par trois paramètres de self-énergie des bosons de jauge appelés paramètres obliques. Ces paramètres sont paramétrés de manière appropriée par un ensemble de trois<sup>2</sup> quantités mesurables, appelées paramètres  $S$ ,  $T$ ,  $U$  [152, 153, 154, 155], qui sont définis de telle sorte qu'ils sont tous égaux à zéro à un point de référence dans le MS (i.e., une valeur particulière choisie pour les masses mesurées du boson de Higgs et du quark top). Avec cette définition, les paramètres  $S$ ,  $T$ ,  $U$  significativement non nuls représentent une indication non ambiguë d'une nouvelle physique au delà du MS.

Brièvement, le paramètre  $S$  est très sensible à la présence de nouveaux fermions lourds au-delà du MS. Le paramètre  $T$  mesure la violation de la symétrie custodiale, qui est une symétrie résiduelle de la théorie de Higgs. Par conséquent, il sera sensible aux particules de Higgs supplémentaires présentes dans le modèle. Enfin, le paramètre  $U$  n'est sensible qu'aux changements de la largeur du boson  $W^\pm$  et est donc généralement moins contraignant que les deux autres paramètres obliques. Il est très faible dans la plupart des modèles de nouvelle physique et est donc souvent mis à zéro.

Les contraintes sur les paramètres  $S$ ,  $T$ ,  $U$  peuvent être dérivées de l'ajustement électrofaible global en calculant la différence entre les corrections obliques déterminées à partir des données expérimentales et les corrections obtenues à partir d'un point de référence

2. D'autres paramètres ( $V$ ,  $W$ ,  $X$ ) peuvent être introduits si l'échelle de la nouvelle physique n'est pas beaucoup plus grande que l'échelle faible [151].

dans le MS (avec des valeurs de référence fixées de  $M_H$  et  $m_t$ ). Les résultats de l'étude [156], choisissant  $M_{H,\text{ref}} = 125$  GeV et  $m_{t,\text{ref}} = 172.5$  GeV, sont :

$$S = 0.04 \pm 0.11, \quad T = 0.09 \pm 0.14, \quad U = -0.02 \pm 0.11, \quad (2.70)$$

avec des coefficients de corrélation de  $+0,92$  entre  $S$  et  $T$ ,  $-0,68$  ( $-0,87$ ) entre  $S$  et  $U$  ( $T$  et  $U$ ). En fixant  $U = 0$ , on obtient  $S|_{U=0} = 0,04 \pm 0,08$  et  $T|_{U=0} = 0,08 \pm 0,07$ , avec un coefficient de corrélation de  $+0,92$  [156]. Les contraintes sur  $S$  et  $T$  pour  $U = 0$  sont montrées dans la Figure 2.1.

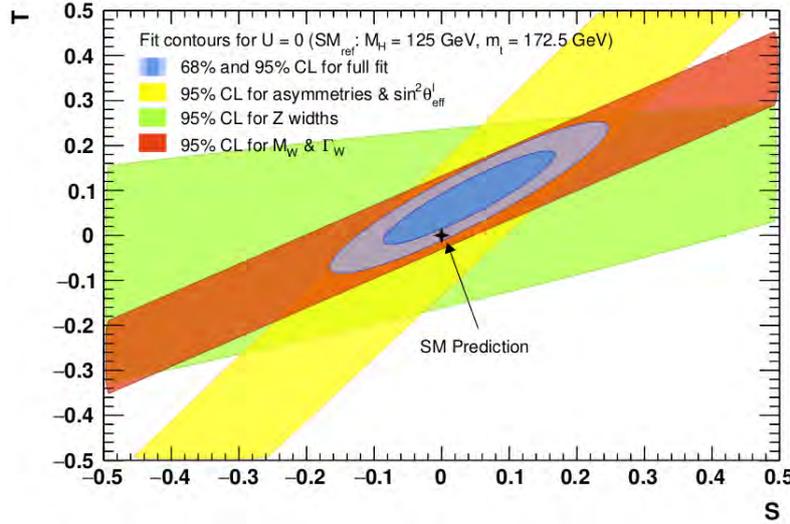


FIGURE 2.1 – Contraintes sur les paramètres obliques  $S$  et  $T$ , avec le paramètre  $U$  fixé à zéro, en utilisant toutes les observables (bleu). Les contraintes individuelles sont montrées à partir de l'asymétrie et des mesures directes de  $\sin^2\theta_{\text{eff}}^l$  (jaune), des largeurs partielles et totales de  $Z$  (vert) et de la masse et de la largeur de  $W$  (rouge) [156].

Concrètement, afin de vérifier la contrainte des paramètres obliques dans le 2HDM, il faut calculer d'abord les valeurs théoriques des paramètres  $S$ ,  $T$ ,  $U$  dans le cadre du modèle. Puis, il suffit de vérifier que les valeurs théoriques des paramètres obliques se situent dans la région expérimentalement permise (voir Figure 2.1), c'est-à-dire que les valeurs théoriques de  $S$  et  $T$  ( $U = 0$ ) vérifient le test du  $\chi_{ST}^2$  suivant :

$$\chi_{ST}^2 = \frac{1}{\sigma_S^2(1 - \rho_{ST}^2)}(S - \hat{S})^2 + \frac{1}{\sigma_T^2(1 - \rho_{ST}^2)}(T - \hat{T})^2 - \frac{2\rho_{ST}}{\sigma_S\sigma_T(1 - \rho_{ST}^2)}(S - \hat{S})(T - \hat{T}), \quad (2.71)$$

avec  $\hat{S}$  et  $\hat{T}$  sont les valeurs mesurées de  $S$  et  $T$ ,  $\sigma_S$  et  $\sigma_T$  sont les incertitudes à  $1\sigma$  et  $\rho_{ST}$  est le coefficient de corrélation entre  $S$  et  $T$ .

Les valeurs théoriques des paramètres  $S$ ,  $T$  et  $U$  dans le cadre du 2HDM sont calculées en utilisant 2HDMC. Le test des paramètres obliques est aisément effectué par un propre programme C++ en utilisant l'équation (2.71).

### Contraintes de saveurs

Comme nous venons de le voir, des indices de l'existence de nouvelles particules peuvent être identifiés indirectement via des processus impliquant des boucles virtuelles de particules. En particulier, cela peut se produire dans certains processus de physique du

saveur, qui pourraient être affectées par  $H^\pm$  en plus de la contribution de  $W^\pm$ . Les données sur ces processus fournissent des contraintes sur le couplage (représenté par  $\tan\beta$ ) et la masse du boson de Higgs chargé,  $M_{H^\pm}$ . Comme les rapports de branchement de tels processus sont mesurés expérimentalement avec une grande précision, le calcul théorique des rapports de branchement et leur comparaison aux données expérimentales est une autre manière indirecte de contraindre une théorie au-delà du MS, en particulier un 2HDM. Les processus les plus pertinents qui peuvent contribuer à contraindre un 2HDM sont décrits ci-dessous.

- Désintégration  $B \rightarrow X_s \gamma$  : Dans le MS, le méson B peut se désintégrer en un photon et un hadron contenant un quark  $s$  via l'échange d'un boson  $W^-$  et d'un quark top. Dans le 2HDM, le boson de Higgs chargé  $H^-$  peut également contribuer à ce processus de désintégration, modifiant ainsi son rapport de branchement. Notons que cette modification dépend des couplages des bosons de Higgs chargés aux fermions, et donc du type de 2HDM considéré. En particulier, le couplage  $H^+ t \bar{b}$  (voir équation (2.34)) sera renforcé dans les type-II et type-Y par rapport aux type-I et type-X.
- Désintégration  $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$  : Dans le MS, les bosons  $W^\pm$  et  $Z$  contribuent au processus de désintégration  $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Dans le 2HDM, les deux bosons de Higgs chargés  $H^\pm$  et les bosons neutres  $h$  et  $H$  peuvent contribuer au tel processus.

En fait, il existe d'autres observables relativement moins contraignantes qui contiennent la contribution du boson de Higgs chargé, comme par exemple la désintégration  $B \rightarrow \tau \nu$ . Notons que l'observable  $\text{BR}(B \rightarrow X_s \gamma)$  impose une contrainte puissante sur  $\tan\beta$  et  $M_{H^\pm}$  [156, 157]. Cette contrainte empêche l'apparition d'un boson de Higgs léger dans le 2HDM type-II et même type-Y. Par contre, dans les type-I et type-X, un boson de Higgs chargé léger est encore survécu par une telle contrainte. Comme le but de cette thèse est d'étudier la phénoménologie d'un boson de Higgs chargé léger, nous nous concentrons uniquement sur le 2HDM type-I et type-X.

Les valeurs expérimentales pour les trois processus mentionnés ci-dessus sont présentées dans le Tableau 2.3. Les valeurs théoriques des observables de la physique des saveurs dans le 2HDM sont calculées en utilisant le programme `SuperIso v4.1` [158]. Afin de vérifier la validité du 2HDM, nous devons vérifier que les valeurs numériques obtenues par `SuperIso` dans le cadre du 2HDM sont cohérentes avec les mesures expérimentales, avec une incertitude de  $2\sigma$ . Cette vérification est faite à l'aide d'un propre programme `Python` conçu pour l'analyse des données afin d'avoir un espace de paramètres viable.

Observable	Résultat expérimental	Référence
$\text{BR}(B \rightarrow X_s \gamma)$	$(3.32 \pm 0.15) \times 10^{-4}$	[159]
$\text{BR}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	$(3.0 \pm 0.6 \pm 0.25) \times 10^{-9}$	[160]
$\text{BR}(B_d \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	$(1.5 \pm 1.1 \pm 0.15) \times 10^{-10}$	[160]
$\text{BR}(B \rightarrow \tau \nu)$	$(1.06 \pm 0.19) \times 10^{-4}$	[159]

TABLE 2.3 – Résultats expérimentaux pour un certain nombre d'observables de la physique des saveurs.

### Contraintes directes issues des recherches du boson de Higgs chargé

La recherche d'un boson de Higgs chargé a été effectuée au Tevatron via la production et la désintégration du quark top, i.e.  $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}H^-W^+$ , suivies soit de désintégration en  $\tau\nu_\tau$ , soit en  $c\bar{s}$ . Les recherches négatives ont été utilisées pour établir une limite sur  $\text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times \text{BR}(H^+ \rightarrow \tau\nu)$  [161, 162]. En parallèle des recherches menées au Tevatron, les bosons de Higgs chargés ont également été recherchés au LEP en utilisant  $e^+e^- \rightarrow \gamma^*, Z^* \rightarrow H^+H^-$  suivis de  $H^\pm \rightarrow \tau\nu_\tau$ ,  $H^\pm \rightarrow cs$  ou  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  [163]. Si le boson de Higgs chargé se désintègre de façon dominante en  $\tau\nu_\tau$  ou  $c\bar{s}$ , LEP2 établit une limite inférieure sur  $M_{H^\pm}$  de l'ordre de 80 GeV, tandis que dans le cas où les désintégrations du boson de Higgs chargé sont dominées par  $W^\pm A$ , via un état de Higgs CP-odd léger ( $M_A \approx 12$  GeV), la limite inférieure sur la masse du boson de Higgs chargé est d'environ 72 GeV [163]. Au LHC, les bosons de Higgs chargés ont été recherché, par les deux collaborations ATLAS et CMS, soit à travers la désintégration du quark top, dans le cas où  $t \rightarrow bH^+$  est ouverte, soit à travers les mécanismes de production  $pp \rightarrow tH^-$  ou  $pp \rightarrow t\bar{b}H^-$ . Pour un boson de Higgs chargé léger, les expériences ATLAS et CMS ont déjà établi une limite d'exclusion sur le produit des rapport de branchement,  $\text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times \text{BR}(H^+ \rightarrow \tau^+\nu)$  dans la gamme de masse comprise entre 80 et 160 GeV [164, 165, 166, 167]. D'autres canaux, tels que  $H^+ \rightarrow c\bar{s}$ , ont également été recherchés par ATLAS et CMS. En supposant que  $\text{BR}(H^+ \rightarrow c\bar{s}) = 100\%$ , on peut établir une limite sur  $\text{BR}(t \rightarrow bH^+)$  dans l'intervalle entre 1.68% à 0.25% pour une masse du boson de Higgs chargé entre 90 et 160 GeV [168, 169, 170]. Dans le cas d'un boson de Higgs chargé lourd, ATLAS et CMS fournissent une limite sur la section efficace multipliée par  $\text{BR}(H^\pm \rightarrow \tau\nu_\tau)$  ou  $\text{BR}(H^+ \rightarrow tb)$  [164, 165, 171].

Au LHC, les recherches d'un boson de Higgs chargé se sont principalement orientées vers ses modes de désintégration fermioniques<sup>3</sup>. Une exception pertinente est la recherche d'un boson de Higgs chargé léger se désintégrant en un boson  $W^\pm$  et un boson de Higgs neutre  $A$ , avec le boson  $A$  se désintégrant en une paire de muons ( $\mu^+\mu^-$ ) [172, 173]. Dans cette recherche, il est supposé que  $H^\pm$  est produit via la production et la désintégration du quark top, i.e.  $pp \rightarrow t\bar{t}$ ,  $t \rightarrow H^+b$ . Des limites supérieures à un niveau de confiance de 95% sont obtenues par CMS sur le rapport de branchement combiné pour la chaîne de désintégration,  $t \rightarrow bH^+ \rightarrow bW^+A \rightarrow bW^+\mu^+\mu^-$ , de  $1.9 \times 10^{-6}$  à  $8.6 \times 10^{-6}$ , selon les masses des bosons  $H^\pm$  et  $A$  (voir Figure 2.2 (à gauche)) [172]. Il s'agit des premières limites pour ces modes de désintégration des bosons  $H^\pm$  et  $A$ . De plus, d'autres limites supérieures à un niveau de confiance de 95% sont obtenues par ATLAS sur  $\text{BR}(t \rightarrow bH^+ \rightarrow bW^+A \rightarrow bW^+\mu^+\mu^-)$  [173]. Les limites observées (attendues) varient de  $0.9$  ( $1.6$ )  $\times 10^{-6}$  à  $6.9$  ( $9.9$ )  $\times 10^{-6}$ , en fonction des masses de  $H^\pm$  et  $A$  (voir Figure 2.2 (à droite)). Les résultats de cette recherche sont aussi utilisés pour fixer les premières limites inférieures sur  $\tan\beta$ , dans le 2HDM type-I, dans le plan  $(M_{H^\pm}, M_A)$  [173]. La recherche d'un boson de Higgs chargé léger se désintégrant en un boson  $W^\pm$  et un boson de Higgs neutre  $A$  est, en effet, la première tentative expérimentale utilisant les signatures provenant des modes de désintégration bosoniques visés dans cette thèse.

Les limites à un niveau de confiance de 95% de toutes les recherches expérimentales mentionnées ci-dessus sont incluses dans les versions récentes du code `HiggsBounds` [174]. Outre le boson de Higgs chargé, les limites expérimentales issues des recherches des bosons de Higgs neutres non MS sont incorporées dans `HiggsBounds`. Ce dernier est un outil permettant de tester des modèles avec des secteurs de Higgs arbitraires (e.g., 2HDM),

3. Même les modes de production utilisés sont généralement concentrés sur les processus du (anti)quark top.

contenant à la fois des bosons de Higgs neutres et chargés, face aux limites d'exclusion publiées par les recherches de Higgs au LEP, au Tevatron et au LHC. `HiggsBounds` utilise la sortie de `2HDMC` et vérifie la cohérence avec les limites expérimentales existantes. Le résultat, donné comme une valeur de retour booléenne, spécifie si un point 2HDM est exclu à 95% de niveau de confiance.

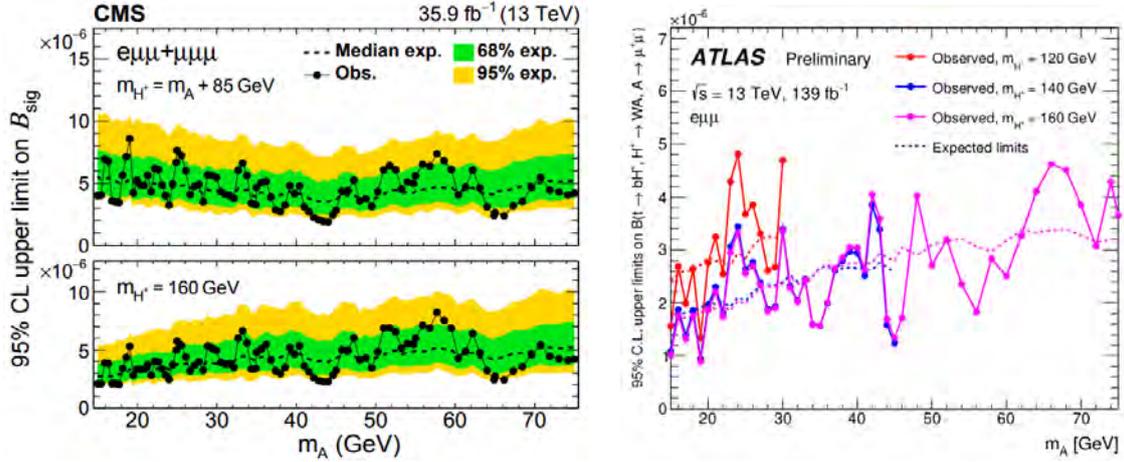


FIGURE 2.2 – À gauche : Limites supérieures attendues et observées obtenues par CMS à un niveau de confiance de 95% sur  $\mathcal{B}_{\text{sig}} = \text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times \text{BR}(H^+ \rightarrow W^+A) \times \text{BR}(A \rightarrow \mu^+\mu^-)$ , avec une hypothèse de  $M_{H^+} = M_A + 85$  GeV (panneau supérieur) ou  $M_{H^+} = 160$  GeV (panneau inférieur). Les bandes vertes et jaunes correspondent aux incertitudes à 1 et  $2\sigma$ , respectivement, autour de la limite attendue [172]. À droite : Limites supérieures attendues et observées obtenues par ATLAS sur  $\mathcal{B}_{\text{sig}}$  en utilisant l'ajustement signal + bruit de fond. Les limites sont indiquées pour différentes masses de  $H^\pm$  [173].

### Contraintes indirectes issues des mesures du boson de Higgs à 125 GeV

Un autre type de contrainte indirecte sur le boson de Higgs chargé provient des mesures de la masse et du taux de signal du boson de Higgs découvert par les expériences ATLAS et CMS en 2012. Ici, les propriétés de l'un des bosons de Higgs CP-even ( $h$  ou  $H$ ) deviennent similaires à celles du MS dans la limite d'alignement (voir Section 2.2.3).

La combinaison des données de ATLAS et de CMS du Run 1 a permis de déterminer que la masse du boson de Higgs est  $M_{H_{\text{MS}}} = 125.09 \pm 0.21(\text{stat.}) \pm 0.11(\text{syst.})$  GeV, ainsi de confirmer que les taux de signal de la particule découverte sont cohérentes avec les attentes du MS (voir Chapitre 1).

Les intensités de signal mesurées à partir de la combinaison du Run 1 de ATLAS et de CMS ainsi les résultats du Run 2 sont incorporés dans le code `HiggsSignals` [175]. Ce dernier permet de tester les prédictions du secteur de Higgs d'un modèle arbitraire par rapport à la masse et aux taux mesurés du boson de Higgs observé. Le test est basé sur l'évaluation d'une mesure de  $\chi^2$  pour fournir une réponse quantitative à la question statistique de savoir dans quelle mesure les données du Higgs (intensités de signal mesurées et masses) sont compatibles avec les prédictions du modèle. Dans notre analyse, nous déterminons la valeur minimale du  $\chi^2$  dans l'espace des paramètres balayé,  $\chi^2_{\text{min}}$ , et considérons comme permis l'espace des paramètres qui présente une valeur de  $\chi^2$  comprise dans l'intervalle  $\Delta\chi^2 \equiv \chi^2 - \chi^2_{\text{min}} \leq 5.99$  (ce qui correspond à 95% de niveau de confiance).

## 2.5 Conclusion

Nous avons passé en revue l'une des extensions les plus simple et attrayante du MS contenant un état de Higgs chargé  $H^\pm$ , le 2HDM. Nous avons vu que la présence d'un doublet de Higgs supplémentaire peut mener à une phénoménologie très riche, en particulier quand il s'agit d'un boson Higgs chargé. Nous avons discuté brièvement les différents modes de production et de désintégration du boson de Higgs chargé au LHC. Nous avons aussi présenté les canaux de recherche utilisés par les expérimentateurs pour rechercher sur cet état de Higgs chargé aux collisionneurs des particules (comme LEP, Tevatron et LHC) et les limites provenant de ces recherches négatives. En plus de ces limites, d'autres contraintes indirectes ont un impact considérable sur la phénoménologie du boson de Higgs chargé. De tels contraintes interdit l'apparition d'un boson Higgs chargé léger dans certain type de Yukawa.

# Chapitre 3

## Nouveaux modes de découverte d'un boson de Higgs chargé léger au LHC

### 3.1 Introduction

Après la découverte d'un boson de Higgs à 125 GeV au LHC Run 1 [1, 2], plusieurs études de ses propriétés ont été réalisées. La situation actuelle est que les taux de signal mesurés du boson de Higgs dans tous les canaux de production et de désintégration sont en accord avec les prédictions du MS au niveau de  $\sim 2\sigma$  [176, 177]. Cependant, bien que les données actuelles du LHC sur le boson de Higgs soient cohérentes avec le MS, il est encore possible que l'état de Higgs observé pourrait faire partie d'un modèle avec un secteur de Higgs étendu, comprenant par exemple un doublet, un singlet et/ou un triplet supplémentaire. Une telle possibilité est compréhensible puisque la plupart de ces scénarios à secteur de Higgs étendu possèdent une limite de découplage et ramènent le MS après l'intégration des états plus lourds. Typiquement, la plupart des représentations de Higgs supérieures avec un doublet supplémentaire prédisent un ou plusieurs bosons de Higgs chargés. Leur découverte constituerait un pistolet fumant pour la nouvelle physique. En effet, l'un des principaux objectifs des futurs Run du LHC, outre l'amélioration de la précision des mesures existantes des propriétés du boson de Higgs découvert, est de poursuivre les recherches directes de nouveaux états de Higgs dans le but de découvrir les signes d'une nouvelle physique.

Au LHC, deux méthodes conventionnelles ont été adoptées pour la recherche d'un boson de Higgs chargé. Les collaborations ATLAS et CMS ciblent essentiellement les canaux de désintégration fermioniques dans leurs programmes de recherche de  $H^\pm$ . En effet, lorsque  $M_{H^\pm} < m_t - m_b$ , un boson de Higgs chargé est recherché dans le canal de production et de désintégration du (anti)quark top, i.e.  $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}H^-W^+ + \text{c.c.}$ , avec  $H^\pm$  se désintégrant en une paire de fermions ( $\tau\nu_\tau$  ou  $cs$ ). Dans le cas où la masse de  $H^\pm$  dépasse la différence de masse entre le top et le bottom, i.e.  $M_{H^\pm} > m_t - m_b$ , le canal de production dominant est prédit comme étant celui associé à  $t$  et  $b$  ( $pp \rightarrow t\bar{b}H^- + \text{c.c.}$ ), avec  $H^- \rightarrow \bar{t}b$  ou  $H^- \rightarrow \tau^-\bar{\nu}_\tau$ . Néanmoins, les canaux de désintégration bosoniques pourrait devenir dominants proche de la limite d'alignement, dans laquelle le couplage du boson de Higgs chargé à un boson  $W$  et à un boson de Higgs non MS est maximal. Dans cette étude, nous proposons de nouvelles recherches au LHC impliquant des bosons de Higgs chargés légers via leurs canaux de production électrofaibles comme  $pp \rightarrow H^\pm h/A$  et  $pp \rightarrow H^\pm H^\mp$  suivis de  $H^\pm \rightarrow W^\pm h/A$ , avec  $h/A$  se désintègrent en une paire de quarks bottom, de leptons tau ou même dans certain scénario en une paire de photons.

En se concentrant sur le 2HDM, l'objectif de ce chapitre est de réexaminer les modes de production du boson de Higgs chargé  $pp \rightarrow H^\pm h$  et  $pp \rightarrow H^+ H^-$  dans le contexte du prochain Run 3 du LHC, afin d'évaluer dans quelle mesure ils pourraient compléter les recherches de  $H^\pm$  via  $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+H^- + \text{c.c.}$ . Nous montrons que les taux de production des canaux alternatifs susmentionnés peuvent être largement supérieurs à ceux de production associée au quark top. Plus précisément, nous montrons que les désintégrations bosoniques du boson de Higgs chargé léger,  $H^\pm \rightarrow W^\pm h/A$ , pourraient être dominantes et mène à des signatures expérimentales alternatives aux celles émergeant de la production et de la désintégration du quark (anti)top. (Nous considérons particulièrement les désintégrations  $h/A \rightarrow b\bar{b}, \tau^+\tau^-$  et  $\gamma\gamma$ .) Par conséquent, ces modes peuvent servir de nouveaux canaux de découverte pour les états légers de  $H^\pm$  au LHC. Nous soulignons en outre que, tout comme le canal  $pp \rightarrow t\bar{t}$ , les canaux  $pp \rightarrow H^\pm h/A$  et  $pp \rightarrow H^+ H^-$  sont indépendants du modèle car ils sont principalement médiés par l'échange des bosons de jauge dans le canal  $s$  sans implication des paramètres du 2HDM<sup>1</sup>. Dans le même cadre, en particulier le 2HDM type-I, quand l'état  $h$  devient fermiophobe, nous étudions en outre la possibilité de désintégration d'un boson de Higgs chargé léger en un  $h$  fermiophobe et un  $W$ . Dans ce cas, les désintégrations de  $h$  en fermions du MS sont fortement supprimées, ce qui peut à son tour donner lieu à un très grand BR( $h \rightarrow \gamma\gamma$ ) qui mène à une production très propre de quatre photons. Nous nous concentrons particulièrement sur l'analyse du signal  $pp \rightarrow H^\pm h \rightarrow W^\pm hh \rightarrow \ell\nu_\ell + 4\gamma$  ( $\ell = e, \mu$ ) et examinons sa faisabilité au LHC.

Ce chapitre est organisé comme suit. Dans la Section 3.2, nous présentons l'espace des paramètres adopté dans cette étude. Dans les Sections 3.3 et 3.4, nous analysons les états finaux à quatre fermions et à quatre photons au LHC. Nous donnons nos conclusions dans la Section 3.5.

## 3.2 Espace des paramètres

Il existe certaines restrictions théoriques et limites expérimentales sur le potentiel scalaire qui doivent être imposées afin d'obtenir une réalisation viable du 2HDM. Notons que la cohérence du modèle avec les contraintes théoriques et expérimentales ont déjà limitée son espace des paramètres. Dans notre analyse, nous supposons que la particule de Higgs du MS découverte au LHC en 2012 est l'état  $H$  du 2HDM, avec  $M_H = 125$  GeV, de sorte que  $M_h$  serait plus petit en comparaison. Nous effectuons ensuite un balayage systématique de l'espace des paramètres du 2HDM en utilisant 2HDMC-1.8.0, comme indiqué dans le Tableau 3.1.

Durant le processus de balayage, chaque point était soumis aux conditions théoriques, telles que l'unitarité, la perturbativité et la stabilité du vide. En outre, un certain nombre de contraintes expérimentales ont été testées. Les valeurs des paramètres obliques  $S$ ,  $T$  et  $U$ , calculées avec 2HDMC, ont été comparées aux valeurs d'ajustement [178],  $S = 0.05 \pm 0.11$ ,  $T = 0.09 \pm 0.13$ ,  $U = 0.01 \pm 0.11$ . Les limites d'exclusion, à un niveau de confiance de 95%, issues des recherches des bosons de Higgs supplémentaires aux collisionneurs (LEP, Tevatron et LHC) ont été imposées en utilisant le programme HiggsBounds-5.9.0. La compatibilité avec les mesures des propriétés du boson de Higgs du MS a été vérifiée en utilisant HiggsSignals-2.6.0. Chaque point du balayage était également soumis aux contraintes de la physique des saveurs en utilisant les résultats expérimentaux des obser-

1. En fait, même le canal  $pp \rightarrow H^\pm h$  est effectivement indépendant du modèle en raison des propriétés du boson de Higgs du MS découvert au LHC, comme nous le verrons plus tard.

Paramètre	Balayage-1	Balayage-2
$M_h$	[10, 120]	[10, 120]
$M_H$	125	125
$M_A$	[10, 120]	[10, 500]
$M_{H^\pm}$	[80, 170]	[80, 170]
$\sin(\beta - \alpha)$	[-0.3, -0.05]	[-1, 1]
$\tan \beta$	[2, 60]	[2, 25]
$m_{12}^2$	$[0, m_H^2 \sin \beta \cos \beta]$	$[0, m_A^2 \sin \beta \cos \beta]$
$\lambda_6 = \lambda_7$	0	0

TABLE 3.1 – Balayages des paramètres du 2HDM adoptés (toutes les masses sont en GeV).

vables  $\text{BR}(B \rightarrow X_s \gamma)$ ,  $\text{BR}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$  et  $\text{BR}(B \rightarrow \tau \nu)$  (voir Section 2.4.3). Notons que les valeurs théoriques de ces observables ont été calculées en utilisant `SuperIso v4.1`.

Comme nous supposons que  $M_H = 125$  GeV, alors les contraintes  $S$ ,  $T$  et  $U$  imposent que le spectre du bosons de Higgs soit plutôt léger. Le boson de Higgs chargé est pris dans un intervalle de masse compris entre 80 et 170 GeV tandis que le CP-odd est supposé être dans un intervalle entre 10 et 120 GeV. Ayant supposé que  $H$  est la particule de Higgs connue, la prise en compte de toutes les données du LHC obligera les couplages de  $H$  aux particules du MS à être plutôt MS. En conséquence, le couplage de l'état  $H$  aux bosons de jauge  $W^+W^-$  (et  $ZZ$ ), qui est proportionnel à  $\cos(\beta - \alpha)$ , serait du MS si  $\cos(\beta - \alpha) \approx 1$ . Cette fonction trigonométrique est la même qui entre dans le couplage  $H^\pm W^\mp h$ , qui est alors essentiellement indépendant des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  du 2HDM, comme déjà remarqué (tout comme  $H^\pm W^\mp A$ ).

### 3.3 Recherche d'un boson de Higgs chargé dans l'état final à quatre fermions au LHC

Dans cette section, nous étudions les états finaux à quatre fermions comme sonde pour la recherche d'un boson de Higgs chargé au LHC. Il convient de noter que tous les résultats présentés dans cette section sont basés sur le balayage-1 de l'espace des paramètres adoptés (voir Tableau 3.1).

#### 3.3.1 Production et désintégration de Higgs au LHC

Nous illustrons d'abord les rapports de branchement de  $h$ ,  $A$ ,  $H^\pm$  et  $t$  aux différents états finaux d'intérêts. Dans les panneaux supérieurs de la Figure 3.1, nous présentons les rapports de branchement  $\text{BR}(h/A \rightarrow b\bar{b})$  (à gauche) et  $\text{BR}(h/A \rightarrow \tau^+\tau^-)$  (à droite). Il est clair que  $\text{BR}(h/A \rightarrow b\bar{b})$  pourrait atteindre des valeurs supérieures à 80% alors que  $\text{BR}(h/A \rightarrow \tau^+\tau^-)$  peut dépasser 7%. Cependant, ce dernier<sup>2</sup> est beaucoup plus propre que le premier dans l'environnement du LHC. Dans le panneau inférieur à gauche de la Figure 3.1, en outre, nous démontrons que les désintégrations bosoniques du boson de Higgs chargé,  $\text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h/A)$ , pourraient devenir les plus dominantes, voire même atteindre 100% dans certains cas. Finalement, nous illustrons dans le panneau inférieur à

2. Un autre avantage de la désintégration  $\tau^+\tau^-$  est que son taux est indépendant des masses de Higgs.

droite la quantité  $\text{BR}(t \rightarrow bH^+)$ . Il est clair que ce mode de désintégration n'est pas extrêmement supprimé par rapport à celui du MS,  $t \rightarrow bW^+$ . C'est pour cette raison qu'il est typiquement utilisé dans les processus du quark top, en particulier les productions en paire et célibataire du (anti)top, i.e.  $pp \rightarrow t\bar{t}$  et  $pp \rightarrow tj$ .

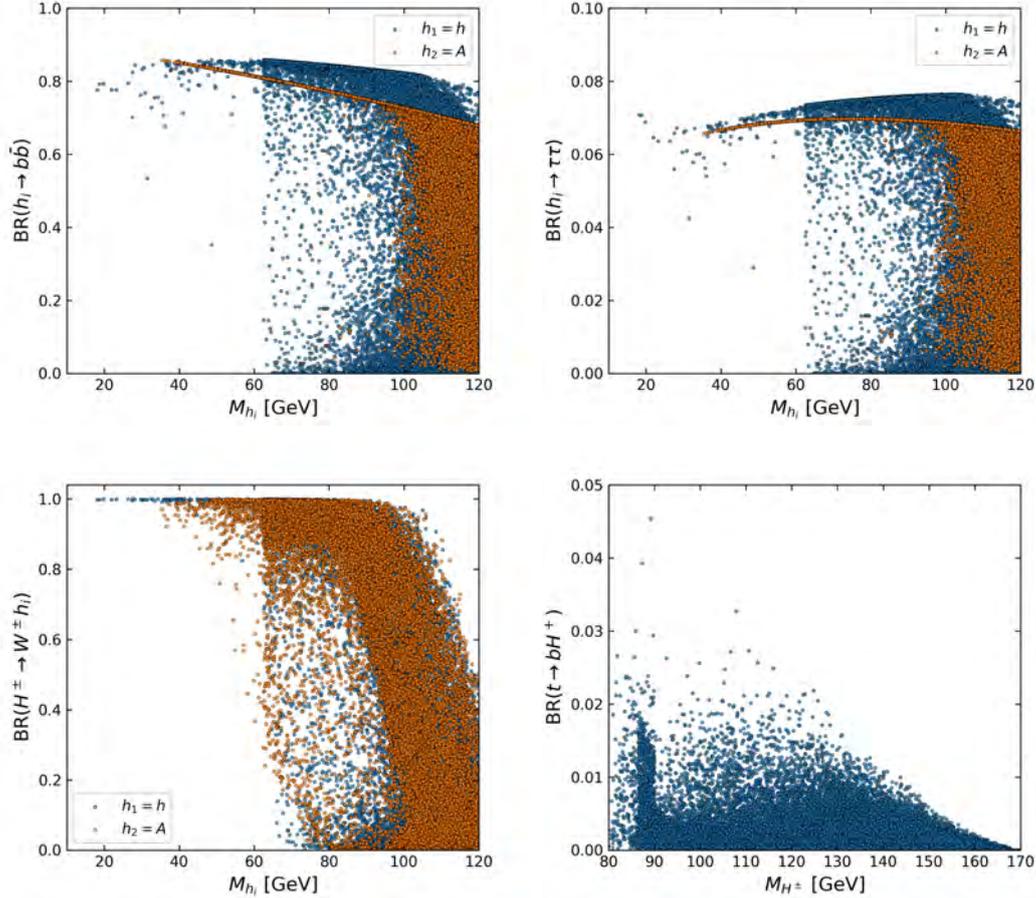


FIGURE 3.1 – Rapports de branchement  $\text{BR}(h/A \rightarrow b\bar{b})$  (en haut à gauche),  $\text{BR}(h/A \rightarrow \tau^+\tau^-)$  (en haut à droite),  $\text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h/A)$  (en bas à gauche) et  $\text{BR}(t \rightarrow bH^+)$  (en bas à droite) en fonction des masses de Higgs pertinentes.

Nous nous intéressons aux bosons de Higgs chargés légers, qui pourraient être issus soit de la désintégration du (anti)top soit de la production électrofaible de Higgs, i.e.  $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H^- + \text{c.c.}$ ,  $q\bar{q} \rightarrow H^+H^-$ , et  $q\bar{q}' \rightarrow H^+h/A + \text{c.c.}$ <sup>3</sup>. Nous calculons les sections efficaces au premier ordre (LO) uniquement (i.e., à l'arbre), bien que des corrections à l'ordre suivant de LO (NLO) en QCD existent pour tous les processus : voir les Références [180, 181, 182] pour le processus du (anti)quark top, tandis que celles pour la production électrofaible de Higgs peuvent être prises en compte à travers l'utilisation des fonctions de distribution de partons (PDF) au NLO. Le premier (30%) est un peu plus important

3. Dans notre approche, nous privilégions l'utilisation de la description  $2 \rightarrow 3$  du premier canal, c'est-à-dire dans le schéma à quatre saveurs (4FS), car elle est la plus adaptée pour modéliser la région dite de transition  $M_{H^\pm} \approx m_t$  [112, 179]. Cependant, comme il est d'usage dans de nombreuses analyses expérimentales, nous présenterons également des résultats pour le processus  $pp \rightarrow t\bar{t}$  suivi de  $t \rightarrow bH^+$  (et c.c.), dans lequel le quark (anti)top est traité en Narrow Width Approximation (NWA), à nouveau, dans l'approximation au premier ordre.

que le dernier (20%) pour un état de  $H^\pm$  léger, donc ces différents effets relatifs de QCD doivent être pris en compte lors de la comparaison des deux types de processus, mais leur inclusion ne changera pas nos conclusions.

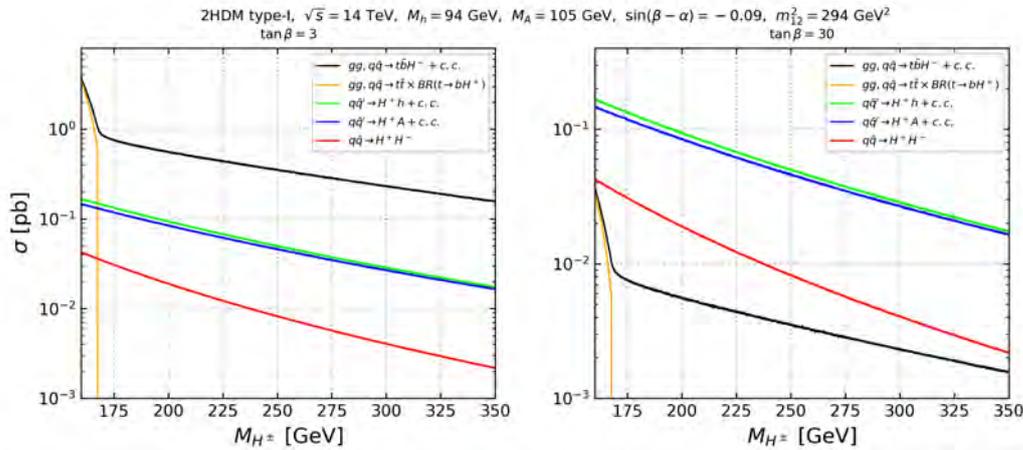


FIGURE 3.2 – Section efficace de  $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H^- + c.c.$  (noir),  $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t} \times \text{BR}(t \rightarrow bH^+) + c.c.$  (orange),  $q\bar{q} \rightarrow H^+H^-$  (rouge) et  $q\bar{q}' \rightarrow H^\pm h/A$  (vert/bleu) à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, en fonction de  $M_{H^\pm}$  pour  $\tan\beta = 3$  (à gauche) et  $30$  (à droite). Toutes les sections efficaces sont calculées en utilisant le code `MadGraph@amc_NLO-2.7.3` [183, 184] au LO. Notons que nous avons utilisé l'ensemble de PDF `MSTW2008` [185] avec une échelle de factorisation/renormalisation fixée à  $\sqrt{s}$ , c'est-à-dire l'énergie du centre de masse au niveau des partons.

Nous examinons maintenant les taux de production du boson de Higgs chargé léger au LHC avec  $\sqrt{s} = 14$  TeV à partir des processus ci-dessus. Ceci est fait pour le 2HDM type-I dans la Figure 3.2, sur l'intervalle  $160 \text{ GeV} \lesssim M_{H^\pm} \lesssim 350 \text{ GeV}$ <sup>4</sup>, pour les valeurs suivantes des autres paramètres du 2HDM :  $M_h = 94 \text{ GeV}$ ,  $M_A = 105 \text{ GeV}$ ,  $\sin(\beta - \alpha) = -0.09$  et  $m_{12}^2 = 294 \text{ GeV}^2$ . Ici, à gauche (à droite) fait référence à  $\tan\beta = 3$  ( $30$ ). Commençons par les taux de  $\sigma(q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t}) \times \text{BR}(t \rightarrow bH^+) + c.c.$ , qui n'apparaissent clairement que pour  $M_{H^\pm} \leq m_t - m_b$  et coïncident avec ceux de  $\sigma(q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t}H^- + c.c.)$  dans la limite  $M_{H^\pm} \ll m_t$ . Ce dernier s'étend bien sûr au-delà d'une telle région de transition, bien que l'absence de toute contribution résonante dans cette région de masse (lourde) reflète une baisse significative de la section efficace. Il est clair que, comme il est montré dans la littérature et dans les graphiques de la Figure 3.2, le processus  $pp \rightarrow t\bar{t}H^- + c.c.$  est important pour la phénoménologie du boson de Higgs chargé au LHC. Cependant, il est intéressant de noter que le  $\text{BR}(t \rightarrow bH^+)$  ne peut être réellement significatif que dans une région de l'espace des paramètres avec petit  $\tan\beta$  en raison du renforcement du couplage  $H^+tb$  dans cette configuration du modèle. Comme on peut le voir sur la Figure 3.2 (panneau à gauche), le 2HDM type-I prédit un scénario où, pour  $M_{H^\pm} \ll m_t$ ,  $\sigma(q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t}) \times \text{BR}(t \rightarrow bH^+) + c.c.$  (et  $\sigma(q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t}H^- + c.c.)$ ) pourrait atteindre des valeurs autour de 30 pb et, en fait, même pour de très grandes masses de Higgs chargés, les taux du canal  $pp \rightarrow t\bar{t}H^- + c.c.$  restent supérieurs à ceux de  $pp \rightarrow H^\pm h$ ,  $pp \rightarrow H^\pm A$  ainsi que  $pp \rightarrow H^+H^-$ . Cependant, comme le montre la Figure 3.2 à droite, lorsque le paramètre  $\tan\beta$  est grand, les canaux liés au (anti)quark top sont supprimés par

4. Ceci est fait à but illustratif, cependant, car la valeur maximale autorisée pour  $M_{H^\pm}$  dans les configurations type-I et -X du 2HDM est en fait de 197 GeV puisque, pour des valeurs plus élevées, on ne pourrait plus satisfaire aux contraintes  $S$ ,  $T$  et  $U$ .

les couplages de Yukawa, de sorte que les canaux de production électrofaibles de Higgs peuvent largement dominer la phénoménologie de  $H^\pm$ , quelle que soit la valeur de sa masse. De manière assez intéressante, on peut alors exploiter les canaux de désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm h/A$ . Enfin, comme les bosons de Higgs neutres qui y émergent sont plutôt légers, on note également qu'ils se désintègrent finalement de manière dominante en une paire de fermions, soit des quarks bottom, soit des leptons tau (voir Figure 3.1).

En gardant ces observations à l'esprit, nous présentons dans le Tableau 3.2 les états finaux typiques (colonne à gauche) et les modèles de production et de désintégration correspondants (colonne à droite) pour la production en paire du top et la désintégration, les processus de production du boson de Higgs chargé associée avec top plus bottom et électrofaible. Notons que les deux premiers canaux ont toujours deux bosons  $W$  dans les états finaux, tout comme le canal de production électrofaible du boson de Higgs chargé ( $pp \rightarrow H^+H^-$ ). En revanche, les canaux de production  $pp \rightarrow H^\pm h/A$  ne mènent qu'à un seul  $W$  dans les états finaux. Nous nous concentrerons ci-dessous sur trois types d'états finaux, les états finaux à  $4b$  (incluant  $2W + 4b$  et  $W + 4b$ ), les états finaux à  $2b2\tau$  (incluant  $2W + 2b2\tau$  et  $W + 2b2\tau$ ) et l'état final à  $4\tau$  (incluant seulement  $W + 4\tau$ ).

	Production double du top et chaîne de désintégration
$\sigma_{2t}^{h_i}(2W + 2b + 2f)$	$2 \sigma_{t\bar{t}} \times \text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times \text{BR}(\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h_i) \times \text{BR}(h_i \rightarrow f\bar{f})$
	Production associée avec top plus bottom et chaîne de désintégration
$\sigma_t^{h_i}(2W + 2b + 2f)$	$\sigma(pp \rightarrow t\bar{b}H^-) \times \text{BR}(t \rightarrow bW^+) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h_i) \times \text{BR}(h_i \rightarrow f\bar{f})$
	Production électrofaible et chaîne de désintégration
$\sigma_{h_j}^{h_i}(2W + 2f + 2f')$	$\frac{1}{1+\delta_{ff'}} \sigma(H^+H^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h_i) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h_j) \times (\text{BR}(h_i \rightarrow f\bar{f}) \times \text{BR}(h_j \rightarrow f'\bar{f}') + \text{BR}(h_j \rightarrow f\bar{f}) \times \text{BR}(h_i \rightarrow f'\bar{f}'))$
$\sigma_{h_j}^{h_i}(W + 2f + 2f')$	$\frac{1}{1+\delta_{ff'}} \sigma(H^\pm h_i) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h_j) \times (\text{BR}(h_i \rightarrow f\bar{f}) \times \text{BR}(h_j \rightarrow f'\bar{f}') + \text{BR}(h_j \rightarrow f\bar{f}) \times \text{BR}(h_i \rightarrow f'\bar{f}'))$

TABLE 3.2 – Les processus de production des bosons de Higgs chargés sont présentés ici, où les principales chaînes de désintégration qui peuvent mener aux états finaux donnés sont également fournies. Ici, nous définissons  $i, j = 1, 2$  et nous avons  $h_1 = h$  et  $h_2 = A$ . Le symbole  $f(f')$  désigne les fermions, tels que  $b$  ou  $\tau$ .

Dans la Figure 3.3, toujours pour le 2HDM type-I et les intervalles de paramètres indiqués dans le Tableau 3.1 (balayage-1), nous montrons les magnitudes relatives des taux de production et de désintégration des états finaux  $4b$  provenant de  $pp \rightarrow H^\pm h \rightarrow W^\pm hh$  et des deux processus du (anti)quark top. À gauche (à droite), les sections efficaces du processus électrofaible  $\sigma_h^h(W + 4b)$  sont comparées à celles du processus  $\sigma_{2t}(2W + 4b)$  ( $\sigma_t(2W + 4b)$ ). Les points rouges illustrés dans ces deux graphiques montrent les cas où le processus  $pp \rightarrow H^+H^-$  produisant  $\sigma_h^h(2W + 4b)$  peut également être plus grand que les processus du (anti)quark top.

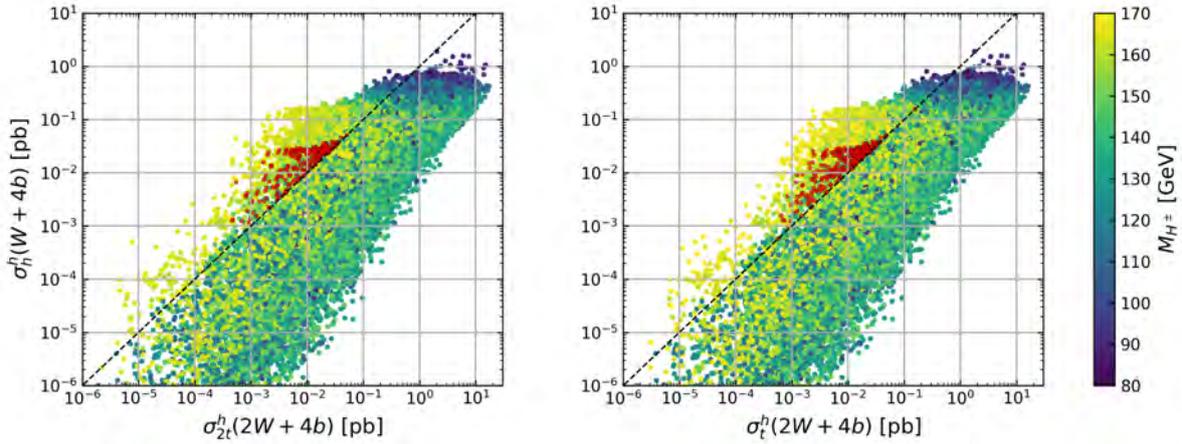


FIGURE 3.3 – Les valeurs de  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm h) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})^2$  sont comparées à celles de  $2 \sigma_{t\bar{t}} \times \text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times \text{BR}(\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$  (à gauche) et  $\sigma(pp \rightarrow t\bar{b}H^-) \times \text{BR}(t \rightarrow bW^+) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$  (à droite). Les points rouges identifient les valeurs de  $\sigma(H^+H^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h)^2 \times \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})^2$  qui dépasse également ceux des deux derniers processus du quark top, respectivement. La barre de couleur indique la masse du boson de Higgs chargé. Les résultats sont pour le 2HDM type-I.

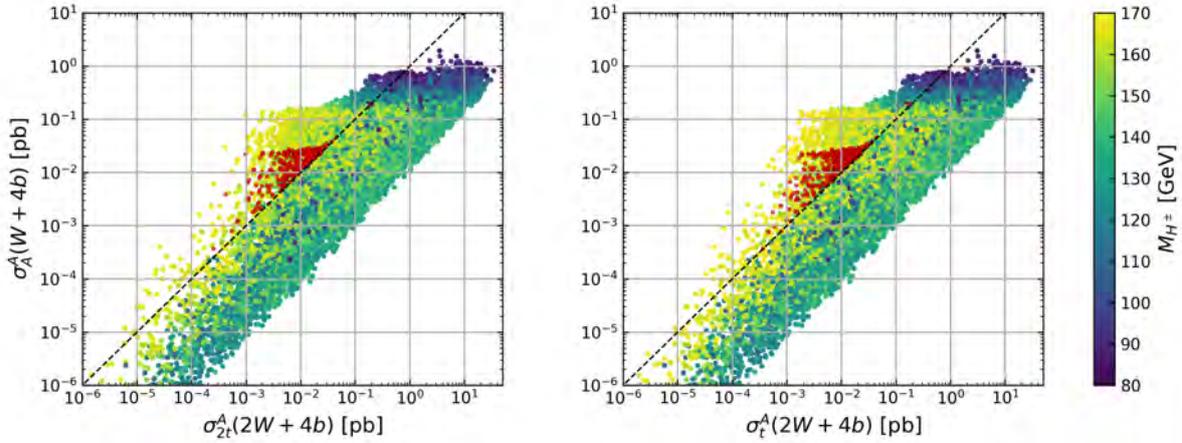


FIGURE 3.4 – Les valeurs de  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm A) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow b\bar{b})^2$  sont comparées à celles de  $2 \sigma_{t\bar{t}} \times \text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times \text{BR}(\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow b\bar{b})$  (à gauche) et  $\sigma(pp \rightarrow t\bar{b}H^-) \times \text{BR}(t \rightarrow bW^+) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow b\bar{b})$  (à droite). Les points rouges identifient les valeurs de  $\sigma(H^+H^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A)^2 \times \text{BR}(A \rightarrow b\bar{b})^2$  qui dépasse également ceux des deux derniers processus du quark top, respectivement. La barre de couleur indique la masse du boson de Higgs chargé. Les résultats sont pour le 2HDM type-I.

Dans la Figure 3.4, similaire à la Figure 3.3, nous montrons les résultats correspondants à la production d'états finaux  $4b$  à partir de  $pp \rightarrow H^\pm A \rightarrow W^\pm AA$ . Il est donc clair que la combinaison de la production électrofaible des courants chargés et neutres peut fournir un canal de découverte alternatif, significatif, pour les états  $H^\pm$  au LHC dans le 2HDM type-I. Cette conclusion peut en fait être étendue au cas des signatures  $\sigma_h^h(2W + 2b2\tau)$

et  $\sigma_h^h(W + 2b2\tau)$  par rapport aux signatures  $\sigma_{2t}(2W + 2b2\tau)$  ou  $\sigma_t(2W + 2b2\tau)$ , aussi, comme le montrent les Figures 3.5 et 3.6. Ces deux dernières figures indiquent également des taux de  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm h) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow \tau^+ \tau^-)^2$  (Figure 3.5) et  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm A) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow \tau^+ \tau^-)^2$  (Figure 3.6) pour le 2HDM type-X, montrant que, pour cette structure de Yukawa, la signature  $W + 4\tau$  est celle qui est intéressante, car ici  $\text{BR}(h/A \rightarrow b\bar{b})$  est très petit comparé à  $\text{BR}(h/A \rightarrow \tau^+ \tau^-)$ . Inversement, la signature  $W + 4\tau$  est peu pertinente dans le 2HDM type-I. Quant au cas  $2W + 4\tau$ , il n'est accessible dans aucun des deux scénarios. Bien évidemment, pour tous les points de l'espace des paramètres considérés, dans le 2HDM type-I et type-X, les canaux de désintégration du boson de Higgs chargé sont dominés par  $H^\pm \rightarrow W^\pm h/A$  avec un rapport de branchement qui pourrait atteindre 100%.

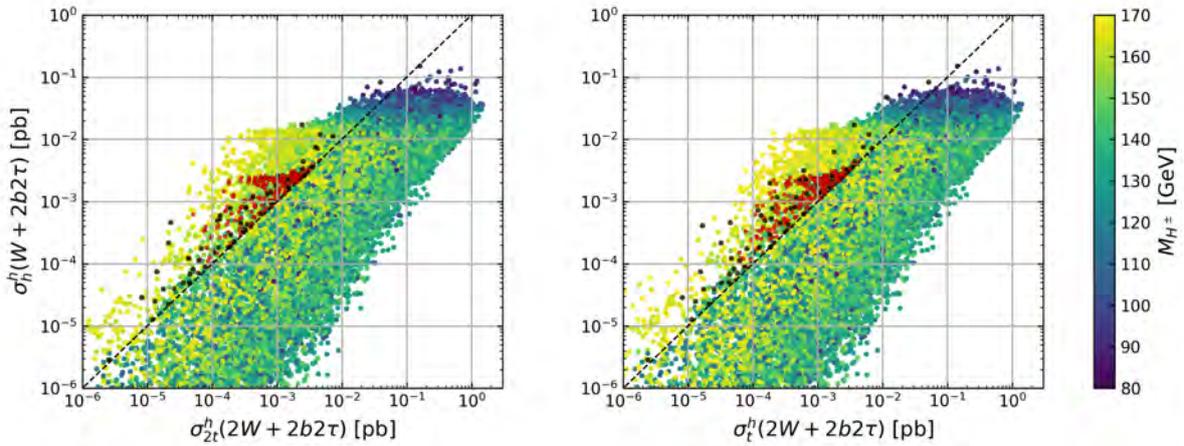


FIGURE 3.5 – Les valeurs de  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm h) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b}) \times \text{BR}(h \rightarrow \tau^+ \tau^-)$  sont comparées à celles de  $2 \sigma_{t\bar{t}} \times \text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times \text{BR}(\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow \tau^+ \tau^-)$  (à gauche) et  $\sigma(pp \rightarrow t\bar{b}H^-) \times \text{BR}(t \rightarrow bW^+) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow \tau^+ \tau^-)$  (à droite). Les points rouges identifient les valeurs de  $\sigma(H^+ H^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h)^2 \times \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b}) \times \text{BR}(h \rightarrow \tau^+ \tau^-)$  qui dépasse également ceux des deux derniers processus du quark top, respectivement. La barre de couleur indique la masse du boson de Higgs chargé. Les résultats sont pour le 2HDM type-I à l'exception des points noirs, qui se réfèrent aux valeurs de  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm h) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h) \times \text{BR}(h \rightarrow \tau^+ \tau^-)^2$  dans le 2HDM type-X.

Finalement, il faut souligner que, lorsqu'un état final est spécifié, la signature électrofaible doit s'ajouter à tous les processus qui peuvent produire un état final spécifique. Par exemple, lorsque  $W + 4b$  est considéré, la section efficace des processus électrofaibles doit être additionnée à celles des états intermédiaires  $W^\pm + hh$ ,  $W^\pm + hA$  (ou  $W^\pm + Ah$ ) et  $W^\pm + AA$ , provenant à leur tour des processus  $pp \rightarrow H^\pm h/A$ . Évidemment, la possibilité de s'appuyer sur différents sous-canaux menant tous au même état final est une caractéristique bienvenue lorsque nous comparons les nouveaux modes de découverte aux ceux établis. Cependant, il convient de noter que dans la "chaîne de désintégration mixte", c'est-à-dire lorsqu'un état intermédiaire de type  $W^\pm + hA$  (ou  $W^\pm + Ah$ ) est produit, du point de vue de l'analyse de sélection, il ne serait pas possible d'appliquer une contrainte de masse égale aux systèmes fermioniques composés de deux paires  $b\bar{b}$  ou de paires  $b\bar{b}$  et  $\tau^+ \tau^-$ , nous nous attendons donc à ce que l'efficacité expérimentale dans ce cas soit inférieure à celle obtenue lorsque deux bosons de Higgs neutres identiques émergent des

étapes de production et de désintégration des processus électrofaibles. C'est pourquoi nous nous sommes abstenus de présenter l'équivalent des Figures 3.3, 3.4, 3.5, et 3.6 pour la chaîne de désintégration mixte.

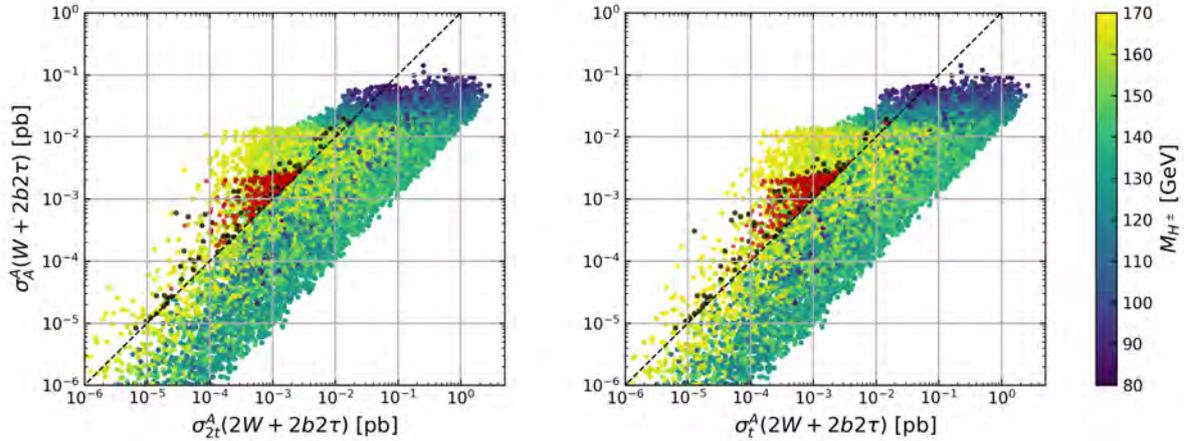


FIGURE 3.6 – Les valeurs de  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm A) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow b\bar{b}) \times \text{BR}(A \rightarrow \tau^+\tau^-)$  sont comparées à celles de  $2 \sigma_{t\bar{t}} \times \text{BR}(t \rightarrow bH^+) \times \text{BR}(\bar{t} \rightarrow \bar{b}W^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow \tau^+\tau^-)$  (à gauche) et  $\sigma(pp \rightarrow t\bar{b}H^-) \times \text{BR}(t \rightarrow bW^+) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow \tau^+\tau^-)$  (à droite). Les points rouges identifient les valeurs de  $\sigma(H^+H^-) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A)^2 \times \text{BR}(A \rightarrow b\bar{b}) \times \text{BR}(A \rightarrow \tau^+\tau^-)$  qui dépasse également ceux des deux derniers processus du quark top, respectivement. La barre de couleur indique la masse du boson de Higgs chargé. Les résultats sont pour le 2HDM type-I à l'exception des points noirs, qui se réfèrent aux valeurs de  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm A) \times \text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A) \times \text{BR}(A \rightarrow \tau^+\tau^-)^2$  dans le 2HDM type-X.

### 3.3.2 Benchmark points

Afin d'examiner les caractéristiques principales de l'espace des paramètres proposé et d'encourager les expérimentateurs à rechercher de nouveaux canaux de découverte au LHC (et/ou futurs collisionneurs), nous proposons huit benchmark points pour les scénarios type-I et type-X du 2HDM. Ces BPs sont présentés dans les Tableaux 3.4 et 3.5, respectivement. Les BPs satisfaisant les deux conditions  $M_{H^\pm} + m_b > m_t$  et  $M_{H^\pm} + m_b < m_t$  sont choisies.

Avant de dresser la liste de nos BPs, nous montrons d'abord les fractions de l'espace des paramètres (balayage-1) qui survivent aux contraintes théoriques et expérimentales. Cette information est donnée dans le Tableau 3.3 pour les deux types du 2HDM. Dans le type-I, seulement 0.53% des points générés dans notre analyse peuvent survivre après que toutes les contraintes aient été imposées. En revanche, dans le 2HDM type-X, seulement 0,0055% des points survivent. On constate que les fractions de points qui survivent aux contraintes théoriques pour ces deux scénarios sont presque égales, ce qui est compréhensible puisqu'ils partagent le même potentiel de Higgs. Comparé au 2HDM type-I, dans le type-X, moins de points passent les contraintes `HiggsBounds` imposant des limites provenant de recherches nulles de bosons de Higgs supplémentaires (au-delà de celui de type MS) réalisées aux LEP, Tevatron et LHC. De même, pour le scénario type-X, encore une fois, moins de points que dans le type-I passent les contraintes issues des données du boson de Higgs de

type MS recueillies par les expériences du LHC et incluses dans `HiggsSignals`. La raison peut être attribuée au fait que, lorsque les couplages aux quarks sont supprimés et que ceux aux leptons sont renforcés, il est crucial de prédire le taux de production correct pour  $gg \rightarrow H$  et les fractions de désintégration correctes pour  $H \rightarrow b\bar{b}$  et  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et, à la lumière des couplages présentés dans le Tableau 2.2, cela est plus facile à réaliser dans le type-I que dans le type-X.

	Permis par les contraintes théoriques	Permis par HiggsBounds	Permis par HiggsSignals	Permis par toutes les contraintes
type-I	5.36 %	17.96 %	55.36 %	0.53 %
type-X	5.34 %	1.37 %	7.50 %	0.0055 %

TABLE 3.3 – Pourcentages des points permis dans l'espace des paramètres (balayage-1) après avoir imposé des contraintes théoriques et expérimentales. Notez que les contraintes des observables de précision électrofaibles et de saveur sont essentiellement toujours satisfaites dans les deux types du 2HDM. Ici, nous avons utilisé un ensemble de données contenant  $5 \times 10^6$  points d'échantillonnage.

Pour les BPs donnés dans les Tableaux 3.4 et 3.5, il est observé que les différences de masse entre les deux bosons de Higgs neutres les plus légers ( $h$  et  $A$ ) ne sont pas autorisés à être trop grands, ce qui est également dû aux contraintes de précision électrofaible. Il convient en outre de souligner que ces BPs ont des bosons de Higgs neutres relativement légers, qui peuvent également être recherchés dans les futurs collisionneurs de leptons, tels que les "usines de Higgs" du collisionneur électron-positon circulaire (CEPC), du futur collisionneur circulaire  $e^+e^-$  (FCC-ee) et du collisionneur linéaire international (ILC), où les modes de recherche impliqueraient des états finaux à quatre fermions, comme  $4b$ ,  $2b2\tau$  et  $4\tau$ , tandis qu'au LHC, de telles signatures pourraient être contaminés par l'énorme bruit de fond QCD<sup>5</sup>. Enfin, notez que, pour tous nos BPs, pour calculer les taux de production et de désintégration, nous avons pris  $M_H = 125$  GeV,  $m_t = 172.5$  GeV,  $m_b = 4.75$  GeV et  $m_\tau = 1.77684$  GeV.

### Benchmark points pour le 2HDM type-I

Dans le Tableau 3.4, nous présentons huit BPs pour le scénario 2HDM type-I. Ici, BP1,2,3,4 et 5 satisfont la condition  $M_{H^\pm} + m_b < m_t$  tandis que le reste des points satisfait la condition  $M_{H^\pm} + m_b > m_t$ . Pour chaque BP dans le tableau, nous fournissons les sections efficaces des signatures  $W+4b$  et  $W+2b2\tau$  provenant à la fois des processus électrofaibles et des processus du quark top (anti-top), afin d'évaluer les rendements relatifs par rapport aux estimations numériques alternatives. Discutons maintenant les caractéristiques de chaque BP. Il y a deux observations à faire concernant le BP1.

1. Le taux de production total de  $2W + 4b$  via les processus du (anti)quark top est d'environ  $5 \text{ fb}$ <sup>6</sup>, tandis que le taux de production total de  $2W + 4b$  provenant de

5. Dans ce sens, les possibilités de déclenchement (par exemple, en exploitant les désintégrations  $W^\pm \rightarrow l^\pm \nu_l$ , avec  $l = e, \mu$ ) dans nos signatures au LHC offertes par la présence d'un ou deux  $W^\pm$  sont cruciales pour établir les signatures correspondantes, impliquant de telles combinaisons de quatre fermions.

6. Nous nous référons ici aux taux de production de  $q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t}H^- + \text{c.c.}$  car, pour rappeler au lecteur, le cas  $q\bar{q}, gg \rightarrow t\bar{t} \rightarrow t\bar{t}H^-$  n'est fourni qu'à des fins de référence, ce canal étant celui qui est

la production en paire des bosons de Higgs chargés est d'environ 23.1 fb. De plus, le taux de production de  $W + 4b$  provenant des canaux de production électrofaibles peut atteindre 174 fb, ce qui est 7 fois plus important que l'état final  $2W + 4b$  provenant des canaux de production en paire de  $H^\pm$ .

2. Pour le taux de production total de  $W + 2b2\tau$ , les processus du (anti)quark top ne peuvent donner que 0.46 fb, alors que la production en paire des bosons de Higgs chargés donne 2.13 fb. De plus, le taux de production de  $W + 2b2\tau$  via les processus électrofaibles peut atteindre 16 fb.

Ces deux observations s'appliquent également aux BP2,3 et 5. Pour BP4,6 et 8, les bosons de Higgs chargés sont si lourds qu'un (anti)quark top ne peut pas se désintégrer en un boson de Higgs chargé plus un (anti)quark  $b$ . Par conséquent, les taux  $\sigma_{2t}(2W + 4b)$  correspondants disparaissent pour cette raison cinématique, tandis que  $\sigma_t(2W + 4b)$  est généralement plutôt faible, en dessous de l'ordre de fb. Pour BP4, le taux de production de  $2W + 4b$  via les processus du (anti)quark top donne une section efficace de 3.88 fb, tandis que celui de la production en paire des bosons de Higgs chargés donne 20.24 fb et celui de  $W + 4b$  donne 169.35 fb. Pour l'état final  $2W + 2b2\tau$ , le taux de production des processus du (anti)quark top atteint 0.36 fb, tandis que celui de production en paire des bosons de Higgs chargés peut atteindre 1.87 fb. Enfin, la signature  $W + 2b2\tau$  provenant des canaux de production électrofaibles donne 15.63 fb. (Ces caractéristiques sont similaires à celles de BP6, 7 et 8.) De telles observations sont illustrées dans la Figure 3.7.

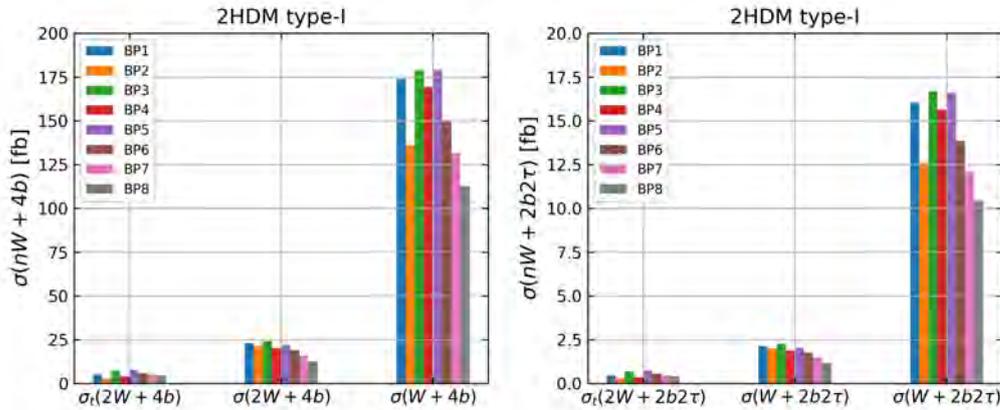


FIGURE 3.7 – Sections efficaces des états finaux  $2W + 4b$ ,  $W + 4b$ ,  $2W + 2b2\tau$  et  $W + 2b2\tau$  pour les BPs sélectionnés.

### Benchmark points pour le 2HDM type-X

Dans le Tableau 3.5, huit BPs pour le 2HDM type-X sont présentés. Dans ce scénario, les bosons de Higgs neutres légers se désintègrent principalement en leptons tau en raison de la structure et de la taille des couplages de Yukawa, comme indiqué dans le Tableau 2.2. Ici, pour les nouveaux canaux de découverte proposés, nous ne présentons que les résultats pour les états finaux  $W + 4\tau$ , puisque (comme précédemment mentionné) c'est la seule signature disponible. En particulier, il convient de noter que le seul canal viable,

typiquement utilisé dans les analyses expérimentales pour le cas  $M_{H^\pm} < m_t$ .

Paramètres	BP1	BP2	BP3	BP4	BP5	BP6	BP7	BP8
$M_h$ (GeV)	91.00	96.84	103.34	99.61	95.57	94.00	94.00	94.00
$M_H$ (GeV)	125.00	125.00	125.00	125.00	125.00	125.00	125.00	125.00
$M_A$ (GeV)	102.04	112.35	93.80	88.98	94.41	105.00	105.00	105.00
$M_{H^\pm}$ (GeV)	167.02	166.34	161.02	169.46	167.02	176.00	186.00	196.00
$\sin(\beta - \alpha)$	-0.18	-0.11	-0.19	-0.06	-0.09	-0.09	-0.09	-0.09
$\tan \beta$	40.87	58.17	54.79	39.10	32.44	30.00	30.00	30.00
$m_{12}^2$ (GeV <sup>2</sup> )	204.22	161.85	196.73	252.94	277.81	294.00	294.00	294.00
$\sigma_{2t}^h(2W + 4b)$	2.30	1.65	2.06	—	2.42	—	—	—
$\sigma_t^h(2W + 4b)$	3.85	2.35	2.26	0.85	3.84	5.03	4.68	3.52
$\sigma_{2t}^A(2W + 4b)$	0.70	0.25	4.63	—	2.47	—	—	—
$\sigma_t^A(2W + 4b)$	1.17	0.36	5.07	3.03	3.92	0.83	0.44	1.08
$\sigma_h^h(2W + 4b)$	13.58	15.99	2.29	0.97	5.38	14.08	13.27	7.35
$\sigma_A^h(2W + 4b)$	4.13	2.44	5.14	3.46	5.50	2.32	1.25	2.24
$\sigma_A^A(2W + 4b)$	1.26	0.37	11.55	12.35	5.62	0.38	0.12	0.68
$\sigma_h^A(2W + 4b)$	4.13	2.44	5.14	3.46	5.50	2.32	1.25	2.24
$\sigma_h^h(W + 4b)$	75.88	77.61	26.47	17.68	46.00	73.25	68.00	48.81
$\sigma_A^h(W + 4b)$	23.07	11.86	59.44	63.04	47.00	12.07	6.42	14.90
$\sigma_A^A(W + 4b)$	17.48	6.12	64.39	69.22	43.51	9.16	4.91	11.45
$\sigma_h^A(W + 4b)$	57.51	40.06	28.68	19.41	42.59	55.59	52.02	37.51
$\sigma_{2t}^h(2W + 2b2\tau)$	0.21	0.15	0.19	—	0.22	—	—	—
$\sigma_t^h(2W + 2b2\tau)$	0.35	0.22	0.21	0.08	0.35	0.46	0.43	0.32
$\sigma_{2t}^A(2W + 2b2\tau)$	0.07	0.02	0.43	—	0.23	—	—	—
$\sigma_t^A(2W + 2b2\tau)$	0.11	0.03	0.47	0.28	0.37	0.08	0.04	0.10
$\sigma_h^h(2W + 2b2\tau)$	1.24	1.48	0.21	0.09	0.50	1.29	1.22	0.67
$\sigma_A^h(2W + 2b2\tau)$	0.38	0.23	0.48	0.32	0.51	0.21	0.11	0.21
$\sigma_A^A(2W + 2b2\tau)$	0.12	0.04	1.08	1.14	0.52	0.04	0.01	0.07
$\sigma_h^A(2W + 2b2\tau)$	0.39	0.24	0.48	0.32	0.51	0.22	0.12	0.21
$\sigma_h^h(W + 2b2\tau)$	6.93	7.17	2.47	1.64	4.24	6.73	6.24	4.48
$\sigma_A^h(W + 2b2\tau)$	2.18	1.14	5.54	5.81	4.38	1.15	0.61	1.42
$\sigma_A^A(W + 2b2\tau)$	1.66	0.59	6.00	6.38	4.06	0.87	0.47	1.09
$\sigma_h^A(W + 2b2\tau)$	5.25	3.70	2.68	1.80	3.92	5.10	4.78	3.44

TABLE 3.4 – Les spectres de masse et les angles de mélange dans le 2HDM type-I, ainsi que les sections efficaces (en fb) provenant de différents canaux de production, sont présentés.

dans ce type, est la production associée d'un boson de Higgs chargé avec un boson Higgs neutre,  $h$  ou  $A$ , i.e.  $pp \rightarrow H^\pm h/A$ , qui mènerait à un état final  $W^\pm + 4\tau$ .

Paramètres	BP1	BP2	BP3	BP4	BP5	BP6	BP7	BP8
$M_h$ (GeV)	83.66	83.23	100.04	115.35	95.12	84.84	103.41	86.87
$M_H$ (GeV)	125.00	125.00	125.00	125.00	125.00	125.00	125.00	125.00
$M_A$ (GeV)	113.60	109.52	93.55	79.30	101.38	108.83	90.46	112.97
$M_{H^\pm}$ (GeV)	166.22	169.14	166.18	158.67	169.99	176.64	186.78	195.68
$\sin(\beta - \alpha)$	-0.10	-0.13	-0.17	-0.10	-0.13	-0.12	-0.13	-0.12
$\tan \beta$	18.57	14.41	10.51	17.42	13.90	15.37	15.36	14.53
$m_{12}^2$ (GeV $^2$ )	367.17	408.42	801.13	728.57	645.95	437.53	631.00	456.00
$\sigma_{2t}^h(2W + 2b2\tau)$	2.42	—	2.54	0.18	—	—	—	—
$\sigma_t^h(2W + 2b2\tau)$	3.61	11.33	3.68	0.19	1.77	13.23	1.84	19.07
$\sigma_{2t}^A(2W + 2b2\tau)$	0.08	—	4.74	6.43	—	—	—	—
$\sigma_t^A(2W + 2b2\tau)$	0.11	0.29	6.88	6.72	0.99	0.30	13.35	0.97
$\sigma_h^h(W + 4\tau)$	17.29	48.02	4.48	0.19	6.29	66.34	7.55	80.44
$\sigma_A^h(W + 4\tau)$	0.54	1.25	8.36	6.72	3.51	1.48	54.84	4.07
$\sigma_{2t}^A(W + 4\tau)$	0.38	0.93	9.33	10.68	3.31	1.14	64.36	3.14
$\sigma_h^A(W + 4\tau)$	12.12	35.62	5.00	0.29	5.94	50.98	8.86	62.04

TABLE 3.5 – Les spectres de masse et les angles de mélange dans le 2HDM type-X, ainsi que les sections efficaces (en fb) provenant de différents canaux de production, sont présentés.

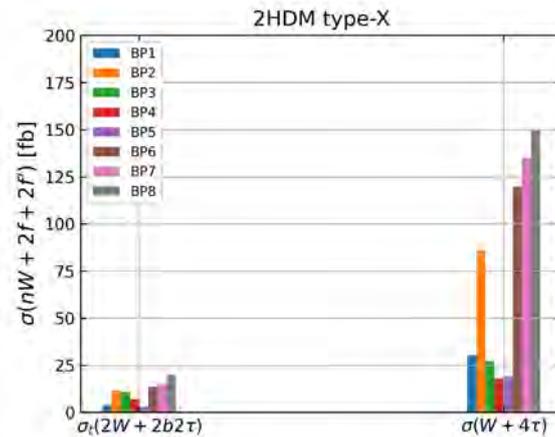


FIGURE 3.8 – Sections efficaces des états finaux  $2W + 2b2\tau$  et  $W + 4\tau$  pour les BPs sélectionnés.

Pour BP1,3 et 4, la condition  $M_{H^\pm} + m_b < m_t$  est satisfaite. Pour BP2,5,6,7 et 8, la condition  $M_{H^\pm} + m_b > m_t$  est satisfaite (de sorte que la production des bosons de Higgs chargés via la désintégration du (anti)quark top est interdite). Pour BP1, le taux de production total de  $2W + 2b2\tau$  provenant des canaux du (anti)quark top est 3.72 fb et celui de  $W + 4\tau$  provenant de la production électrofaible de Higgs est 30.33 fb, environ

6 fois plus grand. De même pour BP3 et BP4. Pour BP2, le taux de production total de  $2W + 2b2\tau$  provenant des canaux du (anti)quark top est 11.62 fb et celui de  $W + 4\tau$  provenant des canaux de production électrofaibles est 85.82 fb. Ces observations sont illustrées dans la Figure 3.8. Par conséquent, la signature  $W + 4\tau$  provenant du modèle électrofaible susmentionné est toujours plus importante que celle  $2W + 2b2\tau$  provenant de la dynamique du processus de (anti)quark top.

### 3.3.3 Signal et bruit de fond

Dans cette section, nous présentons une analyse Monte Carlo (MC) des événements du signal et du bruit de fond au niveau du détecteur. Nous nous concentrons uniquement sur le signal  $pp \rightarrow H^\pm h \rightarrow W^\pm hh \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell + 4b$  dans le 2HDM type-I. Le bruit de fond principal est le processus de production en paire des quarks top ( $t\bar{t}$ ). D'autres bruits de fond réductibles comprennent  $Wbbbb$ ,  $Wjjjj$ ,  $Ztb$ .

Dans une grande partie de l'espace de paramètres permis, en gardant à l'esprit les résultats discutés ci-dessus, nous proposons un nouvel ensemble de BPs présenté dans le Tableau 3.6, qui bénéficie de sections efficaces relativement élevées. Comme on peut le voir dans ce tableau, le boson de Higgs chargé est relativement léger avec une masse variant de 65.11 à 115.66 GeV. De plus, dans cet ensemble de BPs, la masse du boson de Higgs neutre  $h$  est toujours plus petite que la masse de  $H^\pm$ . Le boson  $W^\pm$  provenant de la désintégration  $H^\pm \rightarrow W^{\pm(*)}h$  pourrait être hors de sa couche de masse car la différence de masse entre  $H^\pm$  et  $h$  est toujours inférieure à la masse de  $W^\pm$ , i.e.  $M_{H^\pm} - M_h < M_W$ . Par conséquent, le lepton chargé qui en résulte pourrait être mou dans tous les BPs. Comme mentionné ci-dessus, nous nous concentrons sur la production des bosons de Higgs chargés en association avec un boson de Higgs neutre, i.e.  $pp \rightarrow H^\pm h$ , dont la section efficace pourrait atteindre le niveau de pb. Dans cette optique, notre signal est donné par  $pp \rightarrow H^\pm h \rightarrow W^{\pm(*)}h \rightarrow \ell^\pm \nu + 4b$  et les principaux bruits de fond associés sont  $t\bar{t}$ ,  $Wbbbb$ ,  $Wbbjj$ ,  $Wjjjj$ ,  $Ztb$ , où certains jets normaux seront mal identifiés comme un jet de quark  $b$ .

BP	$M_h$	$M_H$	$M_A$	$M_{H^\pm}$	$\sin(\beta - \alpha)$	$\tan\beta$	$m_{12}^2$	$\sigma(W + 4b)$ (fb)
1	65.11	125.00	112.07	88.51	-0.061	51.14	82.33	807.69
2	69.88	125.00	108.31	85.50	-0.059	41.90	113.63	675.55
3	69.12	125.00	106.14	90.62	-0.092	40.63	115.73	664.89
4	64.39	125.00	107.74	107.61	-0.059	45.03	90.47	521.93
5	65.20	125.00	104.30	106.02	-0.064	57.64	73.50	525.88
6	68.65	125.00	114.53	115.66	-0.098	48.67	96.16	397.13

TABLE 3.6 – Les paramètres du 2HDM ainsi que les sections efficaces du signal au niveau des partons, à une énergie de centre de masse de  $\sqrt{s} = 14$  TeV, sont présentés pour chaque BP. Toutes les masses sont en GeV.

### Génération d'événements

Ici, nous décrivons brièvement le processus de génération d'événements du signal et du bruit de fond.

- Nous utilisons `MadGraph5_aMC@NLO-2.8.2` pour calculer les sections efficaces et générer à la fois les événements du signal et du bruit de fond au niveau des partons. À ce niveau, nous adoptons deux types de coupures (cuts) cinématiques en pseudo-rapacité ( $\eta$ ), en impulsion transverse ( $P_T$ ) et en énergie transverse ( $E_T$ ) manquante (MET) :

$$\text{PC1} : |\eta(\ell, j)| < 2.5, p_{\text{T}}(j, \ell) > 10 \text{ GeV}, R(\ell\ell/jj) > 0.4, \text{MET} > 5 \text{ GeV},$$

$$\text{PC2} : |\eta(\ell, j)| < 2.5, p_{\text{T}}(j, \ell) > 20 \text{ GeV}, R(\ell\ell/jj) > 0.5, \text{MET} > 5 \text{ GeV},$$

où  $j$  se réfère ici au parton et  $\ell$  peut être soit un électron, soit un muon. Dans ce qui suit, nous comparerons les résultats pour deux cas. Après avoir généré les signaux au LO, nous réajustons les sections efficaces du signal aux valeurs indiquées dans le Tableau 3.6.

- Après avoir généré les événements du signal et du bruit de fond au niveau des partons, nous les transmettons à `Pythia8` [186] pour simuler les radiations dans les états initial et final, la gerbe partonique (parton shower) et l’hadronisation et désintégrations des saveurs lourdes.
- Nous utilisons `Delphes-3.4.2` [187] pour simuler les effets du détecteur. Pour regrouper les particules finales en jets dans chaque événement, nous adoptons l’algorithme de jet anti- $k_t$  [188] avec un paramètre de jet  $\Delta R = 0.5$  dans `FastJet` [189]<sup>7</sup>. L’efficacité de mauvaise identification pour un jet de quark  $b$ , qui se réfère à la probabilité qu’un jet léger soit mal identifié comme un jet de  $b$ , est d’environ 0.2%.

Dans le Tableau 3.7, nous listons les sections efficaces des signaux et des bruits de fond après les coupures de génération au niveau des partons. Les signaux sont d’environ 20 à 30 fb pour le cas PC1, tandis qu’ils sont de 3 à 8 fb pour le cas PC2.

	BP1	BP2	BP3	BP4	BP5	BP6	$t\bar{t}$	$Wbbbb$	$Wjjbb$	$Wjjjj$	$Ztb$
PC1	32.59	20.93	26.22	31.94	31.38	26.40	85625	9.45	13474	789960	0.143
PC2	5.39	2.71	4.34	8.31	8.00	7.89	54975	1.48	2940	127545	$9.3 \times 10^{-2}$

TABLE 3.7 – Les sections efficaces (en fb) du signal et des bruits de fond après les coupures au niveau des partons.

Notons que, dans la suite, nous présenterons les taux d’événements correspondant à une énergie de centre de masse de 14 TeV, ainsi qu’une luminosité intégrée de  $300 \text{ fb}^{-1}$ .

### Pré-sélection

Afin de réduire les bruits de fond, nous devons appliquer la technique de b-tagging (identification ou étiquetage des jets issus de quarks  $b$ ), et regrouper les événements selon les états finaux en trois catégories :

- $4b0j$  : quatre jets de  $b$  exclusifs, sans jets normaux.
- $3b1j$  : trois jets de  $b$  exclusifs, un jet normal.

7. Les résultats obtenus avec les algorithmes  $k_t$  [190] ou Cambridge-Aachen [191, 192] sont très similaires.

- $2b2j$  : deux jets de  $b$  exclusifs, deux jets normaux.

	BP1	BP2	BP3	BP4	BP5	BP6
PC1 4b0j	1.39	0.86	1.16	1.78	1.74	1.67
PC1 3b1j	5.18	3.03	4.20	6.34	6.18	5.72
PC1 2b2j	8.28	4.71	6.64	10.22	9.83	9.03
PC2 4b0j	0.15	0.08	0.13	0.31	0.31	0.34
PC2 3b1j	0.47	0.21	0.38	1.01	0.95	0.99
PC2 2b2j	0.57	0.26	0.47	1.28	1.21	1.26

TABLE 3.8 – Section efficace (en fb) du signal après la pré-sélection.

Après la pré-sélection, les sections efficaces des signaux et des bruits de fond des catégories ci-dessus sont listées dans les Tableaux 3.8 et 3.9, respectivement. Les sections efficaces après la pré-sélection ne sont pas proportionnelles aux sections efficaces théoriques, car les efficacités de détection des leptons dépendent de leur impulsion transverse, dont les distributions sont différentes pour différents BPs. Lorsque la différence de masse entre  $H^\pm$  et  $h$  est faible, le lepton sera mou (ainsi que le jet de  $b$  lorsque  $M_h$  est faible) et par conséquent il sera difficile à être mesuré par le détecteur. Les sections efficaces dans PC1 sont beaucoup plus importantes que dans PC2, ce qui est dû au fait que plus de leptons et de jets de  $b$  survivront dans les coupures lâches.

	$t\bar{t}$	$Wbbbb$	$Wjjbb$	$Wjjjj$	$Ztb$
PC1 4b0j	572.94	0.42	36.69	108.34	0.022
PC1 3b1j	5226.43	1.51	354.22	699.25	0.054
PC1 2b2j	29583.0	2.67	2316.04	6480.41	0.073
PC2 4b0j	98.96	$8.6 \times 10^{-2}$	4.54	6.96	$9.53 \times 10^{-3}$
PC2 3b1j	1658.4	$2.61 \times 10^{-1}$	56.92	89.81	$2.56 \times 10^{-2}$
PC2 2b2j	14704.8	$3.34 \times 10^{-1}$	522.13	939.82	$3.02 \times 10^{-2}$

TABLE 3.9 – Section efficace (en fb) des bruits de fond après la pré-sélection.

Afin d'améliorer davantage le rapport signal/bruit, il est important de reconstruire le boson de Higgs neutre léger, le boson de Higgs chargé et le boson  $W$  dans les événements simulés en se basant sur les caractéristiques du signal, en plus de reconstruire également le quark top selon le bruit de fond principal  $t\bar{t}(\rightarrow \ell\nu jjbb)$  (voir Annexe D).

### Signifiance

Après les coupures cinématiques, les significances sont résumées dans le Tableau 3.10. Pour PC1, la plupart des BPs ont une grande significiance pour être détectés au LHC pour les trois catégories. Pour PC2, la plupart des significiances sont supérieures à 3 lorsque les états finaux sont  $4b0j$ . Notons que nous pouvons obtenir une significiance suffisamment grande en combinant les trois catégories. Pour ces BPs, la significiance dépend principalement de la section efficace du signal et de la masse du boson de Higgs chargé, car une

masse plus grande du boson de Higgs chargé donnera des leptons et des jets de  $b$  plus durs, ce qui augmentera les efficacités de mesure de ces particules.

	$p_T(b, j, \ell) = 10$ GeV			$p_T(b, j, \ell) = 20$ GeV		
	2b2j	3b1j	4b0j	2b2j	3b1j	4b0j
BP1	6.16	10.97	18.77	0.69	2.31	3.7
BP2	3.9	7.11	14.71	0.31	1.14	2.08
BP3	5.0	9.25	17.29	0.53	1.92	3.38
BP4	3.79	7.17	7.9	0.86	1.34	5.23
BP5	3.84	7.15	9.49	0.84	2.72	5.14
BP6	3.05	6.04	9.21	0.83	2.71	4.97

TABLE 3.10 – Les significances pour les BPs lorsque  $p_T(b, j, \ell) = 10$  et 20 GeV.

Afin d'avoir une vision panoramique du modèle, nous prenons l'état final  $4b0j$  comme exemple et effectuons une analyse de tous l'espace des paramètres adoptés lorsque  $\sqrt{s} = 14$  TeV et  $L = 300$  fb $^{-1}$ . Les significances prédites dans le plan  $(M_h, M_{H^\pm})$  pour le cas  $4b0j$  sont présentées dans la Figure 3.9. Les événements ont été générés avec les coupures PC1 et PC2. La Figure 3.9 montre qu'il y a des signaux clairs à quatre jets de particules dans la région où  $M_h$  est comprise entre 40 et 80 GeV et  $M_{H^\pm}$  est dans l'intervalle entre 80 et 130 GeV pour les coupures PC1 et PC2. La signification maximale pourrait atteindre 8.0 pour PC1 et 5.4 pour PC2.

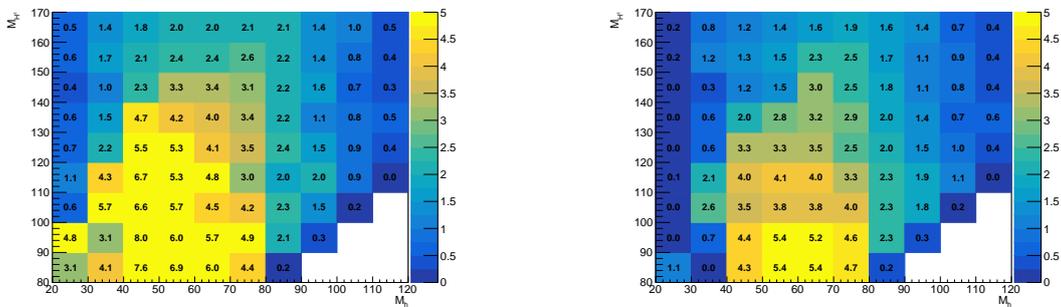


FIGURE 3.9 – Les significances prédites dans le plan  $(M_h, M_{H^\pm})$  lorsque les états finaux sont  $4b0j$  pour PC1 (à gauche) et PC2 (à droite), avec  $\sqrt{s} = 14$  TeV et  $L = 300$  fb $^{-1}$ .

Dans la Figure 3.10, similaire à la Figure 3.9, nous présentons les significances prédites dans le plan  $(\sin(\beta - \alpha), \tan \beta)$ . Le boson de Higgs chargé pourrait être accessible lorsque  $\sin(\beta - \alpha)$  est dans l'intervalle entre  $-0,18$  et  $-0,04$ , et  $\tan \beta$  est dans l'intervalle entre 5 et 40. Pour PC1 et PC2, les significances maximales sont presque les mêmes, la légère différence provient des incertitudes statistiques lors de la génération des événements du signal.

Comme résultat principal de cette étude, qui a pour but d'analyser le signal  $\ell^\pm \nu_\ell + 4b$  au LHC lorsque la luminosité est de 300 fb $^{-1}$ , nous trouvons que notre signal peut être recherché dans le cas  $4b0j$  lorsque  $p_T(j, \ell) = 20$  GeV et dans tous les cas lorsque  $p_T(j, \ell) = 10$  GeV.

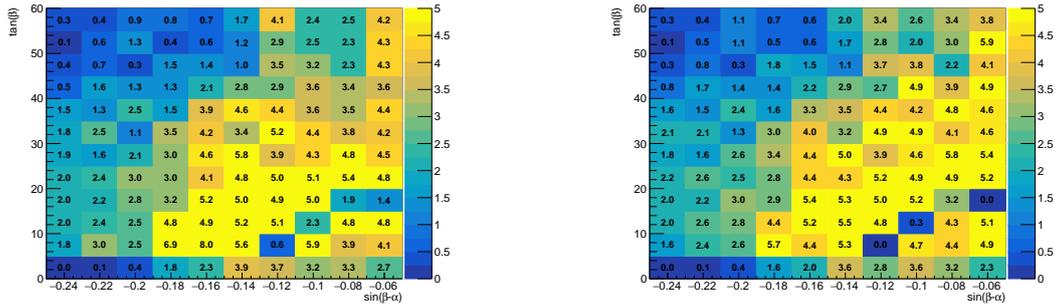


FIGURE 3.10 – Les significances prédites dans le plan  $(\sin(\beta - \alpha), \tan \beta)$  lorsque les états finaux sont  $4b0j$  pour PC1 (à gauche) et PC2 (à droite), avec  $\sqrt{s} = 14$  TeV et  $L = 300$  fb $^{-1}$ .

### 3.4 Recherche du boson de Higgs chargé dans l'état final à quatre photons au LHC

Dans la présente analyse, tout comme l'analyse précédente, nous supposons que le boson de Higgs CP-even  $H$  est le boson de Higgs de type MS observé, dont les propriétés sont consistantes avec les mesures du LHC. Dans ce cas,  $h$  est plus léger que 125 GeV alors que  $A$ , cette fois-ci, pourrait être soit plus léger soit plus lourd que  $h$ , comme indiqué dans le Tableau 3.1 (balayage-2). Nous nous concentrons sur la possibilité d'un  $H^\pm$  léger, dans le 2HDM type-I, se désintégrant en un  $h$  fermiophobique et un boson  $W$ . Nous considérons le cas où  $H^\pm$  est produit via le processus  $pp \rightarrow W^{\pm(*)} \rightarrow H^\pm(\rightarrow W^\pm h)h$  menant à un signal  $W^\pm + 4\gamma$  très propre.

#### 3.4.1 Le $h$ fermiophobique dans le 2HDM type-I

Dans le MS, la désintégration de  $h$  en une paire de photons ( $h \rightarrow \gamma\gamma$ ) est un processus à l'ordre d'une boucle dominé par la contribution de  $W$ , qui est partiellement annulée par une contribution secondaire des quarks top. Dans le 2HDM, on a en plus une contribution additionnelle de  $H^\pm$ . Dans le type-I, on a les couplages suivants pour l'état de Higgs CP-even  $h$  :  $hW^+W^- \propto \sin(\beta - \alpha)$ ,  $hq\bar{q} \propto \cos \alpha / \sin \beta$  tandis que le vertex  $hH^+H^-$  est donné par les paramètres du potentiel scalaire (voir Section 2.2.2).

Dans notre scénario avec  $H$  étant le boson de Higgs de type MS, la contribution de  $W^\pm$  à la désintégration  $h \rightarrow \gamma\gamma$  est supprimée par le facteur  $\sin(\beta - \alpha) \approx 0$ . Pour la contribution fermionique, le couplage est proportionnel à

$$\cos \alpha = \sin \beta \sin(\beta - \alpha) + \cos \beta \cos(\beta - \alpha). \quad (3.1)$$

Pour des valeurs négatives de  $\sin(\beta - \alpha)$  et positives de  $\cos(\beta - \alpha)$ , il est clair que  $\cos \alpha$  s'annulera pour un choix particulier de  $\tan \beta$ . Lorsque ce scénario se produit, étant donné ses couplages aux fermions sont proportionnels à  $\cos \alpha$ ,  $h$  devient fermiophobique [193]. Par conséquent,  $h \rightarrow f\bar{f}$  et  $h \rightarrow gg$  (via la contribution du quark top) disparaissent, alors que  $h \rightarrow \gamma\gamma$  domine, en particulier avant l'ouverture du canal de désintégration  $h \rightarrow VV^*$  (ou  $h \rightarrow V^*V^*$ ), qui est supprimé par l'espace de phase. En outre, le canal  $h \rightarrow Z^*A$  lorsque  $M_A < M_h$  est censés entrer en compétition avec  $h \rightarrow \gamma\gamma$  dans la limite fermiophobique. Si  $h \rightarrow Z^*A$  est n'est pas ouvert, le BR( $h \rightarrow \gamma\gamma$ ) peut atteindre 100%.

Dans le panneau gauche de la Figure 3.11, nous montrons les rapports de branchement  $\text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$  et  $\text{BR}(h \rightarrow \gamma\gamma)$  en fonction de  $\cos \alpha / \sin \beta$ . Pour  $\cos \alpha / \sin \beta = 0$ , il est clair que le canal  $h \rightarrow \gamma\gamma$  domine avec un rapport de branchement qui peut atteindre des valeurs environ 80%. Dans le panneau droit, nous illustrons le  $\text{BR}(h \rightarrow \gamma\gamma)$  en fonction de  $M_h$ , où la corrélation avec  $\cos \alpha / \sin \beta$  est indiquée par la barre de couleur. Nous constatons sur le graphique qu'avant l'ouverture du canal  $h \rightarrow WW^*$ , le  $\text{BR}(h \rightarrow \gamma\gamma)$  pourrait atteindre jusqu'à 80% pour de petites valeurs de  $\cos \alpha / \sin \beta$ .

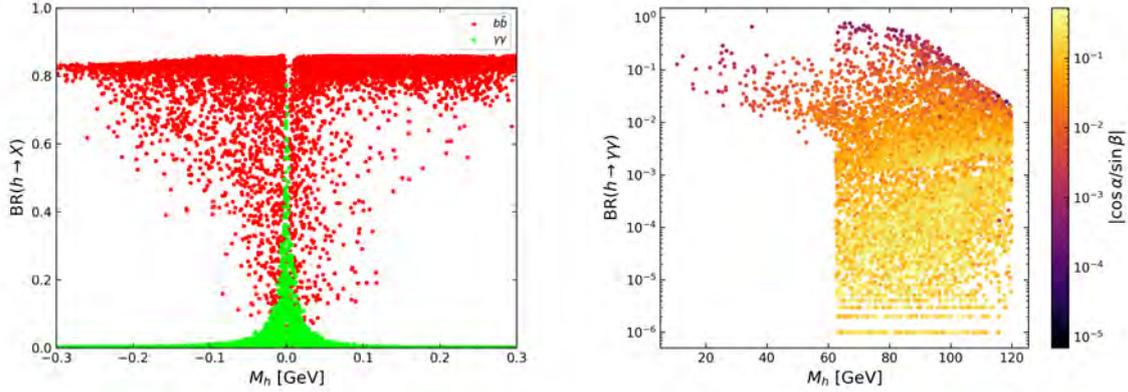


FIGURE 3.11 – À gauche : Rapports de branchement des désintégrations  $h \rightarrow b\bar{b}$  (rouge) et  $h \rightarrow \gamma\gamma$  (vert). À droite :  $\text{BR}(h \rightarrow \gamma\gamma)$  en fonction de  $M_h$ , avec la barre de couleur indiquant  $|\cos \alpha / \sin \beta|$ .

### 3.4.2 $pp \rightarrow H^\pm h$ et son état final $W^\pm + 4\gamma$

Comme indiqué précédemment, nous mettons l'accent sur un boson de Higgs chargé léger produit en association avec un boson de Higgs neutre  $h$ . Nous calculons la section efficace de production au LO, avec  $\sqrt{s} = 14$  TeV, en utilisant MadGraph@aMC\_NLO-2.7.3. Il convient de noter que les corrections NNLO-QCD augmentent la section efficace au niveau de l'arbre d'un facteur d'environ 1.35 [145]. Dans notre étude, nous ne présenterons que les résultats au niveau de l'arbre.

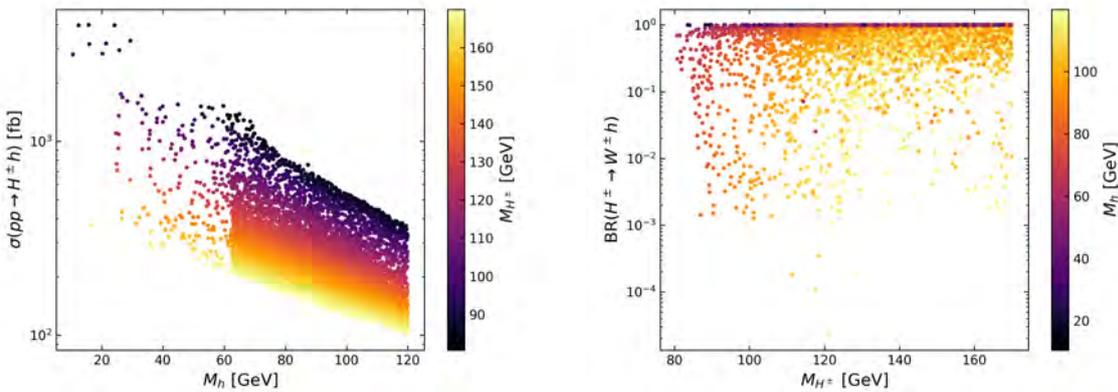


FIGURE 3.12 – À gauche : Section efficace de  $pp \rightarrow H^\pm h$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV en fonction de  $M_h$ , avec la barre de couleur indiquant  $M_{H^\pm}$ . À droite : Rapport de branchement  $\text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h)$  dans le plan  $(M_h, M_{H^\pm})$ .

Dans la Figure 3.12 (à gauche), nous illustrons les valeurs de  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm h)$  en fonction de  $M_h$ , avec la barre de couleur indiquant  $M_{H^\pm}$ , pour les points de l'espace des paramètres survivant à toutes les contraintes théorique et expérimentale. Il est clairement visible que la section efficace de production pourrait atteindre le niveau de pb pour un  $h$  relativement léger et un  $H^\pm$  léger. Les résultats peuvent, en effet, être interprétés par les deux facteurs suivants : le couplage  $H^\pm W^\mp h$ , qui est proportionnel à  $\cos(\beta - \alpha)$  et est maximisé dans notre scénario ( $H \equiv H_{\text{MS}}$ ) ; l'espace de phase offert en raison d'un  $h$  et/ou  $H^\pm$  légers. Cette section efficace peut être comparable, voire dépasser, la production d'un boson de Higgs chargé léger via la désintégration du quark top, i.e.  $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \bar{t}bH^\pm$ , surtout pour de grandes valeurs de  $\tan\beta$ , où le couplage de  $H^\pm$  aux fermions est supprimé dans le 2HDM type-I (voir Section 3.3).

Passons maintenant à la désintégration d'un boson de Higgs chargé en un  $W^\pm$  et un  $h$ , i.e.  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$ . Similaire à la production de  $H^\pm h$ , la désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  est régie par le même couplage ( $\cos(\beta - \alpha)$ ) et est également maximisée dans notre scénario. La Figure 3.12 (à droite) montre clairement que le rapport de branchement  $\text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h)$  peut atteindre 100% pour un  $h$  très léger. Notons que  $\text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A)$  n'est pertinent que lorsque  $M_A \lesssim 100$  GeV<sup>8</sup>. Le rapport de branchement  $\text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm H)$  est supprimé dans notre scénario par le facteur  $\sin^2(\beta - \alpha)$ .

En combinant toutes ces observations, la grande section efficace de production de  $H^\pm h$ , la désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  dominante et la possibilité d'un  $h$  fermiophobique se désintégrant principalement en une paire de photons, on peut immédiatement anticiper une section efficace significative pour l'état final  $W^\pm + 4\gamma$ . Cette anticipation est confirmée par la Figure 3.13, où l'on constate que la section efficace totale pour notre signal,  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm h \rightarrow W^\pm hh \rightarrow W^\pm + 4\gamma)$ , peut dépasser 100 fb pour un  $h$  léger. De plus, ce signal (où  $W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu$ , avec  $\ell = e, \mu$ ) est caractérisé par une faible contamination de bruit de fond expérimental, le distinguant nettement des signaux abordés dans la Section 3.3. Ainsi, il pourrait offrir une grande signifiante.

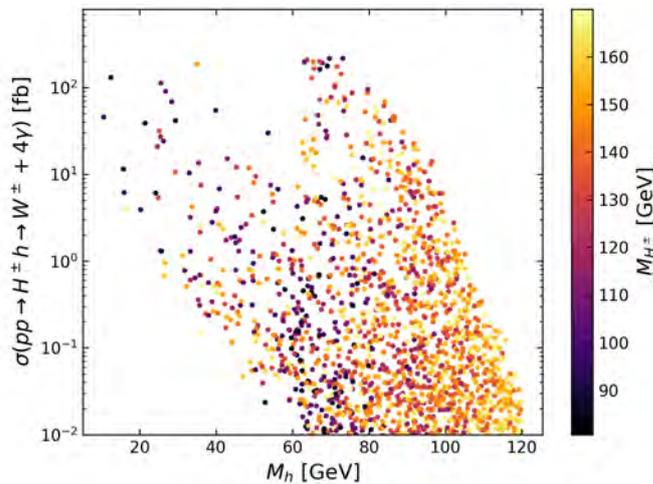


FIGURE 3.13 – Section efficace du signal  $\sigma(W^\pm + 4\gamma)$  en fonction de  $M_h$ , avec la barre de couleur montrant la masse de  $H^\pm$ .

8. En fait, il y a une corrélation entre les rapports de branchement de  $H^\pm$  et la masse de  $A$ . Nous en discuterons plus en détail dans le chapitre suivant, où nous considérons un espace de paramètres plus général que celui adopté ici.

### 3.4.3 Benchmark points

Pour étudier la possibilité d'observer la signature  $W^\pm + 4\gamma \rightarrow \ell^\pm\nu + 4\gamma$  au LHC, nous proposons 14 BPs présentés dans le Tableau 3.11. Il y a trois commentaires à faire sur ces 14 BPs.

- La masse du boson de Higgs chargé peut varier de 91.49 à 168.69 GeV. Le boson de Higgs CP-even  $h$  est toujours plus léger que 125 GeV et plus léger que l'état  $H^\pm$ . Le boson  $W^\pm$  provenant de la désintégration du boson de Higgs chargé  $H^\pm \rightarrow W^{\pm(*)}h$  pourrait être soit sur sa couche de masse, soit hors de sa couche de masse. S'il est hors de sa couche de masse, le lepton chargé qui en émerge pourrait être mou, comme dans BP4-BP10.
- Le paramètre  $\sin(\beta - \alpha)$  est contraint par les données du boson de Higgs de type MS issues du LHC via les mesures de  $H \rightarrow W^\pm W^{\pm(*)}$  et  $ZZ^*$ , car les rapports de branchement de ces modes de désintégration sont proportionnels à  $\cos^2(\beta - \alpha)$ . Les données actuelles du LHC sur le boson de Higgs exigent essentiellement que  $|\sin^2(\beta - \alpha) = 1 - \cos^2(\beta - \alpha)| < 0.10$ , ce qui conduit à un intervalle  $|\sin(\beta - \alpha)| < 0.3$ .
- Pour ces BPs, le processus principal de production d'un boson de Higgs chargé est  $pp \rightarrow H^\pm h$ , dont la section efficace est calculé à  $\sqrt{s} = 13$  et 14 TeV.

BP	$M_h$	$M_A$	$M_{H^\pm}$	$\sin(\beta - \alpha)$	$\tan \beta$	$m_{12}^2$	$\sigma_{13}(W + 4\gamma)$ (fb)	$\sigma_{14}(W + 4\gamma)$ (fb)
1	25.57	72.39	111.08	-0.074	13.58	11.97	101.40	112.55
2	35.12	111.24	151.44	-0.076	13.32	16.66	167.75	186.20
3	45.34	162.07	128.00	-0.136	7.57	80.96	10.76	11.93
4	53.59	126.09	91.49	-0.127	8.00	51.16	27.05	29.88
5	63.13	85.59	104.99	-0.055	18.10	190.24	179.31	198.61
6	65.43	111.43	142.15	-0.087	11.52	325.36	174.49	194.30
7	67.82	79.83	114.09	-0.111	8.94	326.32	177.72	197.23
8	69.64	195.73	97.43	-0.111	8.86	357.10	196.04	217.18
9	73.18	108.69	97.34	-0.122	8.06	594.64	193.56	214.57
10	84.18	115.26	148.09	-0.067	14.82	473.88	61.92	68.98
11	68.96	200.84	155.40	-0.112	8.64	531.46	62.02	69.14
12	71.99	91.30	160.10	-0.104	9.74	472.22	58.99	65.80
13	74.08	102.49	163.95	-0.092	10.56	503.74	55.58	62.04
14	81.53	225.76	168.69	-0.101	9.75	501.29	51.85	57.91

TABLE 3.11 – Les paramètres du 2HDM et les sections efficaces au niveau des partons, avec  $\sqrt{s} = 13$  et 14 TeV, pour chaque BP sont présentés. Toutes les masses sont en GeV ( $M_H = 125$  GeV).

Ainsi, étant donné que notre signal est donné par  $pp \rightarrow H^\pm h \rightarrow W^\pm hh \rightarrow \ell^\pm\nu + 4\gamma$ ,

les processus de bruit de fond dominants sont  $W^\pm + 4j0\gamma$ ,  $W^\pm + 3j1\gamma$ ,  $W^\pm + 2j2\gamma$  et  $W^\pm + 1j3\gamma$ , où il y a une certaine probabilité qu'un jet soit confondu avec un photon.

### 3.4.4 Analyse Monte Carlo

Dans cette section, nous présentons une analyse MC au niveau du détecteur, incluant à la fois des événements de signal et de bruit fond.

#### Génération d'événements

Nous décrirons brièvement le processus de génération d'événements MC. Pour ce faire, nous utilisons `MadGraph5_aMC@NLO-2.8.2` afin de générer des événements au niveau des partons pour les processus du signal et du bruit de fond. Nous adoptons les coupures cinématiques suivantes afin d'améliorer l'efficacité de la génération d'événements MC :

$$|\eta(\ell, j, \gamma)| < 2.5, \quad p_T(j, \gamma, \ell) > 10 \text{ GeV}, \quad \Delta R(\ell, j, \gamma) > 0.5, \quad \text{MET} > 5 \text{ GeV}. \quad (3.2)$$

Les événements du signal sont générés au LO, les sections efficaces pour chaque BP au LHC avec  $\sqrt{s} = 13$  (14) TeV sont indiquées dans les deux dernières colonnes du Tableau 3.11. Les bruits de fond sont traités au LO. Il est important de souligner que, une fois les coupures de sélection appliquées, le signal sera essentiellement libre de bruit de fond pour tous les BPs.

Les événements sont ensuite transmis à `Pythia8` pour simuler les radiations dans les états initial et final, la gerbe partonique et l'hadronisation. Finalement, nous utilisons `Delphes-3.4.2` pour simuler les effets du détecteur. Pour chaque événement, nous regroupons les particules finales en jets et nous adoptons l'algorithme de jet anti- $k_t$  avec le paramètre de jet  $\Delta R = 0.5$  dans `FastJet`. Conformément à l'analyse ATLAS présentée dans la Référence [194], nous prendrons comme taux de photons falsifiés la valeur 0.001, qui décrit la probabilité qu'un jet soit mal identifié comme un photon.

Notons que, dans ce qui suit, nous présenterons des taux d'événements correspondant à une énergie au LHC de 13 et 14 TeV, et à une luminosité intégrée de  $300 \text{ fb}^{-1}$ .

#### Signifiance

Étant donné que les bosons  $W^\pm$  à l'état final peuvent être soit sur leur couche de masse soit hors de leur couche de masse, selon le BP, nous adoptons ici deux ensembles de coupures pour examiner comment les efficacités peuvent varier. Le premier ensemble de coupures est

$$p_T^\gamma > 10 \text{ GeV}, \quad p_T^\ell > 20 \text{ GeV}, \quad (3.3)$$

et le deuxième ensemble de coupures est

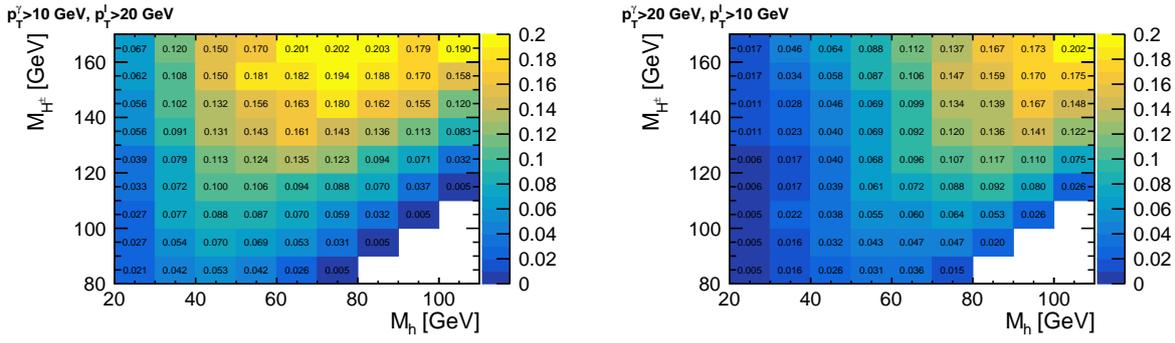
$$p_T^\gamma > 20 \text{ GeV}, \quad p_T^\ell > 10 \text{ GeV}. \quad (3.4)$$

Pour déterminer les efficacités fiduciaires<sup>9</sup> de chaque point de l'espace des paramètres, nous utilisons la relation suivante :

$$\epsilon = \sigma(\text{cuts}) \times \epsilon_{\text{det}} / \sigma(\text{no cuts}), \quad (3.5)$$

9. Au niveau des partons, les efficacités sont déterminées par  $\epsilon = \sigma(\text{cuts})/\sigma(\text{no cuts})$  [195].

13 TeV



14 TeV

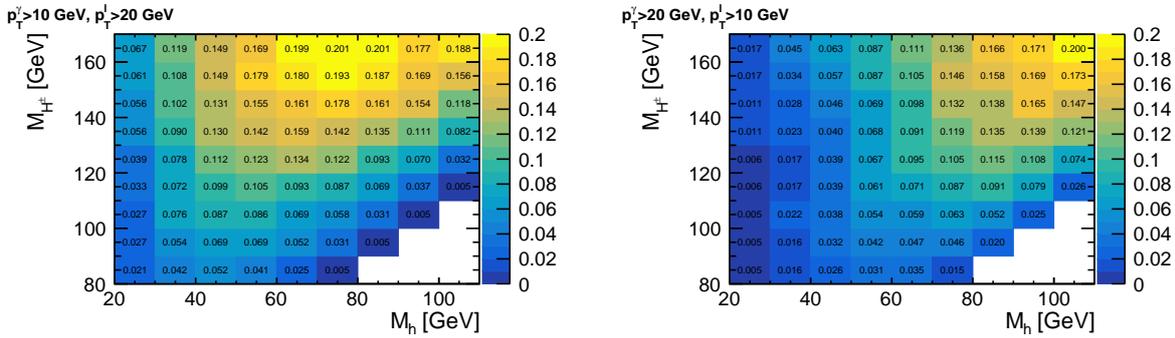


FIGURE 3.14 – Efficacité fiduciale  $\epsilon$  pour la détection du signal via la signature  $\ell\nu_\ell + 4\gamma$  au niveau du détecteur pour les deux ensembles de coupures donnés dans les équations (3.3) (à gauche) et (3.4) (à droite).

où  $\epsilon_{\text{det}}$  est l'efficacité au niveau du détecteur définie par (voir Annexe D)

$$\epsilon_{\text{det}} = 10^{-3 n_j} \times \epsilon_\ell \times \epsilon_\gamma^{4-n_j}, \quad (3.6)$$

avec  $n_j$  désigne le nombre de jets et  $4 - n_j$  désigne le nombre de photons. Les efficacités fiduciales sont présentées dans la Figure 3.14 pour les deux ensembles de coupures, qui montrent une forte dépendance des masses des bosons de Higgs chargé et neutre. Évidemment, dans la région des paramètres où le  $W^\pm$  est sur sa couche de masse et où  $h$  n'est pas trop léger, une plus grande efficacité peut être obtenue. En revanche, dans la région de l'espace des paramètres avec un  $h$  très léger (disons  $M_h$  autour de 25 GeV), la perte du signal est causée par des photons mous tandis que, dans la région de l'espace des paramètres avec  $M_{H^\pm} - M_h$  petit, la perte du signal est causée par des leptons mous. Lorsque nous comparons nos deux ensembles de coupures, nous pouvons voir que le premier a une meilleure efficacité d'acceptation que le second pour couvrir une plus grande région de l'espace des paramètres.

Avant de passer au calcul des significances de notre signal pour les BPs introduites, nous présentons le Tableau 3.12 dans le but de confirmer l'affirmation faite dans la Référence [195], à savoir qu'aucun des bruits de fond n'est réellement observable pour toute luminosité réaliste du LHC et du LHC à haute luminosité (HL-LHC). (Les résultats sont présentés ici pour 13 TeV, mais la conclusion est la même pour 14 TeV). Nous présentons également les sections efficaces prédites pour les signaux émergeant des BPs après avoir pris en compte les coupures et l'efficacité d'acceptation du détecteur dans les Tableaux

3.13 et 3.14, où nous avons considéré  $\sqrt{s} = 13$  et 14 TeV, respectivement. Comme les flux de quark ne peuvent pas être considérablement augmentés lorsque l'énergie de collision passe de 13 à 14 TeV, nous constatons que les sections efficaces des processus de signal ne peuvent augmenter que de 5 à 10% entre les deux énergies de centre de masse.

Processus	Section efficace (fb)	Après la sélection
$W^\pm + 4j0\gamma$	145890	0
$W^\pm + 3j1\gamma$	1730	0
$W^\pm + 2j2\gamma$	10.2	$2.55 \times 10^{-4}$
$W^\pm + 1j3\gamma$	0.0282	$1.52 \times 10^{-4}$
$W^\pm + 0j4\gamma$	$1.69 \times 10^{-5}$	$5.71 \times 10^{-6}$

TABLE 3.12 – Les sections efficaces des processus de bruits de fond avec  $\sqrt{s} = 13$  TeV sont données, après avoir pris en compte les coupures et les effets du détecteur.

Section efficace (fb)	MG	Après la sélection	Estimation
BP1	2.09	0.42	0.49
BP2	7.43	1.89	1.87
BP3	0.57	0.15	0.15
BP4	1.17	0.29	0.30
BP5	9.49	2.57	2.55
BP6	12.48	3.65	3.60
BP7	10.42	2.90	2.90
BP8	8.09	2.18	2.16
BP9	7.31	1.98	1.95
BP10	4.72	1.47	1.47
BP11	4.65	1.39	1.38
BP12	4.59	1.39	1.39
BP13	4.36	1.34	1.33
BP14	4.23	1.34	1.35

TABLE 3.13 – Les sections efficaces de nos processus de signal avec  $\sqrt{s} = 13$  TeV sont données, après avoir pris en compte les coupures et les effets du détecteur (nous montrons également les résultats de notre estimation analytique).

Une remarque s'impose à ce stade, concernant le nombre d'événements utilisés dans notre analyse MC pour les processus de signal et de bruit de fond. Étant donné que la section efficace du signal et celles des bruits de fond dominants  $W + 2j2\gamma$ ,  $W + 1j3\gamma$  et  $W + 4\gamma$  sont de l'ordre de  $1 \sim$  à 10 fb, 10.2 fb, 0.028 fb et  $1.7 \times 10^{-5}$  fb, respectivement, nous pensons que le nombre de points MC générés,  $10^6$  ou plus, est suffisant pour éviter les grandes fluctuations statistiques. De plus, bien qu'il soit clair que les sections efficaces des processus de bruit de fond  $W + 4j$  et  $W + 3j\gamma$  sont extrêmement grandes, après avoir pris en compte le taux de photons faux pour un jet ( $10^{-3}$ ) (et en utilisant  $W + 2j2\gamma$  comme processus de référence), il est raisonnable d'estimer que la contribution de ces

Section efficace (fb)	MG	Après la sélection	Estimation
BP1	2.27	0.44	0.52
BP2	8.02	2.00	1.99
BP3	0.62	0.15	0.16
BP4	1.27	0.31	0.32
BP5	10.19	2.68	2.68
BP6	13.46	3.86	3.81
BP7	11.26	3.10	3.07
BP8	8.76	2.30	2.29
BP9	7.87	2.09	2.05
BP10	5.16	1.59	1.58
BP11	5.03	1.48	1.47
BP12	4.93	1.47	1.46
BP13	4.76	1.44	1.43
BP14	4.61	1.43	1.44

TABLE 3.14 – Les sections efficaces de nos processus de signal avec  $\sqrt{s} = 43$  TeV sont données, après avoir pris en compte les coupures et les effets du détecteur (nous montrons également les résultats de notre estimation analytique).

deux processus ne dépasserait pas  $10^{-5}$  à  $10^{-6}$  fb, qui sont donc présentés comme des zéros dans le Tableau 3.12.

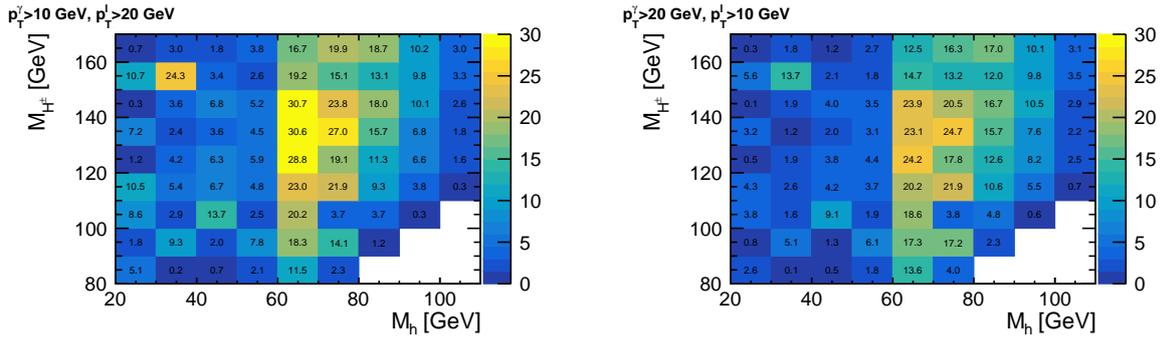
Pour calculer les significances, en raison du petit nombre d'événements de bruit de fond, nous pouvons négliger ces derniers en toute sécurité. Par conséquent, les significances prédites peuvent être calculées en utilisant la relation  $N_S/\sqrt{N_S + N_B} \sim \sqrt{N_S}$ . Les résultats correspondants sont présentés dans le Tableau 3.15. Nous trouvons que les significances prédites sont supérieures à 5 pour tous les 14 BPs, dans notre scénario 2HDM type-I, lorsque la luminosité est supposée être de  $300 \text{ fb}^{-1}$ , à la fois à  $\sqrt{s} = 13$  et 14 TeV.

BP	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
$\sigma_{13\text{TeV}}$	12.1	23.7	6.7	9.4	27.4	32.6	29.2	25.2	23.9	20.8	20.2	20.3	19.9	19.9
$\sigma_{14\text{TeV}}$	12.5	24.4	7.0	9.8	28.4	33.9	30.3	26.2	24.8	21.8	21.1	21.0	20.8	20.8

TABLE 3.15 – Les significances pour les 14 BPs au LHC sont présentées, où la luminosité est supposée être de  $300 \text{ fb}^{-1}$  à la fois à  $\sqrt{s} = 13$  et 14 TeV.

Les significances prédites pour les deux énergies de centre de masse et une luminosité de  $300 \text{ fb}^{-1}$  dans le plan  $(M_h, M_{H^\pm})$  sont présentées dans la Figure 3.15, qui sont obtenues à partir de la convolution décrite des sections efficaces de production avec les efficacités de coupure et d'acceptation au niveau du détecteur. Pour obtenir les résultats donnés ici, pour chaque point sur le plan  $(M_h, M_{H^\pm})$ , nous permettons à  $\tan\beta$  et  $\sin(\beta - \alpha)$  de varier et prenons la signification maximale. Dans une telle figure, il convient de souligner que, lorsque  $M_h < 62,5$  GeV, le mode de désintégration  $H \rightarrow hh$  est ouvert. Par conséquent, moins de points dans l'espace des paramètres sont autorisés par les données du boson de Higgs collectées au LHC, de sorte que les significances prédites diminuent lorsque  $M_h$  atteint

13 TeV



14 TeV

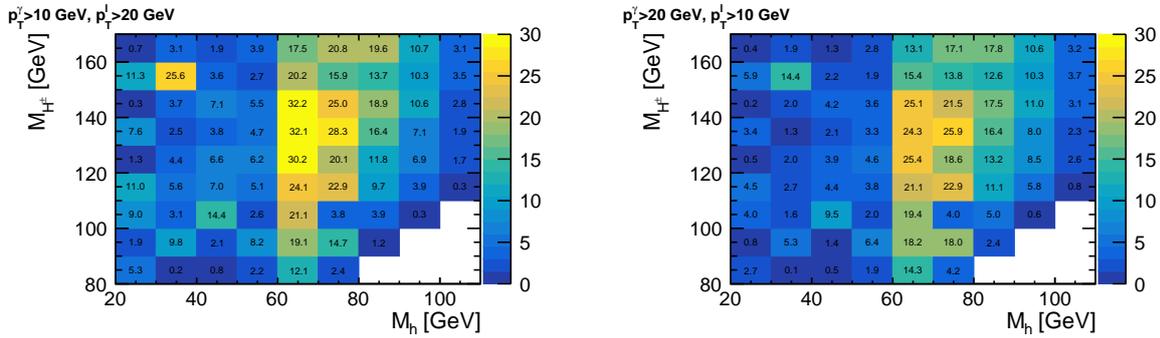


FIGURE 3.15 – Significances prédites dans le plan  $(M_h, M_{H^\pm})$  pour les deux ensembles de coupures donnés dans les équations (3.3) (à gauche) et (3.4) (à droite), lorsque  $\sqrt{s} = 13$  TeV (en haut) et  $\sqrt{s} = 14$  TeV (en bas) ainsi que  $L = 300 \text{ fb}^{-1}$ .

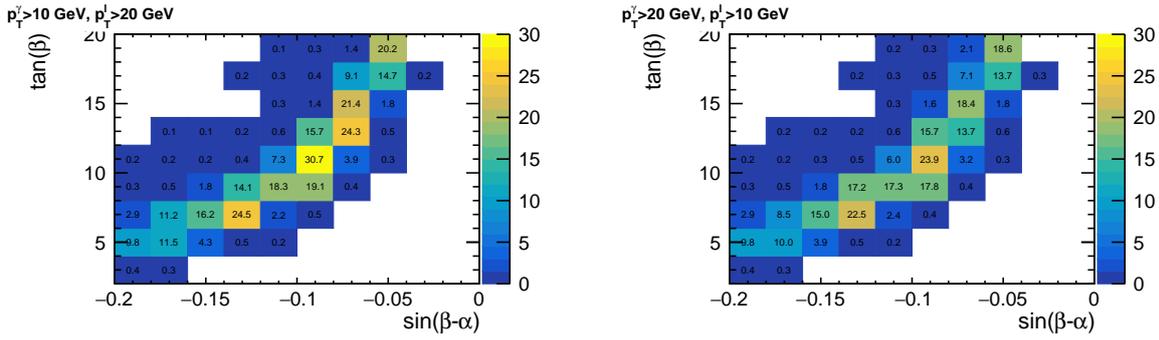
la valeur de 62.5 GeV. Une autre caractéristique remarquable est que les significances prédites sont supérieures à 5 pour presque tous les points du plan  $(M_h, M_{H^\pm})$ . En fait, seuls quelques points de la grille ont une signification inférieure à 2. Ainsi, tout l'espace des paramètres intéressant de notre 2HDM type-I peut être soit exclu, soit découvert par la totalité des données accumulées au Run 3 et/ou seulement 1/10 au HL-LHC.

Les significances prédites dans le plan  $(\sin(\beta - \alpha), \tan \beta)$  sont illustrées dans la Figure 3.15 pour  $\sqrt{s} = 13$  (en haut) et 14 TeV (en bas). Cette figure montre clairement qu'un certain ajustement fin de  $\sin(\beta - \alpha)$  et/ou  $\tan \beta$  est nécessaire pour obtenir de grandes significances. Cependant, pour tout  $\tan \beta > 5$ , il existe toujours un choix de  $\sin(\beta - \alpha)$  qui permet de faire une déclaration définitive aux deux phases du LHC considérées sur la partie de l'espace des paramètres du 2HDM type-I que nous avons échantillonnée.

### 3.5 Conclusion

Plus précisément, les équipes expérimentales du LHC recherchent actuellement des états de  $H^\pm$  dans des réalisations du 2HDM en supposant qu'ils sont produits en association avec des (anti)quarks top. L'avantage d'exploiter de tels processus de production est double. D'une part, les quarks (anti)top sont produits (en paire) via des interactions QCD, qui ne dépendent donc pas des paramètres au-delà du MS. D'autre part, étant induits par la QCD, les sections efficaces correspondantes au LHC sont plutôt grandes. Cependant, lorsqu'il s'agit de l'interaction du (anti)quark top avec les bosons de Higgs chargés, via un

13 TeV



14 TeV

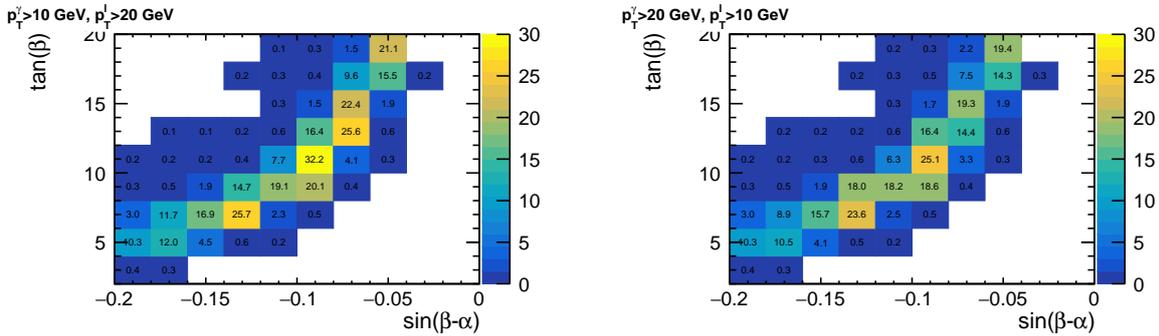


FIGURE 3.16 – Significances prédites dans le plan  $(\sin(\beta - \alpha), \tan \beta)$  pour les deux ensembles de coupures donnés dans les équations (3.3) (à gauche) et (3.4) (à droite), lorsque  $\sqrt{s} = 13$  TeV (en haut) et  $\sqrt{s} = 14$  TeV (en bas) ainsi que  $L = 300 \text{ fb}^{-1}$ .

vertex  $H^+ t \bar{b}$ , une dépendance des paramètres au-delà du MS devient manifeste. Cela peut être attribué aux différentes façons dont les deux doublets de Higgs de cette construction au-delà du MS peuvent donner une masse aux fermions, quarks et leptons élémentaires, via des couplages de Yukawa. Il y a généralement quatre choix possibles pour le faire, appelés types. Ici, nous nous sommes intéressés à deux d'entre eux, connus sous le nom de type-I et type-X. Dans ces deux réalisations du 2HDM, les taux de production et de désintégration de  $H^\pm$  associés aux processus impliquant des (anti)quarks top peuvent être dépassés par ceux dans lesquels les bosons de Higgs chargés sont produits via des interactions électrofaibles qui ne dépendent que de la jauge (i.e., qu'elles ne dépendent pas des paramètres du 2HDM), lorsque les états de  $H^\pm$  sont recherchés via leurs désintégrations  $H^\pm \rightarrow W^\pm h/A$  et que le boson de Higgs du MS découvert au LHC est identifié à l'état CP-even lourd du 2HDM,  $H$ , de sorte que l'état CP-even léger,  $h$ , et l'état CP-odd,  $A$ , sont plus légers en comparaison.

Dans ce travail, nous avons étudié la production des bosons de Higgs chargés via les processus  $pp \rightarrow H^\pm \phi$  ( $\phi = h, A$ ) et  $pp \rightarrow H^+ H^-$  au LHC avec  $\sqrt{s} = 14$  TeV dans le 2HDM type-I et type-X, après avoir pris en compte toutes les contraintes théoriques et expérimentales actuelles. En utilisant ces mécanismes de production et en permettant les désintégrations  $H^\pm \rightarrow W^\pm h/A$  dans toutes les combinaisons possibles, nous avons examiné dans un premier temps les états finaux à quatre fermions,  $2W^\pm + 4b$ ,  $2W^\pm + 2\tau 2b$ ,  $W^\pm + 4b$ ,  $W^\pm + 2\tau 2b$  et  $W^\pm + 4\tau$ , comme des nouveaux canaux de découverte. Nous avons ainsi comparé leur rendement à celui des canaux impliquant des (anti)quarks top et montré

que les premiers peuvent être plus importants que les seconds pour une large gamme de valeurs de  $M_{H^\pm}$ , lorsque  $\tan\beta$  est grand. Cependant, la région la plus intéressante de l'espace des paramètres du 2HDM dans les deux types étudiés ici est celle où  $M_{H^\pm} \lesssim m_t$ , car elle donne des taux d'événements potentiellement détectables pour la plupart des états finaux mentionnés ci-dessus. Ainsi, afin de permettre aux collaborations ATLAS et CMS de confirmer ou d'infirmer cette possibilité, nous avons proposé une variété de BPs dans le 2HDM type-I et type-X qui se prêtent à une investigation expérimentale. Nous avons présenté une analyse MC de la signature  $W^\pm + 4b$  dans le but de faciliter l'investigation expérimentale. Nous avons trouvé que le signal  $pp \rightarrow H^\pm h \rightarrow W^{\pm(*)} h \rightarrow \ell^\pm \nu + 4b$  pourrait être recherché dans le cas  $4b0j$  lorsque  $p_T(j, \ell) > 20$  GeV et dans tous les cas lorsque  $p_T(j, \ell) > 10$  GeV. Une étude MC de l'état final  $W^\pm + 2b2\tau$  a été reportée à des travaux futurs. Dans un deuxième temps, nous avons en outre étudié la signature  $W^\pm + 4\gamma$  provenant de la production associée du boson de Higgs chargé avec un état de Higgs neutre léger dans le 2HDM type-I (i.e.,  $pp \rightarrow H^\pm h \rightarrow W^\pm hh \rightarrow W^\pm + 4\gamma$ ). Dans ce scénario, pour  $\alpha \approx 0$  (ou  $\sim \pi/2$ ) (et certains choix particuliers des autres paramètres),  $h$  pourrait être fermiophobe, se désintégrant entièrement ou principalement en deux photons, tandis que  $H^\pm$  pourrait se désintégrer principalement en  $W^\pm h$ . Dans ces conditions, nous avons démontré que ce mode de production et de désintégration pourrait mener à un état final à quatre photons, avec un taux d'événement plutôt significatif. Nous avons ensuite examiné la faisabilité d'une telle signature au LHC avec une énergie de collision de 13 et 14 TeV ainsi qu'une luminosité intégrée de  $300 \text{ fb}^{-1}$ , où le boson  $W^\pm$  associé à  $4\gamma$  se désintègre de manière leptonique en électrons et muons. Notre étude est une analyse au niveau du détecteur qui utilise une génération d'événements MC, incluant la gerbe partonique, l'hadronisation et les désintégrations de saveurs lourdes. Nous avons montré que même en présence d'un bruit de fond généré par des photons réels et faux (provenant de jets), le signal est essentiellement libre de bruit de fond, de sorte que les significances ne dépendent que des sections efficaces du signal et des luminosités intégrées du collisionneur. Nous avons également fourni des estimations fiables de l'efficacité du détecteur qui peuvent faciliter l'estimation de la significiance du signal dans l'espace des paramètres pertinents du 2HDM type-I, ce que nous considérons comme utile pour les groupes de travail actuels du LHC. Enfin, pour des analyses expérimentales plus approfondies, nous avons également publié 14 BPs, où le boson  $W^\pm$  peut être soit sur sa couche de masse, soit hors de sa couche de masse, selon la différence de masse  $M_{H^\pm} - M_h$ .

# Chapitre 4

## Production du boson de Higgs chargé via $pp \rightarrow H^\pm W^\mp$ et $pp \rightarrow H^\pm bj$ au LHC

### 4.1 Introduction

Outre la confirmation des prédictions du MS, la découverte du boson de Higgs, au LHC, à 125 GeV a marqué le début d'une nouvelle ère de la physique au-delà du MS. Dans de nombreuses extensions du MS, le secteur de Higgs prédit l'existence de bosons de Higgs supplémentaires en plus de celui du MS, où la particule de Higgs chargée suscite une attention particulière, comme dans le 2HDM. En fait, la majorité des recherches expérimentales sur cette particule chargée se concentrent sur les canaux de désintégration fermioniques. En l'absence de tout excès d'événement observable, des limites supérieures sont établies sur les rapports de branchement pertinents. Pour un boson de Higgs chargé lourd, les principales causes sont l'énorme bruit de fond et la section efficace de production ( $pp \rightarrow H^\pm tb$ ) relativement faible. Pour un boson de Higgs chargé léger, le canal de recherche  $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$  présente un rapport de branchement plutôt faible. Il est donc dans notre meilleur intérêt de prendre en compte d'autres désintégrations de  $H^\pm$  afin d'étendre sa portée dans les expériences de collisionneurs. Récemment, des initiatives ont été prises pour améliorer la sensibilité des collisionneurs à la recherche d'un boson de Higgs chargé en explorant ses modes de désintégration bosoniques.

Dans le Chapitre 3, nous avons étudié en détail les perspectives de découverte d'un boson de Higgs chargé dans le contexte du 2HDM, en explorant les modes de production  $pp \rightarrow H^\pm h$  et  $pp \rightarrow H^+ H^-$ . Nous avons démontré que ces modes de production suivis des désintégrations bosoniques  $H^\pm \rightarrow W^\pm h/A$  pourraient être les canaux de découverte les plus prometteurs pour  $H^\pm$  et  $h$  ou  $A$ .

Le but de ce chapitre est d'étudier la production célibataire d'un boson de Higgs chargé en association avec un boson  $W$ , ainsi qu'avec un quark bottom et un jet léger au LHC, i.e.  $pp \rightarrow H^\pm W^\mp$  et  $pp \rightarrow H^\pm bj$ , dans le 2HDM type-I et type-X. Ces modèles prédisent encore un boson de Higgs chargé léger avec des taux de production et de désintégration significatifs. Dans cette étude, nous effectuons un balayage général de l'espace des paramètres<sup>1</sup> et examinons les différentes signatures possibles au LHC résultant des canaux de production susmentionnés suivis de désintégrations bosoniques  $H^\pm \rightarrow W^\pm h/A$ .

De nombreuses études sont consacrées au processus de production  $pp \rightarrow H^\pm W^\mp$  dans la littérature. Le calcul de la section efficace au LO peut être trouvé dans les Références

---

1. Nous adoptons le même scénario que dans le Chapitre 3, où la particule observée au LHC en 2012 est supposée être  $H$  avec une masse de 125 GeV.

[115, 117, 196, 197, 198]. Des corrections radiatives au-delà de LO ont été calculées dans les Références [199, 200, 201, 202]. Des études phénoménologiques peuvent être trouvées dans les Références [116, 133, 145, 203, 204, 205, 206]. La perspective expérimentale de voir la synthèse  $W^\pm H^\mp$  au LHC avec la désintégration subséquente  $H^- \rightarrow \bar{t}b$  [116] et  $H^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$  [204, 205] a également été étudiée. Le processus de production  $pp \rightarrow H^\pm bj$  a été, en outre, étudié pour la première fois dans le cadre du MSSM [118]. Dans cette étude, les deux canaux de désintégration  $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$  et  $H^\pm \rightarrow tb$  sont considérés, selon la masse de  $H^\pm$ . Dans le 2HDM, le taux de production de  $pp \rightarrow H^\pm bj$  et sa sensibilité à  $\tan\beta$  ont été discutés dans la Référence [119]. Dans le même cadre, une analyse au niveau des partons (en supposant une production célibataire du top avec la désintégration subséquente  $t \rightarrow H^+b$ ) peut être trouvée dans la Référence [133]. De plus, une analyse incluant la gerbe partonique et des effets du détecteur est réalisée dans la Référence [207].

Ce chapitre est organisé comme suit. Dans la Section 4.2, nous présentons notre espace des paramètres adopté. Dans la Section 4.3, nous examinons les processus de production d'intérêt. Nos signatures au LHC sont discutées dans la Section 4.4 et les BPs sélectionnés sont présentés dans la Section 4.5. Nous exposons nos conclusions dans la Section 4.6,

## 4.2 Espace des paramètres

Nous procédons à une analyse exhaustive de l'espace des paramètres du 2HDM (type-I et type-X) en utilisant le code 2HDMC-1.8.0, en considérant le scénario inversé où le boson de Higgs observé au LHC avec une masse de 125 GeV est attribué à l'état  $H$ . Cette étude est réalisée pour le balayage des paramètres indiqué dans le Tableau 4.1. Nous avons pris soin de vérifier que chaque point satisfait les contraintes expérimentales et théoriques imposées.

Paramètre	Balayage
$M_h$	[15, 700]
$M_H$	125.09
$M_A$	[15, 700]
$M_{H^\pm}$	[80, 700]
$\sin(\beta - \alpha)$	[-0.5, 0.5]
$\tan\beta$	[2, 25]
$m_{12}^2$	$[0, m_h^2 \sin\beta \cos\beta]$
$\lambda_6 = \lambda_7$	0

TABLE 4.1 – Paramètres du 2HDM et leurs gammes de balayage (toutes les masses sont en GeV).

Du point de vue théorique, nous avons assuré que les conditions d'unitarité, de perturbativité et de stabilité du vide étaient respectées. Du côté expérimental, nous avons utilisé les résultats de l'ajustement suivant pour les paramètres  $S$  et  $T$  (avec  $U = 0$ ) [21] :

$$S = 0.05 \pm 0.08, \quad T = 0.09 \pm 0.07, \quad \rho_{ST} = 0.92, \quad (4.1)$$

où  $\rho_{ST}$  est le coefficient de corrélation entre  $S$  et  $T$ . Notons que nous avons utilisé le code 2HDMC-1.8.0 pour vérifier les contraintes théoriques susmentionnées, ainsi que pour

calculer les paramètres obliques  $S$  et  $T$ . De plus, nous avons utilisé HiggsBounds-5.10.2 pour s'assurer que les états de Higgs autres que  $H$  satisfont les contraintes du LEP, du Tevatron et du LHC. Nous avons également explicitement vérifié que chaque point balayé est compatible avec la mesure de la largeur de désintégration du boson  $Z$  au LEP,  $\Gamma_Z = 2.4952 \pm 0.0023$  GeV [208]. Plus précisément, la largeur partielle  $\Gamma(Z \rightarrow hA)$ , lorsqu'elle est cinématiquement possible, a été choisie pour satisfaire l'incertitude expérimentale à  $2\sigma$  de la mesure. HiggsSignals-2.6.2 a été utilisé pour s'assurer la cohérence de la masse et des taux de signal de  $H$  avec les données du LHC sur l'état observé à 125 GeV. Les observables pertinentes de la physique des saveurs ont été calculées en utilisant le code SuperIso v4.1.

Afin de respecter les contraintes ci-dessus, en particulier celles des paramètres obliques,  $M_H$ ,  $M_A$  et  $M_{H^\pm}$  doivent être proches les uns des autres. Une telle exigence est sensible au paramètre  $T$  qui corrèle fortement ces masses. Dans ce scénario ( $H \equiv H_{\text{MS}}$ ),  $M_{H^\pm}$  et  $M_A$  ne peuvent pas être très grands. Dans le 2HDM type-I, nous trouvons que  $M_{H^\pm} \lesssim 643$  GeV et  $M_A \lesssim 659$  GeV, tandis que dans le type-X  $M_{H^\pm} \lesssim 637$  GeV et  $M_A \lesssim 634$  GeV. Nous devons noter que ces limites supérieures ne sont pas absolues. Ces limites pourraient être dépassées par d'autres points permis.

Dans la Figure 4.1, nous montrons les rapports de branchement  $\text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h)$  (à gauche) et  $\text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A)$  (à droite) dans le plan  $(M_A, M_{H^\pm})$ . Comme déjà montré dans le Chapitre 3, il est clair que ces désintégrations sont dominantes. Le canal de désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  domine avec un rapport de branchement atteignant 100%, surtout lorsque  $M_A \sim M_{H^\pm}$ . Le canal  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  ne domine qu'aux faibles masses de  $A$  et  $H^\pm$  ( $M_A \lesssim 100$  GeV et  $M_{H^\pm} \lesssim 180$  GeV). Ainsi, nous trouvons que  $M_A$  est un facteur crucial dans la recherche  $H^\pm$  dans les désintégrations  $W^\pm A$  et  $W^\pm h$ . Le canal  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  ne domine qu'à faible  $M_A$ , en particulier lorsque  $M_A \lesssim 100$  GeV. Une fois ce seuil franchi, la désintégration  $W^\pm h$  devient la plus dominante car elle bénéficie de plus d'espace de phase<sup>2</sup>. Les résultats du 2HDM type-X sont assez similaires à ceux du type-I avec moins de points passant les contraintes discutées ci-dessus.

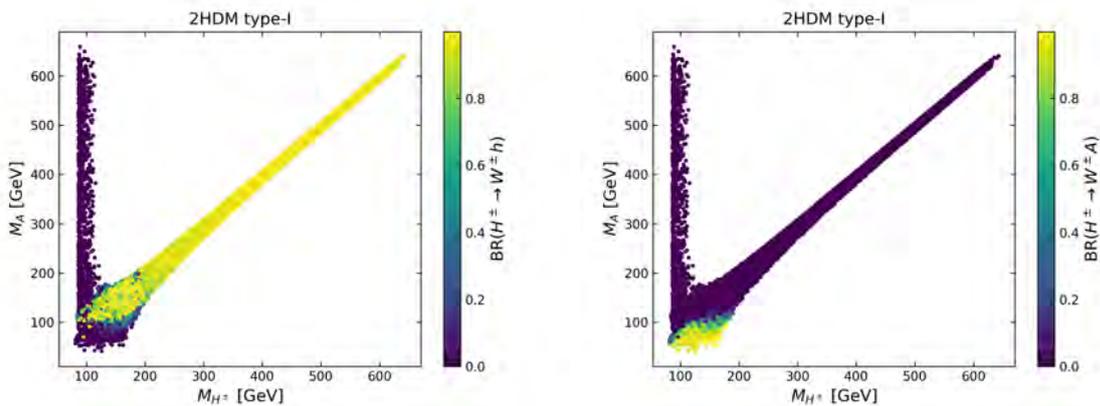


FIGURE 4.1 –  $\text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm h)$  (à gauche) et  $\text{BR}(H^\pm \rightarrow W^\pm A)$  (à droite) dans le plan  $(M_{H^\pm}, M_A)$ .

2. Si l'on suppose que  $h$  est l'état observé à 125 GeV au LHC, avec  $M_h = 125.09$  GeV et  $M_H$  variant de 126 à 700 GeV, le canal  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  domine jusqu'à ce que  $M_A \sim 125$  GeV. Au-delà de ce seuil, une forte compétition se produit entre les désintégrations  $tb$  et  $W^\pm H$ .

## 4.3 Production du boson de Higgs chargé au LHC

### 4.3.1 Production de $H^\pm W^\mp$

L'un des canaux de production les plus importants d'un boson de Higgs chargé, qui mérite une attention particulière, est sa production associée avec un boson  $W$ . Les diagrammes de Feynman pour ce canal sont modélisés en quatre sous-processus distincts, comme illustré dans la Figure 4.2, chacun contribuant à la section efficace de production de  $H^\pm W^\mp$ . La contribution  $b\bar{b}$  provient de deux sous-processus, le canal non résonnant (Figure 4.2 (a)) et résonnant (Figure 4.2 (b)), tandis que les deux autres contributions sont données par les canaux non résonnant et résonnant initiés par  $gg$ , qui sont représentés respectivement dans les Figures 4.2 (c) et (d).

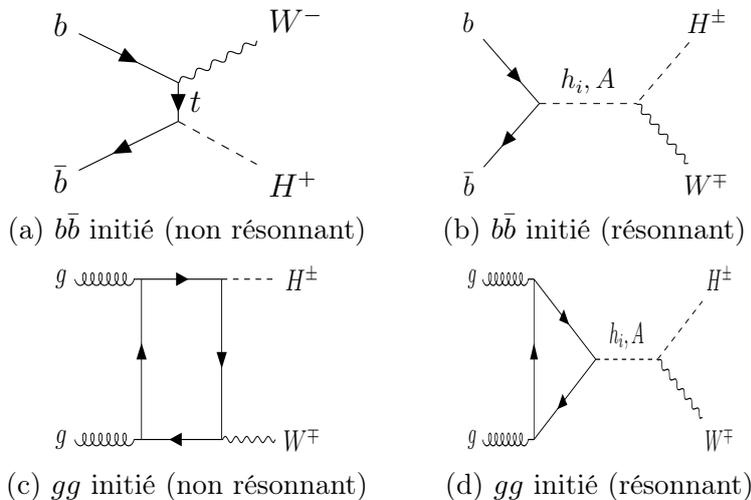


FIGURE 4.2 – Diagrammes de Feynman contribuant à la production de  $H^\pm W^\mp$  au LHC.

Au niveau de l'arbre, la contribution dominante à la production de  $H^\pm W^\mp$  est celle de  $b\bar{b}$ , tandis que la contribution  $gg$  domine à l'ordre d'une boucle. Les sections efficaces de ces contributions<sup>3</sup> sont calculées au LO en utilisant le code `MadGraph@amc_NLO-2.7.3`, en considérant  $\sqrt{s} = 14$  TeV et en utilisant l'ensemble de PDF `MMHT2014` [209]. Il convient de noter que la correction NLO approximative (aNLO) améliore la section efficace  $\sigma(b\bar{b} \rightarrow H^\pm W^\mp)$  d'environ 23% au maximum, tandis qu'une amélioration d'environ 38% peut être obtenue, dans une certaine gamme de masses du boson de Higgs chargé, si la correction aNNLO est considérée [202]. Cependant, le processus  $pp \rightarrow H^\pm W^\mp$  est évalué uniquement au LO. Nous pensons que l'inclusion de corrections d'ordre supérieur ne changerait pas notre présentation et nos conclusions car ces corrections sont positives dans la gamme de masses de  $H^\pm$  considérée (voir Figure 4.3). Il n'y aurait qu'une amélioration des taux de section efficace prédits en fonction de la masse du boson de Higgs chargé (voir, par exemple, Tableau 4.2).

3. Nous négligeons le canal résonnant  $b\bar{b}$  (Figure 4.2 (b)) car les couplages de Yukawa sont faibles dans les deux types du 2HDM. La contribution résonnante  $gg$  n'est pertinente que lorsque  $M_h > M_{H^\pm} + M_W$  ou  $M_A > M_{H^\pm} + M_W$ . Bien que les contraintes des paramètres obliques favorisent la dégénérescence de masse, en particulier pour les grandes masses de  $H^\pm$ , une seule des conditions susmentionnées peut être satisfaite. Et comme nous nous concentrons sur les désintégrations  $H^\pm \rightarrow W^\pm h/A$ , le canal résonnant  $gg$  (Figure 4.2 (d)) n'est plus pertinent dans notre scénario. Ce canal,  $gg \rightarrow A \rightarrow H^\pm W^\mp$ , entre en compétition avec le canal  $gg \rightarrow A \rightarrow Zh$  près de la limite d'alignement.

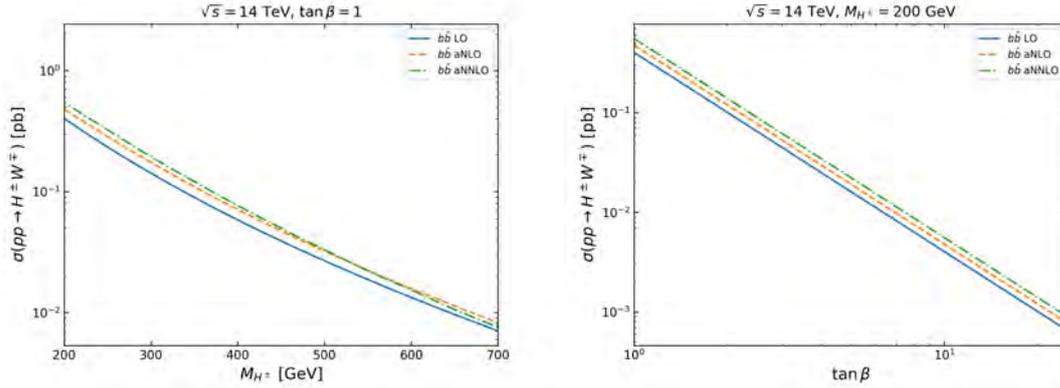


FIGURE 4.3 – Section efficace de  $pp \rightarrow b\bar{b} \rightarrow H^\pm W^\mp$ , à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, en fonction de  $M_{H^\pm}$  pour  $\tan\beta = 1$  (à gauche) et en fonction de  $\tan\beta$  pour  $M_{H^\pm} = 200$  GeV (à droite).

Paramètre	BP1	BP2	BP3	BP4
$M_h$ (GeV)	125.09	125.09	94.95	95.26
$M_H$ (GeV)	135.07	144.62	125.09	125.09
$M_A$ (GeV)	200.95	219.65	167.86	182.56
$M_{H^\pm}$ (GeV)	226.20	259.66	200.47	215.42
$\sin(\beta - \alpha)$	0.994	0.985	0.175	0.199
$\tan\beta$	3.97	2.77	3.15	2.90
$m_{12}^2$ (GeV <sup>2</sup> )	4322.16	6675.80	2116.11	2198.06
$\sigma_{\text{LO}}^h(b\bar{b} \rightarrow H^\pm W^\mp)$	19.16	27.52	40.11	40.44
$\sigma_{\text{aNLO}}^h(b\bar{b} \rightarrow H^\pm W^\mp)$	23.20	33.67	47.91	48.75
$\sigma_{\text{aNNLO}}^h(b\bar{b} \rightarrow H^\pm W^\mp)$	26.38	38.13	54.38	55.34

TABLE 4.2 – Points sélectionnés pour le 2HDM type-I (les sections efficaces sont en fb).

Les points dans la Figure 4.4 illustrent la section efficace de production  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm W^\mp)$  en fonction de  $M_{H^\pm}$ , avec la barre de couleur indiquant  $\tan\beta$ . Il est évident que ces sections efficaces atteignent leur maximum à de faibles valeurs de  $\tan\beta$ . Cela s'explique par le couplage  $H^\pm tb$ , qui est proportionnel à  $1/\tan\beta$ . La section efficace est, en effet, prédite comme étant indépendante du scénario considéré ( $h \equiv H_{\text{MS}}$  ou  $H \equiv H_{\text{MS}}$ ). La seule différence réside dans les contraintes théoriques et expérimentales sur chaque scénario. Nous ne considérons ici que le scénario où  $H \equiv H_{\text{MS}}$ . Dans le 2HDM type-I, la section efficace  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm W^\mp)$  peut atteindre 148 fb. Dans le type-X, le comportement est presque identique à celui du type-I. (Les restrictions du LHC sur la physique du boson de Higgs constituent la principale différence.) Par exemple, une telle section efficace atteint sa valeur maximale (28 fb) à environ  $M_{H^\pm} \sim 154$  GeV. De plus, il y a une baisse remarquable à  $M_{H^\pm} \simeq M_A \sim 350$  GeV, expliquée par la limite d'exclusion de la recherche du canal  $A \rightarrow Zh$  au LHC. Une telle contrainte exclut de manière significative les valeurs faibles à intermédiaires de  $\tan\beta$  près de cette région de masse. Il est intéressant de noter

que nous avons combiné les canaux initiés par  $b\bar{b}$  et  $gg$  pour évaluer la section efficace de production de  $H^\pm W^\mp$ .

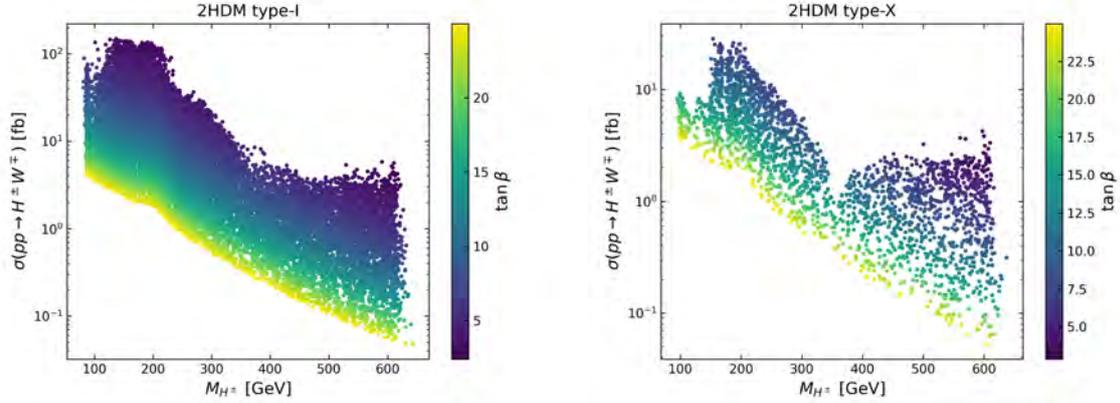


FIGURE 4.4 – Section efficace du processus  $pp \rightarrow H^\pm W^\mp$ , à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, en fonction de  $M_{H^\pm}$ , avec  $\tan \beta$  est indiqué par la barre de couleur. Les graphiques à gauche (à droite) présentent les résultats pour le 2HDM type-I (type-X).

### 4.3.2 Production de $H^\pm bj$

En plus de la production de  $H^\pm W^\mp$  discutée précédemment, la production d'un boson de Higgs chargé en association avec un quark bottom et un jet au LHC, i.e.  $pp \rightarrow H^\pm bj$ , est également intéressante pour des petites valeurs de  $\tan \beta$  dans les deux types du 2HDM considérés. Les diagrammes de Feynman pour ce processus de production sont illustrés dans la Figure 4.5. Il y a deux sous-processus principaux, le canal initié par  $b$  ( $qb \rightarrow q'H^\pm b$ ) et le canal initié par  $\bar{b}$  ( $q\bar{b} \rightarrow q'H^\pm \bar{b}$ ). La Figure 4.5 (a) montre l'échange du top dans le canal  $s$  tandis que la Figure 4.5 (c) illustre cet échange dans le canal  $u$ . Les Figures 4.5 (b) et (d) représentent les diagrammes de Feynman dans le canal  $t$  avec les contributions des bosons de Higgs neutres.

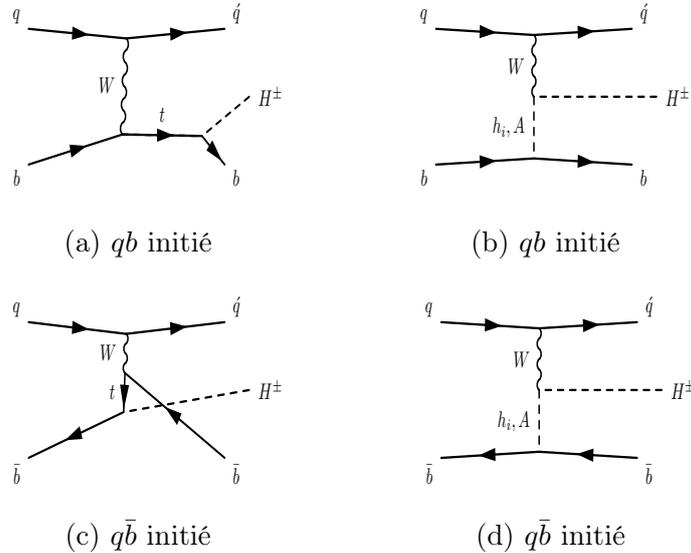


FIGURE 4.5 – Diagrammes de Feynman contribuant à la production de  $H^\pm bj$  au LHC.

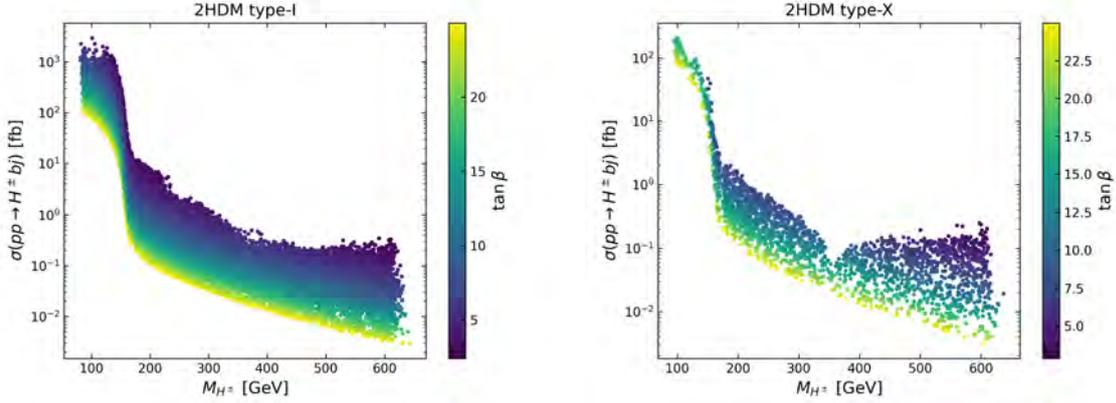


FIGURE 4.6 – Section efficace du processus  $pp \rightarrow H^\pm bj$ , à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, en fonction de  $M_{H^\pm}$ , avec  $\tan \beta$  est indiqué par la barre de couleur. Les graphiques à gauche (à droite) présentent les résultats pour le 2HDM type-I (type-X).

Dans la Figure 4.6, nous présentons la section efficace du processus  $pp \rightarrow H^\pm bj$  en fonction de  $M_{H^\pm}$ . Le graphique montre clairement que cette section efficace augmente pour de petites valeurs de  $\tan \beta$  et de  $M_{H^\pm}$ , en particulier lorsque le quark top est produit sur sa couche de masse ( $M_{H^\pm} < m_t - m_b$ ). Dans cette région de masse, la contribution du quark top dans le canal  $s$  domine la section efficace (Figure 4.5 (a)), atteignant des valeurs allant jusqu'à 2,9 pb dans le 2HDM type-I. Cependant, d'autres diagrammes (Figure 4.5 (b)) contribuent également de manière significative dans la région où le quark top est hors de sa couche de masse ( $M_{H^\pm} > m_t - m_b$ ), notamment ceux impliquant les couplages  $H^\pm W^\mp h$  et  $H^\pm W^\mp A$ . De plus, la Figure 4.6 montre que la section efficace diminue rapidement lorsque  $M_{H^\pm} > m_t - m_b$  en raison de l'annulation entre le diagramme du top et ceux impliquant les couplages  $H^\pm W^\mp h/A$ . Dans le type-X, les résultats sont presque similaires aux ceux du type-I, avec une section efficace atteignant environ 204 fb de sa valeur maximale possible à une masse  $M_{H^\pm}$  d'environ 99 GeV.

## 4.4 Signatures au LHC

Dans de larges parties de l'espace des paramètres permis (en particulier dans le type-I du 2HDM), la désintégration du boson de Higgs chargé en un boson  $W$  et un boson de Higgs neutre ( $h$  ou  $A$ ) est significativement dominante et est favorisée par la limite d'alignement. Pour les désintégrations des bosons de Higgs neutres, nous considérons principalement les canaux  $bb$ ,  $\tau\tau$  et  $\gamma\gamma$ . Dans cette optique, nous nous concentrons sur les signatures suivantes :

$$\sigma^S(pp \rightarrow xWW) = \sigma(pp \rightarrow H^\pm W^\mp \rightarrow W^\pm SW^\mp \rightarrow xW^\pm W^\mp), \quad (4.2)$$

$$\sigma^S(pp \rightarrow xWbj) = \sigma(pp \rightarrow H^\pm bj \rightarrow W^\pm Sbj \rightarrow xW^\pm bj), \quad (4.3)$$

où  $S$  peut être soit  $h$  ou  $A$ , et  $x$  représente  $bb$ ,  $\tau\tau$  ou  $\gamma\gamma$ . Dans ce cas, nous nous attendons à un ou deux bosons  $W$  accompagnés d'une paire de quarks bottom, de leptons tau ou de photons comme signatures d'un boson de Higgs chargé.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, nous choisissons  $M_H = 125,09$  GeV et explorons les autres paramètres du 2HDM tels qu'illustrés dans le Tableau 4.1. Nous examinons d'abord les signatures impliquant la désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$ . Nous présentons

dans la Figure 4.7 la section efficace du signal  $\sigma^h(pp \rightarrow xWW)$  en fonction des masses de  $A$  et  $H^\pm$ . Les panneaux supérieurs de la figure montrent les états finaux  $bbWW$  et  $\tau\tau WW$  dans le 2HDM type-I. Les sections efficaces totales n'atteignent leur maximum qu'aux faibles masses de  $A$  et  $H^\pm$ , en particulier au-dessus du seuil  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$ . On constate que la section efficace de la signature  $bbWW$  (en haut à gauche) pourrait atteindre des valeurs supérieures à 100 fb, tandis que la signature  $\tau\tau WW$  (en haut à droite) atteint 10 fb. Les panneaux inférieurs de la figure présentent les résultats du 2HDM type-X. On peut voir que nos états finaux sont intéressants dans certaines régions intermédiaires et également grandes de  $M_A$  et  $M_{H^\pm}$ . Ceci est dû à la dominance du canal  $H^\pm \rightarrow \tau\nu_\tau$  à faible  $M_{H^\pm}$ . Comme prévu, la section efficace de  $\tau\tau WW$  est la plus importante dans ce type de Yukawa, atteignant des valeurs supérieures à 20 fb. En revanche, le taux de l'état final  $bbWW$  est faible par rapport à la prédiction du type-I.

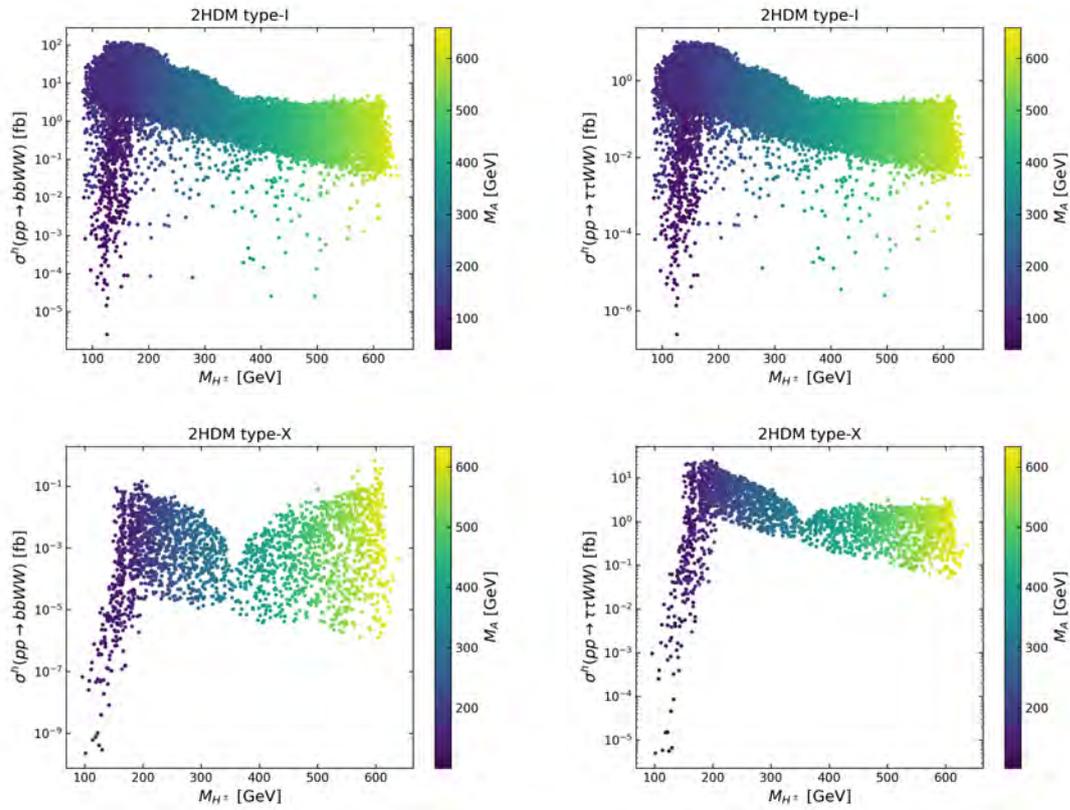


FIGURE 4.7 –  $\sigma^h(pp \rightarrow bbWW)$  (panneaux à gauche) et  $\sigma^h(pp \rightarrow \tau\tau WW)$  (panneaux à droite) en fonction de  $M_{H^\pm}$ , avec la barre de couleur indiquant  $M_A$ . Les panneaux supérieurs (inférieurs) présentent les résultats pour le 2HDM type-I (type-X).

Dans la Figure 4.8, nous présentons les signatures provenant du processus de production  $pp \rightarrow H^\pm bj$ . Les panneaux supérieurs montrent les sections efficaces totales  $\sigma^h(pp \rightarrow bbWbj)$  (en haut à gauche) et  $\sigma^h(pp \rightarrow \tau\tau Wbj)$  (en haut à droite) en fonction de  $M_{H^\pm}$  dans le cadre du 2HDM type-I. Il est clair que la section efficace  $\sigma^h(pp \rightarrow bbWbj)$  pourrait atteindre des valeurs supérieures à 1 pb pour de faibles masses de  $H^\pm$  et  $A$ . Le signal  $\tau\tau Wbj$  est également important dans cette région de masse avec une section efficace totale d'environ 131 fb. Cependant, ces sections efficaces diminuent rapidement une fois que le quark top devient hors de sa couche de masse ( $M_{H^\pm} > m_t - m_b$ ). Les panneaux inférieurs montrent les résultats du 2HDM type-X. Les sections efficaces dominent toujours

aux faibles masses de Higgs, en particulier celle de  $\tau\tau Wbj$ , comme prévu.

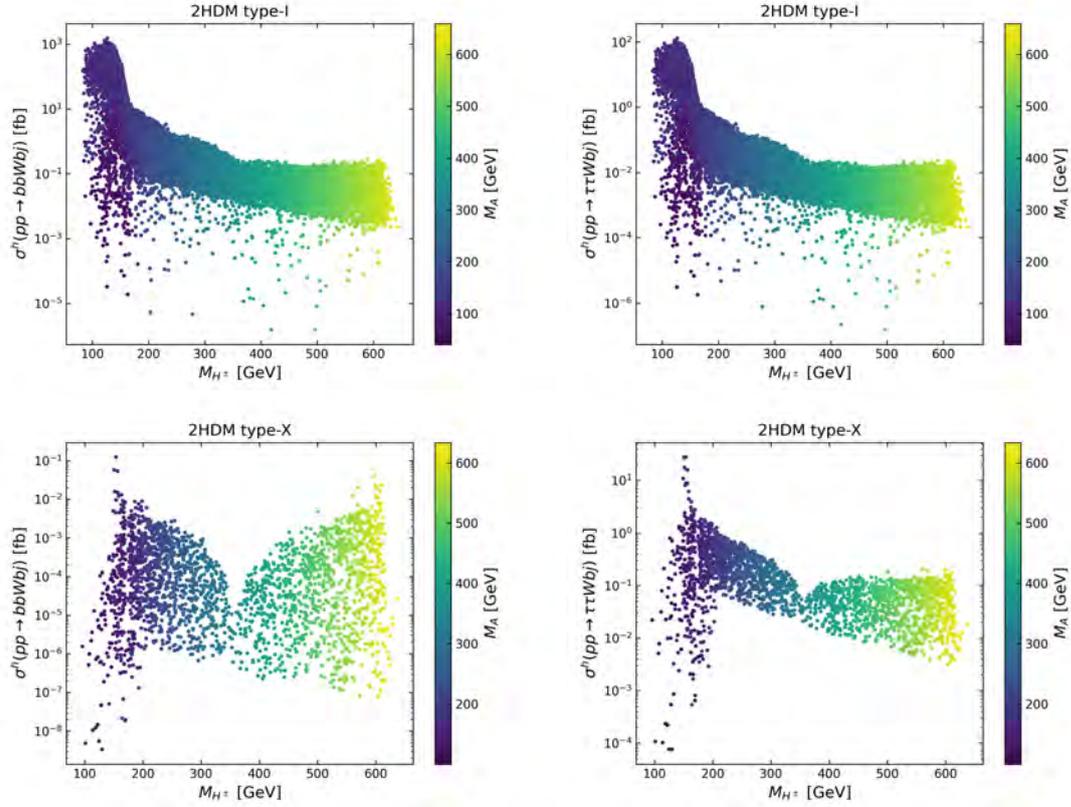


FIGURE 4.8 –  $\sigma^h(pp \rightarrow bbWbj)$  (panneaux à gauche) et  $\sigma^h(pp \rightarrow \tau\tau Wbj)$  (panneaux à droite) en fonction de  $M_{H^\pm}$ , avec la barre de couleur indiquant  $M_A$ . Les panneaux supérieurs (inférieurs) présentent les résultats pour le 2HDM type-I (type-X).

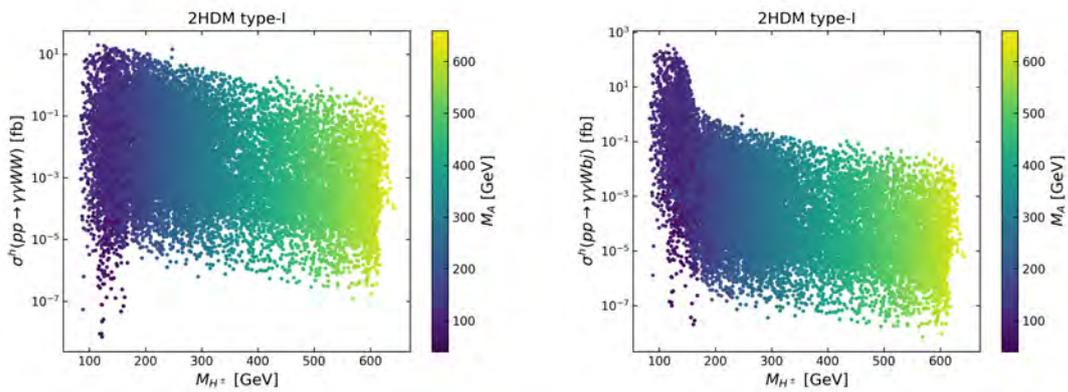


FIGURE 4.9 –  $\sigma^h(pp \rightarrow \gamma\gamma WW)$  (à gauche) et  $\sigma^h(pp \rightarrow \gamma\gamma Wbj)$  (à droite) en fonction de  $M_{H^\pm}$ . La barre de couleur indique le paramètre  $M_A$ .

Avant d'étudier les signatures impliquant la désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$ , nous soulignons que la désintégration  $h \rightarrow \gamma\gamma$  attire une attention dans le scénario considéré ( $H \equiv H_{MS}$ ). Ce mode de désintégration est le plus propre expérimentalement et, dans certains cas, domine (en particulier dans la limite fermiophobique dans le cadre du 2HDM

type-I) avant l'ouverture du mode  $h \rightarrow WW^*$ . À cet égard, la Figure 4.9 montre les sections efficaces  $\sigma^h(pp \rightarrow \gamma\gamma WW)$  et  $\sigma^h(pp \rightarrow \gamma\gamma Wbj)$  dans le type-I. La première peut atteindre des valeurs allant jusqu'à 19 fb, tandis que la seconde atteint environ 333 fb. Les signatures  $\gamma\gamma WW$  et  $\gamma\gamma Wbj$  fournissent une avenue propre. Notons que les sections efficaces correspondantes à ces états finaux sont négligeables dans le type-X.

Nous nous tournons maintenant vers la région située en dessous du seuil de désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$ . Dans la Figure 4.10, similaires aux Figures 4.7 et 4.8 (panneaux supérieurs), nous présentons les taux de production de mêmes états finaux, à l'exception près du canal  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  qui implique les désintégrations de  $A$  (au lieu de  $h$ ). Dans le type-I, les sections efficaces  $\sigma^A(pp \rightarrow bbWW)$  et  $\sigma^A(pp \rightarrow \tau\tau WW)$  atteignent leur maximum à  $M_A \sim 51$  GeV. Les sections efficaces  $\sigma^A(pp \rightarrow bbWbj)$  et  $\sigma^A(pp \rightarrow \tau\tau Wbj)$  présentent des taux significatifs, atteignant respectivement environ 2180 fb et 181 fb à  $M_A \sim 53$  GeV. Dans le type-X, les meilleurs taux de production de  $\tau\tau WW$  et  $\tau\tau Wbj$  ne peuvent donner que 0.1 fb. Les taux de production de  $\gamma\gamma WW$  et  $\gamma\gamma Wbj$  sont négligeables dans ce scénario.

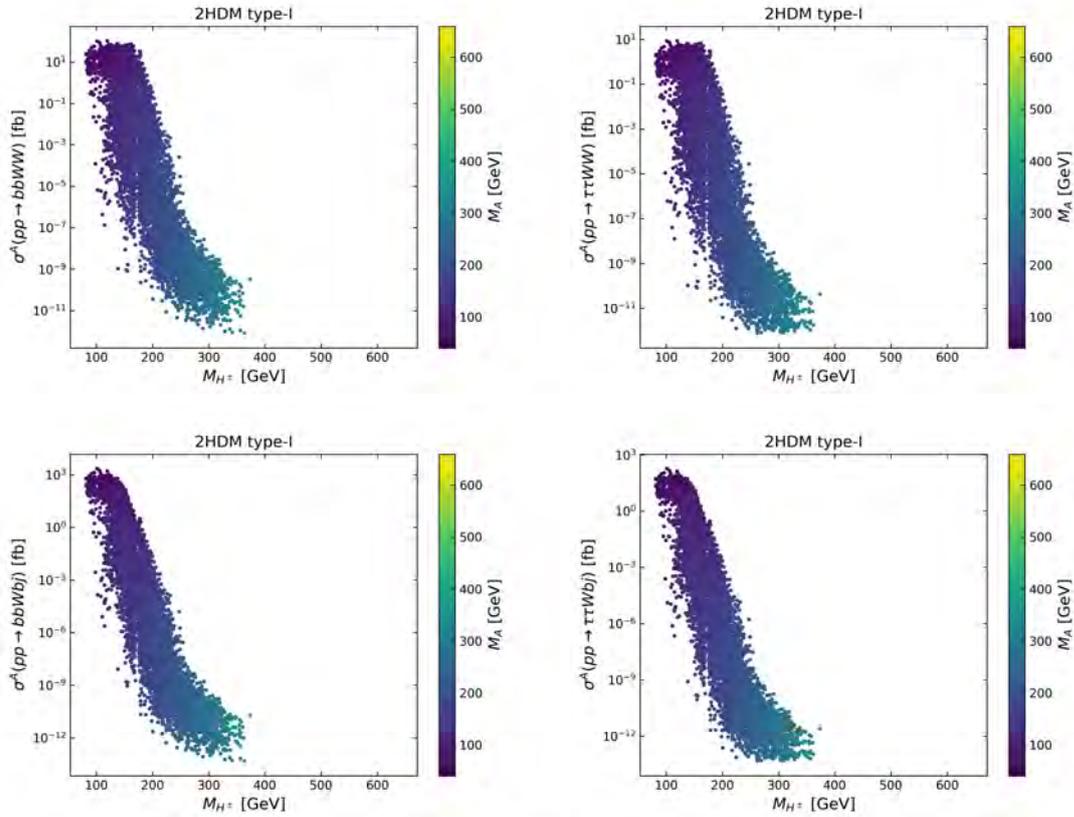


FIGURE 4.10 –  $\sigma^A(pp \rightarrow bbWW)$  (en haut à gauche),  $\sigma^A(pp \rightarrow \tau\tau WW)$  (en haut à droite),  $\sigma^A(pp \rightarrow bbWbj)$  (en bas à gauche) et  $\sigma^A(pp \rightarrow \tau\tau Wbj)$  (en bas à droite) en fonction de  $M_{H^\pm}$ , avec la barre de couleur indiquant  $M_A$ .

Enfin, il convient de souligner que les deux signatures provenant des désintégrations  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  et  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  sont toutes deux intéressantes. Dans le type-I, ces canaux de désintégration dominent en fonction de la masse de  $A$ , qui peut être considérée comme un facteur crucial. Dans le type-X, seules les signatures provenant de la désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  peuvent offrir la meilleure portée, car la désintégration  $\tau\nu_\tau$  de  $H^\pm$  domine pour de petites valeurs de  $M_{H^\pm}$  et  $M_A$ . Au-delà de cette région, le canal  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$

domine dans le reste de la gamme de masse permise, de manière presque analogue au type-I.

## 4.5 Benchmark Points

Dans le but de faciliter la recherche des signatures provenant des processus  $pp \rightarrow H^\pm W^\mp$  et  $pp \rightarrow H^\pm bj$ , nous proposons, dans les Tableaux 4.3 et 4.4, six BPs pour le 2HDM type-I et type-X, respectivement. Pour chaque point, nous fournissons tous l'ensemble des paramètres du 2HDM, les rapports de branchement, ainsi que les sections efficaces totales des états finaux  $xWW$  et  $xWbj$  (où  $x$  représente  $bb$ ,  $\tau\tau$  ou  $\gamma\gamma$ ). Ces BPs ont été choisis de manière à respecter les contraintes théoriques et expérimentales énoncées précédemment.

Paramètre	BP1	BP2	BP3	BP4	BP5	BP6
$M_h$ (GeV)	64.68	68.22	69.29	112.45	115.42	71.68
$M_H$ (GeV)	125.09	125.09	125.09	125.09	125.09	125.09
$M_A$ (GeV)	130.84	147.98	132.88	53.72	51.90	135.54
$M_{H^\pm}$ (GeV)	126.68	139.15	163.20	101.36	119.45	115.38
$\sin(\beta - \alpha)$	0.127	0.140	-0.062	0.175	0.134	-0.144
$\tan \beta$	3.46	3.35	3.13	4.02	3.80	6.94
$m_{12}^2$ (GeV <sup>2</sup> )	1053.71	511.93	850.14	2757.59	2782.55	177.81
BR( $H^\pm \rightarrow XY$ ) en %						
BR( $H^\pm \rightarrow W^\pm h$ )	94.72	95.95	99.54	–	–	94.11
BR( $H^\pm \rightarrow W^\pm A$ )	–	–	0.03	90.00	97.52	–
BR( $h \rightarrow XY$ ) en %						
BR( $h \rightarrow bb$ )	85.76	85.49	85.39	5.38	1.08	9.71
BR( $h \rightarrow \tau\tau$ )	7.37	7.41	7.43	0.51	0.10	0.85
BR( $h \rightarrow \gamma\gamma$ )	< 0.01	< 0.01	0.02	< 0.01	< 0.01	51.14
BR( $A \rightarrow XY$ ) en %						
BR( $A \rightarrow bb$ )	30.88	16.29	36.79	82.60	82.94	13.45
BR( $A \rightarrow \tau\tau$ )	3.07	1.66	3.67	6.87	6.85	1.35
BR( $A \rightarrow \gamma\gamma$ )	0.02	0.02	0.03	0.01	0.01	0.01
$\sigma$ en fb						
$\sigma^h(pp \rightarrow bbWW)$	118.15	115.14	115.07	–	–	3.65
$\sigma^h(pp \rightarrow \tau\tau WW)$	10.16	9.99	10.01	–	–	0.32
$\sigma^h(pp \rightarrow \gamma\gamma WW)$	< 0.01	< 0.01	0.03	–	–	19.24
$\sigma^A(pp \rightarrow bbWW)$	–	–	0.02	100.57	103.02	–
$\sigma^A(pp \rightarrow \tau\tau WW)$	–	–	< 0.01	8.37	8.51	–
$\sigma^A(pp \rightarrow \gamma\gamma WW)$	–	–	< 0.01	0.01	0.01	–
$\sigma^h(pp \rightarrow bbWbj)$	1524.43	838.06	22.80	–	–	63.37
$\sigma^h(pp \rightarrow \tau\tau Wbj)$	131.05	72.70	1.98	–	–	5.55
$\sigma^h(pp \rightarrow \gamma\gamma Wbj)$	0.01	0.01	0.01	–	–	333.74
$\sigma^A(pp \rightarrow bbWbj)$	–	–	< 0.01	2179.63	1618.58	–
$\sigma^A(pp \rightarrow \tau\tau Wbj)$	–	–	< 0.01	181.28	133.67	–
$\sigma^A(pp \rightarrow \gamma\gamma Wbj)$	–	–	< 0.01	0.22	0.15	–

TABLE 4.3 – Paramètres du 2HDM type-I, rapports de branchement et sections efficaces totales correspondants aux BPs sélectionnés.

Dans le Tableau 4.3, nous présentons les six BPs sélectionnés pour le 2HDM type-I. Dans cet ensemble de points, la masse du boson de Higgs chargé satisfait à la condition  $M_{H^\pm} < m_t - m_b$ . Pour BP1,2 et 3,  $h$  est plus léger que  $A$  et donc le canal de désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  est dominant, avec des rapports de branchement atteignant jusqu'à 99%. La section efficace  $\sigma^h(pp \rightarrow bbWW)$  peut atteindre des valeurs supérieures à 115 fb, tandis que  $\sigma^h(pp \rightarrow bbWbj)$  atteint 1.5 pb, en particulier pour BP1. Une observation similaire s'applique à BP4 et 5. Pour ces BPs, la désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  est la plus dominante, avec des valeurs dépassant le niveau de pb, en particulier pour la production totale de l'état final  $bbWbj$ . Sans oublier le scénario où la désintégration de  $h$  en une paire de photons domine, nous présentons les paramètres et quantités pertinents correspondant à ce cas dans BP6.

Paramètre	BP1	BP2	BP3	BP4	BP5	BP6
$M_h$ (GeV)	62.84	64.20	64.66	63.37	66.57	64.32
$M_H$ (GeV)	125.09	125.09	125.09	125.09	125.09	125.09
$M_A$ (GeV)	136.51	163.01	158.98	151.78	163.69	148.30
$M_{H^\pm}$ (GeV)	156.59	169.29	196.97	150.48	154.02	151.52
$\sin(\beta - \alpha)$	-0.011	-0.021	-0.023	0.003	-0.008	-0.017
$\tan \beta$	7.35	7.22	6.69	8.76	6.95	9.69
$m_{12}^2$ (GeV <sup>2</sup> )	346.61	388.33	107.71	388.48	609.71	282.56
BR( $H^\pm \rightarrow XY$ ) en %						
BR( $H^\pm \rightarrow W^\pm h$ )	82.26	92.29	95.47	57.99	70.22	53.51
BR( $H^\pm \rightarrow W^\pm A$ )	< 0.01	—	0.01	—	—	—
BR( $h \rightarrow XY$ ) en %						
BR( $h \rightarrow bb$ )	0.33	0.30	0.41	0.21	0.44	0.09
BR( $h \rightarrow \tau\tau$ )	99.26	99.32	99.20	99.42	99.17	99.55
BR( $h \rightarrow \gamma\gamma$ )	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01
BR( $A \rightarrow XY$ ) en %						
BR( $A \rightarrow bb$ )	0.32	0.11	0.29	0.15	0.16	0.11
BR( $A \rightarrow \tau\tau$ )	94.78	31.66	59.44	89.46	37.97	93.91
BR( $A \rightarrow \gamma\gamma$ )	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01
$\sigma$ en fb						
$\sigma^h(pp \rightarrow bbWW)$	0.07	0.07	0.10	0.02	0.09	0.01
$\sigma^h(pp \rightarrow \tau\tau WW)$	20.70	21.98	24.14	10.86	19.85	8.13
$\sigma^h(pp \rightarrow \gamma\gamma WW)$	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01
$\sigma^A(pp \rightarrow bbWW)$	< 0.01	—	< 0.01	—	—	—
$\sigma^A(pp \rightarrow \tau\tau WW)$	< 0.01	—	< 0.01	—	—	—
$\sigma^A(pp \rightarrow \gamma\gamma WW)$	< 0.01	—	< 0.01	—	—	—
$\sigma^h(pp \rightarrow bbWbj)$	0.05	0.01	0.01	0.06	0.12	0.02
$\sigma^h(pp \rightarrow \tau\tau Wbj)$	15.90	2.77	1.54	27.21	27.76	17.40
$\sigma^h(pp \rightarrow \gamma\gamma Wbj)$	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01
$\sigma^A(pp \rightarrow bbWbj)$	< 0.01	—	< 0.01	—	—	—
$\sigma^A(pp \rightarrow \tau\tau Wbj)$	< 0.01	—	< 0.01	—	—	—
$\sigma^A(pp \rightarrow \gamma\gamma Wbj)$	< 0.01	—	< 0.01	—	—	—

TABLE 4.4 – Paramètres du 2HDM type-X, rapports de branchement et sections efficaces totales correspondants aux BPs sélectionnés.

Dans le Tableau 4.4, nous présentons un autre ensemble de BPs sélectionnés pour le

2HDM type-X. Ici, les masses des bosons  $H^\pm$  et  $A$  varient respectivement de 150 à 196 GeV et de 136 à 163 GeV. Pour ces BPs, le boson de Higgs neutre  $h$  est léger (en moyenne 64 GeV). Dans ce cas, les signatures importantes ne proviennent que de la désintégration de  $H^\pm$  en un  $W^\pm$  et un  $h$ , tandis que les signatures provenant de  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  sont négligeables. Seuls les états finaux contenant des leptons tau ont des taux considérables dans cette réalisation du 2HDM. Par exemple, la section efficace totale  $\sigma^h(pp \rightarrow \tau\tau Wbj)$  peut atteindre 27.76 fb pour BP5.

## 4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, basé sur le 2HDM, nous avons étudié la production d'un boson de Higgs chargé via les processus  $pp \rightarrow H^\pm W^\mp$  et  $pp \rightarrow H^\pm bj$  au LHC, en supposant le scénario inversé, i.e.  $H$  est exactement la résonance observée à 125 GeV au LHC. Nous avons d'abord présenté les prédictions théoriques pour les sections efficaces de production de  $pp \rightarrow H^\pm W^\mp$  et  $pp \rightarrow H^\pm bj$  à  $\sqrt{14}$  TeV. Nous avons démontré que lorsque  $\tan\beta$  est petit et que la condition  $M_{H^\pm} < m_t - m_b$  est satisfaite, les modes de production susmentionnés auraient des sections efficaces importantes. Ensuite, nous avons considéré les canaux de désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm h/A$  et souligné les signatures possibles qui proviennent de la production et de la désintégration du boson de Higgs chargé dans les deux configurations type-I et type-X du 2HDM. Nous nous sommes particulièrement concentrés sur les désintégrations  $b\bar{b}$ ,  $\tau\tau$  et  $\gamma\gamma$  pour les états de Higgs neutres ( $h$  et  $A$ ) résultant des désintégrations bosoniques du boson de Higgs chargé. Nous avons étudié les états finaux  $b\bar{b}$ ,  $\tau\tau$  et  $\gamma\gamma$  associés à  $WW$  ou  $Wbj$  comme modes de recherche complémentaires de  $H^\pm$  au LHC. Nous avons proposé un ensemble de BPs qui pourraient faciliter les investigations expérimentales des signatures suggérées.

Avant de conclure, il est intéressant de souligner que les signaux  $bbWW$  et  $bbWbj$  peuvent être contaminés par l'énorme bruit de fond QCD, en particulier celui du processus  $pp \rightarrow t\bar{t}$ , ce qui mène à une faible signifiante. Néanmoins, nos signatures  $\tau\tau WW$  et  $\tau\tau Wbj$  peuvent offrir une meilleure sensibilité, car elles permettent de supprimer le bruit de fond  $t\bar{t}$ , surtout si l'on exige au moins une désintégration leptonique des leptons tau. Nous suggérons également les signatures  $\gamma\gamma WW$  et  $\gamma\gamma Wbj$  comme des signatures propres pour faciliter la recherche d'un boson de Higgs chargé dans les processus étudiés.

# Chapitre 5

## Impact de la nouvelle mesure CDF de $M_W$ sur le 2HDM

### 5.1 Introduction

Les observables de précision électrofaibles (EWPOs), telles que la masse du boson  $W$ , l'angle de mélange effectif  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$  et la largeur de désintégration du boson  $Z$ , peuvent être utilisées pour tester la validité du MS et pour révéler la présence d'une nouvelle physique. Après une décennie de travail, en utilisant l'ensemble de données collectées à une luminosité de  $8.8 \text{ fb}^{-1}$  et à une énergie de centre de masse de 1,96 TeV au Tevatron, la collaboration CDF a récemment découvert que le boson  $W$  a une masse [210, 211]

$$M_W^{\text{CDF}} = 80.4435 \pm 0.0094 \text{ GeV}. \quad (5.1)$$

La précision avec laquelle cette mesure a été effectuée, 0.01%, dépasse toutes les mesures précédentes combinées. De plus, la nouvelle valeur est en accord avec de nombreuses mesures précédentes de la masse du boson  $W$ , mais il existe également quelques désaccords [21]. Par conséquent, de futures mesures seront nécessaires pour mieux éclaircir le résultat. La mesure ci-dessus devrait être comparée à la prédiction du MS [21, 212],

$$M_W^{\text{MS}} = 80.357 \pm 0.006 \text{ GeV}. \quad (5.2)$$

Notons que la valeur ci-dessus est basée sur des corrections radiatives complexes du MS qui relie étroitement la masse du boson  $W$  aux mesures des masses du quark top et du boson de Higgs. Il est clair que  $M_W^{\text{CDF}}$  présente une déviation par rapport à  $M_W^{\text{MS}}$  avec une signifiante de  $7\sigma$ .

Dans le passé, pendant l'ère du LEP, il était bien connu que l'ajustement global du MS aux données du LEP et du SLC a été utilisé pour prédire l'existence d'un quark top lourd et d'un boson de Higgs relativement léger bien avant leur découverte au Tevatron et au LHC, respectivement. Bien que la mesure CDF doit être confirmée prochainement, il est très probable que la différence entre la valeur expérimentale et la valeur attendue du MS soit due à non découplage d'une nouvelle particule ou à une nouvelle interaction. Si c'est le cas, il y a une chance que ces nouveaux phénomènes se manifestent dans les expériences futures.

De plus, il est bien connu que l'écart entre  $M_W^{\text{CDF}}$  et la prédiction du MS peut être paramétré en termes des paramètres obliques,  $S$ ,  $T$  et  $U$  [152, 153], qui sont une combinaison des self-énergies des bosons de jauge. Toutes les nouvelles particules, si elles ne

sont pas très lourdes et interagissent avec le photon, les bosons  $W$  et  $Z$ , contribueront à  $S$ ,  $T$  et  $U$  et pourront donc réduire la tension entre  $M_W^{\text{CDF}}$  et  $M_W^{\text{MS}}$ .

Dans le présent chapitre, nous discutons les implications de la nouvelle mesure CDF sur le 2HDM. Récemment, plusieurs études ont abordé des questions similaires dans le 2HDM [213, 214, 215, 216, 217, 218, 219, 220, 221, 222, 223, 224, 225, 226], l'extension triplet [227, 228, 229, 230] et d'autres extensions du MS [231, 232, 233, 234, 235, 236, 237, 238, 239, 240, 241, 242, 243, 244, 245, 246, 247, 248, 249, 250, 251, 252, 253, 254, 255, 256]. Dans cette étude, comme dans les Chapitres 3 et 4, nous identifions le Higgs du MS observé avec  $H$  dont les propriétés sont cohérentes avec les mesures du LHC et supposons que le second Higgs CP-even est plus léger que 125 GeV.

Ce chapitre est organisé comme suit. Dans la Section 5.2, nous donnons le formalisme  $S$ ,  $T$ ,  $U$  pour le calcul de  $M_W$  et  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$  dans le 2HDM. Dans la Section 5.3, nous présentons notre espace des paramètres adoptés dans cette étude. Ensuite, nous abordons les implications de la nouvelle mesure CDF de la masse du boson  $W$  sur la phénoménologie du 2HDM. Nous concluons dans la Section 5.4.

## 5.2 $M_W$ dans le 2HDM

La contribution du 2HDM aux EWPOs peut être décrite par le formalisme des paramètres obliques, qui est un moyen utile pour paramétrer les effets de la nouvelle physique sur les observables électrofaibles. Une paramétrisation pratique de ce formalisme est donnée par les paramètres bien connus  $S$ ,  $T$  et  $U$ . Dans le 2HDM, le paramètre  $\rho$ , qui est le rapport des courants neutres et chargés à petit moment de transfert, est lié au paramètre oblique  $T$ . Une telle contribution est contrôlée par la symétrie dite custodiale pour préserver la valeur du paramètre  $\rho$  au niveau de l'arbre,  $\rho = M_W^2/(c_W^2 M_Z^2) \approx 1$ , qui est en bon accord avec les expériences. Comme discuté dans la littérature, dans le MS, la symétrie custodiale est brisée à la fois par l'hypercharge et par les différentes tailles des Yukawas, tandis que dans le 2HDM, la symétrie custodiale peut être restaurée dans le secteur scalaire tant que les états de Higgs sont dégénérés en masse.

En général, la contribution du 2HDM à la masse du boson  $W$  peut être exprimée en termes des paramètres  $S$ ,  $T$  et  $U$  [153, 155] :

$$\Delta M_W^2 = \frac{\alpha_0 c_W^2 M_Z^2}{c_W^2 - s_W^2} \left[ -\frac{1}{2}S + c_W^2 T + \frac{c_W^2 - s_W^2}{4s_W^2} U \right], \quad (5.3)$$

où  $\Delta M_W^2 = (M_W^{\text{2HDM}})^2 - (M_W^{\text{MS}})^2$ ,  $M_Z$  est la masse du boson  $Z$ ,  $c_W = M_W^{\text{SM}}/M_Z$  et  $s_W$  sont respectivement le cosinus et le sinus de l'angle de mélange faible ( $s_W^2 = 1 - c_W^2$ ) et  $\alpha_0$  est la constante de structure fine à la limite de Thomson.

Nous étudions également les effets du spectre du 2HDM sur l'angle de mélange faible effectif,  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$ . Ce dernier est calculé en utilisant la relation suivante [153] :

$$\Delta \sin^2 \theta_{\text{eff}} = \frac{\alpha_0}{c_W^2 - s_W^2} \left[ \frac{1}{4}S - s_W^2 c_W^2 T \right], \quad (5.4)$$

où  $\Delta \sin^2 \theta_{\text{eff}}$  est la différence entre la valeur du 2HDM et la valeur du MS. Il est important de noter que la correction dominante à la masse du boson  $W$  et à  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$  est due au paramètre  $T$  ( $\equiv \delta\rho/\alpha_0$ ), qui est sensible à la différence de masse entre les particules scalaires du 2HDM. La valeur du paramètre  $T$  peut être considérée comme une mesure de la violation de la symétrie custodiale par le spectre du 2HDM. Les valeurs du MS utilisées

dans nos calculs sont données dans la Référence [21]. Les expressions analytiques pour les paramètres  $S$ ,  $T$  et  $U$  dans le 2HDM sont données dans la Référence [103].

## 5.3 Résultats et discussions

### 5.3.1 Espace des paramètres permis

Pour étudier les implications de la nouvelle mesure CDF sur le 2HDM, nous considérons type-I et type-X du modèle<sup>1</sup> et effectuons une exploration systématique de leur espace des paramètres à l'aide du programme public 2HDMC-1.8.0. Nous supposons que le boson de Higgs CP-even  $H$  est le Higgs du MS observé avec une masse  $M_H = 125.09$  GeV dont les propriétés sont cohérentes avec les mesures du LHC. Nous échantillonnons aléatoirement les paramètres restants du 2HDM, comme dans l'analyse du Chapitre 4, dans les gammes suivantes :

$$\begin{aligned} M_h &\in [15, 120] \text{ GeV}, & M_A &\in [15, 700] \text{ GeV}, \\ M_{H\pm} &\in [80, 700] \text{ GeV}, & \sin(\beta - \alpha) &\in [-0.5, 0.5], \\ \tan \beta &\in [2, 25], & m_{12}^2 &\in [0, M_h^2 \sin \beta \cos \beta] \text{ GeV}^2. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Durant le balayage, comme dans les Chapitres 3 et 4, les contraintes théoriques et expérimentales étaient respectées, à l'exception de la contrainte de précision électrofaible à travers les paramètres obliques  $S$ ,  $T$  et  $U$ .

Une fois que nous avons obtenu l'espace des paramètres permis qui satisfait toutes les contraintes théoriques et expérimentales, nous appliquons alors le test du  $\chi_{M_W^{\text{CDF}}}^2$  suivant, où nous ne retenons que les points situés à moins de  $2\sigma$  de la nouvelle mesure CDF :

$$\chi_{M_W^{\text{CDF}}}^2 = \frac{(M_W^{\text{2HDM}} - M_W^{\text{CDF}})^2}{(\Delta M_W^{\text{CDF}})^2}, \quad (5.6)$$

où  $\Delta M_W^{\text{CDF}} = 0.0094$  GeV représente l'incertitude de la nouvelle mesure CDF (voir équation (5.1)). Pour le 2HDM type-X, les exigences de l'universalité de la saveur des leptons (LFU) contraignent grand  $\tan \beta$  et faible masse de  $A$  ( $M_A$ ) [257]. Comme notre étude ne cherche pas à expliquer l'anomalie du muon ( $g - 2$ ), qui nécessite un fort couplage du boson de Higgs pseudoscalaire aux leptons (grand  $\tan \beta$ ) et un petit  $M_A$ , nous considérons  $\tan \beta < 25$ , et donc les contraintes de LFU pourraient ne pas avoir d'impact sur nos résultats. Cependant, une explication de la mesure CDF de  $M_W$  et de l'anomalie du muon ( $g - 2$ ) dans le 2HDM type-X peut être trouvée dans la Référence [258].

Dans la Figure 5.1 (à gauche), nous présentons la prédiction du 2HDM pour la masse du boson  $W$ , dans l'espace des paramètres permis, en fonction de  $T$ , où la barre de couleur indique la taille possible de  $S$ . La bande orange montre le nouvelle mesure CDF de  $M_W$  dans l'incertitude de  $1\sigma$ . Nous représentons également, par une région jaune, la prédiction du MS à  $1\sigma$ . Comme prévu par l'équation (5.3), la contribution dominante provient du paramètre  $T$ , qui est presque une relation linéaire. La masse  $M_W$  reçoit une correction négative de  $S$ , comme indiquée par la barre de couleur. Il est évident, d'après l'équation (5.3), que des valeurs négatives de  $S$  et des valeurs positives de  $T$  et  $U$  sont en effet favorisées par la nouvelle mesure CDF de  $M_W$ . Par conséquent, près de la limite

1. La contribution du 2HDM à  $\Delta M_W$  devrait être la même dans tous les types de Yukawa à l'ordre d'une boucle. La principale différence provient des contraintes du LHC sur la physique du Higgs.

d'alignement ( $\cos(\beta - \alpha) \approx 1$ ), le cas dégénéré  $M_A = M_{H^\pm}$  est exclu par cette nouvelle mesure car il ferait disparaître  $T$ . Notons que, en se basant sur les valeurs de  $S$  et  $T$  obtenues à partir des résultats récents de l'analyse Gfitter [214], nous avons appliqué le test du  $\chi^2_{ST}$  qui confirme nos résultats (voir Annexe E). Nos résultats sont confirmés par d'autres travaux récents [218, 222]. En plus de ces travaux, dans la Référence [259], le décalage de  $M_W$  a été calculé dans les hiérarchies normale et inversée dans le 2HDM, prédisant des corrections de l'ordre de 20 à 40 MeV. Dans le cas de la hiérarchie inversée ( $\alpha = \beta$ ), nous avons constaté que la masse du boson  $W$  peut être décalée d'environ 20 MeV en utilisant la formule de l'équation (5.3).

Une autre observable de précision importante est l'angle de mélange faible effectif,  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$ . La prédiction du 2HDM pour  $M_W$  et  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$  est représentée dans la Figure 5.1 (à droite). La bande violette claire indique la mesure SLD de  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$  dans l'incertitude de  $1\sigma$  [208]. Nous montrons également, via une région violette foncée, la valeur moyenne mondiale (world average) de  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$  au niveau de  $1\sigma$  [208]. Il est clairement visible que  $M_W$  au niveau de  $2\sigma$  est en bon accord avec la mesure SLD, ce qui n'est pas le cas pour la valeur moyenne mondiale. Notons que nous avons le schéma sur couche de masse pour  $s_W^2$ , i.e.  $s_W^2 = 1 - M_W^2/M_Z^2$ . Nous avons également vérifié d'autres schémas pour  $s_W^2$  et les résultats demeurent intacts. Autrement dit, quelque soit le schéma choisi pour  $s_W^2$ , les valeurs de  $M_W$  à la lumière de la mesure CDF de  $M_W$  sont en bon accord avec la mesure SLD. Des résultats similaires ont été obtenus dans les Références [217, 219].

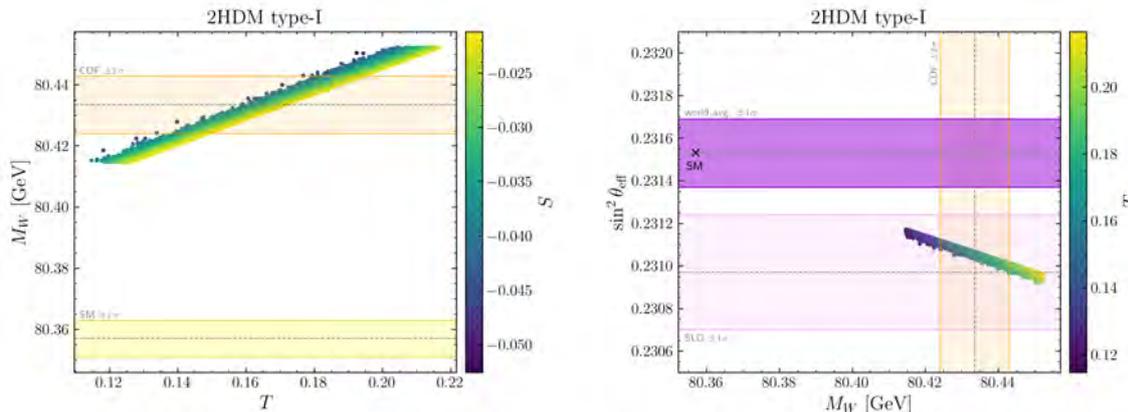


FIGURE 5.1 – À gauche : La prédiction du 2HDM pour la masse du boson  $W$  en fonction de  $T$ , avec la barre de couleur indiquant la taille de  $S$ . La bande orange montre la nouvelle mesure CDF et l'incertitude associée à  $1\sigma$ . La prédiction du MS à  $1\sigma$  pour  $M_W$  est illustrée par la bande jaune. À droite : La prédiction du 2HDM pour  $M_W$  et  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$ , avec la barre de couleur se référant à  $T$ . La bande orange indique la nouvelle mesure CDF et l'incertitude associée à  $1\sigma$ . Les bandes violette claire et violette foncée représentent les résultats de SLD et de moyenne mondiale pour  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$  au niveau de  $1\sigma$ , respectivement. La prédiction du MS pour  $M_W$  et  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}$  est indiquée par la croix noire.

### 5.3.2 Implications phénoménologiques

Comme première implication, nous examinons l'impact de la nouvelle mesure CDF sur le spectre du 2HDM dans la hiérarchie inversée ( $H \equiv H_{\text{MS}}$ ). Dans la hiérarchie normale, où  $M_h = 125$  GeV et  $M_H > M_h$ , il a été récemment montré que  $M_{H^\pm} > M_H, M_A$  et  $M_{H^\pm} < M_H, M_A$  sont favorisés par la nouvelle mesure CDF de  $M_W$ , alors que le cas

où  $M_{H^\pm} \sim M_H \sim M_A$  est défavorisé dans la limite d'alignement du 2HDM [217, 222]. Dans notre scénario (hiérarchie inversée), nous illustrons dans la Figure 5.2 la différence de masse  $M_{H^\pm} - M_A$  en fonction de  $M_{H^\pm} - M_h$  (graphique à gauche) et  $M_{H^\pm} - M_H$  (graphique à droite), avec  $\Delta M_W$  est représenté par la barre de couleur. La mesure CDF de  $M_W$  impose que  $M_{H^\pm}$  soit toujours plus lourd que les bosons de Higgs neutres, i.e.  $M_{H^\pm} > M_h, M_H, M_A$ . Le cas  $M_{H^\pm} < M_h, M_H, M_A$  est défavorisé car il produit un  $T$  négatif ou faible et ne peut pas expliquer la nouvelle mesure CDF. Un autre résultat de cette étude est que la nouvelle mesure CDF de  $M_W$  pousse la masse du boson de Higgs chargé à être supérieure à  $155 \text{ GeV}^2$ . Pour plus de clarté, la Figure E.1 de l'Annexe E montre le balayage complet de l'espace des paramètres pour  $M_W$  en fonction de  $S$  (graphique à gauche) et  $T$  (graphique à droite). Les points verts sont ceux qui reproduisent la nouvelle mesure CDF, tandis que les points bleus ne donnent pas la masse correcte de  $M_W$ . De même, la Figure E.2 de l'Annexe E illustre le balayage complet de l'espace des paramètres pour  $M_{H^\pm} - M_A$  en fonction de  $M_{H^\pm} - M_h$  (graphique à gauche) et  $M_{H^\pm} - M_H$  (graphique à droite). Seule la bande verte reproduit la nouvelle mesure CDF. Il est clair à partir des graphiques que cette nouvelle mesure pousse la masse du boson Higgs chargé à être supérieure  $155 \text{ GeV}$ .

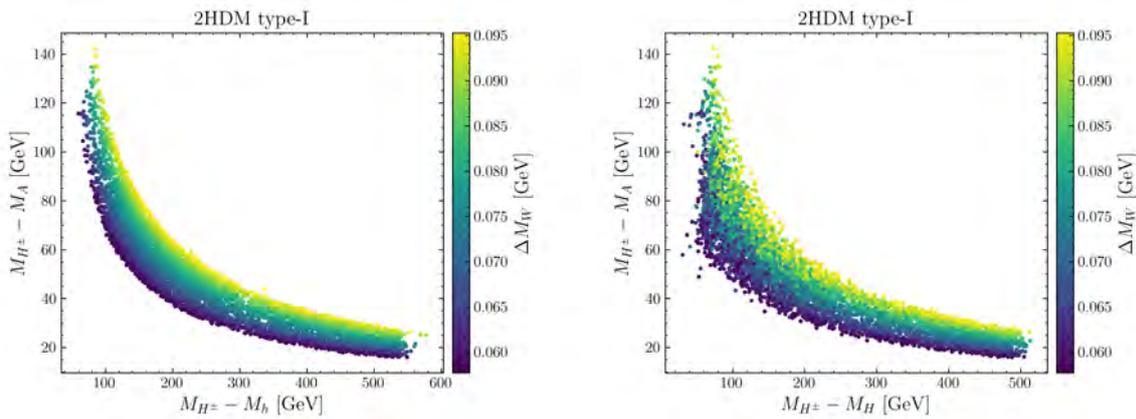


FIGURE 5.2 – Points du balayage dans les plans  $(M_{H^\pm} - M_h, M_{H^\pm} - M_A)$  (à gauche) et  $(M_{H^\pm} - M_H, M_{H^\pm} - M_A)$  (à droite) dans le 2HDM type-I. La barre de couleur indique le décalage de  $M_W$  par rapport à la prédiction du MS.

Les résultats présentés dans les graphiques précédents sont pour le 2HDM type-I. Pour le 2HDM type-X, nous obtenons des résultats similaires (voir les Figures E.3 et E.6 de l'Annexe E). La raison en est que  $\Delta M_W^{2\text{HDM}}$  ne dépend que de  $S$ ,  $T$  et  $U$ , qui sont une combinaison des self-énergies des bosons de jauge contenant la contribution des bosons de Higgs supplémentaires. Les interactions des bosons de jauge avec les bosons de Higgs ne dépend pas des types de Yukawa. La seule différence entre le type-I et le type-X provient des contraintes du LHC. Ces contraintes dépendent de la section efficace de production du boson de Higgs et ses rapports de branchement, qui dépendent des types de Yukawa. Il convient également de noter que la combinaison des EWPOs et des contraintes théoriques limite les masses des états lourds  $H^\pm$  et  $A$  à être inférieures à environ  $600 \text{ GeV}$ . Cependant, étant donné que dans le 2HDM types-II et type-Y, l'observable  $B \rightarrow X_s \gamma$  pousse la masse

2. Nous devons noter que cette limite supérieure n'est pas absolue et que d'autres points pourraient se situer en dessous de cette limite.

du boson de Higgs chargé à environ 800 GeV, ces modèles sont entièrement exclus dans la hiérarchie inversée.

Nous passons maintenant à discuter les conséquences phénoménologiques sur les désintégrations des bosons de Higgs chargé ( $H^\pm$ ), CP-odd ( $A$ ) et CP-even léger ( $h$ ) dans le 2HDM type-I et type-X. Dans le panneau supérieur gauche de la Figure 5.3, nous présentons les rapports de branchement des différents canaux de désintégration de  $H^\pm$  en fonction de  $M_{H^\pm}$ . Comme on peut le voir, les canaux de désintégration bosoniques  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  et  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  dominent les désintégrations du boson de Higgs chargé. Pour les masses du boson de Higgs chargé inférieures à 200 GeV,  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  et  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  sont en compétition. La désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  dispose de plus d'espace de phase car  $M_h < 125$  GeV, tandis que la désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  n'est ouverte que pour une petite partie de l'espace de phase lorsque  $M_{H^\pm} - M_A > 80$  GeV. En fait, lorsque la désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  est ouverte, elle entre en compétition avec  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  car le couplage  $H^\pm W^\mp A$  est un couplage purement de jauge, tandis que  $H^\pm W^\mp h$  peut être supprimé par  $\cos(\beta - \alpha)$ . C'est pourquoi dans certains cas, le canal  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$  est dominant. En revanche, le canal  $H^\pm \rightarrow W^\pm H$  est négligeable car il est supprimé par le paramètre  $\sin(\beta - \alpha)$  qui est très faible dans notre scénario. Il est important de noter que dans le 2HDM type-I, le couplage du boson Higgs chargé aux fermions est proportionnel à  $1/\tan\beta$ , ce qui rend les canaux  $H^\pm \rightarrow tb$ ,  $\tau\nu_\tau$  plutôt supprimés (voir Chapitre 3).

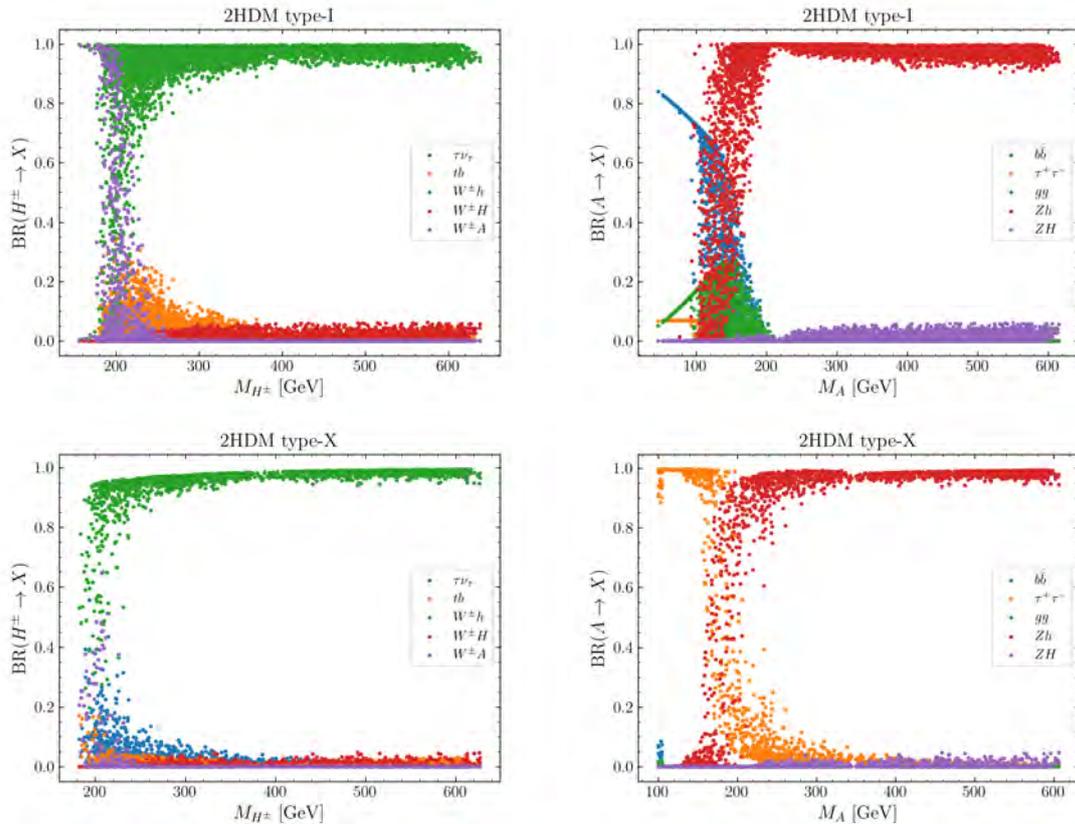


FIGURE 5.3 – À gauche : Rapports de branchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs chargé en fonction de sa masse dans le 2HDM type-I (panneaux supérieurs) et type-X (panneaux inférieurs). À droite : Rapports de branchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs CP-odd en fonction de sa masse dans le 2HDM type-I (panneaux supérieurs) et type-X (panneaux inférieurs).

Dans la Figure 5.3 (panneau supérieur droit), nous représentons les rapports de branchement des différents canaux de désintégration de  $A$  en fonction de  $M_A$ . Il est visible que, avant le seuil  $Zh$ , le boson de Higgs pseudoscalaire  $A$  se désintègre principalement en une paire de quarks bottom, suivie des désintégrations  $A \rightarrow gg$  et  $A \rightarrow \tau\tau$ . La désintégration  $A \rightarrow \gamma\gamma$  est supprimée par le facteur  $1/\tan^2\beta$  et est inférieure à  $10^{-3}$ . Une fois le seuil de  $Zh$  franchi, le canal de désintégration  $A \rightarrow Zh$  devient le canal dominant lorsque  $M_A > M_Z + M_h$ , car le couplage  $AZh$  est proportionnel à  $\cos(\beta - \alpha)$ , qui est proche de l'unité dans notre scénario. Le canal  $A \rightarrow ZH$  est supprimé par  $\sin(\beta - \alpha)$  et est proche de disparaître. Le mode  $A \rightarrow H^\pm W^\mp$  n'est cinématiquement pas ouvert après avoir pris en compte la mesure CDF de  $M_W$  (car  $M_A < M_{H^\pm}$ ). Cette nouvelle mesure a donc un fort impact, en fermant la possibilité de sonder le boson de Higgs chargé via les canaux de désintégration  $A \rightarrow H^\pm W^\mp$  et/ou  $H \rightarrow H^\pm W^\mp$ .

Dans le cas du 2HDM type-X, illustré dans la Figure 5.3 (panneaux inférieurs), nous constatons que le boson de Higgs chargé se désintègre principalement en  $W^\pm h$  une fois le seuil de  $W^\pm h$  franchi. Avant ce seuil, il y a une compétition entre les canaux  $\tau\nu_\tau$ ,  $W^\pm h$  et  $W^\pm A$ , comme montré dans la Figure 5.3 (panneaux inférieur gauche). De même, pour la désintégration du boson de Higgs CP-odd, avant l'ouverture de  $A \rightarrow Zh$ , le canal  $A \rightarrow \tau^+\tau^-$  est dominant et est supprimé une fois que  $A \rightarrow Zh$  est ouvert, comme illustré dans la Figure 5.3 (panneau inférieur droit).

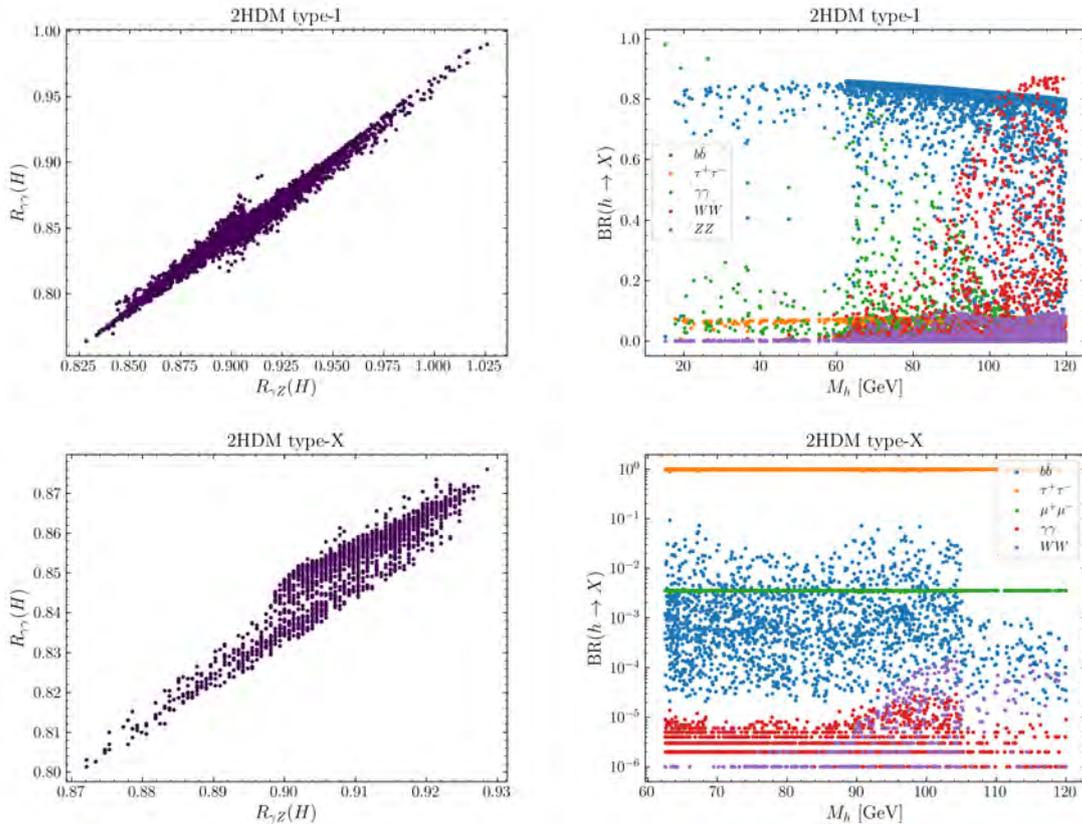


FIGURE 5.4 – À gauche : Corrélation entre  $R_{\gamma\gamma}(H)$  et  $R_{\gamma Z}(H)$  pour le boson Higgs de type MS dans le 2HDM type-I (panneaux supérieurs) et type-X (panneaux inférieurs). À droite : Rapports de branchement des différents modes de désintégration du boson de Higgs CP-even léger dans le 2HDM type-I (panneaux supérieurs) et type-X (panneaux inférieurs).

Avant de conclure cette section, nous illustrons dans la Figure 5.4 (panneaux gauches supérieur et inférieur) la corrélation entre  $R_{\gamma\gamma}(H) = \text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)/\text{BR}(H \rightarrow \gamma\gamma)_{\text{MS}}$  et  $R_{\gamma Z}(H) = \text{BR}(H \rightarrow \gamma Z)/\text{BR}(H \rightarrow \gamma Z)_{\text{MS}}$  pour le Higgs de type MS dans le 2HDM type-I et type-X. On voit que  $R_{\gamma Z}(H)$  est toujours dans l'intervalle  $[0.85, 1]$ , tandis que  $R_{\gamma\gamma}(H) \in [0.77, 0.97]$ . Ces deux rapports sont linéairement corrélés, mais  $R_{\gamma Z}(H)$  est légèrement plus grande que  $R_{\gamma\gamma}(H)$  dans les deux types du 2HDM. Cependant, dans le 2HDM type-X, les intervalles de  $R_{\gamma\gamma}(H)$  et  $R_{\gamma Z}(H)$  sont un peu plus petits que dans le 2HDM type-I. La Figure 5.4 (panneau supérieur droit) montre les rapports de branchement des différents modes de désintégration du boson de Higgs CP-even  $h$  dans le 2HDM type-I. On peut voir que, avant le seuil de  $WW^*$ , la désintégration dominante de  $h$  est en une paire de quarks bottom suivie de  $h \rightarrow \gamma\gamma$ , qui peut atteindre des valeurs supérieures à 90% près de la limite fermiophobique. Dans le 2HDM type-X, comme illustré dans le graphique inférieur droit, le mode de désintégration  $h \rightarrow \tau^+\tau^-$  est le mode dominant avec un rapport de branchement presque supérieur à 99%. On peut également voir que  $\text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$  ne dépasse pas 10% et  $\text{BR}(h \rightarrow \mu^+\mu^-)$  est de l'ordre de  $3 \times 10^{-3}$ . Ainsi, il est clair à partir de la Figure 5.4 que, dans le 2HDM type-I, on peut avoir le boson de Higgs CP-even  $h$  aussi léger que 15 GeV, tandis que dans le 2HDM type-X, nous avons  $m_h > 63$  GeV.

## 5.4 Conclusion

Récemment, la collaboration CDF a publié sa nouvelle mesure de la masse du boson  $W$ . Cette mesure présente une déviation par rapport à la prédiction du MS avec une signifiante de  $7\sigma$ . Nous avons montré qu'il est possible de résoudre cette tension dans la hiérarchie inversée du 2HDM. Nous avons constaté que pour reproduire une telle mesure dans le 2HDM, il est nécessaire d'avoir un  $T$  positif, ce qui n'est possible que si  $M_{H^\pm} > M_h, M_H, M_A$ . Les cas où  $M_{H^\pm} < M_h, M_H, M_A$  et  $M_{H^\pm} = M_A$  ne permettent pas de reproduire la valeur mesurée de  $M_W$  par CDF. Nous avons également remarqué que cette nouvelle mesure pousse la masse du boson de Higgs chargé à être supérieure à environ 155 GeV. Nous avons ensuite présenté la phénoménologie des bosons de Higgs chargé, CP-odd et CP-even léger dans le 2HDM type-I et type-X. Nous avons observé que la désintégration bosonique  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  est la plus importante dans les deux types du modèle. Pour le boson de Higgs CP-odd, nous avons remarqué que  $A \rightarrow Zh$ , une fois ouvert, est le mode dominant. Cependant, avant le seuil de  $Zh$ ,  $A \rightarrow b\bar{b}$  est le mode dominant dans le 2HDM type-I, tandis que  $A \rightarrow \tau^+\tau^-$  domine dans le cas du 2HDM type-X. Nous avons également remarqué que dans le 2HDM type-X, le  $\text{BR}(h \rightarrow \mu^+\mu^-)$  peut être de l'ordre de  $3 \times 10^{-3}$ .

# Conclusion

*La progression dans la physique se fait en se confrontant constamment à ses propres erreurs.*

R. FEYNMAN

En ajoutant un doublet de Higgs au MS, on peut aborder certaines questions fondamentales de ce dernier, comme la structure de la brisure de la symétrie électrofaible, l'énigme des saveurs, la violation de CP, la dynamique de la baryogenèse électrofaible, la matière noire, et ainsi de suite. Cette addition génère un modèle à deux doublets de Higgs, qui a fait l'objet d'études approfondies dans la littérature. Une des caractéristiques les plus importantes et les plus attirantes de cette construction est l'existence d'un boson de Higgs chargé  $H^\pm$ . Par conséquent, l'étude des propriétés de  $H^\pm$  sera essentielle pour comprendre quel 2HDM, s'il en existe un, est réalisé dans la nature.

L'objectif de cette étude était d'explorer la phénoménologie du 2HDM dans des régions de son espace des paramètres qui peuvent nous offrir de nouvelles méthodes de détection de l'état du boson de Higgs chargé émergeant dans cette construction au-delà du MS, en complément de ce qui est déjà établi dans la littérature.

Nous avons proposé dans un premier temps de nouvelles recherches au LHC impliquant des bosons de Higgs chargés légers via leurs modes de production électrofaibles tels que  $pp \rightarrow H^\pm h/A$  et  $pp \rightarrow H^+H^-$  dans le 2HDM type-I et type-X. Dans un scénario où l'état lourd  $H$  joue le rôle du boson de Higgs de type MS avec une masse de 125 GeV, nous avons étudié les modes de production des bosons de Higgs chargés susmentionnés et examiné leurs désintégrations bosoniques, telles que  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  et/ou  $H^\pm \rightarrow W^\pm A$ . Nous avons démontré que pour un boson de Higgs chargé léger, avec  $M_{H^\pm} \lesssim m_t$ , au LHC, de tels modes de production et de désintégration peuvent donner lieu à des signatures avec des taux d'événements bien plus élevés que ceux résultant des modes de production et de désintégration typiques. Nous avons donc affirmé que la combinaison discutée de nouveaux modes de production et de désintégration peut résulter en un canal de découverte alternatif pour les bosons de Higgs chargés ayant une masse inférieure à celle du quark top au LHC, dans les deux types du 2HDM susmentionnés. Ainsi, afin de motiver les collaborations ATLAS et CMS à rechercher de telles signatures, nous avons proposé une variété de BPs qui sont compatibles avec les contraintes théoriques et expérimentales. En outre, nous avons présenté une analyse MC des signatures  $W^\pm + 4b$  et  $W^\pm + 4\gamma$  au LHC. Nous avons trouvé que le signal  $\ell^\pm\nu + 4b$  pourrait être recherché dans le cas  $4b0j$  lorsque  $p_T(j, \ell) > 20$  GeV et dans tous les cas lorsque  $p_T(j, \ell) > 10$  GeV. Pour le signal  $\ell^\pm\nu + 4\gamma$ , nous avons montré que même en présence de bruit de fond généré par des photons réels et faux (provenant de jets), le signal est essentiellement libre de bruit de fond, de sorte que les significances ne dépendent que des sections efficaces du signal et des luminosités intégrées du collisionneur.

Dans un deuxième temps, nous avons examiné la production d'un boson de Higgs chargé dans les processus  $pp \rightarrow H^\pm W^\mp$  et  $pp \rightarrow H^\pm bj$  dans le cadre du 2HDM. Nous avons proposé les états finaux  $bb$ ,  $\tau\tau$  et  $\gamma\gamma$  associés à  $WW$  ou  $Wbj$  comme une avenue expérimentale

encourageante qui compléterait le programme de recherche des bosons de Higgs chargés au LHC. Pour cela, nous avons sélectionné un ensemble de BPs pour des investigations expérimentales.

Nous avons dans un troisième temps étudié la possibilité de prédire la nouvelle mesure CDF de la masse du boson  $W$  ainsi que ses implications phénoménologiques dans le scénario où le Higgs CP-even  $H$  est le boson Higgs observé à 125 GeV au LHC. Nous avons trouvé que la hiérarchie de masse  $M_{H^\pm} > M_h, M_H, M_A$  est favorisée par la mesure CDF de  $M_W$ , tandis que les autres hiérarchies de masse  $M_A \approx M_{H^\pm}$  et  $M_{H^\pm} < M_h, M_H, M_A$  sont défavorisées. Nous avons ainsi constaté que cette nouvelle mesure CDF de  $M_W$  constitue une motivation supplémentaire pour rechercher un boson de Higgs chargé dans ses canaux de désintégration bosoniques.

Cette thèse ouvre de nouvelles perspectives pour la recherche d'un boson de Higgs chargé auprès du LHC. Les résultats obtenus peuvent être utilisés dans la recherche de cette particule auprès du LHC Run 3, qui a démarré le 5 juillet 2022, du futur LHC à haute luminosité (HL-LHC) et des futurs collisionneurs linéaires ou circulaires de leptons (ILC, CEPC et FCC-ee). La découverte d'un boson de Higgs chargé pourrait avoir des implications importantes pour la compréhension de la structure de Higgs étendue et, par conséquent, révéler la nouvelle physique au-delà du MS.

# Annexe A

## Matrices de Pauli, de Dirac et de Gell-Mann

### A.1 Matrices de Pauli

Les matrices de Pauli sont un ensemble de matrices complexes, de dimension  $2 \times 2$ , hermitiennes et unitaires :

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

Chacune des matrices de Pauli a une trace nulle et un déterminant égale à  $-1$ . Le produit de deux matrices de Pauli quelconques est donné par :

$$\sigma_i \sigma_j = \delta_{ij} \cdot \mathbb{I} + i \epsilon_{ijk} \sigma_k, \quad (\text{A.2})$$

où  $\delta_{ij}$  est le symbole delta de Kronecker et  $\epsilon_{ijk}$  est le symbole de Levi-Civita.

Les matrices de Pauli obéissent aux relations de commutation suivantes :

$$[\sigma_i, \sigma_j] = 2i \epsilon_{ijk} \sigma_k. \quad (\text{A.3})$$

Elles satisfont également les relations d'anti-commutation suivantes :

$$\{\sigma_i, \sigma_j\} = 2\delta_{ij} \cdot \mathbb{I}. \quad (\text{A.4})$$

### A.2 Matrices de Dirac

Les matrices de Dirac, aussi connues sous le nom de matrices gamma de Dirac ou simplement matrices gamma, sont un ensemble de quatre matrices complexes de dimension  $4 \times 4$ . Il existe plusieurs représentations possibles de ces matrices, mais nous présentons ici que la représentation de Dirac :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{I}_2 & 0 \\ 0 & \mathbb{I}_2 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.5})$$

où  $\sigma^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) sont les matrices de Pauli.

Les matrices de Dirac obéissent aux relations d'anti-commutation suivantes :

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}\mathbb{I}_4. \quad (\text{A.6})$$

Les matrices de Dirac ont les propriétés suivantes :

$$(\gamma^0)^\dagger = \gamma^0, \quad (\gamma^0)^2 = \mathbb{I}_4, \quad (\text{A.7})$$

$$(\gamma^i)^\dagger = -\gamma^i, \quad (\gamma^i)^2 = -\mathbb{I}_4, \quad (\text{A.8})$$

avec  $i = 1, 2, 3$ .

En outre, il est utile d'introduire une cinquième matrice de Dirac, qui est le produit des quatre matrices gamma. Elle est définie comme suit :

$$\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{I}_2 \\ \mathbb{I}_2 & 0 \end{pmatrix}, \quad (\gamma^5)^\dagger = \gamma^5, \quad (\gamma^5)^2 = \mathbb{I}_4. \quad (\text{A.9})$$

### A.3 Matrices de Gell-Mann

Les matrices de Gell-Mann sont un ensemble de huit matrices complexes hermitiennes de dimensions  $3 \times 3$  avec une trace nulle :

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\ \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Les matrices de Gell-Mann obéissent aux relations de commutation suivantes :

$$[\lambda_a, \lambda_b] = 2if^{abc}\lambda_c. \quad (\text{A.11})$$

où  $f^{abc}$  est la constante de structure.

# Annexe B

## Renormalisation des paramètres électrofaibles

Dans cette annexe, nous exposons le processus de renormalisation des paramètres de la théorie électrofaible. En particulier, nous nous intéressons à la charge électrique, à la masse des fermions et des bosons ainsi qu'à l'angle de mélange  $\sin^2 \theta_W$ .

### B.1 Renormalisation de la charge

Dans le MS, la définition de la charge électrique est donnée par :

$$e = \frac{g'g}{\sqrt{g'^2 + g^2}}, \quad (\text{B.1})$$

où  $g'$  et  $g$  sont les constantes de couplage associées aux groupe de jauge  $U(1)$  et  $SU(2)$ , respectivement. Pour renormaliser la charge électrique, il est nécessaire de la redéfinir. En effet, les constantes de couplage  $g'$  et  $g$  sont transformées<sup>1</sup>, aux celles renormalisées, de la manière suivantes [260] :

$$g' \longrightarrow Z_1^B (Z_2^B)^{-3/2} g', \quad g \longrightarrow Z_1^W (Z_2^W)^{-3/2} g \quad (\text{B.2})$$

où  $Z_2^{W,B}$  et  $Z_1^{W,B}$  sont les constantes de renormalisation des champs et des couplages, respectivement. La charge électrique de l'équation (B.1) devient alors :

$$e^2 = \frac{g'^2 g^2}{g'^2 + g^2} \longrightarrow \frac{(Z_1^B)^2 (Z_2^B)^{-3} g'^2 (Z_1^W)^2 (Z_2^W)^{-3} g^2}{(Z_1^B)^2 (Z_2^B)^{-3} g'^2 + (Z_1^W)^2 (Z_2^W)^{-3} g^2}. \quad (\text{B.3})$$

Si l'on exprime chaque constante de renormalisation sous la forme

$$Z_i^{W,B} = 1 + \delta Z_i^{W,B}, \quad (\text{B.4})$$

---

1. Cette transformation est connue sous le nom de renormalisation multiplicative.

donc la charge électrique s'écrit :

$$\begin{aligned}
e^2 &\rightarrow \frac{g'^2(1 + \delta Z_1^B)^2(1 + \delta Z_2^B)^{-3}g^2(1 + \delta Z_1^W)^2(1 + \delta Z_2^W)^{-3}}{g'^2(1 + \delta Z_1^B)^2(1 + \delta Z_2^B)^{-3} + g^2(1 + \delta Z_1^W)^2(1 + \delta Z_2^W)^{-3}} \\
&\rightarrow \frac{g'^2(1 + 2\delta Z_1^B)(1 - 3\delta Z_2^B)g^2(1 + 2\delta Z_1^W)(1 - 3\delta Z_2^W)}{g'^2(1 + 2\delta Z_1^B)(1 - 3\delta Z_2^B) + g^2(1 + 2\delta Z_1^W)(1 - 3\delta Z_2^W)} \\
&\rightarrow \frac{g'^2g^2(1 + 2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B)(1 + 2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W)}{g'^2(1 + 2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B) + g^2(1 + 2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W)} \\
&\rightarrow \frac{g'^2g^2[1 + (2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B) + (2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W)]}{(g'^2 + g^2)\left[1 + \frac{g'^2}{g'^2 + g^2}(2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B) + \frac{g^2}{g'^2 + g^2}(2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W)\right]} \\
&\rightarrow \frac{g'^2g^2}{g'^2 + g^2} \left\{ [1 + (2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B) + (2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W)] \right. \\
&\quad \left. \times [1 - s_W^2(2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B) - c_W^2(2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W)] \right\} \\
&\rightarrow e^2 [1 + c_W^2(2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B) + s_W^2(2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W)] \\
&\rightarrow e^2 [1 + 2(c_W^2\delta Z_1^B + s_W^2\delta Z_1^W) - 3(c_W^2\delta Z_2^B + s_W^2\delta Z_2^W)], \tag{B.5}
\end{aligned}$$

où on a utilisé la formule de Taylor<sup>2</sup> et omis les termes de mélange des constantes de renormalisation. ( $s_W \equiv \sin \theta_W$  et  $c_W \equiv \cos \theta_W$ .)

Il est pratique d'introduire les combinaisons linéaires suivantes des constantes de renormalisation des champs  $\delta Z_2^{W,B}$  et des couplages  $\delta Z_1^{W,B}$  ( $i = 1, 2$ ) :

$$\begin{pmatrix} \delta Z_i^\gamma \\ \delta Z_i^Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_W^2 & c_W^2 \\ c_W^2 & s_W^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta Z_i^W \\ \delta Z_i^B \end{pmatrix}. \tag{B.6}$$

Donc, la charge électrique peut s'écrire comme suit :

$$e^2 \rightarrow e^2(1 + 2\delta Z_1^\gamma - 3\delta Z_2^\gamma) \equiv e^2 \left( 1 + 2\frac{\delta e}{e} \right), \tag{B.7}$$

avec

$$\frac{\delta e}{e} = \delta Z_1^\gamma - \frac{3}{2}\delta Z_2^\gamma = \frac{1}{2}\Pi^{\gamma\gamma}(0) - \frac{s_W}{c_W} \frac{\Sigma^{\gamma Z}(0)}{M_Z^2}. \tag{B.8}$$

Cette formule montre que la correction à la charge électrique est indépendante du fermion considéré. Le premier terme de l'équation (B.8) correspond à la polarisation du vide du photon, incluant les contributions bosoniques. Le deuxième terme quant à lui contient le mélange entre le photon et le boson  $Z$ .

## B.2 Renormalisation de la masse

Dans le MS, la masse d'un fermion  $f$  est donnée par :

$$m_f = \frac{y_f}{\sqrt{2}}v, \tag{B.9}$$

où  $y_f$  est le couplage de Yukawa et  $v$  est la valeur moyenne dans le vide. Comme dans le cas de la charge électrique, on redéfinit les paramètres  $y_f$  et  $v$  comme suit :

$$y_f \rightarrow (Z^\phi)^{-1/2}Z_1^f y_f, \quad v \rightarrow (Z^\phi)^{1/2}(v - \delta v). \tag{B.10}$$

2. Bien que nous nous intéressons seulement aux corrections à l'ordre d'une boucle, nous avons négligé les termes  $(\delta Z)^2$  partout.

La masse des fermions devient alors :

$$\begin{aligned}
m_f = \frac{g_f}{\sqrt{2}}v &\longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(Z^\phi)^{-1/2}Z_1^f y_f (Z^\phi)^{1/2}(v - \delta v) \\
&\longrightarrow \frac{y_f}{\sqrt{2}}v \left(1 + \delta Z_1^f\right) \left(1 - \frac{\delta v}{v}\right) \\
&\longrightarrow m_f \left(1 + \delta Z_1^f - \frac{\delta v}{v}\right) \equiv m_f \left(1 + \frac{\delta m_f}{m_f}\right), \tag{B.11}
\end{aligned}$$

avec

$$\frac{\delta m_f}{m_f} = \delta Z_1^f - \frac{\delta v}{v}. \tag{B.12}$$

La renormalisation de la masse des fermions contient, en plus de  $\delta v$ , la constante de renormalisation du couplage de Yukawa  $\delta Z_1^f$ . Par conséquent, la renormalisation de la masse des fermions détermine celle des constantes de Yukawa.

Outre la masse des fermions, les masses des bosons  $W$  et  $Z$  sont données par :

$$M_W = \frac{1}{2}gv, \quad M_Z = \frac{1}{2}\sqrt{g'^2 + g^2}v. \tag{B.13}$$

La masse du boson  $W$  s'écrit :

$$\begin{aligned}
M_W^2 = \frac{1}{4}g^2v^2 &\longrightarrow \frac{1}{4}(Z_1^W)^2(Z_2^W)^{-3}g^2Z^\phi(v - \delta v)^2 \\
&\longrightarrow \frac{1}{4}g^2v^2(1 + 2\delta Z_1^W)(1 - 3\delta Z_2^W)(1 + \delta Z^\phi) \left(1 - 2\frac{\delta v}{v}\right) \\
&\longrightarrow M_W^2 \left[ (1 + 2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W) \left(1 + \delta Z^\phi - 2\frac{\delta v}{v}\right) \right] \\
&\longrightarrow M_W^2 \left[ \left(1 + 2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W + \delta Z^\phi - 2\frac{\delta v}{v}\right) \right] \\
&\equiv M_W^2 \left(1 + \frac{\delta M_W^2}{M_W^2}\right), \tag{B.14}
\end{aligned}$$

avec

$$\frac{\delta M_W^2}{M_W^2} = 2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W + \delta Z^\phi - 2\frac{\delta v}{v}. \tag{B.15}$$

La masse du boson  $Z$  est renormalisée de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
M_Z^2 = \frac{1}{4}(g'^2 + g^2)v^2 &\longrightarrow \frac{1}{4}[(Z_1^B)^2(Z_2^B)^{-3}g_1^2 + (Z_1^W)^2(Z_2^W)^{-3}g_2^2]Z^\phi(v - \delta v)^2 \\
&\longrightarrow \frac{1}{4}[g_1^2(1 + 2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B) + g_2^2(1 + 2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W)] \\
&\quad \times \left[1 + \delta Z^\phi - 2\frac{\delta v}{v}\right]v^2 \\
&\longrightarrow \frac{1}{4}(g_1^2 + g_2^2)v^2 \left[1 + s_W^2(2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B) \right. \\
&\quad \left. + c_W^2(2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W) + \delta Z^\phi - 2\frac{\delta v}{v}\right] \\
&\longrightarrow M_Z^2 \left[1 + s_W^2(2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B) + c_W^2(2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W) \right. \\
&\quad \left. + \delta Z^\phi - 2\frac{\delta v}{v}\right] \\
&\equiv M_Z^2 \left(1 + \frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2}\right), \tag{B.16}
\end{aligned}$$

avec

$$\frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} = s_W^2(2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B) + c_W^2(2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W) + \delta Z^\phi - 2\frac{\delta v}{v}. \quad (\text{B.17})$$

Il est utile de calculer la quantité suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} - \frac{\delta M_W^2}{M_W^2} &= s_W^2(2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B) + c_W^2(2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W) - 2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W \\ &= s_W^2[2(\delta Z_1^B - \delta Z_1^W) - 3(\delta Z_2^B - \delta Z_2^W)]. \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

Comme

$$\frac{s_W}{c_W} \left( 3\delta Z_2^{\gamma Z} - 2\delta Z_1^{\gamma Z} \right) = s_W^2 [2(\delta Z_1^B - \delta Z_1^W) - 3(\delta Z_2^B - \delta Z_2^W)], \quad (\text{B.19})$$

les contre-terms de masse  $\delta M_{W,Z}^2$  sont reliés aux constantes de renormalisation par la relation suivante :

$$\frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} - \frac{\delta M_W^2}{M_W^2} = \frac{s_W}{c_W} \left( 3\delta Z_2^{\gamma Z} - 2\delta Z_1^{\gamma Z} \right), \quad (\text{B.20})$$

avec

$$\delta Z_i^{\gamma Z} = \frac{c_W s_W}{c_W^2 - s_W^2} (\delta Z_i^Z - \delta Z_i^\gamma). \quad (\text{B.21})$$

### B.3 Renormalisation de $\sin^2 \theta_W$

Le contre-terme pour l'angle de Weinberg est calculé de la manière suivante :

$$\begin{aligned} s_W^2 &= \frac{g'^2}{g'^2 + g^2} \longrightarrow \frac{(Z_1^B)^2 (Z_2^B)^{-3} g'^2}{(Z_1^B)^2 (Z_2^B)^{-3} g'^2 + (Z_1^W)^2 (Z_2^W)^{-3} g^2} \\ &\longrightarrow \frac{g'^2 [1 + (2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B)]}{(g'^2 + g^2) \left[ 1 + \frac{g'^2}{g'^2 + g^2} (2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B) + \frac{g^2}{g'^2 + g^2} (2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W) \right]} \\ &\longrightarrow \frac{g'^2}{g'^2 + g^2} [1 + (2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B)] [1 - s_W^2 (2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B) \\ &\quad - c_W^2 (2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W)] \\ &\longrightarrow s_W^2 [1 + c_W^2 (2\delta Z_1^B - 3\delta Z_2^B) - c_W^2 (2\delta Z_1^W - 3\delta Z_2^W)] \\ &\longrightarrow s_W^2 + c_W^2 s_W^2 [2(\delta Z_1^B - \delta Z_1^W) - 3(\delta Z_2^B - \delta Z_2^W)] \\ &\longrightarrow s_W^2 + c_W^2 \left( \frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} - \frac{\delta M_W^2}{M_W^2} \right) \equiv s_W^2 + \delta s_W^2, \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

avec

$$s_W^2 = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}. \quad (\text{B.23})$$

La même expression peut s'obtenir directement à partir de la relation exacte entre les quantités nues, qui est donnée par :

$$\begin{aligned} s_0^2 &= 1 - \frac{M_{W,0}^2}{M_{Z,0}^2} = 1 - \frac{M_W^2 + \delta M_W^2}{M_Z^2 + \delta M_Z^2} \\ &= 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \left( 1 + \frac{\delta M_W^2}{M_W^2} \right) \left( 1 - \frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} \right) \\ &= 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} + \frac{M_W^2}{M_Z^2} \left( \frac{\delta M_W^2}{M_W^2} - \frac{\delta M_Z^2}{M_Z^2} \right). \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

# Annexe C

## Self-énergies des bosons vecteurs

L'objectif de cette annexe est de calculer la contribution fermionique aux self-énergies des bosons vecteurs, i.e. les diagrammes contenant des boucles de fermions contribuant aux self-énergies des bosons de jauge.

### C.1 Self-énergie du photon

La contribution d'un seul fermion de charge  $Q_f$  et de masse  $m$  à la self-énergie du photon, dénotée par  $\Sigma^{\gamma}$ , est illustrée dans le diagramme suivant :

$$\text{Diagram} \equiv \frac{-ig^{\mu\sigma}}{q^2} (-i\Sigma_{\rho\sigma}^{\gamma\gamma}) \frac{-ig^{\rho\nu}}{q^2}.$$

La self-énergie du photon peut s'écrire en utilisant les règles de Feynman comme suit :

$$\begin{aligned} -i\Sigma_{\rho\sigma}^{\gamma\gamma}(q^2) &= (-1) \text{Tr} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{i}{\not{q} + \not{k} - m} (ieQ_f\gamma_\rho) \frac{i}{\not{k} - m} (ieQ_f\gamma_\sigma) \\ &= -e^2 Q_f^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}((\not{k} + \not{q} + m)\gamma_\rho(\not{k} + m)\gamma_\sigma)}{[(k+q)^2 - m^2][k^2 - m^2]}. \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

La trace dans l'équation (C.1) est donnée par :

$$\text{Tr}((\not{k} + \not{q} + m)\gamma_\rho(\not{k} + m)\gamma_\sigma) = 4[2k_\rho k_\sigma - g_{\rho\sigma}(k^2 + k \cdot q) + k_\rho q_\sigma + k_\sigma q_\rho + m^2 g_{\rho\sigma}]. \quad (\text{C.2})$$

Le calcul de cette trace mène à la décompositions suivante :

$$\begin{aligned} \Sigma_{\rho\sigma}^{\gamma\gamma}(q^2) &= -ie^2 Q_f^2 4 \left\{ g_{\rho\sigma} m^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{[k^2 - m^2][(k+q)^2 - m^2]} \right. \\ &\quad - g_{\rho\sigma} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{(k^2 + k \cdot q)}{[k^2 - m^2][(k+q)^2 - m^2]} \\ &\quad + 2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{k_\rho k_\sigma}{[k^2 - m^2][(k+q)^2 - m^2]} \\ &\quad \left. + \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{k_\rho q_\sigma + k_\sigma q_\rho}{[k^2 - m^2][(k+q)^2 - m^2]} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

Les intégrales dans l'équation (C.3) divergent pour de grandes impulsions (divergences ultraviolettes (UV)). Pour résoudre ce problème, il est nécessaire d'utiliser une régularisation qui permet de redéfinir les intégrales de manière à ce qu'elles deviennent finies. La méthode de régularisation la plus couramment utilisée dans les théories de jauge est la régularisation dimensionnelle, qui est à la fois invariante de Lorentz et de jauge. Cette méthode consiste à remplacer la dimension 4 de l'espace-temps par une dimension inférieure  $D$  où les intégrales sont convergentes, i.e.

$$\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \longrightarrow \mu^{4-D} \int \frac{d^Dk}{(2\pi)^D}, \quad (\text{C.4})$$

où  $\mu$  est un paramètre de masse, arbitraire, introduit pour garder la dimension des constantes de couplage en facteur des intégrales indépendantes de  $D$ . La limite  $D \rightarrow 4$  doit finalement être prise à la fin du calcul d'une quantité physique.

Les intégrales dans l'équation (C.3) peuvent être exprimées en termes des fonctions de Passarino-Veltman [260], qui sont définies comme suit :

$$\mu^{4-D} \int \frac{d^Dk}{(2\pi)^D} \frac{1}{k^2 - m^2} = \frac{i}{16\pi^2} A(m), \quad (\text{C.5})$$

$$\mu^{4-D} \int \frac{d^Dk}{(2\pi)^D} \frac{1}{[k^2 - m_1^2][(k+q)^2 - m_2^2]} = \frac{i}{16\pi^2} B_0(q^2, m_1, m_2), \quad (\text{C.6})$$

$$\mu^{4-D} \int \frac{d^Dk}{(2\pi)^D} \frac{k_\mu; k_\mu k_\nu}{[k^2 - m_1^2][(k+q)^2 - m_2^2]} = \frac{i}{16\pi^2} B_{\mu; \mu\nu}(q^2, m_1, m_2). \quad (\text{C.7})$$

Les intégrales vectorielle,  $B_\mu$ , et tensorielle,  $B_{\mu\nu}$ , peuvent être développées en termes d'intégrales scalaires [260]

$$B_\mu = q_\mu B_1(q^2, m_1, m_2), \quad (\text{C.8})$$

$$B_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} B_{22}(q^2, m_1, m_2) + q_\mu q_\nu B_{21}(q^2, m_1, m_2). \quad (\text{C.9})$$

Donc, la self-énergie  $\Sigma_{\rho\sigma}^{\gamma\gamma}$  peut être exprimée comme suit :

$$\begin{aligned} \Sigma_{\rho\sigma}^{\gamma\gamma}(q^2) &= -ie^2 Q_f^2 A \frac{i}{16\pi^2} \{ g_{\rho\sigma} m^2 B_0(q^2, m, m) \\ &\quad - g_{\rho\sigma} [A(m) + m^2 B_0(q^2, m, m) + q^2 B_1(q^2, m, m)] \\ &\quad + 2[g_{\rho\sigma} B_{22}(q^2, m, m) + q_\rho q_\sigma B_{21}(q^2, m, m)] \\ &\quad + [q_\rho q_\sigma B_1(q^2, m, m) + q_\sigma q_\rho B_1(q^2, m, m)] \}. \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

Notons que nous avons utilisé les équations (C.6-C.9) et les propriétés suivantes :

$$\mu^{4-D} \int \frac{d^Dk}{(2\pi)^D} \frac{k^2}{[k^2 - m_1^2][(k+q)^2 - m_2^2]} = \frac{i}{16\pi^2} [A(m_2) + m_1^2 B_0(q^2, m_1, m_2)] \quad (\text{C.11})$$

$$\mu^{4-D} \int \frac{d^Dk}{(2\pi)^D} \frac{k \cdot q}{[k^2 - m_1^2][(k+q)^2 - m_2^2]} = \frac{i}{16\pi^2} q^2 B_1(q^2, m_1, m_2). \quad (\text{C.12})$$

Il est pratique de décomposer la fonction  $\Sigma_{\rho\sigma}^{\gamma\gamma}$  de la manière suivante :

$$\Sigma_{\rho\sigma}^{\gamma\gamma} = g_{\rho\sigma} \Sigma^{\gamma\gamma} + q_\rho q_\sigma \Sigma_L^{\gamma\gamma}. \quad (\text{C.13})$$

C'est en effet la quantité  $\Sigma^{\gamma\gamma}$  qu'on cherche à calculer.

$$\begin{aligned}\Sigma^{\gamma\gamma}(q^2) &= \frac{\alpha}{\pi} Q_f^2 \left[ m^2 B_0(q^2, m, m) - A(m) - m^2 B_0(q^2, m, m) \right. \\ &\quad \left. - q^2 B_1(q^2, m, m) + 2B_{22}(q^2, m, m) \right] \\ &= \frac{\alpha}{\pi} Q_f^2 \left[ -A(m) - q^2 B_1(q^2, m, m) + 2B_{22}(q^2, m, m) \right].\end{aligned}\quad (\text{C.14})$$

Soit

$$B_1(q^2, m_1, m_2) = \frac{1}{2q^2} \left[ A(m_1) - A(m_2) + (m_2^2 - m_1^2 - q^2) B_0(q^2, m_1, m_2) \right] \quad (\text{C.15})$$

$$\underset{m_1=m_2}{=} -\frac{1}{2} B_0(q^2, m, m), \quad (\text{C.16})$$

la forme finale de  $\Sigma^{\gamma\gamma}$  s'écrit comme suit :

$$\Sigma^{\gamma\gamma}(q^2) = \frac{\alpha}{\pi} Q_f^2 \left[ -A(m) + \frac{q^2}{2} B_0(q^2, m, m) + 2B_{22}(q^2, m, m) \right]. \quad (\text{C.17})$$

## C.2 Self-énergie du mélange photon- $Z$ :

Comme dans le cas du photon, la contribution à une boucle des fermions à la self-énergie du mélange photon- $Z$ , dénotée par  $\Sigma^{\gamma Z}$ , est illustrée dans le diagramme suivant :

$$\text{Diagram} \equiv \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} \left( \frac{-\Sigma^{\gamma Z}}{q^2 - M_Z^2} \right).$$

En utilisant les règles de Feynman,  $\Sigma^{\gamma Z}$  peut s'écrire comme suit :

$$\begin{aligned}-i\Sigma_{\rho\sigma}^{\gamma Z}(q^2) &= (-1) \text{Tr} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{i}{\not{k} + \not{q} - m} \left( \frac{ie}{2s_W c_W} \gamma_\rho (v_f - a_f \gamma_5) \right) \frac{i}{\not{k} - m} (ie Q_f \gamma_\sigma) \\ &= -\frac{e^2}{2s_W c_W} Q_f \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}((\not{k} + \not{q} + m) \gamma_\rho (v_f - a_f \gamma_5) (\not{k} + m) \gamma_\sigma)}{[(k+q)^2 - m^2][k^2 - m^2]},\end{aligned}\quad (\text{C.18})$$

où  $s_W \equiv \sin \theta_W$  et  $c_W \equiv \cos \theta_W$  sont les angles de Weinberg, et où  $v_f$  et  $a_f$  sont respectivement les couplages vectoriel et axial du courant neutre. Ces couplages sont définis par :

$$v_f = I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W, \quad (\text{C.19})$$

$$a_f = I_3^f. \quad (\text{C.20})$$

Calculons d'abord la trace dans l'équation (C.18).

$$\begin{aligned}\text{Tr}((\not{k} + \not{q} + m) \gamma_\rho (v_f - a_f \gamma_5) (\not{k} + m) \gamma_\sigma) &= 4 \left[ v_f (2k_\rho k_\sigma - g_{\rho\sigma} (k^2 + k \cdot q) + m^2 g_{\rho\sigma} \right. \\ &\quad \left. + k_\rho q_\sigma + k_\sigma q_\rho) + ia_f k^\alpha q^\beta \epsilon_{\rho\sigma\alpha\beta} \right]\end{aligned}\quad (\text{C.21})$$

La partie réelle de cette trace est exactement la trace (C.2) multiplié par la constante de couplage  $v_f$ . Ainsi, la self-énergie du mélange photon- $Z$  peut être obtenue à partir de la self-énergie du photon en multipliant par le couplage vectoriel du boson  $Z$  aux fermions,  $v_f$ . En effet, la self-énergie du mélange photon- $Z$  s'écrit comme suit :

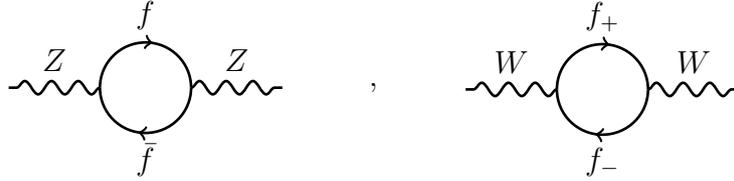
$$\Sigma^{\gamma Z}(q^2) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{v_f Q_f}{2s_W c_W} \left[ -A(m) + \frac{q^2}{2} B_0(q^2, m, m) + 2B_{22}(q^2, m, m) \right]. \quad (\text{C.22})$$

### C.3 Self-énergie des bosons $W$ et $Z$

Dans le MS, les propagateurs à une boucle des bosons  $W$  et  $Z$  sont donnés par ( $V = W$  ou  $Z$ ) :

$$\frac{-ig^{\mu\sigma}}{q^2 - M_V^2} (-i\Sigma_{\rho\sigma}^{VV}) \frac{-ig^{\rho\nu}}{q^2 - M_V^2}. \quad (\text{C.23})$$

Dans ce cas, on calcule les self-énergies pour un seul doublet de leptons ou de quarks, avec  $m_{\pm}$ ,  $Q_{\pm}$ ,  $v_{\pm}$  et  $a_{\pm}$  sont les couplages de type-up (+) et de type-down (-). Ensuite, on doit sommer sur les différents doublets, y compris la somme des couleurs. Les diagrammes de Feynman correspondants aux self-énergies des bosons de jauge  $W$  et  $Z$  sont représentés par les schémas ci-dessous.



La self-énergie du boson  $Z$  est donnée par :

$$\begin{aligned} -i\Sigma_{\rho\sigma}^{ZZ}(q^2) &= (-1) \text{Tr} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{i}{\not{q} + \not{k} - m_f} \left( \frac{ie}{2s_W c_W} \gamma_\rho (v_f - a_f \gamma_5) \right) \\ &\quad \times \frac{i}{\not{k} - m_f} \left( \frac{ie}{2s_W c_W} \gamma_\sigma (v_f - a_f \gamma_5) \right) \\ &= -\frac{e^2}{4s_W^2 c_W^2} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}((\not{k} + \not{q} + m_f) \gamma_\rho (v_f - a_f \gamma_5) (\not{k} + m_f) \gamma_\sigma (v_f - a_f \gamma_5))}{[(k+q)^2 - m_f^2][k^2 - m_f^2]}. \end{aligned} \quad (\text{C.24})$$

Calculons maintenant la trace dans l'équation (C.25).

$$\begin{aligned} \text{Tr}((\not{q} + \not{k} + m_f) \gamma_\rho (v_f - a_f \gamma_5) (\not{k} + m_f) \gamma_\sigma (v_f - a_f \gamma_5)) &= 4 \left[ -g_{\rho\sigma} ((v_f^2 + a_f^2)(k^2 + k \cdot q) \right. \\ &\quad + m_f^2(a_f^2 - v_f^2)) \\ &\quad + (v_f^2 + a_f^2)(2k_\rho k_\sigma \\ &\quad + k_\rho q_\sigma + k_\sigma q_\rho) \\ &\quad \left. + 2iv_f a_f k^\alpha q^\beta \epsilon_{\rho\sigma\alpha\beta} \right]. \end{aligned} \quad (\text{C.25})$$

Nous cherchons à calculer la partie transversale de la self-énergie, i.e. le coefficient de  $g_{\rho\sigma}$ .

$$\begin{aligned} \Sigma^{ZZ}(q^2) &= \frac{e^2}{4\pi^2} \sum_{f=+,-} \left\{ \frac{(v_f^2 + a_f^2)}{4s_W^2 c_W^2} \left[ -A(m_f) - m_f^2 B_0(q^2, m_f, m_f) - q^2 B_1(q^2, m_f, m_f) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2B_{22}(q^2, m_f, m_f) \right] - \frac{(a_f^2 - v_f^2)}{4s_W^2 c_W^2} m_f^2 B_0(q^2, m_f, m_f) \right\} \\ &= \frac{\alpha}{\pi} \sum_{f=+,-} \left\{ \frac{(v_f^2 + a_f^2)}{4s_W^2 c_W^2} \left[ -A(m_f) + \frac{q^2}{2} B_0(q^2, m_f, m_f) + 2B_{22}(q^2, m_f, m_f) \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{m_f^2}{8s_W^2 c_W^2} B_0(q^2, m_f, m_f) \right\}. \end{aligned} \quad (\text{C.26})$$

Notons que nous avons utilisé les équations (C.6-C.9), (C.11), (C.12) et (C.16).

Outre le cas du boson  $Z$ , la self-énergie du boson  $W$  est donnée par :

$$\begin{aligned}
-i\Sigma_{\rho\sigma}^{WW}(q^2) &= (-1) \text{Tr} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{i}{\not{q} + \not{k} - m_-} \left( i \frac{e}{2\sqrt{2}s_W} \gamma_\rho (1 - \gamma_5) \right) \\
&\quad \times \frac{i}{\not{k} - m_+} \left( i \frac{e}{2\sqrt{2}s_W} \gamma_\sigma (1 - \gamma_5) \right) \\
&= -\frac{e^2}{8s_W^2} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{\text{Tr}((\not{k} + \not{q} + m_-)\gamma_\rho(1 - \gamma_5)(\not{k} + m_+)\gamma_\sigma(1 - \gamma_5))}{[(k+q)^2 - m_-^2][k^2 - m_+^2]}.
\end{aligned} \tag{C.27}$$

La trace dans l'équation (C.28) est donnée par :

$$\begin{aligned}
\text{Tr}((\not{q} + \not{k} + m_-)\gamma_\rho(1 - \gamma_5)(\not{k} + m_+)\gamma_\sigma(1 - \gamma_5)) &= 8 \left[ -g_{\rho\sigma}(k^2 + k \cdot q) + k_\rho q_\sigma + k_\sigma q_\rho \right. \\
&\quad \left. + 2k_\rho k_\sigma + ik^\alpha q^\beta \epsilon_{\rho\sigma\alpha\beta} \right].
\end{aligned} \tag{C.28}$$

Finalement, comme dans le cas du boson  $Z$ ,  $\Sigma^{WW}$  est donnée par :

$$\begin{aligned}
\Sigma^{WW}(q^2) &= \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{4s^2} \left\{ 2B_{22}(q^2, m_+, m_-) - \frac{A(m_+) + A(m_-)}{2} \right. \\
&\quad \left. + \frac{q^2 - m_+^2 - m_-^2}{2} B_0(k^2, m_+, m_-) \right\}.
\end{aligned} \tag{C.29}$$

Nous avons utilisé ici les équations (C.6-C.9), (C.11), (C.12) et (C.15).

# Annexe D

## Reconstruction d'événements

### D.1 Cas du signal $W^\pm + 4b$

Pour le boson de Higgs léger,  $h$ , nous cherchons d'abord quatre jets, puis trouvons une combinaison deux par deux entre eux en minimisant la fonction  $\chi^2$  suivante, et assignons les deux résonances comme  $h_1$  et  $h_2$  :

$$\chi_{4b}^2 = (M_{bb}^1 - M_h)^2 + (M_{bb}^2 - M_h)^2. \quad (\text{D.1})$$

Dans la Figure D.1, nous montrons les distributions de masse des deux bosons de Higgs légers pour BP4.

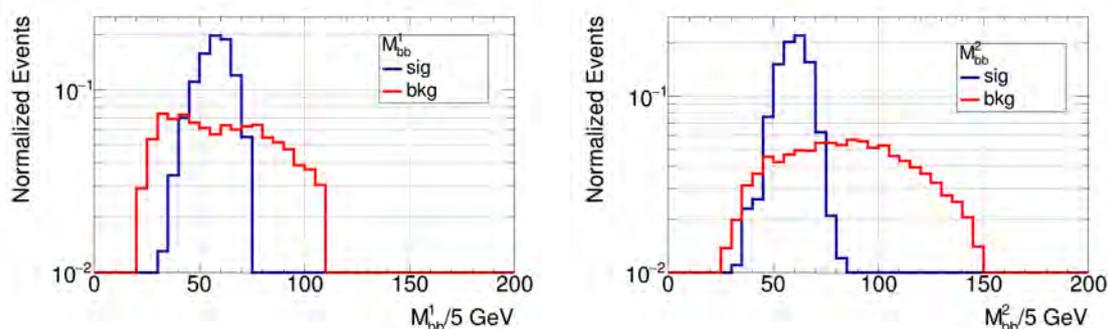


FIGURE D.1 – Les distributions de masse du boson de Higgs léger  $M_{bb}^1$ ,  $M_{bb}^2$  pour BP4.

Pour la reconstruction du boson de Higgs chargé, nous sélectionnons le lepton principal, l'énergie transverse manquante et un boson de Higgs léger reconstruit. Étant donné qu'il y a deux bosons de Higgs neutres légers, deux bosons de Higgs chargés seront reconstruits, nous sélectionnons celui dont la masse est la plus proche de la masse du boson de Higgs chargé donnée dans le Tableau 3.6 (BP4). La distribution de masse du boson de Higgs chargé est présentée dans la Figure D.2 (à gauche). Il y a une différence nette entre le signal et les bruits de fond, car il n'y a pas une telle résonance en dessous de la masse du boson  $Z$ .

Étant donné que  $t\bar{t}$  est le bruit de fond principal, les quarks top sont également reconstruits. Un lepton et l'énergie transverse manquante sont sélectionnés pour reconstruire le boson  $W$ . Comme, dans le signal, le boson  $W$  est toujours hors de sa couche de masse, le pic sera beaucoup plus petit que la masse du boson  $W$ , mais pour un événement du MS, la distribution du boson  $W$  sera centrée autour de la masse du boson  $W$ , ce qui est illustré

dans la Figure D.2 (à droite). Ensuite, le boson  $W$  et un jet de  $b$  sont combinés pour reconstruire le quark top. Trois autres jets sont utilisés pour l'autre quark top. Dans le bruit de fond  $t\bar{t}$ , le pic sera centré autour de la masse du quark top. Les deux distributions de masse des quarks top sont présentées dans la Figure D.3.

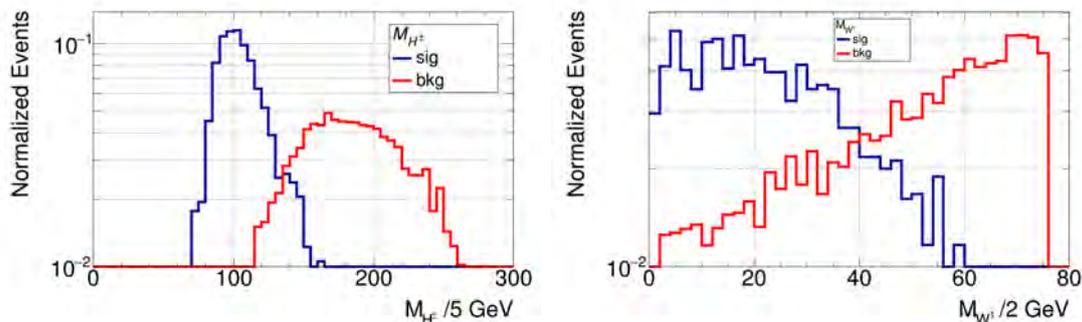


FIGURE D.2 – La distribution de masse du boson de Higgs chargé reconstruit ( $M_{H^\pm}$ ) et la distribution du boson  $W$  ( $M_W$ ) pour BP4.

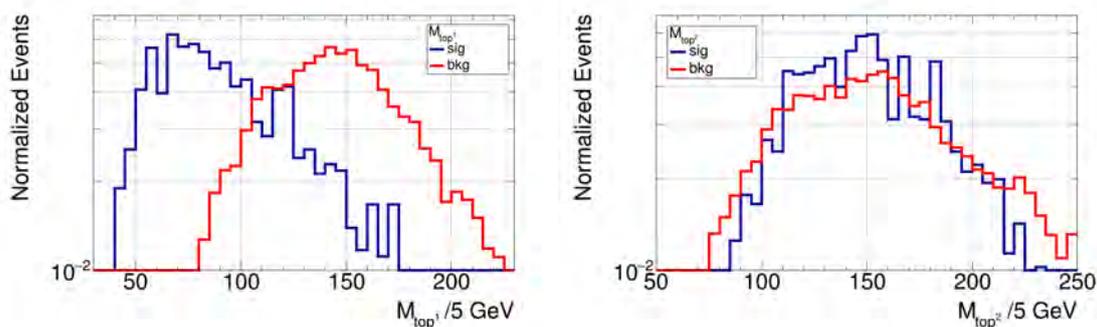


FIGURE D.3 – Les distributions de masse du quark top reconstruit ( $M_{t_1}$ ,  $M_{t_2}$ ) pour BP4.

## D.2 Cas du signal $W^\pm + 4\gamma$

### D.2.1 Reconstruction d'événements

Comme dans le cas du signal  $W^\pm + 4b$ , la masse  $M_h$  peut être reconstruite événement par événement en combinant les quatre photons en deux paires et en minimisant la fonction  $\chi^2$  suivante :

$$\chi^2 = (M_{\gamma\gamma}^1 - M_h)^2 + (M_{\gamma\gamma}^2 - M_h)^2. \quad (\text{D.2})$$

De toute évidence, il y a trois combinaisons possibles pour chaque événement. Lorsque la combinaison minimisant la fonction  $\chi^2$  est trouvée, nous désignons la masse invariante plus grande de la paire de deux photons comme  $M_{\gamma\gamma}^1$  et l'autre est alors désignée comme  $M_{\gamma\gamma}^2$ . Les distributions de ces deux masses reconstruites de  $h$  pour, par exemple, BP5 sont illustrées dans la Figure D.4, où  $M_{\gamma\gamma}^1$  et  $M_{\gamma\gamma}^2$  sont proches de  $M_h$  en même temps.

La distribution de la masse reconstruite du boson de Higgs chargé est représentée dans la Figure D.5. Comme il y a une énergie manquante, nous utilisons la méthode standard de reconstruction du boson  $W^\pm$ . Il y a ensuite deux candidats possibles pour l'état de Higgs neutre léger ( $h$ ), l'un est produit dans la désintégration du boson de Higgs chargé

et l'autre est produit en association avec lui. Donc, nous obtenons deux distributions de masse possibles de  $H^\pm$ . Comme le montre la Figure D.5, la masse correcte est plutôt concentrée, tandis que la masse incorrecte est plus dispersée.

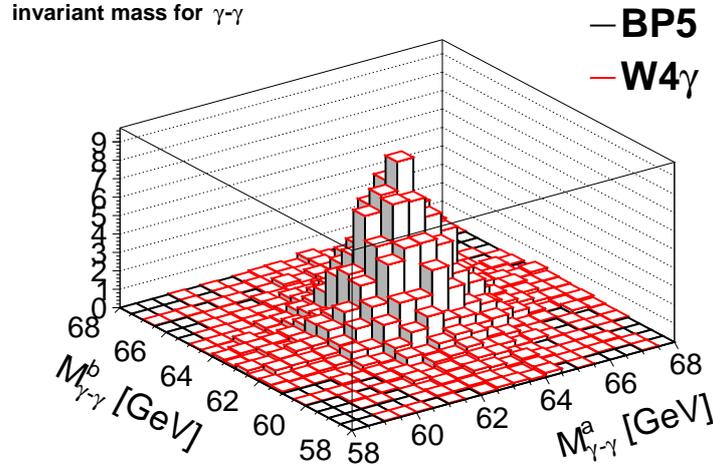


FIGURE D.4 – La distribution 3D de  $M_{\gamma\gamma}$  pour les deux paires de  $\gamma\gamma$  pour BP5.

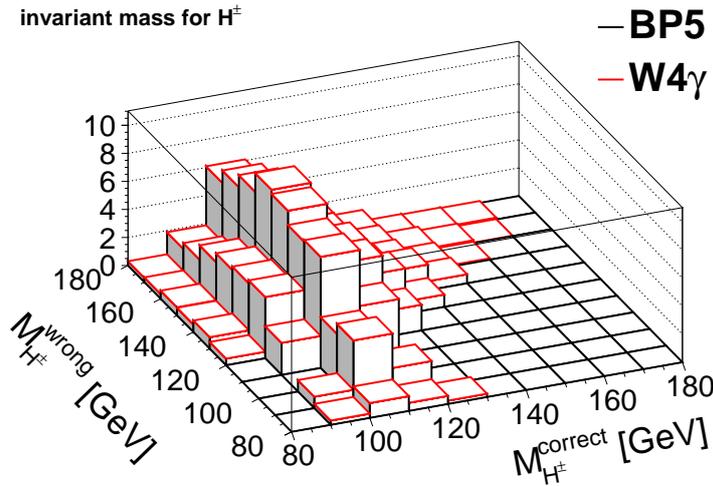


FIGURE D.5 – La distribution 3D de  $M_{H^\pm}$  pour les deux combinaisons différentes pour BP5.

Comme le montrent les Figures D.4 et D.5, même s'il y a une certaine quantité de combinatoire, les caractéristiques cinématiques saillantes du signal ressortent clairement dans diverses observables de masse reconstruites à partir de l'état final  $\ell\nu_\ell + 4\gamma$ , ce qui peut aider à distinguer les événements du signal et du bruit de fond ou caractériser le premier, selon la taille du second. Pour complétude, la Figure D.6 montre les distributions de MET (énergie transverse manquante) et de l'impulsion transverse totale de toutes les particules visibles. Les pics de ces deux graphiques se situent à environ 20 GeV, ce qui signifie que l'on pourrait ajouter une coupure MET supplémentaire pour supprimer les bruits de fond possibles provenant des désintégrations de hadrons  $B$ , bien que cela ne devrait pas être nécessaire, comme nous avons démontré dans le Chapitre 3.

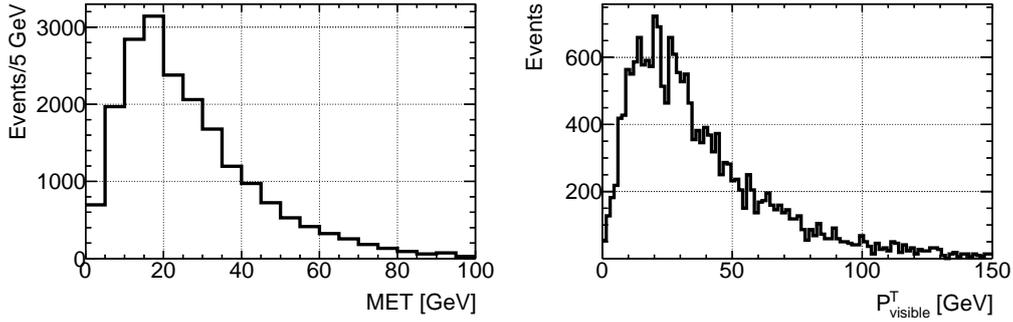


FIGURE D.6 – Les distributions de MET (à gauche) et de l’impulsion transverse totale de toutes les particules visibles (à droite) pour BP4.

## D.2.2 Efficacité au niveau du détecteur

Nous estimons maintenant l’efficacité d’étiquetage des leptons et des photons au niveau du détecteur en utilisant *Delphes*. Nous générons 10 000 événements pour chaque BP et comptons le pourcentage d’événements où un lepton dans l’état final peut être reconstruit et reconnu avec succès. Pour le cas des photons, nous comptons les efficacités totales des quatre photons, puis les convertissons en efficacité pour un seul photon. Les efficacités pour nos BPs sont montrées dans la Figure D.7. En utilisant des fonctions simples pour ajuster les courbes de la Figure D.7, nous trouvons que les efficacités pour les leptons et les photons peuvent être exprimées par les deux relations suivantes, respectivement <sup>1</sup> :

$$\epsilon_\ell = \begin{cases} 0.59035 + 0.002574x - 1.0523 \times 10^{-5}x^2, & \text{où } x = (M_{H^\pm} - M_h) \text{ (14 TeV),} \\ 0.59892 + 0.002500x - 1.0373 \times 10^{-5}x^2, & \text{où } x = (M_{H^\pm} - M_h) \text{ (13 TeV),} \end{cases}$$

$$\epsilon_\gamma = \begin{cases} 0.001073 \times M_h + 0.72040, & \text{(14 TeV),} \\ 0.001072 \times M_h + 0.72327, & \text{(13 TeV).} \end{cases}$$

Leurs formes sont représentées dans la Figure D.7.

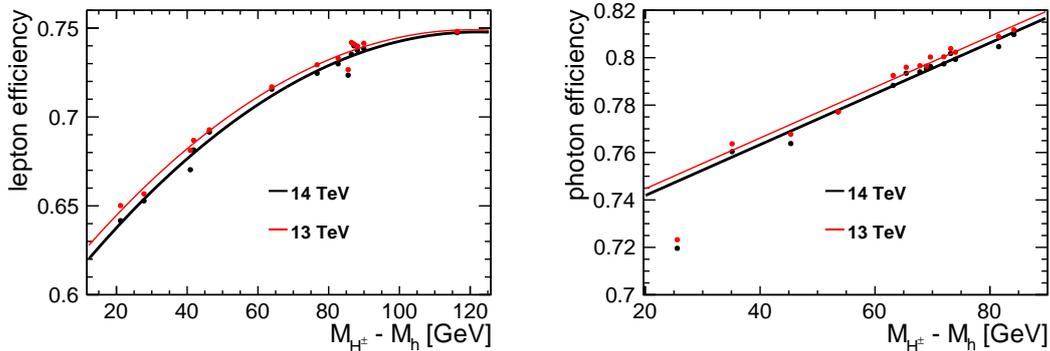


FIGURE D.7 – L’efficacité d’étiquetage des leptons (à gauche) et l’efficacité d’étiquetage des photons (à droite) sont représentées en fonction de la différence de masse entre les états  $H^\pm$  et  $h$ .

1. Nous devons mentionner ici que, pour paramétrer l’efficacité typique des photons, nous avons utilisé tous les points sauf le BP1, qui a évidemment une efficacité plus faible que les autres BPs, car  $M_h$  est d’environ 25 GeV, ce qui signifie à son tour que le taux pour le BP1 sera quelque peu surestimé.

Nous pouvons donc dériver l'efficacité d'acceptation au niveau du détecteur,  $\epsilon_{\text{det}}$ , qui peut être exprimée en fonction du taux d'erreur d'étiquetage des jets ( $10^{-3}$ ), de l'efficacité de reconstruction des leptons  $\epsilon_{\ell}$  et des efficacités de détection des photons  $\epsilon_{\gamma}$  comme suit :

$$\epsilon_{\text{det}} = 10^{-3 n_j} \times \epsilon_{\ell} \times \epsilon_{\gamma}^{4-n_j}, \quad (\text{D.3})$$

avec  $n_j$  désigne le nombre de jets et  $4 - n_j$  désigne le nombre de photons.

# Annexe E

## Figures complémentaires pour l'étude de la mesure CDF de $M_W$

Cette annexe comporte deux sections. La première section présente des graphiques illustrant les points permis par le test du  $\chi_{M_W^{\text{CDF}}}^2$ . Dans un souci de comparaison avec l'analyse présentée dans le Chapitre 5, la deuxième section expose une analyse basée sur le test du  $\chi_{ST}^2$  avant et après la mesure CDF de la masse du boson  $W$  [214], désignée par PDG et CDF, respectivement :

$$\text{PDG} : S = 0.05 \pm 0.08, \quad T = 0.09 \pm 0.07, \quad \rho_{ST} = 0.92, \quad (\text{E.1})$$

$$\text{CDF} : S = 0.15 \pm 0.08, \quad T = 0.27 \pm 0.06, \quad \rho_{ST} = 0.93, \quad (\text{E.2})$$

où  $\rho_{ST}$  est le coefficient de corrélation entre  $S$  et  $T$ . Des graphiques similaires à ceux présentés dans le Chapitre 5 sont reproduits, et les conclusions restent inchangées. (Voir Figures E.6, E.7, E.8, E.9 et E.10.)

Comme décrit dans le Chapitre 5, la mesure récente de  $M_W^{\text{CDF}}$  a montré une forte corrélation entre les scalaires du 2HDM. Nous avons constaté dans la hiérarchie inversée ( $H \equiv H_{\text{MS}}$ ) que le boson de Higgs chargé ( $H^\pm$ ) est toujours plus massif que l'état CP-odd ( $A$ ) ainsi que les états CP-even neutres ( $h$  et  $H$ ). Nous avons également observé que les canaux de désintégration  $H^\pm \rightarrow W^\pm h$  et  $A \rightarrow Zh$  pourraient fournir une avenue expérimentale prometteuse pour rechercher  $H^\pm$  et  $A$  dans le 2HDM type-I et type-X. Ces canaux de désintégration sont maximisés dans la limite d'alignement puisqu'ils sont tous deux proportionnels au paramètre  $\cos(\beta - \alpha) \approx 1$ . À la lumière de ces résultats, nous proposons les signaux suivants comme modes de découverte motivés par  $M_W^{\text{CDF}}$ , pour les bosons de Higgs CP-odd et chargé (voir Figures E.4, E.5, E.11 et E.12) :

$$pp \rightarrow A \rightarrow Zh, \quad (\text{E.3})$$

$$pp \rightarrow H^\pm h \rightarrow W^\pm hh, \quad (\text{E.4})$$

$$pp \rightarrow H^\pm A \rightarrow W^\pm hZh, \quad (\text{E.5})$$

$$pp \rightarrow H^\pm H^\mp \rightarrow W^\pm hW^\mp h. \quad (\text{E.6})$$

Pour les désintégrations du boson de Higgs neutre ( $h$ ), nous incluons les états finaux  $bb$ ,  $\tau\tau$ ,  $\mu\mu$  et  $\gamma\gamma$ .

## E.1 Analyse basée sur le test du $\chi^2_{M_W^{\text{CDF}}}$

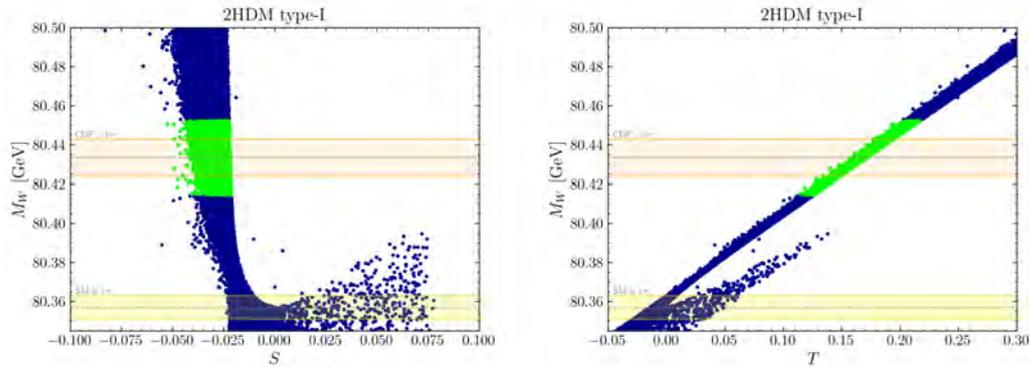


FIGURE E.1 – La prédiction du 2HDM pour la masse du boson  $W$  en fonction de  $S$  (à gauche) et  $T$  (à droite). La bande verte représente les points à  $2\sigma$  de la mesure CDF de  $M_W$ .

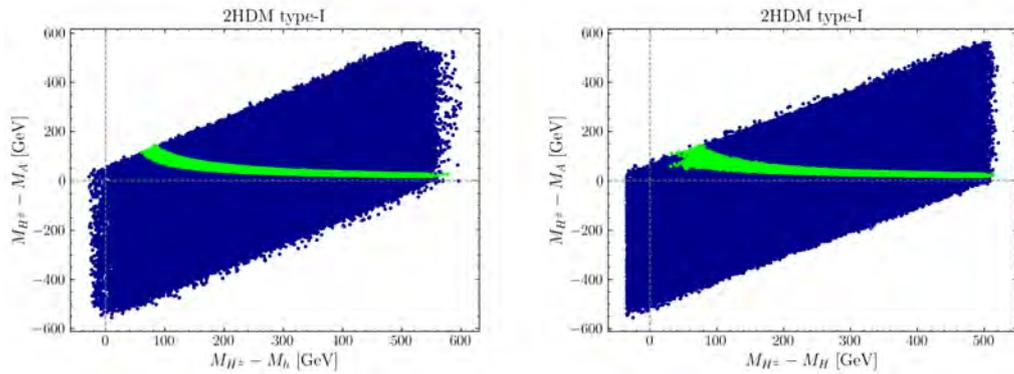


FIGURE E.2 – Points du balayage dans les plans  $(M_{H^\pm} - M_h, M_{H^\pm} - M_A)$  (à gauche) et  $(M_{H^\pm} - M_H, M_{H^\pm} - M_A)$  (à droite). La bande verte représente les points à  $2\sigma$  de la mesure CDF de  $M_W$ .

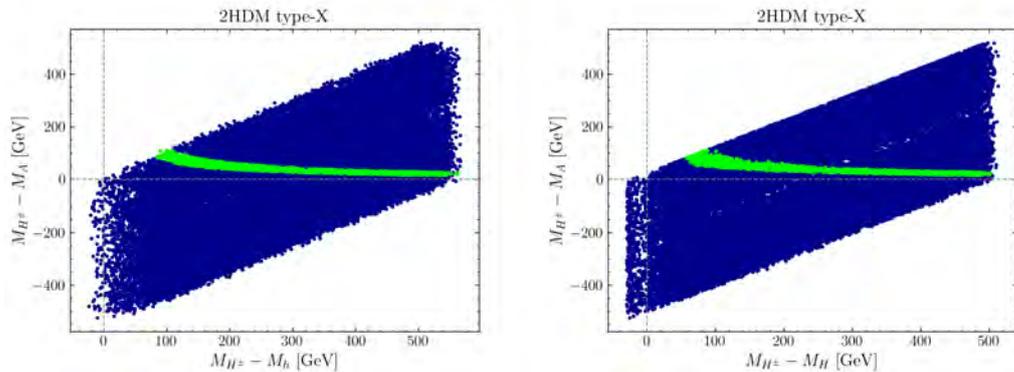


FIGURE E.3 – Comme dans la Figure E.2 mais pour le 2HDM type-X.

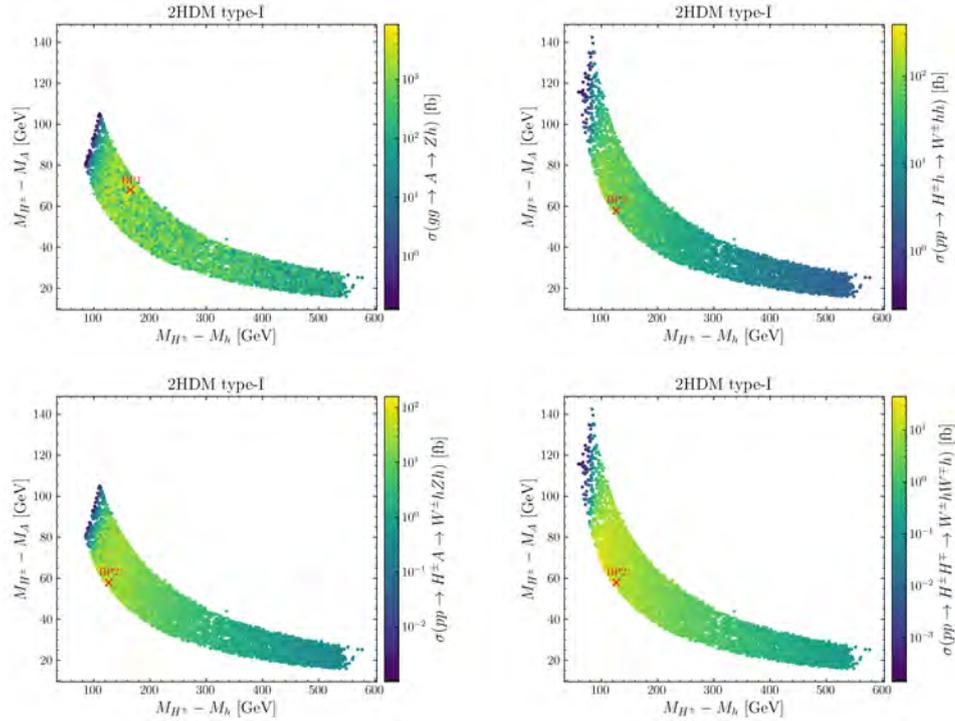


FIGURE E.4 – Les sections efficaces du signal  $\sigma(pp \rightarrow A \rightarrow Zh)$  (en haut à gauche),  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm h \rightarrow W^\pm hh)$  (en haut à droite),  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm A \rightarrow W^\pm hZh)$  (en bas à gauche) et  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm H^\mp \rightarrow W^\pm hW^\mp h)$  (en bas à droite) dans le plan  $(M_{H^\pm} - M_h, M_{H^\pm} - M_A)$ . La croix rouge correspond à la section efficace maximale du signal dans chaque scénario (voir Tableau E.1).

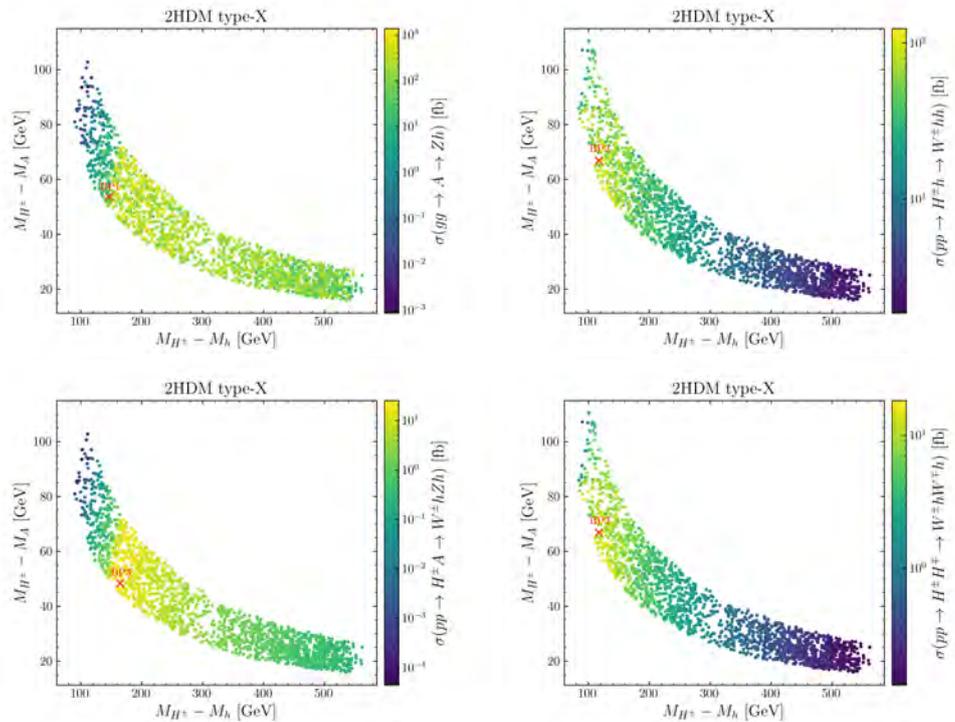


FIGURE E.5 – Comme dans la Figure E.4 mais pour le 2HDM type-X. Les points correspondants à la section efficace maximale du signal sont donnés dans le Tableau E.2.

BPs	$M_h$	$M_H$	$M_A$	$M_{H^\pm}$	$\sin(\beta - \alpha)$	$\tan \beta$	$m_{12}^2$	$M_W$	$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^2$
BP1	71.91	125.09	169.68	237.48	-0.076	2.91	1406.19	80.4434	0.23099
BP2	28.83	125.09	97.89	155.70	-0.061	17.00	11.76	80.4185	0.23110

TABLE E.1 – Points correspondant aux sections efficaces maximales pour le 2HDM type-I. (Toutes les masses sont en GeV.)

BPs	$M_h$	$M_H$	$M_A$	$M_{H^\pm}$	$\sin(\beta - \alpha)$	$\tan \beta$	$m_{12}^2$	$M_W$	$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^2$
BP1	68.01	125.09	161.47	215.02	-0.012	5.18	644.14	80.4197	0.23113
BP2	70.77	125.09	121.33	188.12	-0.006	11.40	341.02	80.4219	0.23111
BP3	63.64	125.09	179.82	228.14	-0.005	9.24	418.76	80.4190	0.23113

TABLE E.2 – Points correspondant aux sections efficaces maximales pour le 2HDM type-X. (Toutes les masses sont en GeV.)

## E.2 Analyse basée sur le test du $\chi_{ST}^2$

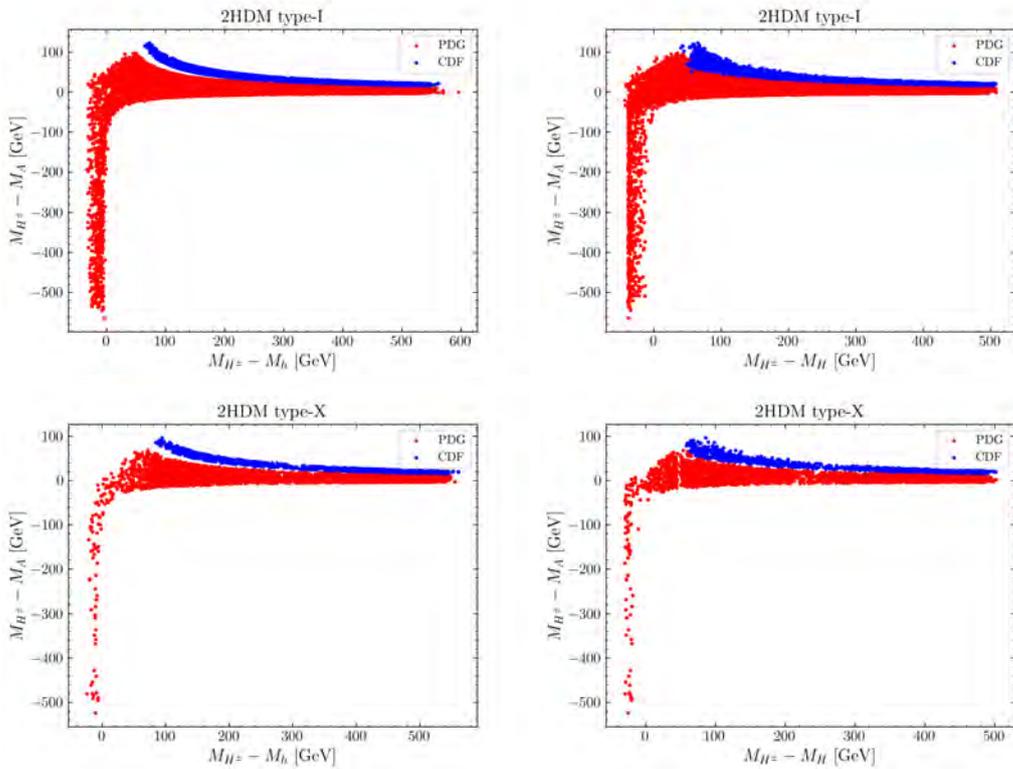


FIGURE E.6 – Différence de masse possible entre les scalaires du 2HDM pour les cas PDG et CDF.

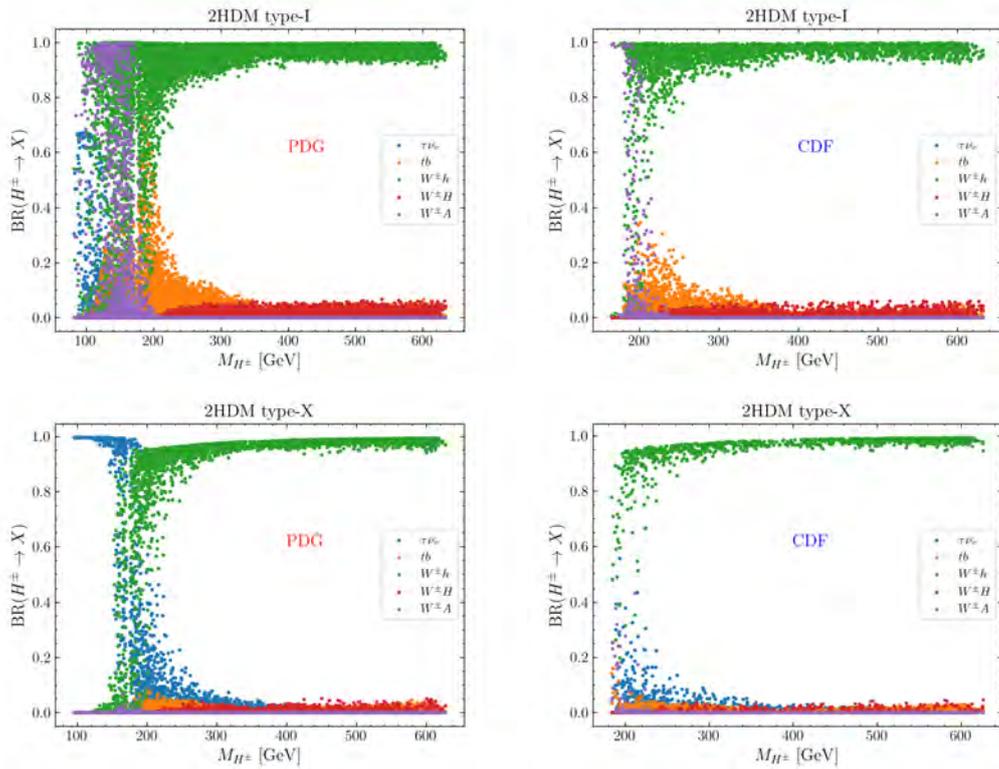


FIGURE E.7 – Rapports de branchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs chargé en fonction de sa masse dans le 2HDM type-I (panneaux supérieurs) et type-X (panneaux inférieurs). Nous comparons les résultats avant (à gauche) et après (à droite) la mesure CDF de  $M_W$ .

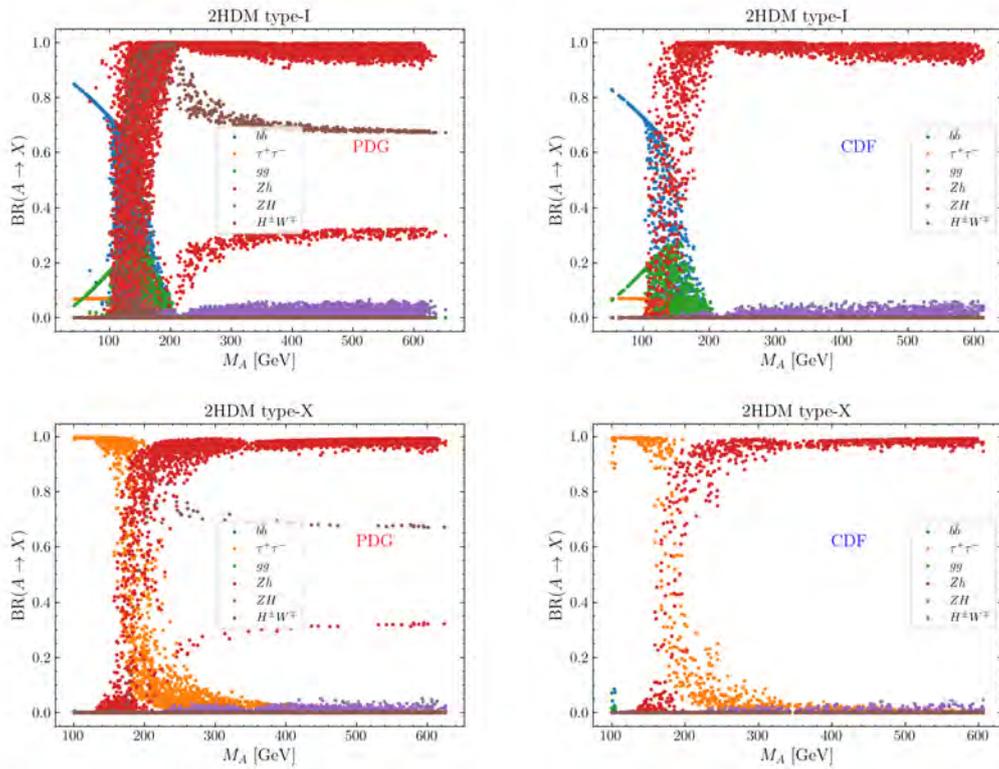


FIGURE E.8 – Rapports de branchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs CP-odd en fonction de sa masse dans le 2HDM type-I (panneaux supérieurs) et type-X (panneaux inférieurs). Nous comparons les résultats avant (à gauche) et après (à droite) la mesure CDF de  $M_W$ .

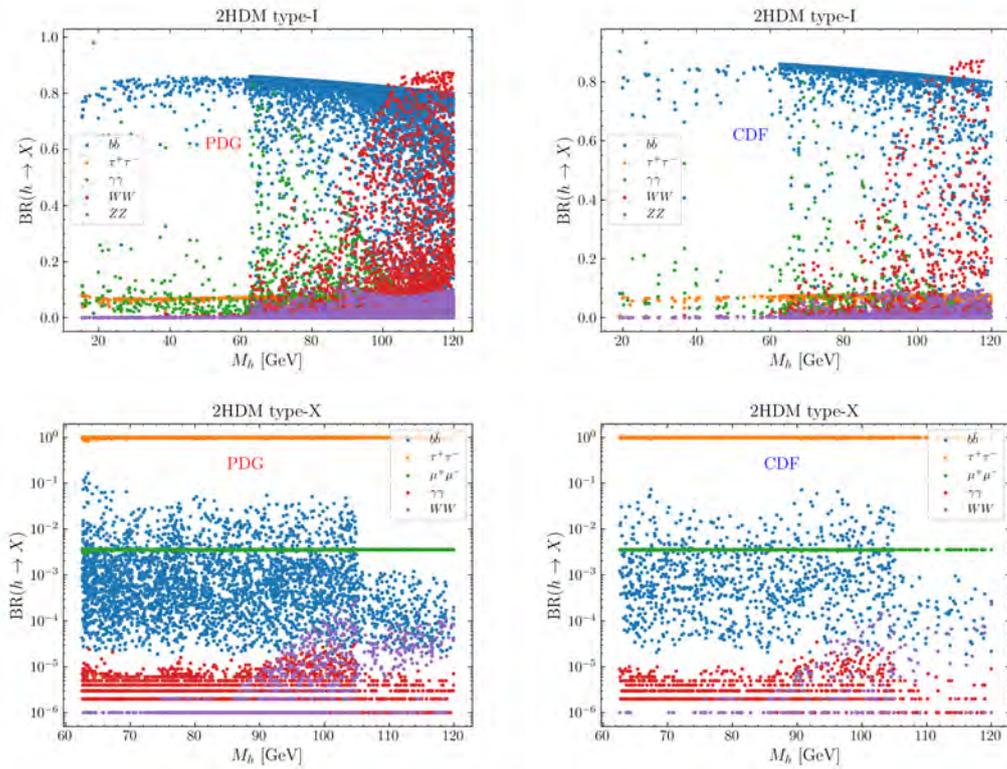


FIGURE E.9 – Rapports de branchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs neutre en fonction de sa masse dans le 2HDM type-I (panneaux supérieurs) et type-X (panneaux inférieurs). Nous comparons les résultats avant (à gauche) et après (à droite) la mesure CDF de  $M_W$ .

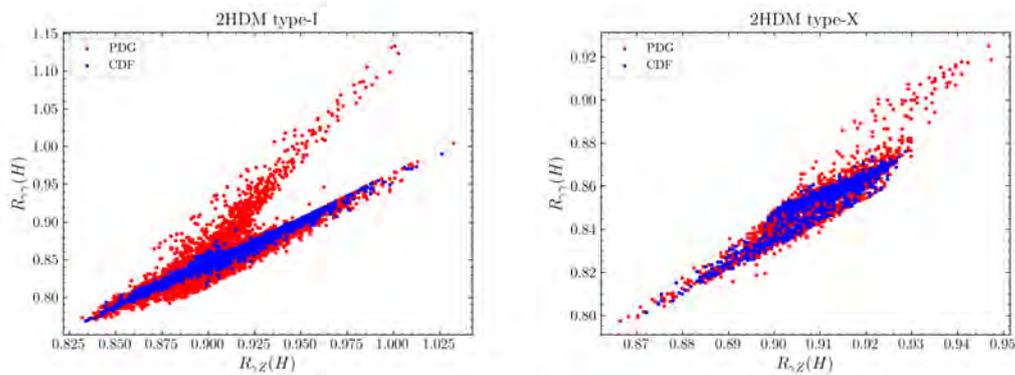


FIGURE E.10 – Corrélation entre  $R_{\gamma\gamma}(H)$  et  $R_{\gamma Z}(H)$  pour le boson Higgs de type MS dans le 2HDM type-I (à gauche) et type-X (à droite).

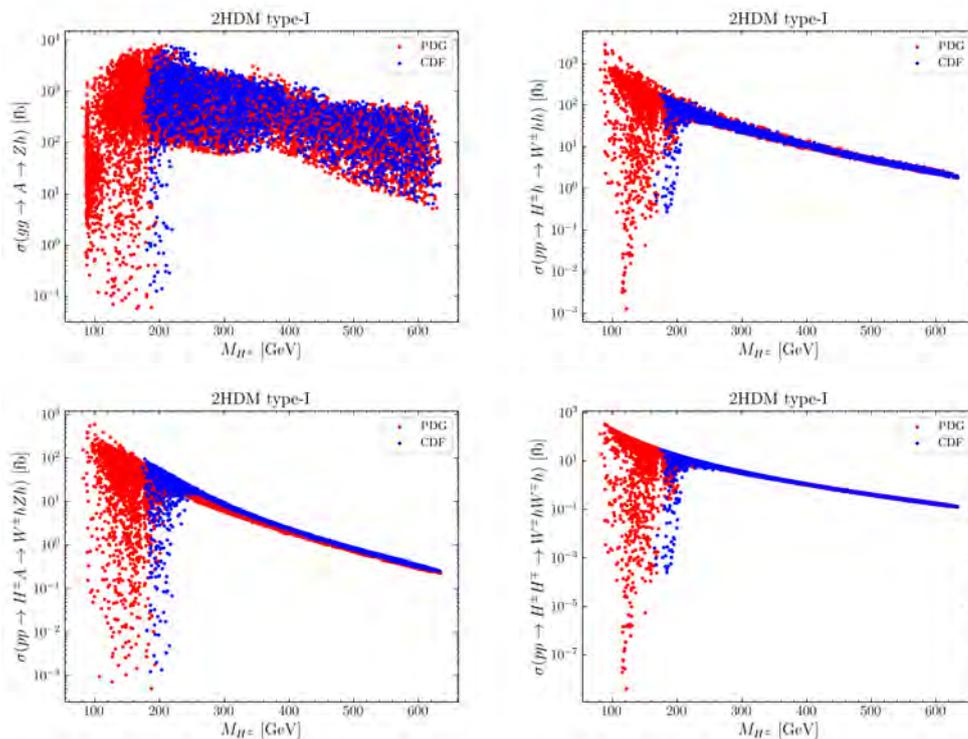


FIGURE E.11 – Les sections efficaces du signal  $\sigma(pp \rightarrow A \rightarrow Zh)$  (en haut à gauche),  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm h \rightarrow W^\pm hh)$  (en haut à droite),  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm A \rightarrow W^\pm hZh)$  (en bas à gauche) et  $\sigma(pp \rightarrow H^\pm H^\mp \rightarrow W^\pm hW^\mp h)$  (en bas à droite) en fonction de  $M_{H^\pm}$ .

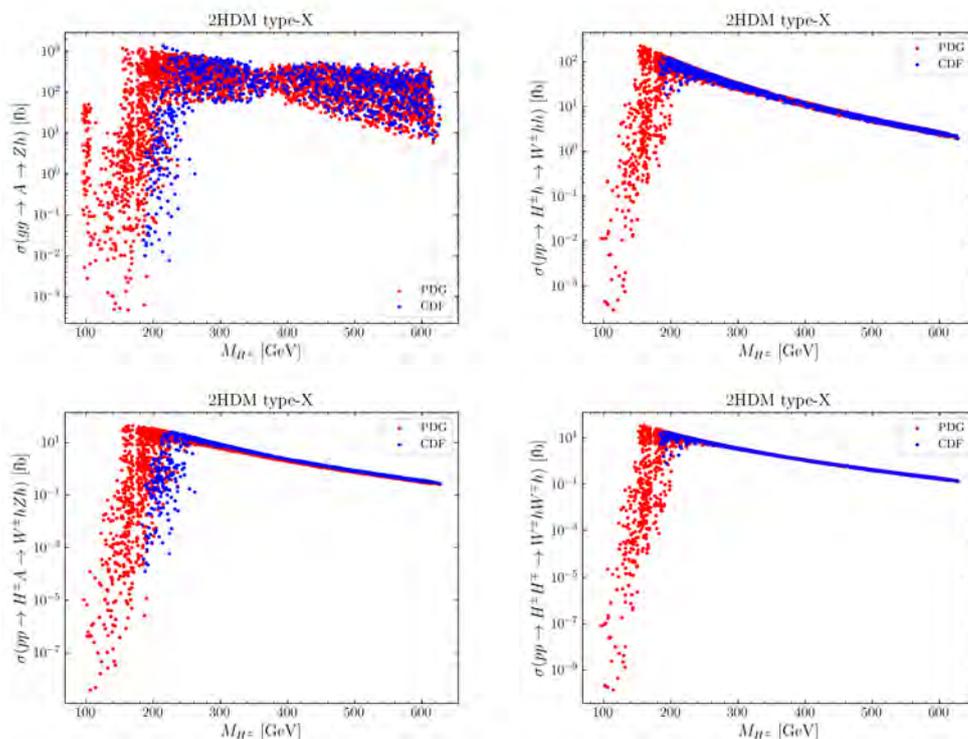


FIGURE E.12 – Comme dans la Figure E.11 mais pour le 2HDM type-X.

# Bibliographie

- [1] **ATLAS** Collaboration, G. Aad et al., *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 1–29, [[arXiv:1207.7214](#)].
- [2] **CMS** Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 30–61, [[arXiv:1207.7235](#)].
- [3] T. D. Lee, *A Theory of Spontaneous T Violation*, *Phys. Rev. D* **8** (1973) 1226–1239.
- [4] R. P. Feynman, *QED : The Strange Theory of Light and Matter*. 1986.
- [5] C.-N. Yang and R. L. Mills, *Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*, *Phys. Rev.* **96** (1954) 191–195.
- [6] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579–588.
- [7] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 508–509.
- [8] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132–133.
- [9] P. W. Higgs, *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156–1163.
- [10] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321–323.
- [11] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 585–587.
- [12] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264–1266.
- [13] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, *Conf. Proc. C* **680519** (1968) 367–377.
- [14] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, *Phys. Rev. D* **2** (1970) 1285–1292.
- [15] G. 't Hooft, *Renormalization of Massless Yang-Mills Fields*, *Nucl. Phys. B* **33** (1971) 173–199.
- [16] G. 't Hooft, *Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields*, *Nucl. Phys. B* **35** (1971) 167–188.
- [17] G. 't Hooft and M. J. G. Veltman, *Regularization and Renormalization of Gauge Fields*, *Nucl. Phys. B* **44** (1972) 189–213.

- [18] **CDF** Collaboration, F. Abe et al., *Observation of top quark production in  $\bar{p}p$  collisions*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626–2631, [[hep-ex/9503002](#)].
- [19] **D0** Collaboration, S. Abachi et al., *Observation of the top quark*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2632–2637, [[hep-ex/9503003](#)].
- [20] J. Goldstone, *Field Theories with Superconductor Solutions*, *Nuovo Cim.* **19** (1961) 154–164.
- [21] **Particle Data Group** Collaboration, P. A. Zyla et al., *Review of Particle Physics*, *PTEP* **2020** (2020), no. 8 083C01.
- [22] N. Cabibbo, L. Maiani, G. Parisi, and R. Petronzio, *Bounds on the Fermions and Higgs Boson Masses in Grand Unified Theories*, *Nucl. Phys. B* **158** (1979) 295–305.
- [23] R. A. Flores and M. Sher, *Upper Limits to Fermion Masses in the Glashow-Weinberg-Salam Model*, *Phys. Rev. D* **27** (1983) 1679.
- [24] M. Lindner, *Implications of Triviality for the Standard Model*, *Z. Phys. C* **31** (1986) 295.
- [25] B. Grzadkowski and M. Lindner, *Stability of Triviality Mass Bounds in the Standard Model*, *Phys. Lett. B* **178** (1986) 81.
- [26] M. Sher, *Electroweak Higgs Potentials and Vacuum Stability*, *Phys. Rept.* **179** (1989) 273–418.
- [27] J. A. Casas, J. R. Espinosa, and M. Quiros, *Improved Higgs mass stability bound in the standard model and implications for supersymmetry*, *Phys. Lett. B* **342** (1995) 171–179, [[hep-ph/9409458](#)].
- [28] G. Altarelli and G. Isidori, *Lower limit on the Higgs mass in the standard model : An Update*, *Phys. Lett. B* **337** (1994) 141–144.
- [29] J. R. Espinosa and M. Quiros, *Improved metastability bounds on the standard model Higgs mass*, *Phys. Lett. B* **353** (1995) 257–266, [[hep-ph/9504241](#)].
- [30] T. Hambye and K. Riessellmann, *Matching conditions and Higgs mass upper bounds revisited*, *Phys. Rev. D* **55** (1997) 7255–7262, [[hep-ph/9610272](#)].
- [31] A. Djouadi, *The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I : The Higgs boson in the standard model*, *Phys. Rept.* **457** (2008) 1–216, [[hep-ph/0503172](#)].
- [32] B. W. Lee, C. Quigg, and H. B. Thacker, *The Strength of Weak Interactions at Very High-Energies and the Higgs Boson Mass*, *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 883–885.
- [33] B. W. Lee, C. Quigg, and H. B. Thacker, *Weak Interactions at Very High-Energies : The Role of the Higgs Boson Mass*, *Phys. Rev. D* **16** (1977) 1519.
- [34] H.-J. He, Y.-P. Kuang, and C. P. Yuan, *Equivalence theorem and probing the electroweak symmetry breaking sector*, *Phys. Rev. D* **51** (1995) 6463–6473, [[hep-ph/9410400](#)].
- [35] W. J. Marciano, G. Valencia, and S. Willenbrock, *Renormalization Group Improved Unitarity Bounds on the Higgs Boson and Top Quark Masses*, *Phys. Rev. D* **40** (1989) 1725.
- [36] S. Dawson and S. Willenbrock, *UNITARITY CONSTRAINTS ON HEAVY HIGGS BOSONS*, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 1232.

- [37] **LEP Working Group for Higgs boson searches, ALEPH, DELPHI, L3, OPAL** Collaboration, R. Barate et al., *Search for the standard model Higgs boson at LEP*, *Phys. Lett. B* **565** (2003) 61–75, [[hep-ex/0306033](#)].
- [38] J. Ellis, M. K. Gaillard, and D. V. Nanopoulos, *A Historical Profile of the Higgs Boson*, [arXiv:1201.6045](#).
- [39] **CDF, D0** Collaboration, *Updated Combination of CDF and D0 Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb<sup>-1</sup> of Data*, 7, 2012. [arXiv:1207.0449](#).
- [40] H. M. Georgi, S. L. Glashow, M. E. Machacek, and D. V. Nanopoulos, *Higgs Bosons from Two Gluon Annihilation in Proton Proton Collisions*, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 692.
- [41] C. Anastasiou and K. Melnikov, *Higgs boson production at hadron colliders in NNLO QCD*, *Nucl. Phys. B* **646** (2002) 220–256, [[hep-ph/0207004](#)].
- [42] R. V. Harlander, H. Mantler, S. Marzani, and K. J. Ozeren, *Higgs production in gluon fusion at next-to-next-to-leading order QCD for finite top mass*, *Eur. Phys. J. C* **66** (2010) 359–372, [[arXiv:0912.2104](#)].
- [43] R. D. Ball, M. Bonvini, S. Forte, S. Marzani, and G. Ridolfi, *Higgs production in gluon fusion beyond NNLO*, *Nucl. Phys. B* **874** (2013) 746–772, [[arXiv:1303.3590](#)].
- [44] R. N. Cahn and S. Dawson, *Production of Very Massive Higgs Bosons*, *Phys. Lett. B* **136** (1984) 196. [Erratum : *Phys.Lett.B* 138, 464 (1984)].
- [45] D. A. Dicus and S. S. D. Willenbrock, *Higgs Bosons From Vector Boson Fusion in e<sup>+</sup>e<sup>-</sup>, ep and pp Collisions*, *Phys. Rev. D* **32** (1985) 1642.
- [46] G. Altarelli, B. Mele, and F. Pitolli, *Heavy Higgs Production at Future Colliders*, *Nucl. Phys. B* **287** (1987) 205–224.
- [47] W. Kilian, M. Kramer, and P. M. Zerwas, *Higgsstrahlung and W W fusion in e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> collisions*, *Phys. Lett. B* **373** (1996) 135–140, [[hep-ph/9512355](#)].
- [48] M. Ciccolini, A. Denner, and S. Dittmaier, *Electroweak and QCD corrections to Higgs production via vector-boson fusion at the LHC*, *Phys. Rev. D* **77** (2008) 013002, [[arXiv:0710.4749](#)].
- [49] P. Bolzoni, F. Maltoni, S.-O. Moch, and M. Zaro, *Higgs production via vector-boson fusion at NNLO in QCD*, *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 011801, [[arXiv:1003.4451](#)].
- [50] S. L. Glashow, D. V. Nanopoulos, and A. Yildiz, *Associated Production of Higgs Bosons and Z Particles*, *Phys. Rev. D* **18** (1978) 1724–1727.
- [51] T. Han and S. Willenbrock, *QCD correction to the p p → W H and Z H total cross-sections*, *Phys. Lett. B* **273** (1991) 167–172.
- [52] R. V. Harlander and W. B. Kilgore, *Next-to-next-to-leading order Higgs production at hadron colliders*, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 201801, [[hep-ph/0201206](#)].
- [53] M. L. Ciccolini, S. Dittmaier, and M. Kramer, *Electroweak radiative corrections to associated WH and ZH production at hadron colliders*, *Phys. Rev. D* **68** (2003) 073003, [[hep-ph/0306234](#)].
- [54] O. Brein, A. Djouadi, and R. Harlander, *NNLO QCD corrections to the Higgs-strahlung processes at hadron colliders*, *Phys. Lett. B* **579** (2004) 149–156, [[hep-ph/0307206](#)].

- [55] J. N. Ng and P. Zakarauskas, *A QCD Parton Calculation of Conjoined Production of Higgs Bosons and Heavy Flavors in  $p\bar{p}$  Collision*, *Phys. Rev. D* **29** (1984) 876.
- [56] W. Beenakker, S. Dittmaier, M. Kramer, B. Plumper, M. Spira, and P. M. Zerwas, *NLO QCD corrections to  $t$  anti- $t$   $H$  production in hadron collisions*, *Nucl. Phys. B* **653** (2003) 151–203, [[hep-ph/0211352](#)].
- [57] **LHC Higgs Cross Section Working Group** Collaboration, D. de Florian et al., *Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector*, [arXiv:1610.07922](#).
- [58] **CMS** Collaboration, V. Khachatryan et al., *Observation of the Diphoton Decay of the Higgs Boson and Measurement of Its Properties*, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014), no. 10 3076, [[arXiv:1407.0558](#)].
- [59] **ATLAS** Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in  $pp$  collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Rev. D* **90** (2014), no. 11 112015, [[arXiv:1408.7084](#)].
- [60] **ATLAS** Collaboration, G. Aad et al., *Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett. B* **726** (2013) 88–119, [[arXiv:1307.1427](#)]. [Erratum : *Phys.Lett.B* 734, 406–406 (2014)].
- [61] **CMS** Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Measurement of the Properties of a Higgs Boson in the Four-Lepton Final State*, *Phys. Rev. D* **89** (2014), no. 9 092007, [[arXiv:1312.5353](#)].
- [62] **ATLAS, CMS** Collaboration, G. Aad et al., *Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments*, *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 191803, [[arXiv:1503.07589](#)].
- [63] **ATLAS** Collaboration, M. Aaboud et al., *Measurement of the Higgs boson mass in the  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  and  $H \rightarrow \gamma\gamma$  channels with  $\sqrt{s} = 13$  TeV  $pp$  collisions using the ATLAS detector*, *Phys. Lett. B* **784** (2018) 345–366, [[arXiv:1806.00242](#)].
- [64] **ATLAS, CMS** Collaboration, G. Aad et al., *Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC  $pp$  collision data at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV*, *JHEP* **08** (2016) 045, [[arXiv:1606.02266](#)].
- [65] **ATLAS** Collaboration, *Combined measurements of Higgs boson production and decay using up to 80  $\text{fb}^{-1}$  of proton–proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV collected with the ATLAS experiment*, .
- [66] **CMS** Collaboration, *Combined measurements of the Higgs boson’s couplings at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, .
- [67] **CMS** Collaboration, *Combined Higgs boson production and decay measurements with up to 137  $\text{fb}^{-1}$  of proton-proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, .
- [68] **CMS** Collaboration, A. Tumasyan et al., *A portrait of the Higgs boson by the CMS experiment ten years after the discovery*, *Nature* **607** (2022), no. 7917 60–68, [[arXiv:2207.00043](#)].
- [69] L. D. Landau, *On the angular momentum of a system of two photons*, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **60** (1948), no. 2 207–209.

- [70] C.-N. Yang, *Selection Rules for the Dematerialization of a Particle Into Two Photons*, *Phys. Rev.* **77** (1950) 242–245.
- [71] CMS Collaboration, V. Khachatryan et al., *Constraints on the spin-parity and anomalous HVV couplings of the Higgs boson in proton collisions at 7 and 8 TeV*, *Phys. Rev. D* **92** (2015), no. 1 012004, [[arXiv:1411.3441](#)].
- [72] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Study of the spin and parity of the Higgs boson in diboson decays with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J. C* **75** (2015), no. 10 476, [[arXiv:1506.05669](#)]. [Erratum : *Eur.Phys.J.C* 76, 152 (2016)].
- [73] H. P. Nilles, *Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics*, *Phys. Rept.* **110** (1984) 1–162.
- [74] N. Turok and J. Zadrozny, *Electroweak baryogenesis in the two doublet model*, *Nucl. Phys. B* **358** (1991) 471–493.
- [75] M. Joyce, T. Prokopec, and N. Turok, *Nonlocal electroweak baryogenesis. Part 2 : The Classical regime*, *Phys. Rev. D* **53** (1996) 2958–2980, [[hep-ph/9410282](#)].
- [76] K. Funakubo, A. Kakuto, and K. Takenaga, *The Effective potential of electroweak theory with two massless Higgs doublets at finite temperature*, *Prog. Theor. Phys.* **91** (1994) 341–352, [[hep-ph/9310267](#)].
- [77] A. T. Davies, C. D. Froggatt, G. Jenkins, and R. G. Moorhouse, *Baryogenesis constraints on two Higgs doublet models*, *Phys. Lett. B* **336** (1994) 464–470.
- [78] J. M. Cline, K. Kainulainen, and A. P. Vischer, *Dynamics of two Higgs doublet CP violation and baryogenesis at the electroweak phase transition*, *Phys. Rev. D* **54** (1996) 2451–2472, [[hep-ph/9506284](#)].
- [79] J. M. Cline and P.-A. Lemieux, *Electroweak phase transition in two Higgs doublet models*, *Phys. Rev. D* **55** (1997) 3873–3881, [[hep-ph/9609240](#)].
- [80] M. Laine and K. Rummukainen, *Two Higgs doublet dynamics at the electroweak phase transition : A Nonperturbative study*, *Nucl. Phys. B* **597** (2001) 23–69, [[hep-lat/0009025](#)].
- [81] L. Fromme, S. J. Huber, and M. Seniuch, *Baryogenesis in the two-Higgs doublet model*, *JHEP* **11** (2006) 038, [[hep-ph/0605242](#)].
- [82] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane, and S. Dawson, *The Higgs Hunter’s Guide*, vol. 80. 2000.
- [83] M. N. Dubinin and A. V. Semenov, *Triple and quartic interactions of Higgs bosons in the two Higgs doublet model with CP violation*, *Eur. Phys. J. C* **28** (2003) 223–236, [[hep-ph/0206205](#)].
- [84] J. F. Gunion and H. E. Haber, *The CP conserving two Higgs doublet model : The Approach to the decoupling limit*, *Phys. Rev. D* **67** (2003) 075019, [[hep-ph/0207010](#)].
- [85] S. Kraml et al., *CP Studies and Non-Standard Higgs Physics*, [hep-ph/0608079](#).
- [86] G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher, and J. P. Silva, *Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models*, *Phys. Rept.* **516** (2012) 1–102, [[arXiv:1106.0034](#)].
- [87] A. Djouadi, *The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model*, *Phys. Rept.* **459** (2008) 1–241, [[hep-ph/0503173](#)].

- [88] S. L. Glashow and S. Weinberg, *Natural Conservation Laws for Neutral Currents*, *Phys. Rev. D* **15** (1977) 1958.
- [89] S. Davidson and H. E. Haber, *Basis-independent methods for the two-Higgs-doublet model*, *Phys. Rev. D* **72** (2005) 035004, [[hep-ph/0504050](#)]. [Erratum : *Phys.Rev.D* 72, 099902 (2005)].
- [90] M. Aoki, S. Kanemura, K. Tsumura, and K. Yagyu, *Models of Yukawa interaction in the two Higgs doublet model, and their collider phenomenology*, *Phys. Rev. D* **80** (2009) 015017, [[arXiv:0902.4665](#)].
- [91] A. Delgado, G. Nardini, and M. Quiros, *A Light Supersymmetric Higgs Sector Hidden by a Standard Model-like Higgs*, *JHEP* **07** (2013) 054, [[arXiv:1303.0800](#)].
- [92] N. Craig, J. Galloway, and S. Thomas, *Searching for Signs of the Second Higgs Doublet*, [arXiv:1305.2424](#).
- [93] D. M. Asner et al., *ILC Higgs White Paper*, in *Community Summer Study 2013 : Snowmass on the Mississippi*, 10, 2013. [arXiv:1310.0763](#).
- [94] M. Carena, I. Low, N. R. Shah, and C. E. M. Wagner, *Impersonating the Standard Model Higgs Boson : Alignment without Decoupling*, *JHEP* **04** (2014) 015, [[arXiv:1310.2248](#)].
- [95] P. S. Bhupal Dev and A. Pilaftsis, *Maximally Symmetric Two Higgs Doublet Model with Natural Standard Model Alignment*, *JHEP* **12** (2014) 024, [[arXiv:1408.3405](#)]. [Erratum : *JHEP* 11, 147 (2015)].
- [96] J. Bernon, J. F. Gunion, H. E. Haber, Y. Jiang, and S. Kraml, *Scrutinizing the alignment limit in two-Higgs-doublet models :  $m_h=125$  GeV*, *Phys. Rev. D* **92** (2015), no. 7 075004, [[arXiv:1507.00933](#)].
- [97] J. Bernon, J. F. Gunion, H. E. Haber, Y. Jiang, and S. Kraml, *Scrutinizing the alignment limit in two-Higgs-doublet models. II.  $m_H=125$  GeV*, *Phys. Rev. D* **93** (2016), no. 3 035027, [[arXiv:1511.03682](#)].
- [98] N. G. Deshpande and E. Ma, *Pattern of Symmetry Breaking with Two Higgs Doublets*, *Phys. Rev. D* **18** (1978) 2574.
- [99] S. Kanemura, T. Kubota, and E. Takasugi, *Lee-Quigg-Thacker bounds for Higgs boson masses in a two doublet model*, *Phys. Lett. B* **313** (1993) 155–160, [[hep-ph/9303263](#)].
- [100] A. G. Akeroyd, A. Arhrib, and E.-M. Naimi, *Note on tree level unitarity in the general two Higgs doublet model*, *Phys. Lett. B* **490** (2000) 119–124, [[hep-ph/0006035](#)].
- [101] A. Arhrib, *Unitarity constraints on scalar parameters of the standard and two Higgs doublets model*, in *Workshop on Noncommutative Geometry, Superstrings and Particle Physics*, 12, 2000. [hep-ph/0012353](#).
- [102] S. Chang, S. K. Kang, J.-P. Lee, and J. Song, *Higgs potential and hidden light Higgs scenario in two Higgs doublet models*, *Phys. Rev. D* **92** (2015), no. 7 075023, [[arXiv:1507.03618](#)].
- [103] D. Eriksson, J. Rathsmann, and O. Stal, *2HDMC : Two-Higgs-Doublet Model Calculator Physics and Manual*, *Comput. Phys. Commun.* **181** (2010) 189–205, [[arXiv:0902.0851](#)].
- [104] Y. Tomozawa, *The Charged Higgs Boson*, *Phys. Rev. D* **18** (1978) 2556.

- [105] J. F. Donoghue and L. F. Li, *Properties of Charged Higgs Bosons*, *Phys. Rev. D* **19** (1979) 945.
- [106] V. D. Barger, R. J. N. Phillips, and D. P. Roy, *Heavy charged Higgs signals at the LHC*, *Phys. Lett. B* **324** (1994) 236–240, [[hep-ph/9311372](#)].
- [107] J. F. Gunion, H. E. Haber, F. E. Paige, W.-K. Tung, and S. S. D. Willenbrock, *Neutral and Charged Higgs Detection : Heavy Quark Fusion, Top Quark Mass Dependence and Rare Decays*, *Nucl. Phys. B* **294** (1987) 621.
- [108] R. M. Barnett, H. E. Haber, and D. E. Soper, *Ultraheavy Particle Production from Heavy Partons at Hadron Colliders*, *Nucl. Phys. B* **306** (1988) 697–745.
- [109] J. L. Diaz-Cruz and O. A. Sampayo, *Contribution of gluon fusion to the production of charged Higgs at hadron colliders*, *Phys. Rev. D* **50** (1994) 6820–6823.
- [110] S. Moretti and D. P. Roy, *Detecting heavy charged Higgs bosons at the LHC with triple b tagging*, *Phys. Lett. B* **470** (1999) 209–214, [[hep-ph/9909435](#)].
- [111] D. J. Miller, S. Moretti, D. P. Roy, and W. J. Stirling, *Detecting heavy charged Higgs bosons at the CERN LHC with four b quark tags*, *Phys. Rev. D* **61** (2000) 055011, [[hep-ph/9906230](#)].
- [112] M. Guchait and S. Moretti, *Improving the discovery potential of charged Higgs bosons at Tevatron run II*, *JHEP* **01** (2002) 001, [[hep-ph/0110020](#)].
- [113] J. Alwall, C. Biscarat, S. Moretti, J. Rathsman, and A. Sopczak, *The  $p$  anti- $p \rightarrow tbH^{\pm}$  process at the Tevatron in HERWIG and PYTHIA simulations*, *Eur. Phys. J. C* **39S1** (2005) 37–39, [[hep-ph/0312301](#)].
- [114] J. Alwall and J. Rathsman, *Improved description of charged Higgs boson production at hadron colliders*, *JHEP* **12** (2004) 050, [[hep-ph/0409094](#)].
- [115] A. A. Barrientos Bendezu and B. A. Kniehl,  *$W^{\pm} H^{\pm}$  associated production at the large hadron collider*, *Phys. Rev. D* **59** (1999) 015009, [[hep-ph/9807480](#)].
- [116] S. Moretti and K. Odagiri, *The Phenomenology of  $W^{\pm} H^{\pm}$  production at the large hadron collider*, *Phys. Rev. D* **59** (1999) 055008, [[hep-ph/9809244](#)].
- [117] A. A. Barrientos Bendezu and B. A. Kniehl, *Quark loop amplitudes for  $W^{\pm} H^{\pm}$  associated hadroproduction*, *Phys. Rev. D* **61** (2000) 097701, [[hep-ph/9909502](#)].
- [118] S. Moretti and K. Odagiri, *Production of charged Higgs bosons of the minimal supersymmetric standard model in b quark initiated processes at the large hadron collider*, *Phys. Rev. D* **55** (1997) 5627–5635, [[hep-ph/9611374](#)].
- [119] A. Arhrib, K. Cheung, J. S. Lee, and C.-T. Lu, *Enhanced charged Higgs production through W-Higgs fusion in W-b scattering*, *JHEP* **05** (2016) 093, [[arXiv:1509.00978](#)].
- [120] J. Hernandez-Sanchez, S. Moretti, R. Noriega-Papaqui, and A. Rosado, *Off-diagonal terms in Yukawa textures of the Type-III 2-Higgs doublet model and light charged Higgs boson phenomenology*, *JHEP* **07** (2013) 044, [[arXiv:1212.6818](#)].
- [121] J. Hernández-Sánchez, C. G. Honorato, S. Moretti, and S. Rosado-Navarro, *Charged Higgs boson production via  $cb$ -fusion at the Large Hadron Collider*, *Phys. Rev. D* **102** (2020), no. 5 055008, [[arXiv:2003.06263](#)].
- [122] S. Dittmaier, G. Hiller, T. Plehn, and M. Spannowsky, *Charged-Higgs Collider Signals with or without Flavor*, *Phys. Rev. D* **77** (2008) 115001, [[arXiv:0708.0940](#)].

- [123] S. Kanemura and C. P. Yuan, *Testing supersymmetry in the associated production of CP odd and charged Higgs bosons*, *Phys. Lett. B* **530** (2002) 188–196, [[hep-ph/0112165](#)].
- [124] R. Enberg, W. Klemm, S. Moretti, S. Munir, and G. Wouda, *Charged Higgs boson in the  $W^\pm$  Higgs channel at the Large Hadron Collider*, *Nucl. Phys. B* **893** (2015) 420–442, [[arXiv:1412.5814](#)].
- [125] R. Enberg, W. Klemm, S. Moretti, S. Munir, and G. Wouda,  *$H^\pm$  in the  $W^\pm h$  channel at the LHC Run 2*, in *2nd Toyama International Workshop on Higgs as a Probe of New Physics*, 6, 2015. [[arXiv:1506.04409](#)].
- [126] R. Enberg, W. Klemm, S. Moretti, and S. Munir, *Electroweak production of Higgs boson pairs in 2HDMs*, *PoS ICHEP2016* (2017) 1174, [[arXiv:1704.06405](#)].
- [127] R. Enberg, W. Klemm, S. Moretti, and S. Munir, *Signatures of the Type-I 2HDM at the LHC*, *PoS CORFU2018* (2018) 013, [[arXiv:1812.08623](#)].
- [128] R. Enberg, W. Klemm, S. Moretti, and S. Munir, *Electroweak production of multiple (pseudo)scalars in the 2HDM*, *Eur. Phys. J. C* **79** (2019), no. 6 512, [[arXiv:1812.01147](#)].
- [129] A. A. Barrientos Bendezu and B. A. Kniehl,  *$H^+ H^-$  pair production at the Large Hadron Collider*, *Nucl. Phys. B* **568** (2000) 305–318, [[hep-ph/9908385](#)].
- [130] O. Brein and W. Hollik, *Pair production of charged MSSM Higgs bosons by gluon fusion*, *Eur. Phys. J. C* **13** (2000) 175–184, [[hep-ph/9908529](#)].
- [131] S. Moretti, *Pair production of charged Higgs scalars from electroweak gauge boson fusion*, *J. Phys. G* **28** (2002) 2567–2582, [[hep-ph/0102116](#)].
- [132] S. Moretti and J. Rathsmann, *Pair production of charged Higgs bosons in association with bottom quark pairs at the Large Hadron Collider*, *Eur. Phys. J. C* **33** (2004) 41–52, [[hep-ph/0308215](#)].
- [133] M. Aoki, R. Guedes, S. Kanemura, S. Moretti, R. Santos, and K. Yagyu, *Light Charged Higgs bosons at the LHC in 2HDMs*, *Phys. Rev. D* **84** (2011) 055028, [[arXiv:1104.3178](#)].
- [134] A. G. Akeroyd et al., *Prospects for charged Higgs searches at the LHC*, *Eur. Phys. J. C* **77** (2017), no. 5 276, [[arXiv:1607.01320](#)].
- [135] A. Arhrib, R. Benbrik, H. Harouiz, S. Moretti, and A. Rouchad, *A Guidebook to Hunting Charged Higgs Bosons at the LHC*, *Front. in Phys.* **8** (2020) 39, [[arXiv:1810.09106](#)].
- [136] B. Coleppa, A. Sarkar, and S. K. Rai, *Charged Higgs boson discovery prospects*, *Phys. Rev. D* **101** (2020), no. 5 055030, [[arXiv:1909.11992](#)].
- [137] A. Mendez and A. Pomarol, *One loop induced  $H^+W^+Z$  vertex in the minimal supersymmetry model*, *Nucl. Phys. B* **349** (1991) 369–380.
- [138] M. Capdequi Peyranere, H. E. Haber, and P. Irulegui,  *$H^{+-} \rightarrow W^{+-}$  gamma and  $H^{+-} \rightarrow W^{+-} Z$  in two Higgs doublet models. 1. The Large fermion mass limit*, *Phys. Rev. D* **44** (1991) 191–201.
- [139] S. Raychaudhuri and A. Raychaudhuri, *Detection of charged Higgs bosons through the rare decay  $H^+ \rightarrow W^+ \text{ gamma}$* , *Phys. Lett. B* **297** (1992) 159–165.
- [140] S. Kanemura, *Enhancement of loop induced  $H^\pm W^\mp Z^0$  vertex in two Higgs doublet model*, *Phys. Rev. D* **61** (2000) 095001, [[hep-ph/9710237](#)].

- [141] J. Hernandez-Sanchez, M. A. Perez, G. Tavares-Velasco, and J. J. Toscano, *Decay  $H^+ \rightarrow W^+ \gamma$  in a nonlinear  $R(\xi)$ -gauge*, *Phys. Rev. D* **69** (2004) 095008, [[hep-ph/0402284](#)].
- [142] A. Arhrib, R. Benbrik, and M. Chabab, *Charged Higgs bosons decays  $H^\pm \rightarrow W^\pm (\gamma, Z)$  revisited*, *J. Phys. G* **34** (2007) 907–928, [[hep-ph/0607182](#)].
- [143] A. G. Akeroyd, *Three body decays of Higgs bosons at LEP-2 and application to a hidden fermiophobic Higgs*, *Nucl. Phys. B* **544** (1999) 557–575, [[hep-ph/9806337](#)].
- [144] A. Arhrib, R. Benbrik, and S. Moretti, *Bosonic Decays of Charged Higgs Bosons in a 2HDM Type-I*, *Eur. Phys. J. C* **77** (2017), no. 9 621, [[arXiv:1607.02402](#)].
- [145] H. Bahl, T. Stefaniak, and J. Wittbrodt, *The forgotten channels : charged Higgs boson decays to a W and a non-SM-like Higgs boson*, *JHEP* **06** (2021) 183, [[arXiv:2103.07484](#)].
- [146] A. Arhrib, R. Benbrik, M. Krab, B. Manaut, S. Moretti, Y. Wang, and Q.-S. Yan, *New discovery modes for a light charged Higgs boson at the LHC*, *JHEP* **10** (2021) 073, [[arXiv:2106.13656](#)].
- [147] Y. Wang, A. Arhrib, R. Benbrik, M. Krab, B. Manaut, S. Moretti, and Q.-S. Yan, *Analysis of  $W + 4\gamma$  in the 2HDM Type-I at the LHC*, *JHEP* **12** (2021) 021, [[arXiv:2107.01451](#)].
- [148] A. Arhrib, R. Benbrik, M. Krab, B. Manaut, S. Moretti, Y. Wang, and Q.-S. Yan, *New Light  $H^\pm$  Discovery Channels at the LHC*, *Symmetry* **13** (2021), no. 12 2319, [[arXiv:2110.04823](#)].
- [149] H. Abouabid, A. Arhrib, R. Benbrik, M. Krab, and M. Ouchemhou, *Is the new CDF  $M_W$  measurement consistent with the two higgs doublet model?*, [[arXiv:2204.12018](#)].
- [150] A. Arhrib, R. Benbrik, M. Krab, B. Manaut, S. Moretti, Y. Wang, and Q. S. Yan, *Light charged Higgs boson in  $H^\pm h$  associated production at the LHC*, in *1st Pan-African Astro-Particle and Collider Physics Workshop*, 5, 2022. [[arXiv:2205.14274](#)].
- [151] C. P. Burgess, S. Godfrey, H. Konig, D. London, and I. Maksymyk, *A Global fit to extended oblique parameters*, *Phys. Lett. B* **326** (1994) 276–281, [[hep-ph/9307337](#)].
- [152] M. E. Peskin and T. Takeuchi, *A New constraint on a strongly interacting Higgs sector*, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 964–967.
- [153] M. E. Peskin and T. Takeuchi, *Estimation of oblique electroweak corrections*, *Phys. Rev. D* **46** (1992) 381–409.
- [154] W. Grimus, L. Lavoura, O. M. Ogreid, and P. Osland, *A Precision constraint on multi-Higgs-doublet models*, *J. Phys. G* **35** (2008) 075001, [[arXiv:0711.4022](#)].
- [155] W. Grimus, L. Lavoura, O. M. Ogreid, and P. Osland, *The Oblique parameters in multi-Higgs-doublet models*, *Nucl. Phys. B* **801** (2008) 81–96, [[arXiv:0802.4353](#)].
- [156] J. Haller, A. Hoecker, R. Kogler, K. Mönig, T. Peiffer, and J. Stelzer, *Update of the global electroweak fit and constraints on two-Higgs-doublet models*, *Eur. Phys. J. C* **78** (2018), no. 8 675, [[arXiv:1803.01853](#)].
- [157] A. Arbey, F. Mahmoudi, O. Stal, and T. Stefaniak, *Status of the Charged Higgs Boson in Two Higgs Doublet Models*, *Eur. Phys. J. C* **78** (2018), no. 3 182, [[arXiv:1706.07414](#)].

- [158] F. Mahmoudi, *SuperIso v2.3 : A Program for calculating flavor physics observables in Supersymmetry*, *Comput. Phys. Commun.* **180** (2009) 1579–1613, [[arXiv:0808.3144](#)].
- [159] **HFLAV** Collaboration, Y. Amhis et al., *Averages of  $b$ -hadron,  $c$ -hadron, and  $\tau$ -lepton properties as of summer 2016*, *Eur. Phys. J. C* **77** (2017), no. 12 895, [[arXiv:1612.07233](#)].
- [160] **LHCb** Collaboration, R. Aaij et al., *Measurement of the  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  branching fraction and effective lifetime and search for  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  decays*, *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017), no. 19 191801, [[arXiv:1703.05747](#)].
- [161] **D0** Collaboration, V. M. Abazov et al., *Combination of  $t$  anti- $t$  cross section measurements and constraints on the mass of the top quark and its decays into charged Higgs bosons*, *Phys. Rev. D* **80** (2009) 071102, [[arXiv:0903.5525](#)].
- [162] **CDF** Collaboration, A. Abulencia et al., *Search for charged Higgs bosons from top quark decays in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV.*, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 042003, [[hep-ex/0510065](#)].
- [163] **ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, LEP** Collaboration, G. Abbiendi et al., *Search for Charged Higgs bosons : Combined Results Using LEP Data*, *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) 2463, [[arXiv:1301.6065](#)].
- [164] **ATLAS** Collaboration, G. Aad et al., *Search for charged Higgs bosons decaying via  $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu$  in fully hadronic final states using  $pp$  collision data at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector*, *JHEP* **03** (2015) 088, [[arXiv:1412.6663](#)].
- [165] **CMS** Collaboration, V. Khachatryan et al., *Search for a charged Higgs boson in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV*, *JHEP* **11** (2015) 018, [[arXiv:1508.07774](#)].
- [166] **CMS** Collaboration, *Search for charged Higgs bosons with the  $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$  decay channel in the fully hadronic final state at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, .
- [167] **ATLAS** Collaboration, M. Aaboud et al., *Search for charged Higgs bosons decaying via  $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$  in the  $\tau$ +jets and  $\tau$ +lepton final states with  $36 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collision data recorded at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS experiment*, *JHEP* **09** (2018) 139, [[arXiv:1807.07915](#)].
- [168] **ATLAS** Collaboration, *A Search for a light charged Higgs boson decaying to  $cs$  in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector*, .
- [169] **CMS** Collaboration, A. M. Sirunyan et al., *Search for a light charged Higgs boson in the  $H^\pm \rightarrow cs$  channel in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, *Phys. Rev. D* **102** (2020), no. 7 072001, [[arXiv:2005.08900](#)].
- [170] **Particle Data Group** Collaboration, M. Tanabashi et al., *Review of Particle Physics*, *Phys. Rev. D* **98** (2018), no. 3 030001.
- [171] **CMS** Collaboration, A. M. Sirunyan et al., *Search for charged Higgs bosons in the  $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$  decay channel in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, *JHEP* **07** (2019) 142, [[arXiv:1903.04560](#)].
- [172] **CMS** Collaboration, A. M. Sirunyan et al., *Search for a light charged Higgs boson decaying to a  $W$  boson and a  $CP$ -odd Higgs boson in final states with  $e\mu\mu$  or  $\mu\mu\mu$  in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **123** (2019), no. 13 131802, [[arXiv:1905.07453](#)].
- [173] **ATLAS** Collaboration, *Search for  $H^\pm \rightarrow W^\pm A \rightarrow W^\pm \mu\mu$  in  $pp \rightarrow t\bar{t}$  events using an  $e\mu\mu$  signature with the ATLAS detector at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, .

- [174] P. Bechtle, D. Dercks, S. Heinemeyer, T. Klingl, T. Stefaniak, G. Weiglein, and J. Wittbrodt, *HiggsBounds-5 : Testing Higgs Sectors in the LHC 13 TeV Era*, *Eur. Phys. J. C* **80** (2020), no. 12 1211, [[arXiv:2006.06007](#)].
- [175] P. Bechtle, S. Heinemeyer, T. Klingl, T. Stefaniak, G. Weiglein, and J. Wittbrodt, *HiggsSignals-2 : Probing new physics with precision Higgs measurements in the LHC 13 TeV era*, *Eur. Phys. J. C* **81** (2021), no. 2 145, [[arXiv:2012.09197](#)].
- [176] **ATLAS** Collaboration, G. Aad et al., *Combined measurements of Higgs boson production and decay using up to 80 fb<sup>-1</sup> of proton-proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV collected with the ATLAS experiment*, *Phys. Rev. D* **101** (2020), no. 1 012002, [[arXiv:1909.02845](#)].
- [177] **CMS** Collaboration, A. M. Sirunyan et al., *Combined measurements of Higgs boson couplings in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, *Eur. Phys. J. C* **79** (2019), no. 5 421, [[arXiv:1809.10733](#)].
- [178] **Particle Data Group** Collaboration, K. A. Olive et al., *Review of Particle Physics*, *Chin. Phys. C* **38** (2014) 090001.
- [179] K. A. Assamagan, M. Guchait, and S. Moretti, *Charged Higgs bosons in the transition region  $M(H^{+-}) \sim m(t)$  at the LHC*, in *3rd Les Houches Workshop on Physics at TeV Colliders*, 2, 2004. [[hep-ph/0402057](#)].
- [180] S.-h. Zhu, *Complete next-to-leading order QCD corrections to charged Higgs boson associated production with top quark at the CERN large hadron collider*, *Phys. Rev. D* **67** (2003) 075006, [[hep-ph/0112109](#)].
- [181] T. Plehn, *Charged Higgs boson production in bottom gluon fusion*, *Phys. Rev. D* **67** (2003) 014018, [[hep-ph/0206121](#)].
- [182] E. L. Berger, T. Han, J. Jiang, and T. Plehn, *Associated production of a top quark and a charged Higgs boson*, *Phys. Rev. D* **71** (2005) 115012, [[hep-ph/0312286](#)].
- [183] T. Stelzer and W. F. Long, *Automatic generation of tree level helicity amplitudes*, *Comput. Phys. Commun.* **81** (1994) 357–371, [[hep-ph/9401258](#)].
- [184] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro, *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, *JHEP* **07** (2014) 079, [[arXiv:1405.0301](#)].
- [185] H. Plochow-Besch, *PDFLIB : A Library of all available parton density functions of the nucleon, the pion and the photon and the corresponding alpha-s calculations*, *Comput. Phys. Commun.* **75** (1993) 396–416.
- [186] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, *JHEP* **05** (2006) 026, [[hep-ph/0603175](#)].
- [187] **DELPHES 3** Collaboration, J. de Favereau, C. Delaere, P. Demin, A. Giammanco, V. Lemaître, A. Mertens, and M. Selvaggi, *DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment*, *JHEP* **02** (2014) 057, [[arXiv:1307.6346](#)].
- [188] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The anti-k<sub>t</sub> jet clustering algorithm*, *JHEP* **04** (2008) 063, [[arXiv:0802.1189](#)].
- [189] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *FastJet User Manual*, *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 1896, [[arXiv:1111.6097](#)].

- [190] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. H. Seymour, and B. R. Webber, *Longitudinally invariant  $K_t$  clustering algorithms for hadron hadron collisions*, *Nucl. Phys. B* **406** (1993) 187–224.
- [191] Y. L. Dokshitzer, G. D. Leder, S. Moretti, and B. R. Webber, *Better jet clustering algorithms*, *JHEP* **08** (1997) 001, [[hep-ph/9707323](#)].
- [192] M. Wobisch and T. Wengler, *Hadronization corrections to jet cross-sections in deep inelastic scattering*, in *Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics (Plenary Starting Meeting)*, pp. 270–279, 4, 1998. [[hep-ph/9907280](#)].
- [193] A. G. Akeroyd, *Fermiophobic Higgs bosons at the Tevatron*, *Phys. Lett. B* **368** (1996) 89–95, [[hep-ph/9511347](#)].
- [194] **ATLAS** Collaboration, *Reconstruction, Energy Calibration, and Identification of Hadronically Decaying Tau Leptons in the ATLAS Experiment for Run-2 of the LHC*, .
- [195] A. Arhrib, R. Benbrik, R. Enberg, W. Klemm, S. Moretti, and S. Munir, *Identifying a light charged Higgs boson at the LHC Run II*, *Phys. Lett. B* **774** (2017) 591–598, [[arXiv:1706.01964](#)].
- [196] D. A. Dicus, J. L. Hewett, C. Kao, and T. G. Rizzo,  *$W^{+-} H^{+}$  PRODUCTION AT HADRON COLLIDERS*, *Phys. Rev. D* **40** (1989) 787.
- [197] O. Brein, W. Hollik, and S. Kanemura, *The MSSM prediction for  $W^{+-} H^{+}$  production by gluon fusion*, *Phys. Rev. D* **63** (2001) 095001, [[hep-ph/0008308](#)].
- [198] S.-S. Bao, Y. Tang, and Y.-L. Wu,  *$W^{\pm} H^{\mp}$  associated production at LHC in the general 2HDM with Spontaneous CP Violation*, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 075006, [[arXiv:1011.1409](#)].
- [199] W. Hollik and S.-h. Zhu,  *$O(\alpha(s))$  corrections to  $b$  anti- $b \rightarrow W^{+-} H^{+}$  at the CERN large hadron collider*, *Phys. Rev. D* **65** (2002) 075015, [[hep-ph/0109103](#)].
- [200] T. N. Dao, W. Hollik, and D. N. Le,  *$W^{+} H^{+}$  production and CP asymmetry at the LHC*, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 075003, [[arXiv:1011.4820](#)].
- [201] R. Enberg, R. Pasechnik, and O. Stal, *Enhancement of associated  $H^{\pm} W^{\mp}$  production in the NMSSM*, *Phys. Rev. D* **85** (2012) 075016, [[arXiv:1112.4699](#)].
- [202] N. Kidonakis, *Higher-order radiative corrections for  $b\bar{b} \rightarrow H^{-} W^{+}$* , *Phys. Rev. D* **97** (2018), no. 3 034002, [[arXiv:1704.08549](#)].
- [203] E. Asakawa, O. Brein, and S. Kanemura, *Enhancement of  $W^{+-} H^{+}$  production at hadron colliders in the two Higgs doublet model*, *Phys. Rev. D* **72** (2005) 055017, [[hep-ph/0506249](#)].
- [204] D. Eriksson, S. Hesselbach, and J. Rathsmann, *Associated charged Higgs and W boson production in the MSSM at the CERN Large Hadron Collider*, *Eur. Phys. J. C* **53** (2008) 267–280, [[hep-ph/0612198](#)].
- [205] M. Hashemi, *Possibility of observing MSSM charged Higgs in association with a W boson at LHC*, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 055004, [[arXiv:1008.3785](#)].
- [206] S.-S. Bao, X. Gong, H.-L. Li, S.-Y. Li, and Z.-G. Si, *Identify Charged Higgs Boson in  $W^{\pm} H^{\mp}$  Associated Production at LHC*, *Phys. Rev. D* **85** (2012) 075005, [[arXiv:1112.0086](#)].
- [207] A. Arhrib, R. Benbrik, H. Harouiz, S. Moretti, Y. Wang, and Q.-S. Yan, *Implications of a light charged Higgs boson at the LHC run III in the 2HDM*, *Phys. Rev. D* **102** (2020), no. 11 115040, [[arXiv:2003.11108](#)].

- [208] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group, SLD Heavy Flavour Group Collaboration, S. Schael et al., *Precision electroweak measurements on the Z resonance*, *Phys. Rept.* **427** (2006) 257–454, [[hep-ex/0509008](#)].
- [209] L. A. Harland-Lang, A. D. Martin, P. Motylinski, and R. S. Thorne, *Parton distributions in the LHC era : MMHT 2014 PDFs*, *Eur. Phys. J. C* **75** (2015), no. 5 204, [[arXiv:1412.3989](#)].
- [210] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *High-precision measurement of the W boson mass with the CDF II detector*, *Science* **376** (2022), no. 6589 170–176.
- [211] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *A novel measurement of initial-state gluon radiation in hadron collisions using Drell-Yan events*, [arXiv:2110.14878](#).
- [212] M. Awramik, M. Czakon, A. Freitas, and G. Weiglein, *Precise prediction for the W boson mass in the standard model*, *Phys. Rev. D* **69** (2004) 053006, [[hep-ph/0311148](#)].
- [213] A. Broggio, E. J. Chun, M. Passera, K. M. Patel, and S. K. Vempati, *Limiting two-Higgs-doublet models*, *JHEP* **11** (2014) 058, [[arXiv:1409.3199](#)].
- [214] C.-T. Lu, L. Wu, Y. Wu, and B. Zhu, *Electroweak precision fit and new physics in light of the W boson mass*, *Phys. Rev. D* **106** (2022), no. 3 035034, [[arXiv:2204.03796](#)].
- [215] Y.-Z. Fan, T.-P. Tang, Y.-L. S. Tsai, and L. Wu, *Inert Higgs Dark Matter for CDF II W-Boson Mass and Detection Prospects*, *Phys. Rev. Lett.* **129** (2022), no. 9 091802, [[arXiv:2204.03693](#)].
- [216] H. Song, W. Su, and M. Zhang, *Electroweak phase transition in 2HDM under Higgs, Z-pole, and W precision measurements*, *JHEP* **10** (2022) 048, [[arXiv:2204.05085](#)].
- [217] H. Bahl, J. Braathen, and G. Weiglein, *New physics effects on the W-boson mass from a doublet extension of the SM Higgs sector*, *Phys. Lett. B* **833** (2022) 137295, [[arXiv:2204.05269](#)].
- [218] K. S. Babu, S. Jana, and V. P. K., *Correlating W-Boson Mass Shift with Muon  $g-2$  in the Two Higgs Doublet Model*, *Phys. Rev. Lett.* **129** (2022), no. 12 121803, [[arXiv:2204.05303](#)].
- [219] T. Biekötter, S. Heinemeyer, and G. Weiglein, *Excesses in the low-mass Higgs-boson search and the W-boson mass measurement*, [arXiv:2204.05975](#).
- [220] X.-F. Han, F. Wang, L. Wang, J. M. Yang, and Y. Zhang, *Joint explanation of W-mass and muon  $g-2$  in the 2HDM\**, *Chin. Phys. C* **46** (2022), no. 10 103105, [[arXiv:2204.06505](#)].
- [221] Y. Heo, D.-W. Jung, and J. S. Lee, *Impact of the CDF W-mass anomaly on two Higgs doublet model*, *Phys. Lett. B* **833** (2022) 137274, [[arXiv:2204.05728](#)].
- [222] Y. H. Ahn, S. K. Kang, and R. Ramos, *Implications of New CDF-II W Boson Mass on Two Higgs Doublet Model*, *Phys. Rev. D* **106** (2022), no. 5 055038, [[arXiv:2204.06485](#)].
- [223] R. Benbrik, M. Boukidi, and B. Manaut, *W-mass and 96 GeV excess in type-III 2HDM*, [arXiv:2204.11755](#).

- [224] G. Arcadi and A. Djouadi, *2HD plus light pseudoscalar model for a combined explanation of the possible excesses in the CDF  $M_W$  measurement and  $(g-2)_\mu$  with dark matter*, *Phys. Rev. D* **106** (2022), no. 9 095008, [[arXiv:2204.08406](#)].
- [225] K. Ghorbani and P. Ghorbani, *W-boson mass anomaly from scale invariant 2HDM*, *Nucl. Phys. B* **984** (2022) 115980, [[arXiv:2204.09001](#)].
- [226] S. Lee, K. Cheung, J. Kim, C.-T. Lu, and J. Song, *Status of the two-Higgs-doublet model in light of the CDF  $m_W$  measurement*, *Phys. Rev. D* **106** (2022), no. 7 075013, [[arXiv:2204.10338](#)].
- [227] X. K. Du, Z. Li, F. Wang, and Y. K. Zhang, *Explaining The New CDF II W-Boson Mass Data In The Georgi-Machacek Extension Models*, [[arXiv:2204.05760](#)].
- [228] A. Ghoshal, N. Okada, S. Okada, D. Raut, Q. Shafi, and A. Thapa, *Type III seesaw with R-parity violation in light of  $m_W$  (CDF)*, [[arXiv:2204.07138](#)].
- [229] S. Kanemura and K. Yagyu, *Implication of the W boson mass anomaly at CDF II in the Higgs triplet model with a mass difference*, *Phys. Lett. B* **831** (2022) 137217, [[arXiv:2204.07511](#)].
- [230] A. Addazi, A. Marciano, A. P. Morais, R. Pasechnik, and H. Yang, *CDF II W-mass anomaly faces first-order electroweak phase transition*, [[arXiv:2204.10315](#)].
- [231] J. M. Yang and Y. Zhang, *Low energy SUSY confronted with new measurements of W-boson mass and muon  $g-2$* , *Sci. Bull.* **67** (2022), no. 14 1430–1436, [[arXiv:2204.04202](#)].
- [232] A. Strumia, *Interpreting electroweak precision data including the W-mass CDF anomaly*, *JHEP* **08** (2022) 248, [[arXiv:2204.04191](#)].
- [233] K. Sakurai, F. Takahashi, and W. Yin, *Singlet extensions and W boson mass in light of the CDF II result*, *Phys. Lett. B* **833** (2022) 137324, [[arXiv:2204.04770](#)].
- [234] X. Liu, S.-Y. Guo, B. Zhu, and Y. Li, *Correlating Gravitational Waves with W-boson Mass, FIMP Dark Matter, and Majorana Seesaw Mechanism*, *Sci. Bull.* **67** (2022) 1437–1442, [[arXiv:2204.04834](#)].
- [235] L. Di Luzio, R. Gröber, and P. Paradisi, *Higgs physics confronts the  $M_W$  anomaly*, *Phys. Lett. B* **832** (2022) 137250, [[arXiv:2204.05284](#)].
- [236] P. Asadi, C. Cesarotti, K. Fraser, S. Homiller, and A. Parikh, *Oblique Lessons from the W Mass Measurement at CDF II*, [[arXiv:2204.05283](#)].
- [237] J. J. Heckman, *Extra W-boson mass from a D3-brane*, *Phys. Lett. B* **833** (2022) 137387, [[arXiv:2204.05302](#)].
- [238] E. Bagnaschi, J. Ellis, M. Madigan, K. Mimasu, V. Sanz, and T. You, *SMEFT analysis of  $m_W$* , *JHEP* **08** (2022) 308, [[arXiv:2204.05260](#)].
- [239] A. Paul and M. Valli, *Violation of custodial symmetry from W-boson mass measurements*, *Phys. Rev. D* **106** (2022), no. 1 013008, [[arXiv:2204.05267](#)].
- [240] R. Balkin, E. Madge, T. Menzo, G. Perez, Y. Soreq, and J. Zupan, *On the implications of positive W mass shift*, *JHEP* **05** (2022) 133, [[arXiv:2204.05992](#)].
- [241] M. Endo and S. Mishima, *New physics interpretation of W-boson mass anomaly*, *Phys. Rev. D* **106** (2022), no. 11 115005, [[arXiv:2204.05965](#)].
- [242] M.-D. Zheng, F.-Z. Chen, and H.-H. Zhang, *The  $W\ell\nu$ -vertex corrections to W-boson mass in the R-parity violating MSSM*, [[arXiv:2204.06541](#)].

- [243] L. M. Carpenter, T. Murphy, and M. J. Smylie, *Changing patterns in electroweak precision fits with new color-charged states : Oblique corrections and the W-boson mass*, *Phys. Rev. D* **106** (2022), no. 5 055005, [[arXiv:2204.08546](#)].
- [244] O. Popov and R. Srivastava, *The Triplet Dirac Seesaw in the View of the Recent CDF-II W Mass Anomaly*, [arXiv:2204.08568](#).
- [245] T. A. Chowdhury, J. Heeck, A. Thapa, and S. Saad, *W boson mass shift and muon magnetic moment in the Zee model*, *Phys. Rev. D* **106** (2022), no. 3 035004, [[arXiv:2204.08390](#)].
- [246] V. Cirigliano, W. Dekens, J. de Vries, E. Mereghetti, and T. Tong, *Beta-decay implications for the W-boson mass anomaly*, *Phys. Rev. D* **106** (2022), no. 7 075001, [[arXiv:2204.08440](#)].
- [247] A. Bhaskar, A. A. Madathil, T. Mandal, and S. Mitra, *Combined explanation of W-mass, muon g-2, RK(\*) and RD(\*) anomalies in a singlet-triplet scalar leptoquark model*, *Phys. Rev. D* **106** (2022), no. 11 115009, [[arXiv:2204.09031](#)].
- [248] S. Baek, *Implications of CDF W-mass and  $(g - 2)_\mu$  on  $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$  model*, [arXiv:2204.09585](#).
- [249] J. Cao, L. Meng, L. Shang, S. Wang, and B. Yang, *Interpreting the W-mass anomaly in vectorlike quark models*, *Phys. Rev. D* **106** (2022), no. 5 055042, [[arXiv:2204.09477](#)].
- [250] J. Kawamura, S. Okawa, and Y. Omura, *W boson mass and muon g-2 in a lepton portal dark matter model*, *Phys. Rev. D* **106** (2022), no. 1 015005, [[arXiv:2204.07022](#)].
- [251] K. I. Nagao, T. Nomura, and H. Okada, *A model explaining the new CDF II W boson mass linking to muon  $g - 2$  and dark matter*, [arXiv:2204.07411](#).
- [252] K.-Y. Zhang and W.-Z. Feng, *Explaining W boson mass anomaly and dark matter with a U(1) dark sector*, [arXiv:2204.08067](#).
- [253] D. Borah, S. Mahapatra, and N. Sahu, *Singlet-doublet fermion origin of dark matter, neutrino mass and W-mass anomaly*, *Phys. Lett. B* **831** (2022) 137196, [[arXiv:2204.09671](#)].
- [254] Y. Cheng, X.-G. He, F. Huang, J. Sun, and Z.-P. Xing, *Dark photon kinetic mixing effects for the CDF W-mass measurement*, *Phys. Rev. D* **106** (2022), no. 5 055011, [[arXiv:2204.10156](#)].
- [255] A. Batra, S. K. A., S. Mandal, and R. Srivastava, *W boson mass in Singlet-Triplet Scotogenic dark matter model*, [arXiv:2204.09376](#).
- [256] J. de Blas, M. Pierini, L. Reina, and L. Silvestrini, *Impact of the recent measurements of the top-quark and W-boson masses on electroweak precision fits*, [arXiv:2204.04204](#).
- [257] T. Abe, R. Sato, and K. Yagyu, *Lepton-specific two Higgs doublet model as a solution of muon  $g - 2$  anomaly*, *JHEP* **07** (2015) 064, [[arXiv:1504.07059](#)].
- [258] J. Kim, S. Lee, P. Sanyal, and J. Song, *CDF W-boson mass and muon g-2 in a type-X two-Higgs-doublet model with a Higgs-phobic light pseudoscalar*, *Phys. Rev. D* **106** (2022), no. 3 035002, [[arXiv:2205.01701](#)].
- [259] D. Lopez-Val and J. Sola, *Delta r in the Two-Higgs-Doublet Model at full one loop level – and beyond*, *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) 2393, [[arXiv:1211.0311](#)].
- [260] W. Hollik, *Renormalization of the Standard Model*, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* **14** (1995) 37–116.