



UNIVERSITÉ SULTAN MOULAY SLIMANE
Faculté des Sciences et Techniques
Béni-Mellal

Centre d'Etudes Doctorales : Sciences et Techniques
 Formation doctorale : Mathématiques et Physique Appliquées

THÈSE

Présentée par

Abdeljalil HABJIA

Pour obtention du grade de

Docteur

Discipline : Physique
 Spécialité : Physique des Hautes Énergies

**Contribution à l'étude de la production et de la désintégration
 aux ordres supérieurs de $e^+e^- \rightarrow Z + Higgs$**

Soutenue le : 15/01/2022 devant le jury composé de :

<i>Pr.</i> Bouzid MANAUT	Professeur à la FP, Béni Mellal	Président
<i>Pr.</i> Lhoucine OUFNI	Professeur à la FST, Béni Mellal	Examineur
<i>Pr.</i> El Arbi SIHER	Professeur à la FST, Béni Mellal	Rapporteur
<i>Pr.</i> Moha EL IDRISSE	Professeur à la FP, Khouribga	Rapporteur
<i>Pr.</i> Larbi RAHILI	Professeur à la FS, Agadir	Rapporteur
<i>Pr.</i> Rachid BENBRIK	Professeur à la FP, Safi	Co-Directeur de Thèse
<i>Pr.</i> Souad TAJ	Professeur à la FP, Béni Mellal	Directrice de Thèse

"Peu importe la beauté de votre théorie, peu importe votre intelligence. S'il n'est pas d'accord avec l'expérience, c'est faux."

Richard P. Feynman (1918 - 1988)

Résumé

À ce jour, le Modèle Standard (MS) de la physique des particules est largement accepté comme la théorie la plus fondamentale du champ quantique qui est entièrement compatible avec les mesures précises effectuées lors des expériences des collisionneurs de particules. Malgré cet énorme succès, le modèle standard ne fournit pas de réponses à toutes les questions en suspens de la physique fondamentale. Afin de surmonter cette lacune, des théories au-delà du modèle standard sont étudiées. Dans cette thèse, nous calculons des corrections d'ordre supérieur aux observables dans les secteurs de Higgs étendus du Modèle à deux doublets de Higgs (2HDM). Nous effectuons la renormalisation électrofaible complète de tous les paramètres indépendants des théories et présentons plusieurs schémas de renormalisation différents pour les angles de mélange scalaires des secteurs de Higgs étendus. Les corrections complètes à une boucle, à la fois les corrections faibles et électrodynamique (QED), du processus $e^+e^- \rightarrow Z\phi$ ($\phi = h^0, H^0$) dans le modèle à deux doublets de Higgs (2HDM) dans les usines de productions des Higgs sont bien présentés. Jusqu'au niveau $O(\alpha_{EM})$, les corrections virtuelles sont évaluées à l'aide des packages FeynArts/FormCalc. Les corrections d'émissions réelles sont calculées à l'aide du module de calcul de diagramme de Feynman (FDC) et les divergences colinéaires sont régularisées par les fonctions de structure de l'électron. En utilisant les packages FeynArts/FormCalc et FDC, nous étudions les corrections dans le Modèle Standard et le modèle à deux doublets de Higgs (2HDM), respectivement. Après avoir pris en compte les contraintes expérimentales des données actuelles au LHC, nous proposons quatre scénarios de référence intéressants pour les futurs collisionneurs. En utilisant ces scénarios de référence, nous évaluons l'écart de $\Delta\sigma(e^+e^- \rightarrow Z\phi)$ par rapport à leurs valeurs du modèle standard. Nous examinons également les désintégrations $\phi \rightarrow b\bar{b}$ et $\phi \rightarrow \tau^+\tau^-$, qui peuvent recevoir une importante contribution électrofaible des couplages triples de Higgs absents dans le modèle standard. On constate que pour ces scénarios de référence, les corrections électrofaible et réelles sont considérables et pourraient être mesurées à un futur collisionneur e^+e^- comme l'ILC, le CLIC et le CEPC.

Mots Clés :

Modèle Standard (MS), mécanisme de Higgs, brisure de la symétrie électrofaible, modèle 2HDM, renormalisation, corrections radiatives, correction d'ordre supérieur (NLO).

Abstract

Up to this day, the Standard Model of particle physics is widely accepted as the most fundamental quantum field theory which is fully compatible with the precise measurements being carried out at particle collider experiments. Despite this enormous success, the model does not provide answers to all remaining open questions of fundamental physics. In order to overcome this shortcoming, theories beyond the Standard Model are investigated. In this thesis, we compute higher-order corrections to observables in extended Higgs sectors of 2HDM model.

We investigate the Two-Higgs-Doublet Model and the Next-to-Two-Higgs-Doublet Model as two extensions of the Standard Model with regard to the Higgs potentials of the theories.

The full one-loop corrections, both the weak and QED corrections, to the process $e^+e^- \rightarrow Z\phi$ ($\phi = h^0, H^0$) in the two Higgs doublet model (2HDM) at the Higgs factories are presented. Up to the $O(\alpha_{EM})$ level, the virtual corrections are evaluated by using the FeynArts/FormCalc packages. The real emission corrections are computed using Feynman Diagram Calculation (FDC) package and the collinear divergences are regularized by the structure functions of electron. Using the FeynArts/FormCalc and the FDC packages, we study the corrections in the SM and the two Higgs doublet model (2HDM), respectively. After taking into account experimental constraints from the current LHC data, we propose four interesting benchmark scenarios for future colliders. By using these benchmark scenarios, we evaluate the deviation of $\Delta\sigma(e^+e^- \rightarrow Z\phi)$ from their Standard Model (SM) values. We also examine $\phi \rightarrow b\bar{b}$ and $\phi \rightarrow \tau^+\tau^-$, which may receive large EW contribution from triple Higgs couplings which are absent in the SM. It is found that for these benchmark scenarios, both EW and real emission corrections are sizable and could be measured at a future e^+e^- collider such as the ILC, CLIC and CEPC.

Keywords :

Standard model, Higgs mechanism, electroweak breaking of symmetry, 2HDM model, renormalization, radiatives corrections, higher order correction (NLO).

Remerciements

Il me sera très difficile de remercier tout le monde car c'est grâce à l'aide de nombreuses personnes que j'ai pu mener cette thèse à son terme.

Je voudrais exprimer tous mes remerciements à ma directrice de thèse le Professeur Souad TAJ, pour sa rigueur et son enthousiasme dans la direction de ce travail, ainsi son soutien et ses encouragements que son exigence de clarté m'ont beaucoup apporté.

Ma gratitude revient aussi à mon co-directeur de thèse le professeur Rachid BENBRIK, qui a toujours répondu patiemment à mes interrogations et m'a apporté maintes éclairages. Je le remercie très sincèrement pour le formidable encadrement qu'il m'a accordé tout au long de ce travail.

Je remercie le professeur Bouzid MANAUT pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail en acceptant d'être président du jury.

C'est un honneur pour moi que les professeurs El Arbi SIHER, Moha EL IDRISSEI et Larbi RAHILI aient accepté la tâche de rapporter ma thèse. Je les remercie de s'en être acquittés avec grand soin. Veuillez recevoir, Messieurs, l'expression de mon respect et de ma profonde gratitude. Je tiens également à présenter mes remerciements au professeur Lhoucine OUFNI, d'avoir accepté d'être examinateur et membre de ce jury.

Je remercie énormément tous les membres du jury pour leur disponibilité le jour de ma soutenance, pour le privilège qu'ils m'ont accordé par leur présence et pour l'intérêt qu'ils ont attribué à mon mémoire de thèse. Je tiens à vous remercier encore une fois d'avoir accepté de vous déplacer pour partager avec moi l'un des moments les plus mémorables de toute ma vie.

Bien-sûr et tout naturellement, j'exprime mes plus profonds remerciements à ma petite famille, ma femme et mes deux enfants, pour leur soutien inconditionnel malgré le long chemin que j'ai emprunté et qui m'a mené à cette thèse.

Encore un grand merci à tous pour m'avoir conduit à ce jour mémorable.

À la mémoire de mes parents

Puisse Dieu les accueillir dans son infinie Miséricorde

À ma très chère petite famille : ma femme, ma fille et mon garçon

À mes très chers frères et sœurs

À tous ceux qui m'ont aidée

À tous ceux qui m'ont soutenue de près ou de loin

À tous ceux qui ont cru en moi

À tous ceux qui m'ont faits confiance

À tous ceux qui ont supporté mes questions incessantes

Je vous dédie ce Manuscrit avec toute la grâce du monde

Table des matières

Introduction	1
1 Statut du Modèle Standard	3
1.1 Introduction	3
1.2 Description du Modèle Standard	3
1.2.1 Les briques élémentaires	4
1.3 Groupe de symétrie : La symétrie de jauge	4
1.3.1 L'interaction électromagnétique	5
1.3.2 L'interaction faible	6
1.3.3 L'interaction électrofaible	6
1.3.4 L'interaction forte	9
1.4 Mécanisme de Brout-Englert-Higgs (BEH)	9
1.5 Les canaux de désintégration du boson de Higgs	14
1.5.1 Désintégration en deux fermions	15
1.5.2 Désintégration en deux bosons massifs	15
1.5.3 Désintégration $h \rightarrow \gamma\gamma$	16
1.5.4 Désintégration $h \rightarrow Z\gamma$	16
1.6 Production du boson de Higgs au LHC	17
1.7 Synthèse des contraintes sur la masse du boson de Higgs	19
1.7.1 Unitarité	19
1.7.2 Trivialité	20
1.7.3 Stabilité du vide	21
1.8 Le succès du Modèle Standard et ses limites	21
2 Le Modèle à deux doublets de Higgs (2HDM)	23
2.1 Motivation	23
2.2 Contraintes théoriques au-delà du Modèle Standard	24
2.2.1 Le paramètre ρ au delà du Modèle Standard	24
2.2.2 Courants neutres changeant la saveur (FCNC)	25
2.2.3 Contraintes d'unitarité	25
2.3 Le Lagrangien électrofaible du Modèle 2HDM	26
2.4 Le Potentiel de Higgs du Modèle 2HDM	26
2.5 Le Lagrangien scalaire	32
2.6 Le Lagrangien de Yukawa et les FCNCs	33
2.7 Ensemble de paramètres indépendants	36
2.8 Les contraintes expérimentales sur le Modèle 2HDM	36

3	Corrections d'ordre supérieur des largeurs de désintégration et des masses du boson de Higgs	40
3.1	Régularisation et renormalisation des intégrales de boucle	40
3.2	Renormalisation sur couche (on-shell) des multiplets des champs	42
3.3	Largeurs de désintégration à l'arbre et au second ordre dominant (NLO)	46
3.4	Corrections de masse d'ordre supérieur	50
3.5	Conversion des paramètres d'entrée au second ordre dominant (NLO)	51
3.6	Indépendance de jauge des calculs d'ordre fixe	53
4	La renormalisation du Modèle 2HDM	57
4.1	Renormalisation des tadpoles	58
4.2	Renormalisation des secteurs : de jauge, de scalaire et de fermion	60
4.2.1	Renormalisation du secteur des jauges	60
4.2.2	Renormalisation du secteur scalaire	61
4.2.3	Renormalisation du secteur des fermions	62
4.3	Renormalisation des angles de mélange scalaires α et β	63
4.3.1	Schéma de soustraction minimale modifiée ($\overline{\text{MS}}$)	64
4.3.2	Schéma KOSY - de Kanemura	64
4.4	Renormalisation du paramètre m_{12}^2 de la brisure douce- \mathbb{Z}_2	69
5	Signature du Modèle 2HDM dans les usines de Higgs	71
5.1	Le modèle 2HDM et les points de référence	72
5.2	Schéma de Renormalisation et calcul à l'ordre d'une boucle	76
5.3	Résultats Numériques et Discussions	82
5.4	Discussions des résultats	91
	Conclusion générale et perspectives	94

Annexes

Annexe A	Paramétrisation alternative du potentiel 2HDM	96
Annexe B	Constantes de renormalisation électrofaible à une boucle du Modèle 2HDM	98
B.1	Constantes de renormalisation à une boucle des Tadpoles	98
B.2	Constantes de renormalisation à une boucle du secteur de jauge	99
B.3	Constantes de renormalisation à une boucle du secteur scalaire	101
B.4	Constantes de renormalisation à une boucle du secteur Fermionique	103
B.5	Constantes de renormalisation à une boucle des angles de mélange scalaires	105
B.5.1	Schéma de soustraction minimale $\overline{\text{MS}}$	105
B.5.2	Le Schéma KOSY	106
B.5.3	Schéma p_* -Pincé (p_* -pinched)	106
B.5.4	Schémas physiques sur couche	107
B.6	Constante de renormalisation à une boucle du paramètre m_{12}^2 de la brisure douce \mathbb{Z}_2	108
Annexe C	Le comportement IR du processus $e^+e^- \rightarrow Zh$ dans le modèle standard	109
Annexe D	Triple couplage de Higgs en Modèle 2HDM	111

Annexe E Schéma de tadpole pincé sur couche dans le Modèle 2HDM	115
E.0.1 Définition des constantes de renormalisation	115
E.0.2 Conditions de renormalisation	117
Bibliographie	120

Table des figures

1.1	Propriétés des particules élémentaires dans le modèle standard [257].	4
1.2	Représentation graphique du potentiel $V(\phi^+ \phi)$ de l'équation (1.12), généralement appelé potentiel du chapeau mexicain	10
1.3	Rapports d'embranchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs Standard en fonction de sa masse. [109]	15
1.4	désintégration $h \rightarrow \gamma\gamma$ à l'ordre d'une boucle dans le Modèle Standard et au delà (troisième diagramme).	16
1.5	La largeur totale du boson de Higgs dans le modèle standard en fonction de sa masse m_h [109].	17
1.6	Sections efficaces de production du boson de Higgs au LHC en fonction de sa masse m_h [109].	17
1.7	Modes de production du boson de Higgs au LHC. [205].	18
1.8	Sections efficaces de production du boson de Higgs au LHC en fonction de sa masse pour des energies de 7, 8 et 14 TeV dans le centre de masse [109].	19
1.9	La stabilité et la trivialité du potentiel du boson de Higgs dans le modèle standard. [187]	20
3.1	Exemple de diagramme tadpole divergent à UV divergent avec une particule scalaire virtuelle de masse $m > 0$	41
3.2	La self-énergie à 1PI $i \sum_{\phi_i, \phi_j} (p^2)(i, j = 1, \dots, n)$ sont définies comme la somme de tous les diagrammes de self-énergie à l'ordre d'une boucle donné, qui ne peut pas être divisé en deux différents diagrammes en coupant une seule ligne dans le diagramme. Ils dénotent la transition de la particule scalaire ϕ_i vers ϕ_j	44
3.3	Amplitudes de désintégration génériques du processus $\phi \rightarrow X_1 X_2$. À (LO), l'amplitude de désintégration est indiquée par $\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{LO}}$ tandis que dans (NLO), l'amplitude est constituée des véritables corrections de sommet à une boucle $\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{VC}}$ (centre), montré topologiquement dans la Fig. (3.4), ainsi que la somme de toutes les contributions CT et WFRC $\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{CT}}$ représenté par une croix.	47
3.4	Contributions topologiques aux corrections de vertex $\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{VC}}$ au processus de désintégration $\phi \rightarrow X_1 X_2$ à l'ordre d'une boucle. Pour le calcul schématique de Feynman d'une désintégration dans une (TQC) réaliste, le contenu complet en particules de la théorie doit être cartographié dans ces topologies. Les contributions des tadpoles aux corrections des vertex ne sont pertinentes que dans un traitement alternatif des conditions minimales du potentiel d'une symétrie de jauge spontanément brisée.	48
3.5	Contributions génériques à deux boucles aux énergies propres 1PI $i \sum_{\phi_i, \phi_j} (p^2)(i, j = 1, \dots, n)$ qui représentent la transition de la particule scalaire ϕ_i à ϕ_j	49

3.6	Toutes les contributions topologiques pour un jeux à deux corps processus de diffusion des fermions (sur couche) à l'ordre d'une boucle, composé des diagrammes en boîte \mathcal{A}^{box} , diagrammes triangulaires \mathcal{A}^{tri} , diagrammes de self-énergie \mathcal{A}^{self} et corrections externes des branches \mathcal{A}^{leg}	55
4.1	Contributions topologiques à l'self-énergie à une boucle. Dans le schéma standard des tadpoles, nous considérons l'self-énergie $1PI$ habituelle $\Sigma(\mathbf{p}^2)$ tandis que dans le schéma alternatif des tadpoles FJ, l'self-énergie $\Sigma^{tad}(\mathbf{p}^2)$ contient en outre des contributions de la topologie tadpole. Pour les calculs réels des self-énergies du modèle 2HDM, la pleine teneur en particules du modèle 2HDM doit être insérée dans ces topologies.	59
5.1	Les plages autorisées à 95 % CL (couleur jaune) et 68 % CL (couleur verte) à partir des données de recherche directe au LHC Run-II sont indiquées. Les régions exclues par des contraintes théoriques sont données par la couleur bleu. Une étoile rouge correspond au meilleur point d'ajustement pour chaque scénario.	74
5.2	Le diagramme de Feynman (LO) pour le processus $e^+e^- \rightarrow Zh$ et $e^+e^- \rightarrow ZH$ dans le modèle 2HDM est affiché.	76
5.3	Diagrammes de Feynman à une boucle à trois points génériques dans le modèle 2HDM contribuant au processus $e^+e^- \rightarrow Zh^0$ (nous prenons $\phi = h^0$) sont présentés, où les étiquettes U , V , S et F font référence respectivement aux fantômes, aux bosons de jauge vectorielle, aux bosons scalaires de Higgs et aux fermions.	79
5.4	Diagrammes de Feynman à une boucle à quatre points génériques dans le modèle 2HDM contribuant au processus $e^+e^- \rightarrow Zh^0$ (nous prenons $\phi = h^0$) sont affichés, où les étiquettes de V , S et F font référence respectivement aux bosons de jauge vectorielle, aux bosons scalaires de Higgs et aux fermions.	80
5.5	Diagrammes de Feynman à une boucle à deux points génériques dans le modèle 2HDM contribuant au processus $e^+e^- \rightarrow Zh^0$ (nous prenons $\phi = h^0$) sont affichés, où les étiquettes U , V , S et F font référence respectivement aux fantômes, aux bosons de jauge vectorielle, aux bosons scalaires de Higgs et aux fermions.	80
5.6	Diagrammes de Feynman à une boucle de contre-termes génériques dans le modèle 2HDM contribuant à $e^+e^- \rightarrow Zh^0$ (nous prenons $\phi = h^0$) sont présentés.	81
5.7	(a) : Dépendance à l'échelle de la section efficace (LO) et (NLO) dans le MS; (b) : Section efficace (LO) en fonction de l'énergie de collision \sqrt{s} dans le MS dans différents schémas.	84
5.8	(a) : Distribution du moment transversale du boson de Higgs, $P_t(\mathbf{h})$, et les formes de lignes des sections efficaces de (LO) et (NLO) dans le MS; (b) : Sections efficaces (LO) et (NLO) en fonction de l'énergie de collision \sqrt{s} dans le MS dans le schéma $\alpha_{em}(m_Z)$	84
5.9	Rapports des corrections faibles et complètes aux résultats (LO) pour $e^+e^- \rightarrow Zh$ en fonction de l'énergie de collision correspondant aux points de référence BP1-h (gauche) et BP2-h (droite) dans le modèle 2HDM, où h^0 est supposé être le boson de Higgs de type-MS. Quelques valeurs typiques de λ_5 sont prises pour montrer les effets des couplages triples de Higgs.	85

5.10	Rapports des corrections faibles et complètes aux résultats (LO) pour $e^+e^- \rightarrow ZH$ en tant que fonctions de l'énergie de collision correspondant aux points de référence BP1-H (gauche) et BP2-H (droite) dans le modèle 2HDM. Quelques valeurs typiques de λ_5 sont prises pour montrer les effets des couplages triples de Higgs.	86
5.11	Rapports de nouvelle physique pour le processus $e^+e^- \rightarrow Zh$ en tant que fonctions de l'énergie de collision avec trois valeurs typiques de λ_5	87
5.12	Ratios of new physics for process $e^+e^- \rightarrow ZH$ as functions of collision energy with three typical values of λ_5	87
5.13	Corrélation entre les précisions relatives $\Delta_{\tau\tau}(h)$ et $\Delta_{bb}(h)$ sont examinées pour 2HDM, où h^0 est supposé être le boson de Higgs de type-MS avec $m_H = 212$ GeV (594 GeV) pour les scénarios \pm D1-h (panneau supérieur) et les scénarios \pm D2-h (panneau inférieur).	89
5.14	Corrélations entre les précisions relatives $\Delta_{\tau\tau}(H)$ et $\Delta_{bb}(H)$ dans 2HDM sont montrées, où H^0 est supposé être le boson de Higgs de type-MS. La couleur de codage est la même que dans la figure (5.13) et $m_h = 95$ GeV pour les scénarios \pm D1-H (panneau supérieur) et \pm D2-H (panneau inférieur).	90
D.1	La dépendance de $\hat{\lambda}_i$ sur λ_5 pour chacun des points de référence est démontrée. Dans chaque graphique, la plage entre deux lignes verticales en pointillés correspond aux λ_5 autorisés par les contraintes et limites théoriques et expérimentales. v équivaut à 243,137 GeV.	113

Liste des tableaux

1.1	Classification des fermions.	8
2.1	Les quatre affectations possibles des doublets de Higgs Φ_i ($i = 1, 2$) aux quarks up-type (\mathbf{u}) et down-type (\mathbf{d}) et aux leptons chargés dans le \mathbb{Z}_2 -symétrique 2HDM.	35
2.2	Paramètres de couplage Yukawa Y_i ($i = 1, \dots, 6$) dans la symétrie- \mathbb{Z}_2 du modèle 2HDM, paramétrage des couplages Yukawa pour chaque type 2HDM.	36
5.1	Résultats expérimentaux des observables combinés par les collaborations Groupe de données de particules (PDG) et / ou Groupe calcul de moyenne des saveurs lourdes (HFAG) dans les références [219] - [19]. Comme pour $\overline{\mathcal{B}}(B_q^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$, les résultats combinés des collaborations LHCb et CMS sont présentés comme indiqué dans la référence [23]. Ref. [153] est utilisé pour les contraintes de données $(g - 2)_\mu$	73
5.2	Des points de référence sélectionnés utilisant des données de Higgs à 13 TeV avec $m_h=125$ GeV sont présentés, pour BP1-h et BP2-h et avec $m_H=125$ GeV, pour BP1-H et BP2-H. Évidemment, dans cette notation, le type BP1 (BP2) est lié au type-I (type-II). Ici, nous adoptons quatre masses physiques, deux angles et λ_5 pour décrire chaque point dans l'espace des paramètres. Dans chaque BP, nous examinons le rapport de la largeur de désintégration totale sur la masse d'un boson de Higgs, c'est-à-dire Γ_ϕ/m_ϕ , et trouvons qu'il est inférieur à 5% avec $\phi = H, A$ et H^\pm	75
5.3	Résultats du modèle standard au seconde ordre dominant (NLO) sous différents schémas à $\sqrt{s} = 250$ GeV (en unité de fb). Trois schémas sont choisis pour démontrer la dépendance d'échelle des résultats.	83
C.1	Vérification de l'indépendance ΔE à $\sqrt{s} = 250$ GeV (par unité de 10^{-1} pb).	109
C.2	Vérification de l'indépendance de $\Delta\theta$ à $\sqrt{s} = 250$ GeV (en unité de 10^{-1} pb).	109
C.3	Vérification de l'indépendance de m_e à $\sqrt{s} = 250$ GeV (en unité de 10^{-1} pb).	110
D.1	Couplages sans dimension $\hat{\lambda}_i$ avec deux valeurs typiques de v , les entrées de chacun des points de référence sont données dans le tableau 5.2. $\hat{\lambda}_i$ sont définis à partir des THC's via l'équation (D.9). Les valeurs de v sont prises comme expliqué dans le deuxième paragraphe de la section (5.3).	112
D.2	Plages autorisées de λ_5 , $\lambda_5 v^2$ et m_{12}^2 avec deux valeurs typiques de v . Les contraintes de stabilité du vide, d'unitarité et de perturbativité sont utilisées pour déterminer les plages. Les valeurs de v sont prises comme expliqué dans le deuxième paragraphe de la section (3.5)	114

Introduction

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules décrit les propriétés et les interactions des particules les plus fondamentales connues à ce jour d'une manière mathématiquement cohérente [117, 135, 150, 158, 159, 180, 231, 255]. Les prédictions théoriques faites dans le modèle standard ont été confirmées par des mesures lors des expériences des collisionneurs de particules avec une précision remarquable [29–31, 37, 38, 250] et avec la découverte d'un boson de Higgs de type-MS au grand collisionneur de particules LHC en 2012 [32, 83], la dernière particule manquante prédite par le modèle standard a été découverte. Malgré son énorme succès, le modèle standard souffre à la fois de lacunes théoriques, par exemple le problème de la hiérarchie, ainsi que du fait qu'il ne postule pas une brisure suffisamment grande de la symétrie de parité de charge (CP) ou un candidat approprié pour la matière noire (DM). Par conséquent, au cours des dernières décennies, des efforts considérables ont été investis dans des études de théories au-delà du modèle standard (BSM). Parmi les candidats les plus simples pour les théories au-delà du modèle standard figure le modèle de Higgs à deux doublets (2HDM), qui est une extension intéressante du modèle standard en fournissant des candidats pour la matière noire, une phénoménologie riche et peut décrire une baryogenèse réussie. Le secteur de Higgs fournit un portail prometteur pour la physique BSM. L'étude détaillée du boson de Higgs découvert et de ses couplages pourrait indiquer des signes de nouvelle physique en raison des contributions de la boucle provenant de particules BSM supplémentaires ou du mélange avec des bosons Higgs supplémentaires. Du point de vue théorique, l'enquête détaillée nécessite le calcul des observables du secteur de Higgs avec la plus grande précision possible. Sur la base des données de Run-1, les collaborations ATLAS et CMS ont établi la masse du boson de Higgs avec $m_h = 125,09 \pm 0,21(stat.) \pm 0,11(syst.)$ GeV [30]. Le LHC a également effectué plusieurs mesures de couplage Higgs avec une précision d'environ 10 à 20 %, telles que les couplages Higgs aux dibosons VV avec $V = W^\pm, Z, \gamma$. Très récemment, le LHC a également mesuré les couplages de Higgs aux fermions de la troisième génération sur 5σ , via le processus $pp \rightarrow Vh(h \rightarrow b\bar{b})$ [2, 237], via le processus VBF $pp \rightarrow jjh(h \rightarrow \tau^+\tau^-)$ [33, 238], et $pp \rightarrow tth$ avec les états finaux combinés de désintégration du boson de Higgs [1, 239]. Ces mesures ont démontré que le modèle standard fonctionne assez bien dans les données actuelles de Higgs.

Au LHC, en raison des grandes incertitudes théoriques et du vaste contexte expérimental, les mesures de précision du boson de Higgs sont plutôt difficiles. En revanche, les collisionneurs e^+e^- peuvent nous offrir des mesures de précision sur les propriétés de production et de désintégration du boson de Higgs. À un collisionneur de 240 GeV e^+e^- , le processus Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow Zh$ est le canal de production dominant pour le boson de Higgs, pour lequel les propriétés du boson de Higgs peuvent être reconstruites en utilisant le boson Z reculé via sa désintégration leptonique. Pour une énergie de centre de masse de 240-250 GeV et une luminosité intégrée de $250 fb^{-1}$, $\mathcal{O}(10^5)$ des bosons de Higgs seront produits par an, ce qui peut conduire à une mesure des couplages de Higgs au niveau

du pourcentage [60, 68, 223]. Lors des expériences du collisionneur internationale linéaire (ILC) [39], la luminosité du démarrage des usines de Higgs peut être d'environ 250 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$. Le taux de production de bosons de Higgs issus du processus de Higgs-strahlung peut être amélioré en utilisant les faisceaux polarisés. On constate que l'ILC peut atteindre des précisions comparables comme le programme CEPC. De même, des prédictions théoriques précises des observables physiques liés au boson de Higgs, comme les sections efficaces et les rapports d'embranchement, sont nécessaires.

Cette thèse est structurée comme suit :

Le chapitre 1 présente une brève introduction au modèle standard et à ses lacunes et traite brièvement son cadre théorique et ses extensions en général. Dans le chapitre 2, une introduction au modèle à deux doublets de Higgs (2HDM), qui est une extension au-delà du modèle standard. À cette fin, il est nécessaire de prendre soin de ses contraintes théoriques et expérimentales, de présenter son lagrangien électrofaibles, de Yukawa et son potentiel scalaire. L'interaction avec les fermions est discutée, où en plus, des mécanismes pour éviter les courants neutres changeant la saveur sont introduits.

Par la suite, dans le chapitre 3, nous discutons la régularisation et la renormalisation sur couche des divergences ultraviolettes (UV) des intégrales de boucle en général. Nous fournissons des formules génériques pour le calcul des largeurs de désintégration partielle jusqu'à l'ordre d'une boucle et discutons le calcul des corrections radiatives aux masses des particules de manière générique.

La renormalisation du modèle à deux doublets de Higgs au chapitre 4 constitue la partie principale de cette thèse. Nous commençons par un aperçu de l'apparition des divergences dans les calculs d'ordre supérieur. nous présentons la renormalisation sur couche de champs scalaires pour le modèle 2HDM comme méthode de renormalisation exemplaire. Dans les symétries de jauge spontanément brisées, une attention particulière doit être apportée à la renormalisation des tadpoles afin de préserver les conditions minimales de potentiel pour toutes les commandes.

Le chapitre 5 résume les chapitres précédents et les résultats obtenus. Dans ce travail, nous examinons également les écarts des désintégrations $h \rightarrow b\bar{b}$, et $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ dans les scénarios de type-I et de type-II et constatons que ces écarts sont à la portée des futures usines Higgs et sont utiles pour distinguer les nouveaux modèles physiques. nous introduisons des points de référence du modèle 2HDM. Par la suite, nous décrivons le cadre de notre calcul en spécifions le schéma de renormalisation que nous utiliserons et présentons les résultats numériques. Enfin, des suggestions sont proposées et nous présentons une conclusion finale ainsi qu'un aperçu des perspectives et des travaux futurs possibles.

Chapitre 1

Statut du Modèle Standard

Ce chapitre porte sur une revue générale sur le modèle standard, ses particules élémentaires et ses interactions fondamentales, en mettant l'accent sur la structure du Jauge, le mécanisme de Higgs, la découverte du boson de Higgs au LHC et quelques problèmes internes qui rend le modèle standard loin d'être la théorie complète des interactions fondamentales. Dans ce chapitre nous allons dresser l'état des lieux du modèle standard, de ses limitations et des soupçons de l'apparition de la nouvelle physique à l'échelle du TeV.

1.1 Introduction

Le modèle standard de la physique des particules est une théorie des particules élémentaires et de leurs interactions. Ces particules sont classées en deux classes fondamentales appelées fermions et bosons. Les fermions, également appelés particules de matière, ont un spin à demi-entier ($1/2$) et incluent les quarks et les leptons. Les bosons ont un spin entier et comprennent les porteurs de force et le boson de Higgs. Toutes ces particules sont résumées sur la figure 1.1. Les particules élémentaires interagissent via quatre forces différentes : la force gravitationnelle, électromagnétique, la force faible et la force forte. Toutes ces forces font partie du modèle standard à l'exception de la force gravitationnelle [94].

1.2 Description du Modèle Standard

Le modèle standard de la physique des particules est la théorie qui décrit les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. À l'exception de la gravité, il décrit trois interactions fondamentales connues : faible, forte et électromagnétique. Les particules élémentaires décrites dans le Modèle Standard peuvent être classées en deux types : les fermions (leptons et quarks) qui constituent la matière et les bosons qui agissent comme médiateurs des forces fondamentales.

Le modèle standard des interactions électrofaibles et fortes est une théorie des champs quantiques basée sur le groupe de jauge :

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y,$$

où C désigne la charge de couleur, L dénote que les fermions gauches sont des doublets de $SU(2)_L$ et Y est l'hypercharge. La première partie du groupe de jauge $SU(3)_C$ est le groupe de symétrie non-abélien qui décrit l'interaction forte entre les quarks. Les champs de jauge gluoniques sont couplés à la charge de couleur telle que formalisée en chromodynamique quantique (QCD) [13, 133]. La

deuxième partie du groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ représente les interactions électrofaibles unifiées connues sous le nom de théorie de Glashow-Salam-Weinberg [135], qui est brisé spontanément via le mécanisme de Brout-Englert-Higgs [256].

1.2.1 Les briques élémentaires

Les quarks et les leptons sont les blocs de construction de la matière qui nous entoure. Chacun de ces deux groupes est constitué de six particules liées par paires ou générations. Les particules les plus légères et les plus stables constituent la première génération, tandis que les particules les plus lourdes et les moins stables appartiennent aux deuxième et troisième générations. Toute matière stable dans l'univers est faite de particules appartenant à la première génération ; les particules plus lourdes se décomposent rapidement au niveau le plus stable suivant. Quarks nommés : haut (up), bas (down), charme (charm), étrange (strange), dessus (top) et dessous (bottom). Leptons nommés : électron (e), neutrino électronique (ν_e), muon (μ), neutrino muonique (ν_μ), tau (τ) et neutrino tauique (ν_τ). Les neutrinos sont électriquement neutres et ont une très petite masse. La figure 1.1 résume les particules élémentaires avec la masse, la charge et le spin pour chaque particule.

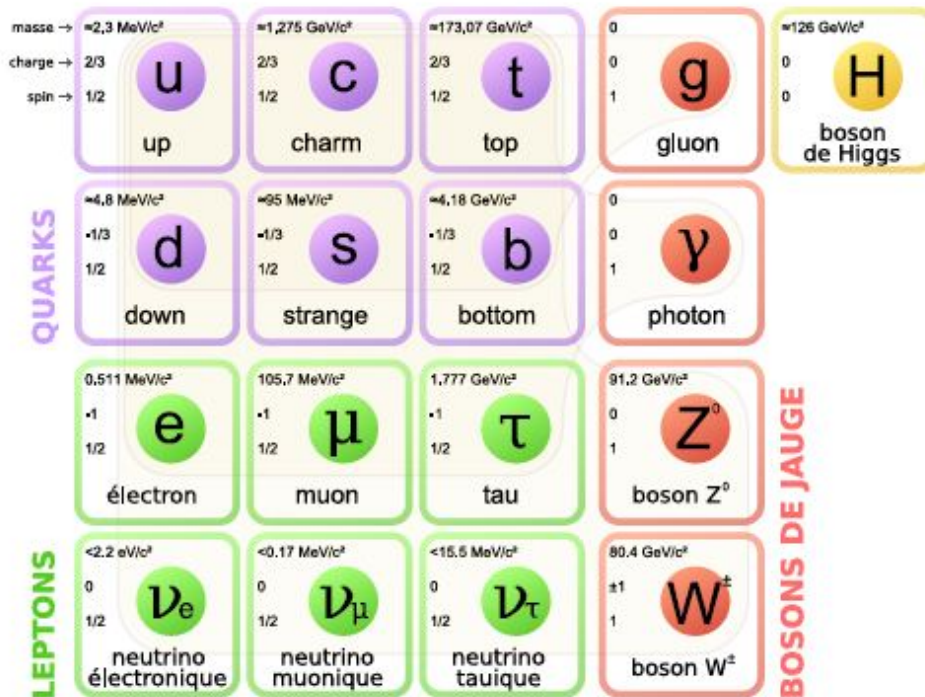


Figure 1.1 – Propriétés des particules élémentaires dans le modèle standard [257].

1.3 Groupe de symétrie : La symétrie de jauge

En physique, le concept de symétrie découle de l'hypothèse qu'une certaine quantité n'est pas mesurable. Par conséquent, les équations du mouvement ne doivent pas dépendre de cette quantité. Nous savons par les propriétés générales de la mécanique classique que cela implique l'existence de quantités conservées. Cette relation entre les symétries et les lois de conservation, incarnée par le

théorème de Noether, a été l'un des outils les plus puissants pour déchiffrer les propriétés des théories physiques.

Dans la théorie quantique des champs, chaque particule est définie comme l'excitation d'un champ $\Psi(x)$, dans un espace-temps quadridimensionnel. La dynamique des particules est décrite par une densité lagrangienne (de la même manière que dans la mécanique classique), adhérant à certaines symétries. Imposer une symétrie signifie exiger une invariance du lagrangien sous une transformation de symétrie ; pour une symétrie globale, une transformation qui est la même dans tous les points de l'espace-temps, et pour une symétrie locale, une transformation qui dépend du point dans l'espace-temps. Mathématiquement, une symétrie est caractérisée par un groupe de symétrie.

Le modèle standard est formulé dans la théorie quantique des champs [140], un cadre théorique qui réconcilie la mécanique quantique et la relativité restreinte. Les particules du modèle standard apparaissent dans ce cadre comme des états excités des champs quantiques sous-jacents définis en tous points de l'espace-temps. Comme toute théorie satisfaisant la relativité restreinte, le MS est invariant sous la symétrie de Poincaré, y compris les translations, les rotations et les boosts. Outre la symétrie triviale de Poincaré, le MS est une théorie de jauge, ce qui signifie que le lagrangien est invariant sous un groupe continu de transformations locales. La structure des interactions électrofaible et forte est déterminée par la théorie de jauge non abélienne avec un groupe de symétrie :

$$G = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y,$$

L'équivalence entre les symétries et les lois de conservation est exprimée par le théorème de Noether [157]. $SU(3)_C$ est le groupe de symétrie de l'interaction forte et $SU(2)_L \times U(1)_Y$ détermine la structure de la théorie électrofaible qui est rompue spontanément par le mécanisme de Higgs [117, 209]. Le Lagrangien du Modèle Standard peut être résumé comme :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{EW} + \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{Yukawa}, \tag{1.1}$$

avec des termes décrivant la théorie électrofaible (EW) et la chromodynamique quantique (QCD) qui découlent de l'invariance sous leur groupes de symétrie (équation (1.1)), ainsi que les termes du mécanisme de Higgs et les couplages de Yukawa. Dans les sections suivantes, on montre comment les exigences de symétrie mènent au modèle lagrangien standard, pourquoi le mécanisme de Higgs est nécessaire pour ajouter de la masse, et comment le lagrangien résultant donne lieu aux diagrammes de Feynman fréquemment utilisés. L'accent est mis sur les idées derrière la théorie, sans dériver le lagrangien complet avec les propriétés exactes et la teneur en particules du modèle standard [73, 157].

1.3.1 L'interaction électromagnétique

L'électromagnétisme est l'interaction responsable d'un grand nombre de phénomènes, de la liaison des atomes en molécules à la lumière elle-même. Elle est décrite au sein du MS par l'électrodynamique quantique (QED) (après brisure). L'interaction est médiée par le photon γ , un boson sans masse et sans charge de spin 1 et ne se couple qu'aux particules chargées électriquement tout en conservant les saveurs hadroniques et les trois nombres quantiques leptoniques. Parce qu'il n'a pas de masse, il se propage dans le vide à la célérité $c \simeq 299792458$ m/s. Les phénomènes coulombiens sont le résultat d'échanges de photons virtuels. Le rayonnement quant à lui correspond à l'émission de photons réels. L'interaction électromagnétique est de portée infinie et est associée à la constante de structure fine $\alpha = e^2/4\pi = 1/137$, qui permet d'exprimer son intensité. En réalité, cette constante ne l'est pas vraiment

puisqu'elle varie avec l'énergie.

1.3.2 L'interaction faible

Elle est responsable des désintégrations radioactives. Elle agit notamment lors des désintégrations β , par l'échange des bosons W^\pm (de charge ± 1 et de masse 80,389 GeV [227]) auxquels vient s'ajouter le boson massif Z^0 (sans charge de masse 91,457 GeV [16]). Même s'ils ne sont pas obligatoirement générés, les neutrinos sont les signatures de cette interaction. Toutes les particules, à l'exception des gluons, sont sensibles à cette interaction. Elle est à l'origine du changement de saveur des particules - par l'échange des bosons W^+ et W^- . Ces bosons de jauge ont une durée de vie courte et ne peuvent donc pas voyager très loin. Pour cette raison, l'interaction faible n'agit que sur l'échelle subatomique. La force faible peut interagir avec les quarks et les leptons, et est la seule force capable d'interagir avec les neutrinos. L'interaction faible possède également une constante de couplage $g^2/4\pi = \alpha / \sin^2 \theta_W$ (où θ_W est l'angle de Weinberg et vaut $\sin \theta_W = 0.231$). Grâce à la théorie de l'interaction électrofaible, les interactions électromagnétiques et faibles peuvent être décrites comme différentes manifestations de la même interaction appelée interaction électrofaible (voir [157]). L'électromagnétisme nécessite moins d'introduction, car c'est une force abondamment vécue dans le vie de tous les jours. Le photon intervient dans la force électromagnétique et interagit avec les quarks ainsi qu'avec les leptons qui ont une charge électrique (électron, muon, tau). Bien que l'électromagnétisme semble très différent de l'interaction faible aux basses énergies auxquelles nous sommes habitués, ils sont unifiés dans la théorie électrofaible (voir [135, 231]).

1.3.3 L'interaction électrofaible

La théorie de l'interaction électrofaible a été formulée dans les années 1960 par S. L. Glashow, A. Salam et S. Weinberg [133, 252] sous la forme d'une théorie de jauge locale $SU(2) \otimes U(1)$. La densité lagrangienne régissant l'interaction électrofaible est donc invariante sous les transformations de jauge du groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le groupe $SU(2)_L$ est connue pour violer la parité et n'agit que sur les champs gauches, d'où la présence de l'index L , tandis que $U(1)_Y$ fait référence à l'hypercharge faible Y , qui sont reliés à la charge Q par l'équation suivante :

$$Y = 2(Q - I_3)$$

où I_3 représente le troisième composant de l'isospin faible.

Selon le théorème de Noether, l'invariance $SU(2)_L$ de la théorie conduit à l'existence de trois courants conservés, J_μ^\pm et J_μ^3 , qui constituent un triplet d'isospin de faibles courants. Les deux courants J_μ^\pm représentent les faibles interactions de courant chargé, qui décrivent l'interaction entre les fermions à médiation par les bosons W^\pm chargés. Ces courants n'impliquent que des particules gauches ou antiparticules droites, conformément au fait que la symétrie de parité est violée au maximum pour les interactions à faible courant chargé, comme le confirment les expériences de Wu [13] et de Garwin-Lederman-Weinrich [135] en 1957. Dans le cas des leptons, les courants chargés ne peuvent relier que deux particules de la même génération, par exemple l'électron et le neutrino électronique, alors qu'un mélange de différentes générations peut se produire dans le cas des quarks.

Le groupe de jauges pour l'interaction électromagnétique est $U(1)_{EM}$, avec la charge électrique Q

comme générateur. Le Lagrangien du fermion libre est donné par :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\partial_\mu - m)\psi, \quad (1.2)$$

avec un champ de spin ψ représentant le fermion (masse m , charge Q), un champ de spineur adjoint $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$, et l'indice μ tenu sur les quatre coordonnées spatio-temporelles. La dérivée ∂_μ s'écrit dans la notation de barre oblique de Feynman : $\not{\partial}_\mu = \gamma^\mu \partial_\mu$, avec γ^μ les matrices gamma de Dirac. Pour que ce lagrangien fonctionne pour le QED, les exigences pour l'invariance de jauge locale $U(1)_{EM}$ doivent être satisfaites. En utilisant la dérivée régulière, l'invariance échoue. Prenons par exemple la transformation de jauge locale suivante :

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x), \quad (1.3)$$

Alors :

$$\mathcal{L}' = \bar{\psi}i\gamma^\mu(\partial_\mu + i(\partial_\mu\alpha))\psi - m\bar{\psi}\psi \neq \mathcal{L}, \quad (1.4)$$

Pour restaurer l'invariance, une dérivée modifiée est introduite (dérivée covariante D_μ), incluant un champ de vecteur A_μ avec des propriétés de transformation spécifiques, correspondant à $U(1)_{EM}$:

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu, \quad \text{et} \quad A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha. \quad (1.5)$$

L'appliquer au lagrangien (équation 1.2) conduit à :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{\psi}(i\not{D}_\mu - m)\psi \\ &= \bar{\psi}i\gamma^\mu(\partial_\mu - ieA_\mu)\psi - m\bar{\psi}\psi \\ &= \bar{\psi}(i\not{\partial}_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi \end{aligned} \quad (1.6)$$

qui est invariant en cours de la transformation (1.3). Par souci de complétude, un terme cinétique pour le champ vectoriel A_μ doit également être ajouté : $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ avec tenseur de force de champ

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.7)$$

Le champ A_μ peut être interprété comme le champ de photons, le photon étant le boson de jauge de $U(1)_{EM}$. Il se couple aux particules représentées par le champ Ψ de spin-1/2 (cf. $e\bar{\psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu$), et la force du couplage est donnée en fonction de la constante du couplage, et de la charge électronique e . Encore une fois en raison de l'invariance de jauge, la présence d'un terme de masse est interdite, et le boson vecteur médiateur doit être sans masse. En d'autres termes, l'interaction électromagnétique de deux particules est régie par l'échange d'un boson vecteur sans masse, c'est le photon. Le Lagrangien QED complet est donné dans l'équation (1.8).

$$\mathcal{L}_{EM} = \bar{\psi}(i\not{\partial}_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.8)$$

Passant à la théorie électrofaible, unifiant les interactions électromagnétiques et faibles, on peut suivre la même méthode que celle utilisée pour la QED dans l'introduction. Le groupe de jauge utilisé dans le modèle standard est maintenant $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Les composantes de l'isospin faible, T_1 , T_2 et T_3 , sont les générateurs de $SU(2)_L$, tandis que l'hypercharge faible, Y , est le générateur de $U(1)_Y$.

Notez que $U(1)_{EM}$ et $U(1)_Y$ ne sont pas identiques, ce sont des copies différentes de $U(1)$. La charge électromagnétique peut cependant être liée à l'isospin et l'hypercharge à $Q = T_3 + Y/2$, reliant les deux groupes. Imposer une invariance de jauge locale conduit à l'introduction de quatre champs de vecteurs, $W_\mu^{1,2,3}$ et B_μ avec quatre bosons de jauge sans masse correspondants. Par le processus de brisure de symétrie spontanée et le mécanisme de Brout-Englert-Higgs (BEH), discutés dans la section 1.3, ils se mélangeront en trois bosons massifs et un boson sans masse : les W^+ et W^- , les Z^0 et le γ . Les forces de couplage sont données en termes de constantes de couplage g et g' . La dérivée covariante pour ce cas est :

$$D_\mu = \partial_\mu - igT_a W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.9)$$

La classification des fermions peut maintenant être revue en termes de groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Les groupes sont créés en fonction de la façon dont les particules se transforment lorsqu'elles sont soumises à des interactions faibles. Puisque la théorie électrofaible est chirale, il est nécessaire de distinguer entre les particules gauches (rotation opposée et direction du mouvement) et les particules droites (rotation parallèle et direction du mouvement). Seules les fermions gauches interagissent faiblement, elles existent dans les doublets de T_3 opposés, le troisième composant de l'isospin. Les droitiers n'interagissent pas et existent dans les singulets de zéro isospin. Il existe deux types de doublets : $\begin{pmatrix} u \\ e \end{pmatrix}_L$ et $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$, et trois types de singulets : (u_R) , (d_R) et (e_R) . Les neutrinos droitiers, qui formeraient le quatrième singulet, n'existent pas dans le cadre du modèle standard. Les hypercharges peuvent être déterminées par la relation $Q = T_3 + Y/2$, ceci conduit au tableau (1.1).

	multiple	1ère	2ème	3ème	Q	T	T ₃	Y
		générations						
leptons gauchiers	doublet	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	-1
		e_L	μ_L	τ_L	-1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1
Quarks	doublet	u_L	c_L	t_L	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$
		d_L	s_L	b_L	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$
leptons droitiers	singlet	e_R	μ_R	τ_R	-1	0	0	-2
Quarks	singlet	u_R	c_L	t_R	$+\frac{2}{3}$	0	0	$+\frac{4}{3}$
	singlet	d_R	s_R	b_R	$-\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{2}{3}$

Table 1.1 – Classification des fermions.

Entièrement parallèle au Lagrangien QCD donné en équation (1.8), la partie cinétique du Lagrangien électrofaible est donnée par :

$$\mathcal{L}_{EW} = \bar{\chi}_{jL} i \not{D}_\mu \chi_L^j + \bar{\xi}_{jR} i \gamma^\mu (i \partial_\mu - ig' \frac{Y}{2}) \xi_R^j - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (1.10)$$

différencier les doublets (χ_L) et les singulets (ξ_R) pour les champs de fermions, en utilisant les champs de vecteurs W_μ^a et B_μ , et la dérivée covariante de Eq. (1.9). Les termes d'interaction pour les fermions et les bosons de jauge sont inclus, ainsi que les termes d'auto-interaction pour les champs de jauge. Cependant, aucun terme de masse n'est présent, ni pour les fermions, ni pour les bosons de jauge. Une solution à ce problème sera présentée dans la section 1.3, sous la forme du mécanisme de

Brout-Englert-Higgs.

1.3.4 L'interaction forte

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie qui décrit les interactions fortes [256]. C'est une théorie non-abélienne de jauge basée sur le groupe $SU(3)_C$ de charge de couleur C . Elle permet de maintenir la liaison entre les quarks à l'intérieur des hadrons. Son effet résiduel est également à l'origine de la cohésion des noyaux. Les médiateurs de cette interaction sont les gluons, au nombre de 8, pour la première fois mis en évidence en 1979 à DESY [62]. Ces médiateurs sont, comme le photon, sans masse et de spin 1. Comme indiqué en (1.2), six types de quark (saveurs) existent et chaque quark possède une charge de couleur qui peut prendre trois valeurs, à savoir le rouge, le vert et le bleu. De même que les quarks, les gluons sont des objets colorés, jouant un rôle analogue à la charge électrique. Cette attraction de couleur croît avec la distance et contraint les quarks au confinement à l'intérieur des hadrons. La constante de couplage de l'interaction forte est notée α_s et dépend des impulsions mises en jeu dans les réactions. Les quarks et les gluons sont les seules particules qui interagissent à travers l'interaction forte. La nature non-abélienne de la théorie conduit à deux caractéristiques importantes :

- Confinement des couleurs : la constante de couplage (QCD) $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ est une fonction de l'échelle de l'interaction Q . À basse énergie (correspondant à de grandes distances de l'ordre de 1 fm), la valeur α_s est grande et une approche perturbative n'est pas applicable. Quand une paire quark-antiquark commence à se séparer, le champ de couleur généré par les gluons échangés augmente son intensité et, à un certain point, la création d'une nouvelle paire quark-antiquark du vide devient plus énergétiquement favorable que d'augmenter davantage la force d'interaction. Ceci explique pourquoi les quarks libres ne sont pas observés et les particules d'état final sont constituées d'états liés au quark (hadrons) incolores. C'est aussi l'origine du processus de hadronisation qui provoque la formation de jets.
- Indépendance asymptotique : la constante de couplage décroît à grande échelle Q se rapprochant de zéro, ce qui signifie que les quarks peuvent être considérés asymptotiquement comme des particules libres. La faible valeur de la constante de couplage à grande échelle justifie l'utilisation d'une approche perturbative pour décrire les processus durs.

1.4 Mécanisme de Brout-Englert-Higgs (BEH)

Comme indiqué dans la section 1.2, sans une extension du lagrangien comme indiqué dans l'équation (1.10), les bosons de jauge des interactions électrofaible seraient sans masse. Pour les rendre massives, la symétrie doit être brisée. C'est là qu'intervient le champ de Higgs. Il est décrit par un doublet $SU(2)_L$ de champs complexes, avec hypercharge $Y = 1$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Un terme cinétique et un terme potentiel pour le champ de Higgs, peuvent être ajoutés au lagrangien, visant à une brisure de symétrie électrofaible :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = |D_\mu \phi|^2 - V(\phi^\dagger \phi). \quad (1.12)$$

Ceci ne brise cependant pas l'invariance de jauge locale sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$, puisque d'une part une dérivée covariante qui se transforme correctement sous des opérations de symétrie, et d'autre part le terme potentiel dépend seulement sur $|\phi|$. C'est à travers la brisure spontanée de la symétrie, la dissimulation d'une symétrie, que les bosons et fermions de jauge massive sont acquis dans le modèle standard.

Le terme potentiel dans l'équation (1.12) peut être étendu comme

$$V(\phi^\dagger\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (1.13)$$

Les différentes options pour le paramètre μ^2 sont ce qui le rend intéressant. Avec $\lambda > 0$, le cas où il est positif décrirait simplement un boson scalaire massif avec un terme de masse $\mu^2\phi + \phi$, et ne corrigerait aucun des problèmes mentionnés précédemment. S'il était négatif cependant, il apparaît initialement comme si le terme de masse avait un mauvais signe, et le potentiel a un nombre infini de minima :

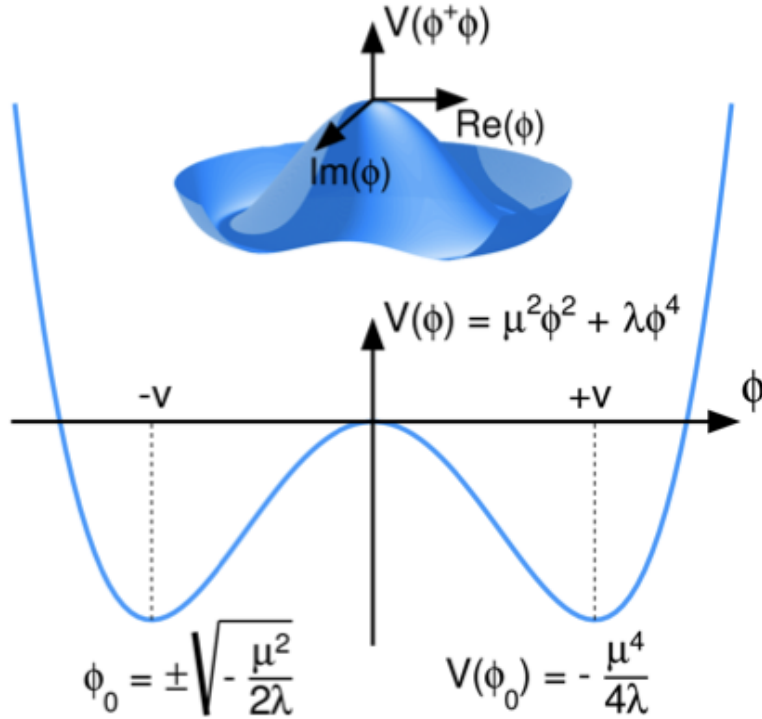


Figure 1.2 – Représentation graphique du potentiel $V(\phi^\dagger\phi)$ de l'équation (1.12), généralement appelé potentiel du chapeau mexicain

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial|\phi|} &= (\mu^2 + 2\lambda\phi^\dagger\phi) \cdot \frac{\partial\phi^\dagger\phi}{\partial|\phi|} = 0 \\ \Leftrightarrow \phi^\dagger\phi &= \frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \\ \Leftrightarrow \phi &= \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\theta} \end{aligned} \quad (1.14)$$

avec v la valeur attendue dans le vide (vev). C'est le potentiel typique du chapeau mexicain, comme le montre la figure 1.2. Maintenant, sans perdre de généralité, le minimum peut être fixé à un point

donné, et le champ peut être étendu autour de ce point (qui aura une valeur moyenne dans le vide v). Par exemple :

$$\phi_1^2 = \phi_2^2 = \phi_4^2 = 0, \phi_3^2 = v^2 \quad (1.15)$$

et

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Il est maintenant possible de regarder de plus près \mathcal{L}_{Higgs} , donné dans l'équation (1.12). En substituant $\phi(x)$, il est évident qu'il y aura trois ensembles de termes : liés uniquement au boson scalaire de Higgs, liés au couplage entre le boson de Higgs et les bosons vecteurs électrofaibles, et liés uniquement aux bosons électrofaibles. On peut s'attendre à trouver les termes de masse de boson vecteur recherchés dans ce dernier ensemble.

En ne prenant que les termes pertinents du Lagrangien :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{m_V} &= \frac{1}{2} \left| \left(g \frac{t_a}{2} W_\mu^a + \frac{1}{2} g' B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \right|^2 \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{2} (g W_\mu^3 + g' B_\mu) & \frac{g}{2} (W_\mu^1 - i W_\mu^2) \\ \frac{g}{2} (W_\mu^1 + i W_\mu^2) & -\frac{1}{2} (g W_\mu^3 - g' B_\mu) \end{pmatrix} \\ &\quad \begin{pmatrix} \frac{1}{2} (g W_\mu^3 + g' B_\mu) & \frac{g}{2} (W_\mu^1 - i W_\mu^2) \\ \frac{g}{2} (W_\mu^1 + i W_\mu^2) & -\frac{1}{2} (g W_\mu^3 - g' B_\mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.17)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{8} \left(g (W_\mu^1 + i W_\mu^2) v - (g W_\mu^3 - g' B_\mu) v \right) \begin{pmatrix} g (W_\mu^1 - i W_\mu^2) v \\ -(g W_\mu^3 - g' B_\mu) v \end{pmatrix} \\ &= \frac{v^2}{8} \left(g^2 (W_\mu^1 + i W_\mu^2) (W_\mu^1 - i W_\mu^2) + (g W_\mu^3 - g' B_\mu) (g W_\mu^3 - g' B_\mu) \right) \\ &= \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{8} Z_\mu^0 Z^{0\mu} \end{aligned} \quad (1.18)$$

$$= m_W^2 W^+ W^- + \frac{1}{2} m_Z^2 Z^2 + \frac{1}{2} m_A^2 A^2 \quad (1.19)$$

$t_a W_\mu^a$ a été étendu en utilisant les matrices génératrices de $SU(2)_L$; t_1, t_2 et t_3 :

$$t_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, t_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, t_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

L'équation 1.17 est écrite en termes de nouveaux champs physiques W^+ , W^- , Z^0 et A^0 , combi-

naisons linéaires de $W^{1,2,3}$ et B :

$$\begin{aligned}
 W_\mu^- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\
 W_\mu^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 + iW_\mu^2) \\
 Z_\mu^0 &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (gW_\mu^3 - g'B_\mu) \\
 A_\mu^0 &= \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g'W_\mu^3 + gB_\mu)
 \end{aligned} \tag{1.20}$$

Les masses de bosons vecteurs découlent finalement de la comparaison des équations 1.17 et 1.18. L'absence d'un terme pour le photon A , est attendue puisque la symétrie $U(1)_{EM}$ reste intacte après la brisure spontanée de la symétrie, et donc le boson associé doit être sans masse. On trouve :

$$m_w = \frac{1}{2}vg, \quad m_z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}, \quad m_A = 0. \tag{1.21}$$

Élargir d'avantage le terme potentiel de \mathcal{L}_{Higgs} , comme indiqué dans l'équation 1.13, en prenant seulement le terme de $\mathcal{O}(h^2)$, on peut identifier la masse du boson de Higgs :

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2}m_h^2\bar{h}h &= -\mu^2\bar{h}h = \lambda v^2\bar{h}h \\
 \rightarrow m_h &= \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2\lambda v^2}
 \end{aligned} \tag{1.22}$$

Notez qu'en raison du paramètre libre λ , la masse du boson de Higgs ne peut pas être calculée uniquement à partir de la théorie, elle doit être évaluée expérimentalement. Ensuite, la dérivée covariante dans l'équation 1.12 peut être réécrite en termes de champs physiques :

$$\begin{aligned}
 D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ T^+ + W_\mu^- T^-) - i \frac{Z_\mu^0}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g^2 T^3 - g'^2 Y) \\
 - i \frac{A_\mu^0 g g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (T^3 + Y)
 \end{aligned} \tag{1.23}$$

Puisque la force de couplage pour le photon a été définie précédemment comme e , il est possible d'identifier :

$$e = \frac{g g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \tag{1.24}$$

De plus, le mélange de (W_μ^3, B_μ) à (Z_μ^0, A_μ^0) , décrit dans l'équation (1.20), peut également être défini en termes d'angle de mélange faible de Weinberg, θ_w :

$$\begin{pmatrix} Z_\mu^0 \\ A_\mu^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_w & -\sin\theta_w \\ \sin\theta_w & \cos\theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \tag{1.25}$$

En utilisant à nouveau l'équation 1.20 cela implique :

$$\begin{aligned}
 \cos\theta_w &= \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\
 \sin\theta_w &= \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}
 \end{aligned} \tag{1.26}$$

et $e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$

$$m_W = m_Z \cos \theta_W \quad (1.27)$$

Ceci conclut l'objectif initial de cette section : avoir une description unifiée de l'interaction électrofaible, et en particulier, expliquer les masses de ses bosons vecteurs. Il y a cependant quelques termes restants dans la partie électrofaible du Lagrangien du modèle standard qui n'ont pas encore été discutés ici. À côté des masses des bosons vecteurs, les couplages cubique et quadratique du boson de Higgs aux bosons vecteurs peuvent également être dérivés du \mathcal{L}_{Higgs} . Faire l'expansion parallèle à l'équation 1.16, en regardant les termes d'ordre $\mathcal{O}(vh)$ et $\mathcal{O}(h^2)$, on trouve :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{hVV} &= \frac{g^2 v}{2} h W^+ W^- + \frac{(g^2 + g'^2) v}{4} h Z_\mu^0 Z^{0\mu} = g_{hWW} h W^+ W^- + g_{hZZ} h Z_\mu^0 Z^{0\mu} \quad (1.28) \\ \mathcal{L}_{hhVV} &= \frac{g^2}{4} h^2 W^+ W^- + \frac{(g^2 + g'^2)}{8} h^2 Z_\mu^0 Z^{0\mu} = g_{hhWW} h^2 W^+ W^- + g_{hhZZ} h^2 Z_\mu^0 Z^{0\mu} \end{aligned}$$

Le terme potentiel du \mathcal{L}_{Higgs} (1.12) inclut en outre les termes d'auto-couplage cubique et quartique de boson de Higgs :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{hhh} &= \lambda v h^3 \quad (1.29) \\ \mathcal{L}_{hhhh} &= \frac{\lambda}{4} h^4, \end{aligned}$$

tandis que la self-énergie du boson de Higgs fait à nouveau partie du terme cinétique de \mathcal{L}_{Higgs} ;

$$\mathcal{L}_{\partial_\mu h} = \frac{1}{2} (\partial_\mu h) (\partial^\mu h). \quad (1.30)$$

Le dernier ensemble de termes à ajouter décrit les masses des fermions et le boson de Higgs aux couplages de fermions. Considérons le lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_{m_f, hff} = -G_f (\bar{\mathcal{X}}_L \phi \xi_R + \bar{\mathcal{X}}_R \phi_c \xi_L) \quad (1.31)$$

avec G_f la force arbitraire du couplage de Yukawa aux fermions, et (\mathcal{X}_L) les doublets gauches et (ξ) les singulets droites pour les champs de fermions. Expansion une fois de plus comme dans l'équation 1.16, d'abord pour les leptons, on trouve :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ml, hll} &= \frac{G_e}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) v - \frac{G_e}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) h \quad (1.32) \\ &= -m_e \bar{e} e - g_{hee} \bar{e} e h. \end{aligned}$$

La masse des électrons peut être identifiée comme $m_e = G_e v / \sqrt{2}$ (avec G_e le couplage Yukawa pour l'électron), et la force de couplage comme $g_{hee} = G_e / \sqrt{2}$. Puisque les deux dépendent du couplage arbitraire de Yukawa, ils ne peuvent pas être prédits. Notons également que si la force de couplage du boson de Higgs g_{hVV} pour mesurer les bosons (voir 1.27) est proportionnelle au carré des bosons de jauge, la force de couplage du boson de Higgs aux fermions est directement proportionnelle aux masses des fermions. La même logique peut être suivie pour les quarks, ce qui conduit à :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{m_q, hqq} &= -G_d(\bar{u}d')_L \phi d_R + h.c) - G_u((\bar{u}d')_L \phi_c u_R + h.c) \\
 &= -m_d \bar{d}d(1 + \frac{h}{v}) - m_u \bar{u}u(1 + \frac{h}{v}),
 \end{aligned} \tag{1.33}$$

où $(\bar{u}d')_L$ prend en compte le mélange de quarks (les états propres de masse étant des combinaisons linéaires des états propres de la saveur), et le conjugué $\phi(c)$ du champ de Higgs est utilisé pour permettre aux masses de quarks de type up d'invariance de jauge. G_d et G_u sont les couplages Yukawa pour les quarks de type up et down.

Comme résultat final pour le lagrangien pour le secteur électrofaible du modèle standard on peut alors écrire :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{EW} &= \bar{\chi}_{jLi} \not{D}_\mu \chi_L^j + \bar{\xi}_{jRi} \gamma^\mu \left(\partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \xi_R^j - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\
 &+ i \gamma^\mu \left| \left(\partial_\mu - ig T_a W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi \right|^2 - V(\phi^\dagger \phi) \\
 &- G_f \left(\bar{\chi}_L \phi \xi_R + \bar{\xi}_L \phi_c \xi_R \right)
 \end{aligned} \tag{1.34}$$

1.5 Les canaux de désintégration du boson de Higgs

Le couplage du boson de Higgs Standard avec les fermions est directement proportionnel aux masses fermioniques et son couplage avec les bosons vecteurs va comme le carré des masses des bosons. Des termes d'autocouplage étant présents dans le potentiel, des vertex d'interaction à trois ou quatre bosons de Higgs sont possibles. Les équations (1.1), (1.12) et (1.22) donnent les constantes de couplage associées à ces différents processus :

$$\begin{aligned}
 g_{h\bar{f}f} &= \frac{m_f}{v}, & g_{hVV} &= \frac{2m_V^2}{v}, & g_{hhVV} &= \frac{2m_V^2}{v} \\
 g_{hhh} &= \frac{3m_h^2}{v}, & g_{hhhh} &= \frac{3m_h^2}{v^2}
 \end{aligned} \tag{1.35}$$

où $V = W^\pm, Z$. Grâce à ces couplages, les rapports d'embranchement (taux de désintégration) des différents canaux de désintégration peuvent être obtenus en fonction de la masse du boson de Higgs. C'est ce qui est représenté sur la Figure (1.3).

Les mécanismes dominants impliquent les bosons W^\pm, Z ainsi que la troisième génération de quarks et leptons. Pour des masses du boson de Higgs inférieures à deux fois la masse du W ou du Z , les autres familles (plus légères) possèdent des rapports d'embranchement significatifs. Sur la Figure. (1.3), nous voyons qu'il est aussi possible d'avoir deux gluons ou photons dans l'état final. Bien qu'étant sans masse, ces bosons couplent au boson de Higgs par le biais de boucles $t\bar{t}$ ou W^+W^- . Il est également possible pour le boson de Higgs de se désintégrer en un boson Z et un photon, grâce là aussi aux boucles de particules massives comme le W^\pm et le quark top. Cependant, l'existence de ces boucles fait que les processus associés sont fortement supprimés par rapport aux autres.

Ainsi, pour une masse du boson de Higgs autour de 125.5 GeV, le rapport d'embranchement de $h \rightarrow \gamma\gamma$ est de l'ordre de 2.10×10^{-3} .

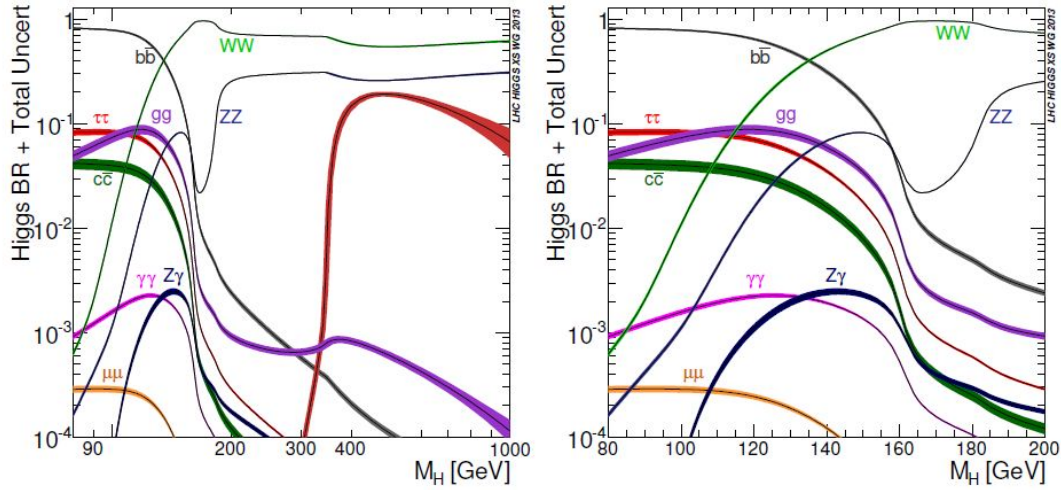


Figure 1.3 – Rapports d’embranchement des différents canaux de désintégration du boson de Higgs Standard en fonction de sa masse. [109]

1.5.1 Désintégration en deux fermions

Ces processus donnent des informations directes sur le couplage entre le boson de Higgs et les fermions. En effet, le boson de Higgs donne une paire fermion/antifermion sans passer par des boucles de particules virtuelles, on dit à l’arbre. En collisionneur hadronique, un nombre très important de jets (gerbes hadroniques) est créé par des processus de QCD. Il est ainsi extrêmement difficile d’étudier la désintégration du boson de Higgs en quarks, c’est pourquoi les expérimentateurs privilégient le plus souvent des états finaux leptoniques. Toutefois, plusieurs canaux hadroniques restent intéressants en raison notamment de leur fort rapport d’embranchement. A faibles masses (< 150 GeV), c’est le cas des événements $h \rightarrow b\bar{b}$ qui représentent 60% des désintégrations pour une masse de 125.5 GeV. Ils peuvent être identifiés grâce au temps de vie relativement long des quark b , produisant ainsi des vertex déplacés, mais aussi et surtout à l’aide des leptons additionnels produits par le mécanisme de production VH . Notons également le canal $h \rightarrow \tau^+\tau^-$ qui est bien mais très difficile à étudier en raison du fort bruit de fond (principalement $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$) permet de sonder le couplage leptonique. Les autres canaux, en raison de leur trop faible rapport d’embranchement ne seront réellement exploitables qu’avec un collisionneur leptonique telle que le International Leptonic Collider (ILC) e^+e^- .

1.5.2 Désintégration en deux bosons massifs

Comme les fermions, ces bosons massifs couplent directement au boson de Higgs. Un des intérêts majeurs de ces canaux vient de leur très grande plage de masses. Au delà de 150 GeV, ce sont les seuls canaux exploitables au LHC avec le canal $t\bar{t}$, leurs rapports d’embranchement devenant ultra-majoritaires. Même si son rapport d’embranchement n’est pas le plus élevé ($\sim 30\%$ après 200 GeV), le canal $h \rightarrow ZZ$ est idéal pour la recherche au LHC. En effet, Nous pouvons avoir quatre leptons chargés dans l’état final (BR $\sim 3\%$ à 125.5 GeV), ce qui est un signal très clair en milieu hadronique avec peu de bruit de fond ($ZZ, Z\gamma^*$). Il est alors possible de reconstruire une résonance étroite dans le spectre de masse invariante à quatre leptons. D’autres canaux avec deux leptons chargés et deux quarks ou de l’énergie transverse manquante font aussi l’objet d’étude, mais ont une sensibilité moindre.

Le canal $h \rightarrow W^+W^-$ jouit d'un très fort rapport de branchement ($\sim 70\%$ après 200 GeV). L'état final le plus intéressant est bien évidemment celui où nous trouvons deux leptons chargés. Cependant, l'énergie transverse manquante induite par les neutrinos empêche de reconstruire précisément une masse invariante et donc de voir l'apparition d'un pic. De plus, ce canal est accompagné d'un fort bruit de fond, dont l'essentiel provient des désintégrations WW .

1.5.3 Désintégration $h \rightarrow \gamma\gamma$

Le boson de Higgs peut se désintégrer en deux photons via une boucle de bosons vecteur (voir le premier diagramme de la Figure. 1.4) ou de quarks top (le deuxième diagramme de la Figure. 1.4). Avec le canal en quatre leptons, $h \rightarrow \gamma\gamma$ est l'un des canaux les plus sensibles pour les faibles masses ($m_h < 120$ GeV).

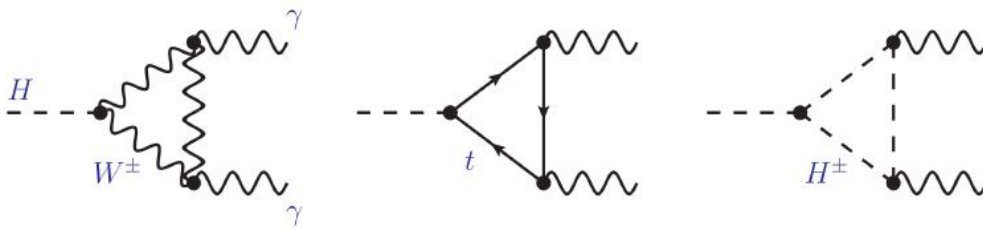


Figure 1.4 – désintégration $h \rightarrow \gamma\gamma$ à l'ordre d'une boucle dans le Modèle Standard et au delà (troisième diagramme).

Bien que son rapport de branchement soit très faible, son intérêt vient de son état final très clair avec deux photons isolés de haute énergie. Cette désintégration possède néanmoins un bruit de fond relativement important : $\gamma\gamma$ prompts de QCD, mauvaise identification d'un ou plusieurs méson neutre et comme nous le verrons par la suite des électrons de Drell-Yan Mal identifiés autour de 90 GeV.

De plus, comme nous le voyons sur la Figure.1.5, le boson de Higgs possède une largeur de désintégration très faible pour cette plage de masses ($\sim 5\text{MeV}$ à 125.5 GeV) [34].

1.5.4 Désintégration $h \rightarrow Z\gamma$

Ce processus est très proche de la désintégration $h \rightarrow \gamma\gamma$, puisque seul un des deux photons de l'état final est remplacé par un boson Z . Toutefois, la probabilité pour une boucle de W ou de quarks top d'émettre un Z est moins élevée. Le rapport de branchement est ainsi très faible ($\sim 10^{-3}$ à 125.5 GeV) et le devient encore plus si nous ne considérons que le canal où le Z se désintègre en deux leptons. Même si des études sur les données à 13 TeV sont en cours (avec une luminosité intégrée de 20.5fb^{-1} , une sensibilité importante ne pourra être obtenue qu'avec une grande luminosité et une énergie dans le centre de masse plus élevée. La figure 1.5 représente le rapport des luminosités partoniques pour différentes énergies dans le centre de masse, en fonction de la masse du boson de Higgs. Ce que nous voyons immédiatement c'est que plus l'énergie est élevée, plus la contribution des gluons à l'intérieur des protons devient importante par rapport à celle des quarks.

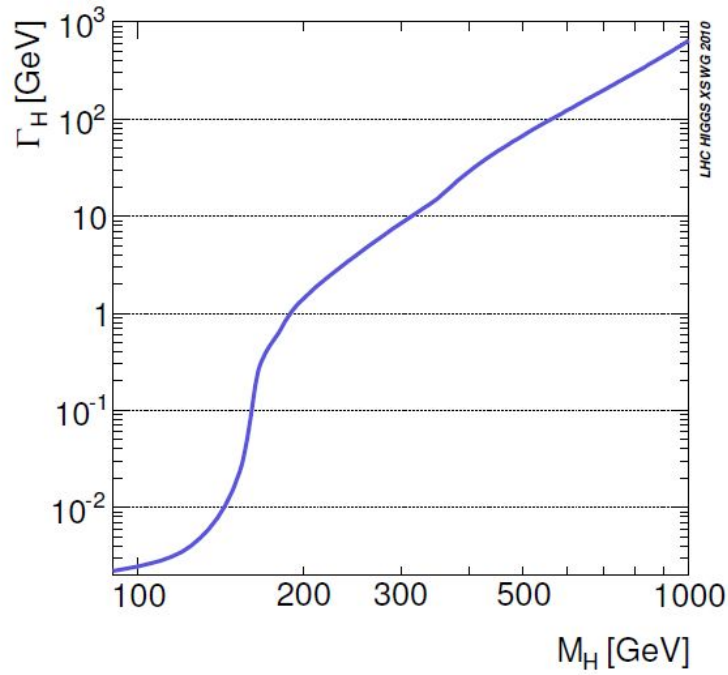


Figure 1.5 – La largeur totale du boson de Higgs dans le modèle standard en fonction de sa masse m_h [109].

1.6 Production du boson de Higgs au LHC

Contrairement aux processus de désintégration du boson Higgs, ses modes de production dépendent à la fois du type de particules entrant en collision et de leur énergie. Au LHC, on trouve quatre canaux principaux : la fusion de gluons, la fusion de bosons vecteurs, le Higgsstrahlung ou production associée et le canal $t\bar{t}h$. En regardant la Figure.1.6 qui représente les sections efficaces de production du boson de Higgs en fonction de sa masse pour une énergie de 7 TeV dans le centre de masse, on s'aperçoit que le processus dominant est la fusion de gluons. A 125 GeV par exemple, la section efficace de production totale est d'environ 22 pb et est composée à plus de 87% par la fusion de gluons. L'analyse de la Figure.1.6 permet de comprendre d'où vient la prédominance de ce mécanisme au LHC.

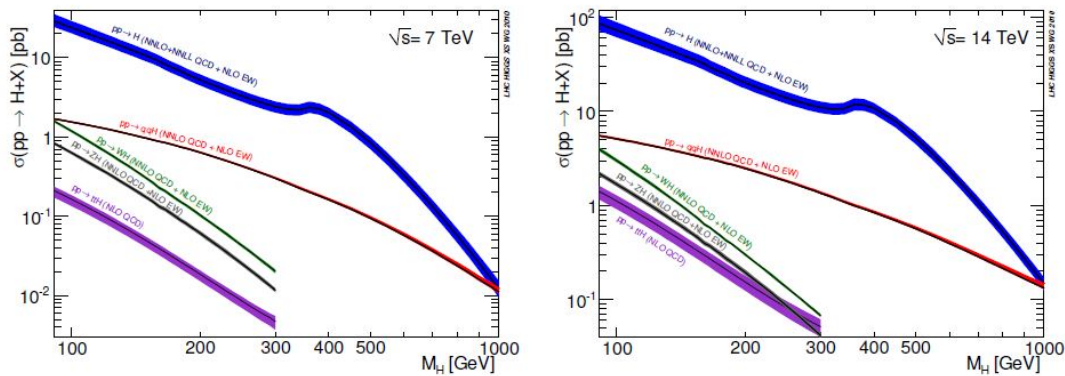


Figure 1.6 – Sections efficaces de production du boson de Higgs au LHC en fonction de sa masse m_h [109].

Un autre point important vient de l'énergie dans le centre de masse qui permet d'augmenter grandement la section efficace de production du boson de Higgs. Ainsi, la Figure 1.8 nous montre que pour un boson de Higgs à 125 GeV, pour une luminosité identique, avoir une énergie dans le centre de masse de 14 TeV permet de produire environ dix fois plus de bosons de Higgs qu'à une énergie de 7 TeV. Bien que les modes de productions puissent être étudiés séparément, l'extraction des couplages du boson de Higgs avec les différentes particules est particulièrement délicat. Dans certains de ces processus, des particules sont produites en association avec le boson de Higgs et rendent sa détection plus aisée.

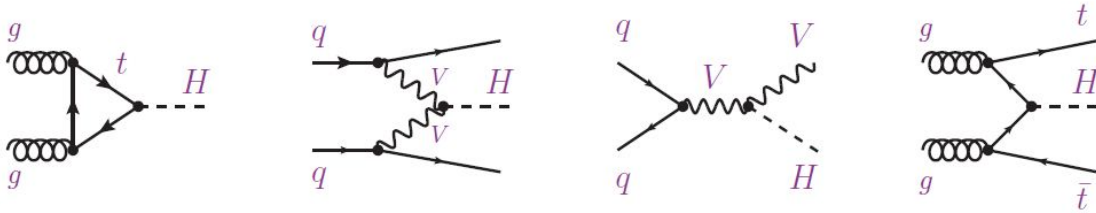


Figure 1.7 – Modes de production du boson de Higgs au LHC. [205].

La fusion de gluons produit un boson de Higgs par l'intermédiaire d'une boucle de quarks top (la figure 1-7). Nous obtenons donc des informations sur le couplage avec le top, dont la masse très élevée par rapport à celle des autres quarks est une énigme. De plus, il se pourrait que d'autres particules massives, non encore découvertes, interviennent dans ces boucles. Une mesure fine de la section efficace de ce processus donne ainsi des indications sur la possibilité d'une nouvelle physique.

La fusion de bosons vecteurs (VBF) est un mode de production particulièrement intéressant puisque comme nous le voyons à l'aide du 2ème diagramme de gauche de la la figure 1-7, le boson de Higgs est produit conjointement avec deux quarks. Dans l'état final, nous aurons donc en plus des produits de désintégration du boson de Higgs, deux jets produits vers l'avant (avec un petit angle par rapport à l'axe des faisceaux). Ainsi, bien que sa section efficace soit dix fois plus faible que la fusion de gluons, les événements avec ce mode de production ont un bruit de fond très réduit.

Le Higgsstrahlung possède une section efficace du même ordre que le canal VBF, mais cette fois le boson de Higgs est émis par un boson W ou Z , à la manière d'un photon de bremsstrahlung le 3ème diagramme de la figure 1-7. Outre la mesure directe du couplage avec les bosons de l'interaction faible, la désintégration des W et Z en leptons donne un état final qu'il est facile d'identifier. Néanmoins, ce canal leptonique possède une section efficace trop faible pour espérer seul mettre en évidence un boson de Higgs avec les données actuelles.

Le canal $t\bar{t} \rightarrow h$ représenté sur le diagramme de droite de la figure 1.7, s'apparente au canal VBF. Un couple top antitop s'annihile pour donner un boson Higgs pendant que deux autres quarks top sont produits vers l'avant. Par conséquent, une recherche d'un boson de Higgs produit en association avec six jets (ou quatre jets + $\ell\nu$) est possible, mais sa sensibilité est trop réduite (avec la statistique actuelle) compte tenue de sa très faible section efficace à 8 TeV ($\sigma_{t\bar{t}h} \sim 0.1$ pb pour $m_h = 125$ GeV).

Découverte d'un boson compatible avec celui du Modèle Standard

Le 4 juillet 2012 les collaborations ATLAS et CMS ont conjointement annoncées la découverte d'un boson se désintégrant en deux photons ainsi qu'en deux bosons Z et ayant une masse proche de 126 GeV. Comme nous allons le voir, depuis cette date, l'accroissement de la luminosité intégrée utilisable et l'amélioration des différentes analyses ont permis de contraindre la masse, le spin et les canaux de désintégration de cette nouvelle particule.

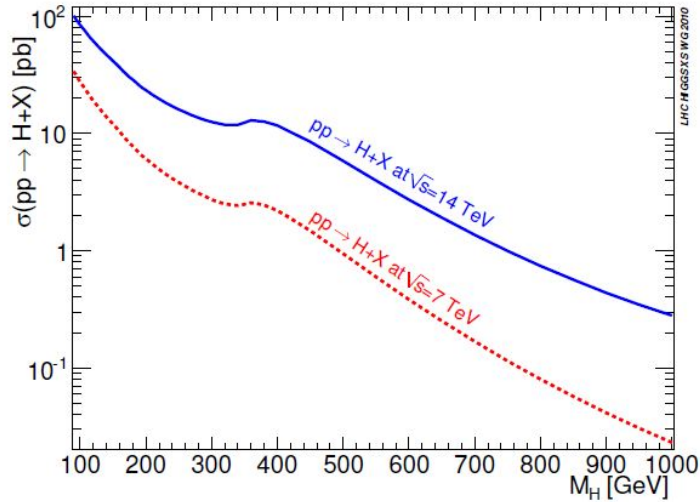


Figure 1.8 – Sections efficaces de production du boson de Higgs au LHC en fonction de sa masse pour des énergies de 7, 8 et 14 TeV dans le centre de masse [109].

Cette découverte n'est pas le seul fruit d'analyses perfectionnées mais aussi de plusieurs contraintes théoriques ayant permis de restreindre le champ des paramètres.

1.7 Synthèse des contraintes sur la masse du boson de Higgs

Bien que la masse du boson de Higgs ne soit pas prédite par le modèle standard, il existe des limites supérieures et inférieures sur sa masse si nous faisons l'hypothèse qu'il n'y a pas de nouvelle physique entre l'échelle électrofaible et une échelle d'énergie plus élevée appelée Λ .

1.7.1 Unitarité

La première contrainte vient d'exiger que la matrice de diffusion pour la diffusion des bosons de jauge (W^\pm et Z) et des bosons de Higgs soit unitaire, c'est-à-dire la conservation des probabilités. Les amplitudes de ces processus peuvent être décomposées en ondes partielles de moment cinétique et l'unitarité impose une limite supérieure aux coefficients de dilatation, ce qui se traduit par une borne supérieure pour la masse de Higgs $M_h \leq \sqrt{\frac{4\pi\sqrt{2}}{3G_F}} \sim 700\text{GeV}$, où G_F est la constante de Fermi, avec $G_F = 1,16637 \times 10^{-5}$.

Si l'on suppose un boson de Higgs beaucoup plus léger que l'énergie du centre de masse, on obtient le $M_F \leq 710\text{GeV}$; d'un autre côté, en supposant que le Higgs est trop lourd, nous obtenons une limite supérieure pour le centre de masse d'énergie $\Lambda_U = 1,2\text{TeV}$. Par conséquent, à partir de l'exigence

d'unitarité, on conclut que soit le Higgs est plus léger que $\approx 710\text{GeV}$, soit que la nouvelle physique doit apparaître en dessous de $\Lambda_U = 1,2\text{TeV}$.

1.7.2 Trivialité

Le modèle standard est une théorie perturbative et l'analyse ci-dessus n'a été effectuée qu'au premier ordre. Nous devons également prendre en compte les corrections de haut ordre aux couplages ainsi qu'aux masses (nues) qui apparaissent dans le lagrangien du modèle standard, entraînant une dépendance énergétique de ces quantités. La contrainte de trivialité tire son nom du fait que dans une théorie simpliste où il n'y a qu'un vrai champ scalaire avec un auto-couplage quartique, semblable à λ dans l'équation. 1, l'auto-couplage corrigé augmente de façon monotone avec l'échelle d'énergie et la théorie devient non perturbative (λ devient infinie) soi-disant le pôle de Landau Λ_T , sauf si $\lambda = 0$, c'est-à-dire que la théorie est "triviale". Pour le modèle standard, il y a une différence importante : La constante d'auto interaction λ permet de prédire des limites hautes et basses pour la masse du boson de Higgs en fonction d'une échelle d'énergie Λ . L'évolution de cette constante avec l'énergie, en ne considérant que les couplages à une boucle, est donnée par l'équation suivante [224] :

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{3}{4\pi^2} \left[\lambda^2 + \frac{1}{2}\lambda y_t^2 - \frac{1}{4}\lambda y_t^4 + R(g_1, g_2) \right]$$

où $t = \ln(Q^2)$ le transfert d'impulsion, y_t le couplage de Yukawa Higgs-top et $R(g_1, g_2)$ un terme de moindre importance incluant les contributions des bosons de jauge. Avec cette expression, nous pouvons évaluer la valeur de $\lambda(\Lambda)$ par rapport à une échelle de référence λ . Pour obtenir des limites sur la masse du boson de Higgs, il est possible d'étudier cette fonction dans deux régimes spéciaux : $\lambda \gg g_{1,2}$ ou $\lambda \ll g_{1,2}, y_t$.

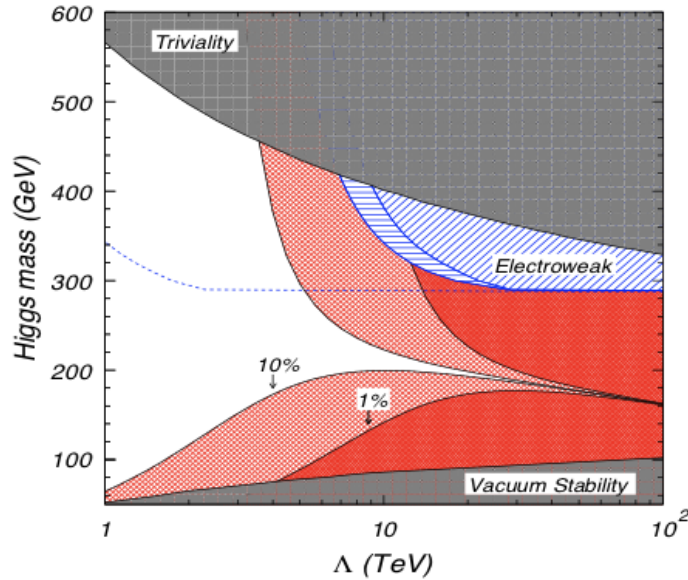


Figure 1.9 – La stabilité et la trivialité du potentiel du boson de Higgs dans le modèle standard. [187]

Pour les grandes masses de Higgs, la contribution positive domine et pour chaque valeur du pôle de Landau Λ_T nous obtenons une limite supérieure pour la masse de Higgs, représentée sur la figure 1.9 (région supérieure ombrée). En regardant cet argument d'une manière différente, étant donné une masse M_H , nous pouvons établir la coupure d'énergie en dessous de laquelle l'auto-couplage λ reste

fini et le modèle standard est valide.

1.7.3 Stabilité du vide

Dans la contrainte précédente, nous avons considéré les grandes masses de Higgs. Nous nous concentrons maintenant sur les petites masses de Higgs pour lesquelles la contribution du quark top à λ devient dominante, la conduisant à une valeur négative et à un potentiel scalaire avec une valeur dépendante de l'énergie, $V(Q)$, inférieure à celle du modèle standard. Cela signifie que le vide n'est plus stable puisqu'il n'a pas de minimum pour $\lambda < 0$. En imposant la positivité $\lambda(Q) > 0$, on obtient ainsi une borne inférieure pour la masse de Higgs en fonction de l'échelle de retournement ($\Lambda_V = 0$), que nous montrons sur la figure 1.9.

1.8 Le succès du Modèle Standard et ses limites

Comme nous venons de l'énoncer, le modèle standard est une théorie incomplète. Plusieurs de ses caractéristiques sont ainsi dictées par l'expérience :

- Vingt-deux paramètres non prédits : les masses des six quarks et des trois leptons chargés, trois constantes de couplage, quatre paramètres de mélange pour les quarks et quatre pour les neutrinos, la masse d'un boson vecteur et la masse du boson de Higgs.
- Bien que les observations (notamment la mesure de la largeur du boson Z) aient montré qu'il est très improbable d'avoir plus de trois familles de particules à l'échelle électrofaible, le modèle standard ne fait aucune prédiction à ce sujet.

En plus de ces zones d'ombre, nous savons que le modèle standard ne permet pas d'expliquer l'ensemble des phénomènes que nous connaissons :

- Il ne possède pas de description de la gravité bien que nous sachions que des effets de gravitation quantique doivent jouer un rôle à l'échelle de Planck (10^{19} GeV). En ajoutant simplement une nouvelle particule, le graviton (sans masse et de spin 2), au modèle standard pour prendre en compte la gravitation, on s'aperçoit que la théorie ne peut pas décrire la gravité sans déconstruire ses autres prédictions. A ce jour, il n'existe pas de théorie quantique des champs capable d'intégrer de manière consistante la relativité générale (les modèles intégrant la gravitation ne donnent aucune prédiction testable).
- Dans le modèle standard, la masse des neutrinos n'est pas générée naturellement. Cependant, les expériences d'oscillations de neutrinos ont montré qu'ils devaient être massifs. Il est possible d'ajouter des masses aux neutrinos de la même manière que pour les autres fermions. Néanmoins, ces nouveaux termes dans le lagrangien devraient être particulièrement faibles ; à tel point que l'on peut se demander si la génération de la masse des neutrinos n'est pas décrite par un autre processus (Seesaw par exemple). Les observations combinées de la lumière émise par les galaxies spirales, les amas de galaxies et le bruit de fond cosmologique, nous indiquent que l'univers doit être composé à environ 25% de la matière noire, à 70% de l'énergie noire et à seulement 5% par de la matière baryonique ordinaire. Le modèle standard se contente de décrire ces 5%, mais ne possède aucune particule candidate pour la matière noire. De même, les tentatives pour décrire l'énergie noire en termes d'énergie du vide au sein de ce modèle ont toutes échoué.
- Dans le modèle standard, la matière et l'antimatière sont produites en quantités égales. Ainsi, peu après le Big Bang, lorsque l'univers s'est refroidi, les particules et les antiparticules auraient

du toutes s'annihiler en photons. Cependant, nous vivons aujourd'hui dans un monde de matière. Il existe donc une asymétrie matière-antimatière (environ 10^9) qu'aucun mécanisme au sein du modèle standard ne permet d'expliquer.

Au-delà du Modèle Standard

Si l'on accepte que le modèle standard a un domaine de validité restreint, on est alors amené à se demander quelle théorie pourrait rester valable lorsque le modèle standard ne l'est plus ? tout en reproduisant correctement les observations actuelles. Pour construire une telle théorie, plusieurs voies peuvent être envisagées :

- En continuant dans la voie de l'unification, dont l'unification électrofaible est un succès indéniable, on peut essayer d'étendre le groupe de jauge du modèle standard. Ce sont les théories de grande unification.
- Résoudre le principal problème du modèle standard effectif, à savoir la non naturalité de m_h , en supprimant sa cause : le boson de Higgs. Ce sont les modèles composites comme la technicouleur.
- Modifier la structure de l'espace-temps, en ajoutant des dimensions. Ce sont les théories de dimensions supplémentaires et des super-cordes.
- Ajouter des particules pour compenser les contributions radiatives à la masse du boson de Higgs, comme le fait la supersymétrie.
- Little Higgs.

Conclusion

Il est important de citer les problèmes plus spécifiquement liés au boson de Higgs. En effet, malgré le fait que le Mécanisme de Higgs permette de résoudre de nombreuses tensions au sein du modèle standard, d'autres lui sont associées :

- Puisque le champ de Higgs est présent dans tout l'espace, sa valeur non nulle dans le vide doit contribuer à l'énergie du vide. Pour un boson de Higgs avec une masse de 126 GeV, la contribution du champ de Higgs à la densité d'énergie du vide devrait ainsi être supérieure à 10^8 GeV [224]. Toutefois, les mesures cosmologiques montrent que la densité d'énergie du vide est d'environ 10^{46} GeV, soit une différence de cinquante-quatre ordres de grandeur !!
- Dans le modèle standard, la masse du boson de Higgs doit recevoir des corrections radiatives. Cependant, les corrections provenant des fermions (principalement du quark top) sont si importantes ($\sim \delta$, échelle d'énergie à laquelle la théorie cesse d'être valable) qu'elles dépassent largement la masse actuelle du boson de Higgs. Il ne semble ainsi pas naturel que la masse du boson de Higgs soit de l'ordre de M_W plutôt que de δ . C'est ce que l'on appelle le problème de hiérarchie qui conduit dans le modèle standard à un ajustement fin des paramètres afin d'annuler les contributions des boucles de quarks.

Chapitre 2

Le Modèle à deux doublets de Higgs (2HDM)

Bien que nous n'ayons à l'heure actuelle aucune évidence expérimentale sérieuse quant à l'existence du boson de Higgs du modèle standard, les extensions du secteur de Higgs sont soumises à des contraintes expérimentales draconiennes ! Ceci en raison des excellentes mesures des masses des bosons de jauge électrofaibles dont nous disposons et qui dépendent des détails de la brisure spontanée de symétrie. Il existe néanmoins une classe d'extensions du secteur de Higgs qui échappe à ces contraintes. En particulier, le Modèle à deux doublets de Higgs (2HDM), qui non seulement représente l'alternative la plus simple, mais constitue une prédiction fondamentale de la supersymétrie. Comme nous venons de le voir, le modèle standard est une description valable des phénomènes physiques à des énergies inférieures à quelques centaines de GeV. Au-delà, la supersymétrie pourrait jouer un rôle important et nous nous rapprochons de plus en plus de sa découverte possible. En effet, le LHC va sonder les énergies de l'ordre du TeV et nous verrons dans ce chapitre que c'est au voisinage de cette échelle d'énergie que la supersymétrie est censée faire son apparition.

Ce chapitre est principalement orienté vers la présentation et la discussion du modèle 2HDM. Nous tenterons de discuter clairement de ce qu'il peut apporter à la physique des particules. Nous commencerons par introduire le modèle 2HDM de façon phénoménologique et nous donnerons, sans trop de détails, les principales motivations de son utilisation. C'est tout naturellement que nous aborderons ensuite l'aspect expérimental, avec d'abord les premières contraintes expérimentales.

2.1 Motivation

La phénoménologie du secteur du boson de jauge et du secteur fermionique du modèle standard électrofaible de la physique des particules a été bien étudiée jusqu'à présent. La détection du boson de Higgs en 2012 [32, 83], a permis d'explorer le secteur scalaire de la théorie pour la première fois, et que le run 2 du LHC battait déjà son plein, en prenant des données à un centre de masse d'énergie de 13 TeV, les couplages de Higgs seront mesurés encore avec plus de détail. Le modèle standard utilise la plus simple de toutes les structures scalaires possibles (à l'exception du singulet), à savoir un complexe $SU(2)_L$ doublet [117, 150], appelée structure minimale de Higgs [149]. D'un point de vue expérimental, le boson de Higgs détecté est jusqu'à présent bien compatible avec cette structure de Higgs minimale [89, 90] et les mesures de précision électrofaible montrent un très bon accord avec le

modèle standard [37, 250]. Alors naturellement, la question qui se pose c'est pourquoi les recherches sur la physique au-delà du modèle standard doivent être recherchées? Malgré un bon accord entre théorie et expérience, plusieurs raisons militent en faveur de l'existence d'un secteur au-delà du modèle standard étendu. D'un point de vue théorique, l'introduction du mécanisme de Higgs est une manière élégante d'expliquer la génération de masse dans la théorie de jauge autrement sans masse du modèle standard [159], tout en préservant sa symétrie. Cependant, des corrections d'ordre supérieur à la masse physique du boson de Higgs introduisent une forte dépendance à l'échelle de renormalisation de la théorie [213]. En conséquence, la masse du boson de Higgs devrait être de l'ordre d'une échelle dans laquelle une nouvelle physique apparaît, par exemple l'échelle de Planck, mais au contraire, la masse de Higgs diffère de cette échelle d'environ 17 ordres de grandeur. Ce problème dit de hiérarchie peut être résolu en annulant les contributions de grande boucle dans le cadre de la supersymétrie (SUSY), qui est l'une des théories les plus populaires et les mieux étudiées pour la physique au-delà du modèle standard. En raison de la supersymétrie (SUSY), il ne suffit pas de considérer un seul doublet de Higgs. Au lieu de cela, deux doublets sont nécessaires pour donner de la masse aux quarks de type up et down [121, 145, 149]. Dans le cadre de cette thèse, nous nous limitons à une extension du secteur scalaire sous la forme de deux doublets $SU(2)_L$, donnant naissance au modèle 2HDM, sans relations aux particules SUSY supplémentaires. Alors que le modèle 2HDM n'a pas l'avantage des modèles SUSY pour résoudre le problème de hiérarchie, la théorie est toujours intéressante, car elle offre des solutions à d'autres problèmes non résolus du modèle standard.

2.2 Contraintes théoriques au-delà du Modèle Standard

2.2.1 Le paramètre ρ au delà du Modèle Standard

En se concentrant sur une extension de la structure scalaire du Modèle Standard, il convient de veiller à ne pas violer plusieurs contraintes théoriques et expérimentales. Si nous considérons la théorie de jauge électrofaible, $SU(2)_L \times U(1)_Y$ avec n scalaires de Higgs doublets, avec leurs hypercharges faibles Y_i , leurs isospines faibles (T_i) et leurs valeurs moyenne dans le vide du champ scalaire ($i = 1, \dots, n$), l'une des contraintes les plus restrictives peut être formulée en introduisant le paramètre ρ [149] (ρ est le rapport du courant neutre au courant chargé à petit moment de transfert) :

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

La contrainte sur toute extension scalaire du modèle standard est le fait expérimental que le paramètre ρ est très proche de 1 [220] :

$$\rho_{\text{exp}} \approx 1.00040 \pm 0.00024 \quad (2.2)$$

Pour le modèle standard avec un seul complexe, $SU(2)_L$ doublet avec isospin faible $I = 1/2$ et hypercharge $Y = 1$, Eq. (2.1) réduit à :

$$\rho_{\text{MS}} = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2(\Theta_W)} = 1 \quad (2.3)$$

avec m_Z et m_W les masses des bosons de jauge Z^0 et W^\pm et Θ_W étant l'angle de Weinberg. Dans

le modèle standard, l'équation 2.3 est automatiquement rempli par la théorie [226]. Cependant, le secteur de Higgs minimal du modèle standard n'est pas le seul moyen de réaliser $\rho = 1$ d'un point de vue théorique. En fait, il existe une infinité de réalisations possibles du secteur de Higgs [149], à condition que la combinaison des isospins, des hypercharges et des valeurs d'espérance de vide soit telle que le paramètre ρ de l'Eq. (2.1) est dans les limites expérimentales actuelles. Bien qu'en principe, il existe des extensions compliquées possibles, par exemple en ajoutant la représentation $I = 3$ et $Y = 4$ [149], les extensions les plus simples sont celles où des doublets avec une isospine faible $I_i = 1/2$ et une hypercharge $Y_i = 1$ sont ajoutés. En ce sens, l'extension la plus simple du secteur scalaire du modèle standard est l'ajout d'un seul autre doublet $SU(2)_L$ complexe, donnant naissance au modèle 2HDM.

2.2.2 Courants neutres changeant la saveur (FCNC)

De nombreuses théories au-delà du modèle standard introduisent la possibilité de processus à courant neutre changeant la saveur (FCNC), c'est-à-dire qui impliquent le changement de la particule sans modification simultanée de sa charge électrique. Les données expérimentales imposent des contraintes très strictes sur les taux de ramification des processus FCNC [87],[35]. Dans le modèle standard, les réactions FCNC sont automatiquement exclues au niveau de l'arbre et n'apparaissent que dans les calculs d'ordre supérieur, où elles sont supprimées par le mécanisme de Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM) [136]. Par conséquent, toute nouvelle théorie physique au-delà du modèle standard doit interdire l'existence de FCNC au niveau de l'arbre ou prévoir des mécanismes pour supprimer les réactions de FCNC. Le modèle 2HDM fournit un tel mécanisme, assurant ainsi de ne pas violer les contraintes expérimentales strictement imposées à l'observation de courants neutres évolutifs [149], comme nous le verrons dans la section (2.6).

2.2.3 Contraintes d'unitarité

Les contraintes mentionnées jusqu'à présent sont principalement dues à des données expérimentales, il existe une autre contrainte qui émerge purement des aspects théoriques de la brisure de symétrie électrofaible, appelées contraintes d'unitarité de la théorie. La diffusion des bosons vecteurs longitudinaux $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$ (avec $V \in \{Z^0; W^\pm\}$) et les fermions des bosons vecteurs longitudinaux $f_+ \bar{f}_+ \rightarrow V_L V_L$ (où l'indice $+$ signifie fermions à hélicité positive) conduit à des largeurs de désintégration partielles qui augmentent potentiellement à l'infini avec une augmentation de l'énergie du centre de masse, violant ainsi l'unitarité de la diffusion. Au sein du Modèle Standard, ce problème est résolu par brisure de symétrie électrofaible, ce qui conduit à un ensemble d'annulations non triviales entre les diagrammes de Feynman contenant les bosons vecteurs, les fermions et le boson de Higgs. Etant donné que la brisure de symétrie électrofaible engendre le couplage de Higgs, g_{HWW} (H étant le boson de Higgs du modèle standard), ces annulations sont automatiquement garanties par la théorie, préservant ainsi la contrainte d'unité [149]. Dans une théorie avec un secteur de Higgs étendu composé de champs de Higgs doublet et singlet supplémentaires, les contraintes d'unitarité doivent encore être préservées. Pour cela, il suffit que le secteur de Higgs (avec les bosons de Higgs h_i au-delà du modèle standard) remplisse les règles des sommes suivantes des couplages entre fermions, bosons vecteurs et particules de Higgs [146] :

$$\sum_i g_{h_i VV}^2 = g_{HVV}^2, \quad (2.4)$$

$$\sum_i g_{h_i V V} g_{h_i \bar{f} f} = g_{H V V} g_{H \bar{f} f} \quad (2.5)$$

Par la structure de la brisure de symétrie électrofaible, le modèle 2HDM présente les règles de somme données ci-dessus, préservant ainsi les contraintes d'unitarité.

2.3 Le Lagrangien électrofaible du Modèle 2HDM

Comparativement au modèle standard, le modèle 2HDM est constitué de deux complexes $SU(2)_L$ doublets ($i = 1, 2$) avec hypercharge $Y = +1$ au lieu d'un seul.

Dans cette thèse, l'accent est mis uniquement sur les corrections électrofaibles aux désintégrations spécifiques au 2HDM. Par conséquent, il est suffisant de donner tout le lagrangien électrofaible du modèle 2HDM et la chromodynamique quantique (QCD) n'est pas prise en compte. De manière explicite, le lagrangien électrofaible totalement quantifié est :

$$\mathcal{L}_{2HDM}^{EW} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_S^{2HDM} + \mathcal{L}_{Yuk} + \mathcal{L}_{GF} + \mathcal{L}_{FP} \quad (2.6)$$

Les deux premiers termes comprennent le lagrangien de Yang-Mills \mathcal{L}_{YM} , et les termes cinématiques du secteur des fermions et les couplages entre fermions et bosons de jauge, \mathcal{L}_F . Puisqu'ils n'introduisent aucune nouvelle physique lors du passage du modèle standard au modèle 2HDM et que leur forme explicite n'est pas nécessaire par la suite, ces termes seront conservés implicitement dans le lagrangien. Pour référence, leur forme explicite peut être trouvée par exemple dans [222].

Le troisième terme de l'équation (2.6) introduit le Lagrangien scalaire \mathcal{L}_S^{2HDM} spécifique au modèle 2HDM, qui contient les termes cinétiques des deux doublets de Higgs et le potentiel scalaire V_{2HDM} . Compte tenu de la structure riche en vide et du contenu en particules, le potentiel scalaire sera étudié séparément du lagrangien scalaire de la section (2.4). Le Lagrangien scalaire complet, ainsi que le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible dans le modèle 2HDM, est présenté dans la section (2.5).

Par analogie avec le modèle standard, l'interaction entre le secteur scalaire étendu du modèle 2HDM et les champs fermioniques est décrite dans le lagrangien de Yukawa \mathcal{L}_{Yuk} . Contrairement au modèle standard, la théorie de Yukawa sur le modèle 2HDM donne potentiellement lieu à des courants neutres très variables au niveau de l'arbre. Comme les FCNC constituent une contrainte stricte pour toute théorie au-delà du modèle standard, comme indiqué dans la section précédente, la procédure d'isolation et d'élimination des FCNCs du modèle 2HDM sera décrite à la section (2.6).

Enfin, la quantification du lagrangien électrofaible nécessite l'introduction d'un terme de détermination de jauge \mathcal{L}_{GF} afin d'isoler les degrés de liberté non physiques, ainsi que le lagrangien de Faddeev-Popov \mathcal{L}_{FP} correspondant, qui supprime ces degrés de liberté redondants de la théorie. Les deux Lagrangiens seront discutés dans section (2.7).

2.4 Le Potentiel de Higgs du Modèle 2HDM

Le potentiel 2HDM le plus général est construit à partir de toutes les combinaisons possibles $((\Phi_1^\dagger \Phi_1), (\Phi_2^\dagger \Phi_1), (\Phi_2^\dagger \Phi_2), \dots)$ des invariants de $SU(2)_L$ des deux doublets complexes Φ_i ($i = 1, 2$) tels que le potentiel est encore renormalisable. Dans sa forme la plus générale, un tel potentiel contient 14

paramètres libres, est explicitement avec violation de CP et expose des minima qui peuvent être avec conservation du CP, une violation de CP ou une infraction de charge [72]. Alors qu'un potentiel 2HDM violant la CP donne lieu à une explication possible de la baryogénèse [82], comme mentionné dans la section (2.1), l'analyse phénoménologique de cette thèse se limite à un 2HDM conservant la CP. De plus, une symétrie discrète \mathbb{Z}_2 de la forme $\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1$ est imposé sur le potentiel pour supprimer des FCNCs dans les couplages de Yukawa au niveau de l'arbre [149], comme expliqué plus en détail à la section (2.6). Avec ces restrictions, un potentiel 2HDM général conservant la CP est donné par [72] :

$$\begin{aligned}
 V_{2\text{HDM}}(\Phi_1, \Phi_2) = & m_{11}^2 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + m_{22}^2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) - m_{12}^2 \left[(\Phi_1^\dagger \Phi_2) + (\Phi_2^\dagger \Phi_1) \right] \\
 & + \frac{\lambda_1}{2} (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{\lambda_2}{2} (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) \\
 & + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \frac{\lambda_5}{2} \left[(\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2 \right]
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Le potentiel contient cinq paramètres sans dimension, à valeur réelle $\lambda_i (i = 1, \dots, 5)$ et trois paramètres de masse à valeur réelle m_{11} , m_{22} et m_{12} , de sorte que le potentiel 2HDM à conservation complète de la CP possède huit paramètres de valeurs réelles libres [72]. Par commodité, les paramètres 3, 4 et 5 sont souvent combinés en un seul paramètre

$$\lambda_{345} \equiv \lambda_3 + \lambda_4 + \lambda_5 \tag{2.8}$$

Bien qu'une symétrie \mathbb{Z}_2 discrète ait été imposée au potentiel 2HDM pour éviter les FCNCs, l'Eq. (2.7) contient toujours un terme qui rompt explicitement cette symétrie. Si m_{12} n'est pas en train de disparaître, le potentiel n'est pas invariant dans la transformation $\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1$. Mais comme m_{12} a une dimension de masse, cette forme de brisure de symétrie est douce. Par conséquent, le paramètre peut être maintenu dans le potentiel tant que phénoménologiquement son effet sur la FCNC est limité.

La paramétrisation du potentiel en éq. (2.7) présente de manière élégante plusieurs phénomènes du modèle 2HDM, et est donc utilisé dans ce chapitre et au suivant pour explorer en détail la structure du vide et la structure du secteur scalaire. Pour les calculs de processus spécifiques à 2HDM, nous allons basculer sur une autre forme du potentiel 2HDM donnée dans l'Annexe A. C'est cette forme de potentiel qui est également implémentée dans l'outil FeynArts [154], qui sera utilisée ultérieurement dans le calcul des amplitudes de désintégration.

Le potentiel 2HDM dans Eq. (2.7) présente deux minima neutres $\langle \Phi_1 \rangle$ et $\langle \Phi_2 \rangle$ avec conservation de CP.

$$\langle \Phi_1 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \langle \Phi_2 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{2.9}$$

avec v_1 et v_2 étant les valeurs attendues dans le vide (vev pour vacuum expectation value) des doublets Φ_1 et Φ_2 , respectivement. En introduisant huit champs réels ω_i^\pm , ρ_i et $\eta_i (i = 1, 2)$, les doublets peuvent être étendus autour de ces minima, prenant la forme :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \omega_1^+ \\ \frac{v_1 + \rho_1 + i\eta_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \omega_2^+ \\ \frac{v_2 + \rho_2 + i\eta_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{2.10}$$

Le mécanisme de brisure de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$ est équivalent à la brisure de trois symétries

de jauge, analogue au mécanisme de Higgs du modèle standard [117, 159]. Chaque symétrie brisée correspond à l'existence d'un éventuel boson de Goldstone, par lequel les bosons de jauge acquièrent une masse (et donc leur polarisation longitudinale) [222]. Contrairement au modèle standard, où il ne reste qu'un seul champ de Higgs libre après la brisure de symétrie spontanée, il existe cinq champs dans le modèle 2HDM, correspondant à cinq particules de Higgs. Deux neutres pairs en CP : h et H , un impair en CP : A , et deux Higgs chargés H^\pm . Insérant l'Eq. (2.9) dans le potentiel 2HDM dans l'Eq. (2.7) génère, entre autres, des termes linéaires dans les deux champs ρ_i . Pour que les doublets Φ_i aient vraiment leur minimum à $\langle \Phi_i \rangle$, les deux conditions minimales :

$$\frac{\partial V_{2HDM}}{\partial \Phi_1^\dagger} \Big|_{\langle \Phi_1 \rangle, \langle \Phi_2 \rangle} = 0, \quad \frac{\partial V_{2HDM}}{\partial \Phi_2^\dagger} \Big|_{\langle \Phi_1 \rangle, \langle \Phi_2 \rangle} = 0 \quad (2.11)$$

doivent être remplies. Ceci équivaut à l'exigence que les deux termes soient linéaires dans les champs ρ_1 et ρ_2 ,

$$\begin{aligned} T_1 &:= m_{11}^2 v_1 - m_{12}^2 v_2 + \frac{1}{2} \lambda_1 v_1^3 + \frac{1}{2} \lambda_{345} v_1 v_2^2 \\ T_2 &:= m_{22}^2 v_2 - m_{12}^2 v_1 + \frac{1}{2} \lambda_2 v_2^3 + \frac{1}{2} \lambda_{345} v_1^2 v_2 \end{aligned} \quad (2.12)$$

appelé les termes du tadpole du potentiel, qui doivent disparaître au niveau de l'arbre :

$$T_1|_{tree} = T_2|_{tree} = 0. \quad (2.13)$$

Cette exigence est analogue à l'affirmation selon laquelle les valeurs d'attente de vide représentent les minima réels des deux doublets de Higgs, Φ_1 et Φ_2 , dans le potentiel au niveau de l'arbre. Notons qu'il n'y a pas de termes linéaires dans les champs ω_1^+ et ω_2^+ en raison de la conservation de la charge, et puisque nous envisageons un modèle 2HDM conservant la CP, les termes linéaires dans les champs η_1 et η_2 sont également absents. Les conditions de tadpole dans l'équation (2.13) permettent d'éliminer deux paramètres du potentiel 2HDM au profit des autres de ses paramètres. Les paramètres m_{11}^2 et m_{22}^2 peuvent donc être remplacés comme suit :

$$\begin{aligned} m_{11}^2 &= m_{12}^2 \frac{v_2}{v_1} - \frac{1}{2} \lambda_1 v_1^2 - \frac{1}{2} \lambda_{345} v_2^2 \\ m_{22}^2 &= m_{12}^2 \frac{v_1}{v_2} - \frac{1}{2} \lambda_2 v_2^2 - \frac{1}{2} \lambda_{345} v_1^2 \end{aligned} \quad (2.14)$$

En plus des termes qui sont linéaires dans les champs, l'insertion des doublets dans l'équation (2.10) dont le potentiel 2HDM génère des termes qui sont bilinéaires dans les champs, ω_i^\pm , ρ_i et η_i . Puisque ces termes bilinéaires contribuent aux propagateurs des huit champs, ils donnent lieu à des termes de masse. Tous les termes bilinéaires du potentiel 2HDM peuvent être intégrés dans la forme :

$$\begin{aligned}
 V_{2\text{HDM}}|_{\text{bilin}} &= \frac{1}{2} (\rho_1 \quad \rho_2) M_\rho^2 \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \eta_1 & \eta_2 \end{pmatrix} M_\eta^2 \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} \\
 &+ \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \omega_1^+ & \omega_2^+ \end{pmatrix} M_\omega^2 \begin{pmatrix} \omega_1^- \\ \omega_2^- \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

avec la forme explicite des matrices de masse non diagonales données par :

$$M_\rho^2 = \begin{pmatrix} m_{12}^2 \frac{v_2}{v_1} + \lambda_1 v_1^2 & -m_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2 \\ -m_{12}^2 + \lambda_{345} v_1 v_2 & m_{12}^2 \frac{v_1}{v_2} + \lambda_2 v_2^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{T_1}{v_1} & 0 \\ 0 & \frac{T_2}{v_2} \end{pmatrix} \tag{2.16}$$

$$M_\eta^2 = \begin{pmatrix} \frac{m_{12}^2}{v_1 v_2} - \lambda_5 & -v_1 v_2 \\ -v_1 v_2 & v_1^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{T_1}{v_1} & 0 \\ 0 & \frac{T_2}{v_2} \end{pmatrix} \tag{2.17}$$

$$M_\omega^2 = \begin{pmatrix} \frac{m_{12}^2}{v_1 v_2} - \frac{\lambda_4 + \lambda_5}{2} & -v_1 v_2 \\ -v_1 v_2 & v_1^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{T_1}{v_1} & 0 \\ 0 & \frac{T_2}{v_2} \end{pmatrix} \tag{2.18}$$

Notons l'aspect explicite des termes de tadpole dans les matrices de masse. Habituellement, la condition à l'arbre dans l'équation (2.13) est appliquée, de sorte que les matrices de masse soient simplifiées et que les termes de tadpole T_i ne doivent pas être pris en compte. Cependant, un traitement correct au-delà du niveau de l'arbre nécessite de conserver explicitement les termes relatifs aux tadpoles dans les matrices de masse. Cela sera étudié plus en détail dans la section (4.1). Pour avoir des particules physiques se propageant dans le modèle 2HDM, il est nécessaire de considérer les états propres ayant des masses spécifiques. Ceci peut être réalisé en diagonalisant les matrices dans les équations. (2.16)-(2.18), ce qui signifie que pour n'importe laquelle des matrices M_ρ^2 , M_η^2 et M_ω^2 , les matrices R_α et R_β doivent être trouvées tel que :

$$D_\rho^2 = R_\alpha^T M_\rho^2 R_\alpha, \tag{2.19}$$

$$D_\eta^2 = R_\beta^T M_\eta^2 R_\beta, \tag{2.20}$$

$$D_\omega^2 = R_\beta^T M_\omega^2 R_\beta, \tag{2.21}$$

sont des matrices diagonales (notez que M_η^2 et M_ω^2 sont proportionnelles les unes aux autres, donc la matrice de transformation R_β est la même pour les deux). Le théorème spectral assure cela pour les matrices symétriques à valeurs réelles dans les équations (2.16)-(2.18), les matrices de transformation R_α et R_β sont orthogonales. Les matrices peuvent être paramétrées selon deux angles α et β , définies sur la forme explicite des matrices de transformation ci-dessous, (ici et dans la suite, la notation abrégée $s_x = \sin(x)$, $c_x = \cos(x)$ et $t_x = \tan(x)$ sera utilisée).

$$R_\alpha = \begin{pmatrix} c_\alpha & -s_\alpha \\ s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix}, \quad R_\beta = \begin{pmatrix} c_\beta & -s_\beta \\ s_\beta & c_\beta \end{pmatrix} \tag{2.22}$$

Étant donné que les trois matrices de masse du modèle 2HDM sont de vraies matrices carrées d'ordre 2, elles sont diagonalisées par la matrice orthogonale de la forme

$$R_\theta \equiv \begin{pmatrix} c_\theta & -s_\theta \\ s_\theta & c_\theta \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

En appliquant la procédure de diagonalisation au potentiel 2HDM, les termes bilinéaires peuvent être exprimés sous la forme :

$$\begin{aligned} V_{2\text{HDM}}|_{\text{bilin}} = & \frac{1}{2} \begin{pmatrix} H^0 & h^0 \end{pmatrix} D_\rho^2 \begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} G^0 & A^0 \end{pmatrix} D_\eta^2 \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix} \\ & + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} G^+ & H^+ \end{pmatrix} D_\omega^2 \begin{pmatrix} G^- \\ H^- \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.24)$$

Les champs ω_i^\pm , ρ_i et η_i dans la base de jauge ont été transformés en champs physiques

$$\begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix} = R_\alpha^T \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\alpha & s_\alpha \\ -s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix} = R_\beta^T \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\beta & s_\beta \\ -s_\beta & c_\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

$$\begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} = R_\beta^T \begin{pmatrix} \omega_1^\pm \\ \omega_2^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_\alpha & s_\alpha \\ -s_\alpha & c_\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \omega_1^\pm \\ \omega_2^\pm \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Les matrices de masse dans les équations (2.19),(2.20) et (2.21) sont diagonales dans cette base, par conséquent, les champs correspondants sont communément appelés la base de masse du potentiel 2HDM. Les entrées des matrices de masse sont alors interprétées comme les masses de ces champs physiques,

$$D_\rho^2 = \begin{pmatrix} m_{H^0}^2 & 0 \\ 0 & m_{h^0}^2 \end{pmatrix}, \quad D_\eta^2 = \begin{pmatrix} m_{G^0}^2 & 0 \\ 0 & m_{A^0}^2 \end{pmatrix}, \quad D_\omega^2 = \begin{pmatrix} m_{G^\pm}^2 & 0 \\ 0 & m_{H^\pm}^2 \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

Comme ils sont nécessaires dans section (4.1), les dépendances explicites des masses sur les paramètres 2HDM doivent être indiquées. Leur forme est automatiquement déterminée par la procédure de diagonalisation en tant que valeurs propres des matrices de masse dans l'équation (2.16-2.18). Avec la définition

$$\mathbf{v}^2 = \mathbf{v}_1^2 + \mathbf{v}_2^2, \quad (2.29)$$

les masses au niveau de l'arbre des particules dans la base de masse sont donnés par :

$$m_{H^0}^2 = \frac{1}{2} \left[(M_\rho^2)_{11} + (M_\rho^2)_{22} + \sqrt{((M_\rho^2)_{11} - (M_\rho^2)_{22})^2 + 4(M_\rho^2)_{12}^2} \right] \quad (2.30)$$

$$m_{h^0}^2 = \frac{1}{2} \left[(M_\rho^2)_{11} + (M_\rho^2)_{22} - \sqrt{((M_\rho^2)_{11} - (M_\rho^2)_{22})^2 + 4(M_\rho^2)_{12}^2} \right] \quad (2.31)$$

$$m_{G^0}^2 = 0, \quad (2.32)$$

$$m_{A^0}^2 = v^2 \left(\frac{m_{12}^2}{v_1 v_2} - \lambda_5 \right), \quad (2.33)$$

$$m_{G^\pm}^2 = 0, \quad (2.34)$$

$$m_{H^\pm}^2 = v^2 \left(\frac{m_{12}^2}{v_1 v_2} - \frac{\lambda_4 + \lambda_5}{2} \right), \quad (2.35)$$

avec $(M_\rho^2)_{ij}$ avec $(i,j = 1,2)$ étant les entrées de la première partie de la matrice de masse M_ρ^2 dans l'équation (2.16), c'est-à-dire sans les paramètres de tadpole. Les particules sans masse G^0 et G^\pm sont les trois bosons de Goldstone prétendus du modèle 2HDM. Les particules H^0 et h^0 forment le doublet neutre pairs en CP, A^0 est le Higgs impair en CP et les deux particules H^\pm sont les deux bosons de Higgs chargés. Pour être complet, il convient de noter que la procédure de diagonalisation relie les deux angles α et β , introduits dans les matrices de transformation dans l'équation (2.22), avec les paramètres 2HDM via les relations au niveau de l'arbre : [149]

$$t_\beta = \frac{v_2}{v_1}, \quad (2.36)$$

$$t_{2\alpha} = \frac{s_{2\beta}(M^2 - \lambda_{345}v^2)}{c_\beta^2(M^2 - \lambda_1v^2) - s_\beta^2(M^2 - \lambda_2v^2)}, \quad (2.37)$$

où nous avons introduit le paramètre :

$$M^2 := \frac{m_{12}^2}{s_\beta c_\beta}, \quad (2.38)$$

qui est souvent utilisé comme alternative à m_{12}^2 pour la paramétrisation du modèle 2HDM [171]. L'inverse de la transformation en équations (2.25) peut être utilisé pour transformer tout le potentiel

2HDM en masse. Cela génère également des termes trilineaires et quartiques dans les champs physiques. Ces termes donnent lieu à des couplages trilineaires et quartiques dans le secteur scalaire.

2.5 Le Lagrangien scalaire

La condensation du doublet $SU(2)_L$ des deux scalaires Φ_i dans la brisure de symétrie avec des valeurs d'attente de vide v_i , voir l'équation (2.9), donne lieu à une structure de vide riche et au contenu en particules du 2HDM, comme décrit dans la section précédente. La brisure de symétrie induit en outre la génération de masse dans le secteur de jauge, par analogie avec le mécanisme de Higgs du modèle standard [159]. L'invariance de jauge locale du lagrangien 2HDM est implémentée par la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu + i\mathbf{g} \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a(x) + i\mathbf{g}' \frac{Y}{2} B_\mu(x), \quad (2.39)$$

où W_μ^a avec $(a = 1, 2, 3)$ et B_μ sont les champs de boson de jauge de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$, respectivement dans la base de jauge. Notez que nous utilisons la convention de la somme d'Einstein pour l'indice a . Les constantes \mathbf{g} et \mathbf{g}' sont les constantes de couplage des champs de bosons de jauge W_μ^a et B_μ , respectivement, et σ^a sont les matrices de Pauli et Y l'isospin faible sont avec un facteur $1/2$, les générateurs des groupes respectifs. Le lagrangien scalaire du 2HDM est alors donné par :

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \Phi_1)^\dagger (D^\mu \Phi_1) + (D_\mu \Phi_2)^\dagger (D^\mu \Phi_2) - V_{2HDM}(\Phi_1, \Phi_2). \quad (2.40)$$

Afin de préserver l'invariance de jauge locale, le lagrangien 2HDM n'est pas autorisé à contenir des termes de masse explicites pour les bosons de jauge. Au lieu de cela, la génération de masse est obtenue par brisure spontanée de symétrie. En insérant l'équation (2.9) dans l'équation (2.40), les termes bilinéaire dans les champs de bosons de jauge peuvent être isolés dans le lagrangien scalaire,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_S|_{\text{bilin}} &= \sum_{i=1}^2 \begin{pmatrix} 0 & \frac{v_i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \left(\mathbf{g} \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + \mathbf{g}' \frac{Y}{2} B_\mu \right)^\dagger \left(\mathbf{g} \frac{\sigma^b}{2} W^{\mu,b} + \mathbf{g}' \frac{Y}{2} B^\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\ &= \sum_{i=1}^2 \frac{1}{2} \frac{v_i^2}{4} (0 \quad 1) \left| \begin{pmatrix} \mathbf{g}' B_\mu + \mathbf{g} W_\mu^3 & \mathbf{g} (W_\mu^1 - i W_\mu^2) \\ \mathbf{g} (W_\mu^1 + i W_\mu^2) & \mathbf{g}' B_\mu - \mathbf{g} W_\mu^3 \end{pmatrix} \right|^2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \frac{v^2}{4} \left[\mathbf{g}^2 |W_\mu^1|^2 + \mathbf{g}^2 |W_\mu^2|^2 + |-\mathbf{g} W_\mu^3 + \mathbf{g}' B_\mu|^2 \right] \end{aligned} \quad (2.41)$$

qui est le même que le résultat de la brisure de symétrie spontanée dans le modèle standard [222] tant que la valeur attendue du vide v , introduite dans l'équation (2.29), est interprété comme la valeur mesurée de $v \approx 246 \text{ GeV}$ [220]. En diagonalisant la dernière ligne de l'équation (2.41), les champs de boson de jauge sont décalés de la base de jauge à la base de masse à travers les relations :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm i W_\mu^2), \quad (2.42)$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu^0 \\ \gamma_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & -s_W \\ s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

avec la notation abrégée $c_W = \cos(\Theta_W)$ et $s_W = \sin(\Theta_W)$ pour l'angle de Weinberg Θ_W . Les quatre champs physiques W_μ^\pm , Z_μ^0 et γ_μ correspondent au boson W^\pm et Z^0 et au photon γ . La forme diagonalisée de l'équation (2.41) présente les matrices de masse des champs physiques, les masses au carré des bosons de jauge étant données par :

$$m_W^2 = g^2 \frac{v^2}{4}, \quad (2.44)$$

$$m_Z^2 = (g^2 + g'^2) \frac{v^2}{4}, \quad (2.45)$$

$$m_\gamma^2 = 0. \quad (2.46)$$

La procédure de diagonalisation donne en outre une définition mathématique de l'angle de Weinberg en tant que paramètre dérivé,

$$c_W = \frac{m_W}{m_Z}, \quad (2.47)$$

qui assure que le paramètre ρ est l'unité au niveau de l'arbre, voir l'équation (2.3). Pour être complet, notons que la charge électrique e peut être exprimée à travers les constantes de couplage des groupes de jauge par

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g s_W. \quad (2.48)$$

Pour la renormalisation du modèle 2HDM décrite au chapitre 4, toutes les particules de Goldstone et fantômes sont toujours considérées comme étant sans masse puisque nous n'utilisons les lagrangiens fixateur de jauge et Faddeev-Popov qu'après la renormalisation de la théorie [46].

2.6 Le Lagrangien de Yukawa et les FCNCs

L'interaction des fermions et des bosons scalaires du modèle 2HDM est déterminée par la forme du lagrangien de Yukawa. La teneur en particules fermioniques du modèle 2HDM est identique à celle du modèle standard. Les fermions peuvent être regroupés en triplets dans l'espace suivant la forme :

$$\Psi \in \left\{ U := \begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ \mathbf{c} \\ \mathbf{t} \end{pmatrix}, D := \begin{pmatrix} \mathbf{d} \\ \mathbf{s} \\ \mathbf{b} \end{pmatrix}, N := \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}, L := \begin{pmatrix} \mathbf{e} \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} \right\} \quad (2.49)$$

où L représente les leptons chargés, N les neutrinos et U et D les quarks de types up et down, respectivement. Afin de correspondre à la structure de jauge du lagrangien électrofaible, tous les champs fermioniques Ψ sont projetés sur leurs états gauchier (Left-Handed) et droitier (Right-Handed) via $\Psi_L = \omega_- \Psi$ et $\Psi_R = \omega_+ \Psi$. Les opérateurs de projection chiraux ont la forme explicite :

$$\omega_\mp = \frac{1 \mp \gamma_5}{2} \quad (2.50)$$

où l'indice $-$ signifie la chiralité gauchière (LH) et $+$ pour la chiralité droitère (RH). Par analogie avec le modèle standard, tous les fermions de chiralité droitère (RH) du modèle 2HDM sont regroupés en singlets de la forme :

$$U_R = \begin{pmatrix} \mathbf{u}_R \\ \mathbf{c}_R \\ \mathbf{t}_R \end{pmatrix}, D_R = \begin{pmatrix} \mathbf{d}_R \\ \mathbf{s}_R \\ \mathbf{b}_R \end{pmatrix}, L_R = \begin{pmatrix} \mathbf{e}_R \\ \mu_R \\ \tau_R \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

tandis que les fermions de chiralité gauchière (LH) sont regroupés en doublets $SU(2)_L$

$$Q_L := \begin{pmatrix} U_L \\ D_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\mathbf{u}_L, \mathbf{c}_L, \mathbf{t}_L)^T \\ (\mathbf{d}_L, \mathbf{s}_L, \mathbf{b}_L)^T \end{pmatrix}, L_L := \begin{pmatrix} N_L \\ E_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\nu_{e,L}, \nu_{\mu,L}, \nu_{\tau,L})^T \\ (\mathbf{e}_L, \mu_L, \tau_L)^T \end{pmatrix}. \quad (2.52)$$

Le Lagrangien de Yukawa le plus général est formé de toutes les combinaisons conservant la charge des doublets $SU(2)_L$, du secteur fermionique et $\Phi_{1,2}$ du secteur de Higgs ainsi que des singlets $SU(2)_L$, Ψ_R de sorte que le lagrangien reste invariant sous les transformations $SU(2)_L$. Si on note ε_{ij} le tenseur totalement antisymétrique en deux dimensions sous forme de matrice,

$$(\varepsilon_{ij}) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.53)$$

En utilisons la notation abrégée $\widetilde{\Phi}_k := (\varepsilon_{ij})\Phi_k^*$ ($k=1,2$), le plus général lagrangien de Yukawa répondant à ces critères est donné par [20]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yuk}} = & -\bar{Q}_L \left[Y_{U,1} \widetilde{\Phi}_1 + Y_{U,2} \widetilde{\Phi}_2 \right] U_R - \bar{Q}_L \left[Y_{D,1} \Phi_1 + Y_{D,2} \Phi_2 \right] D_R \\ & - \bar{L}_L \left[Y_{L,1} \Phi_1 + Y_{L,2} \Phi_2 \right] E_R + (\text{h.c.}) \end{aligned} \quad (2.54)$$

avec les matrices de couplage Yukawa $Y_{\Psi,1}, Y_{\Psi,2} \in \mathbb{C}^{3 \times 3}$ dans l'espace de saveur et avec (h.c.) étant le conjugué hermitien des trois termes précédents. Dans le modèle standard, les matrices de Yukawa apparaissant dans les termes de masse m_{Ψ} des fermions sont proportionnelles à celles apparaissant comme matrices de couplage entre les triplets de saveur. De ce fait, les matrices peuvent être diagonalisées simultanément, donnant lieu à la masse des fermions et excluant toute les FCNCs au niveau de l'arbre. Contrairement à cela, un modèle 2HDM général introduit la possibilité d'avoir des courants neutres qui changent de saveur même au niveau de l'arbre. La forme diagonalisée des matrices de Yukawa $Y_{\Psi,1}, Y_{\Psi,2}$ apparaissant dans les termes de masse, en général, est différente de la forme diagonalisée des matrices de couplage de Yukawa. En conséquence, la matrice de couplage de Yukawa ne sera pas diagonale dans l'espace des saveurs, ce qui entraînera des couplages au niveau de l'arbre tels que $\bar{d}s h_i$ (où h_i est un boson de Higgs neutre), ce qui entraîne des réactions de FCNCs, par exemple sous forme de mélange de Kaon [72]. Bien qu'il soit encore possible de construire un modèle 2HDM viable avec FCNCs, présent au niveau de l'arbre [72], nous nous limitons dans le cadre de cette thèse à un modèle interdisant les FCNCs. La transformation d'un modèle 2HDM général en conservant une saveur peut être obtenue naturellement en imposant une symétrie discrète ou continue. Cela découle de l'observation selon laquelle les FCNCs disparaissent au niveau de l'arbre si les fermions de mêmes nombres quantiques, c'est-à-dire ceux qui se mélangent potentiellement, ne se couplent qu'au même doublet de Higgs [137]. Mathématiquement, cela est réalisé en imposant des symétries \mathbb{Z}_2 sur les doublets de Higgs Φ_1 et Φ_2 , en plus de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ demandée au lagrangien. Dans le modèle 2HDM, il existe quatre possibilités indépendantes pour mettre en œuvre de telles symétries, parmi lesquelles les deux les plus couramment utilisées doivent être présentées ici [149]-[72].

Le modèle 2HDM Type-I :

Impose la symétrie discrète \mathbb{Z}_2 avec $\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1$ qui oblige tous les quarks et leptons à ne se coupler qu'au doublet de Higgs Φ_2 , mais pas à Φ_1 .

Le modèle 2HDM Type-II :

Impose les symétries \mathbb{Z}_2 avec $\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1, D_R \rightarrow -D_R$ et $E_R \rightarrow -E_R$ qui obligent simultanément tous les quarks de type-Up droitiers (RH) se couple seulement qu'avec Φ_2 , tandis que les quarks de type-Down et les leptons chargés droitiers (RH) ne se couplent qu'à Φ_1 .

	u-type	d-type	leptons
I	Φ_2	Φ_2	Φ_2
II	Φ_2	Φ_1	Φ_1
lepton-specific	Φ_2	Φ_2	Φ_1
flipped	Φ_2	Φ_1	Φ_2

Table 2.1 – Les quatre affectations possibles des doublets de Higgs Φ_i ($i = 1, 2$) aux quarks up-type (u) et down-type (d) et aux leptons chargés dans le \mathbb{Z}_2 -symétrique 2HDM.

Le secteur scalaire du Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM) contient un modèle 2HDM de type II. Le choix de l'un des types corrige les couplages de Yukawa entre les fermions et les bosons de Higgs. Dans des outils tels que FeynArts, les constantes de couplage sont conservées sous une forme générique, de sorte que la décision de choisir un 2HDM de type I ou II est reportée à une évaluation numérique réelle.

2.7 Ensemble de paramètres indépendants

Les discussions dans les sections précédentes nous permettent de donner l'ensemble complet des paramètres indépendants du modèle 2HDM avec conservation de CP. Il est plus pratique d'avoir un tel ensemble sous la main lorsqu'on passe des calculs au niveau de l'arbre vers des corrections d'ordre supérieur, car ils permettent une comptabilité efficace de tous les paramètres devant être renormalisés.

2HDM type	Y_1	Y_2	Y_3	Y_4	Y_5	Y_6
I	c_α/s_β	s_α/s_β	$-1/t_\beta$	c_α/s_β	s_α/s_β	$-1/t_\beta$
II	$-s_\alpha/c_\beta$	c_α/c_β	t_β	$-s_\alpha/c_\beta$	c_α/c_β	t_β
lepton-specific	c_α/s_β	s_α/s_β	$-1/t_\beta$	$-s_\alpha/c_\beta$	c_α/c_β	t_β
flipped	$-s_\alpha/c_\beta$	c_α/c_β	t_β	c_α/s_β	s_α/s_β	$-1/t_\beta$

Table 2.2 – Paramètres de couplage Yukawa Y_i ($i = 1, \dots, 6$) dans la symétrie- \mathbb{Z}_2 du modèle 2HDM, paramétrage des couplages Yukawa pour chaque type 2HDM.

L'ensemble complet des paramètres 2HDM est donné par la forme du potentiel dans l'équation (2.7), ainsi que tous les paramètres libres du modèle standard ainsi que les couplages de Yukawa Y_Ψ dans la section (2.6). De plus, les conditions minimales dans l'équation (2.12) peut être exploité pour remplacer m_{11}^2 et m_{22}^2 par les paramètres de tadpole, comme indiqué dans l'équation (2.14). Ceci donne l'ensemble complet des paramètres libres dans la base de jauge du modèle 2HDM :

$$\{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, m_{12}, T_1, T_2, v_1, v_2, g, g', Y_\Psi\} \quad (2.55)$$

Il est en principe possible de renormaliser le 2HDM dans la base de jauge, mais il est plus pratique de transformer les paramètres en base de masse. Cela nous permet d'utiliser autant de paramètres physiques (c'est-à-dire les masses) que possible comme paramètres d'entrée. De plus, nous utilisons la forme alternative du potentiel, donnée dans l'annexe.A, puisque c'est cette forme de potentiel qui est implémentée dans le fichier du modèle FeynArts, qui sera utilisée ultérieurement pour le calcul des amplitudes de désintégration. En notant avec m_Ψ toutes les masses de fermions et avec T_{h^0} et T_{H^0} les paramètres de tadpole T_1 et T_2 dans la base de masse, l'ensemble complet des paramètres du modèle 2HDM libres dans la base de masse est donné par :

$$\{m_{h^0}, m_{H^0}, m_{A^0}, m_{H^\pm}, \alpha, \beta, \Lambda_5, T_{h^0}, T_{H^0}, e, m_W, m_Z, m_\Psi\} \quad (2.56)$$

2.8 Les contraintes expérimentales sur le Modèle 2HDM

Plusieurs contraintes sont imposées au modèle 2HDM vis-à-vis des mesures de précision électro-faibles : contraintes d'unitarité perturbative et de stabilité du vide. Les analyses d'unitarité perturbatives appliquées aux couplages de Yukawa, montrent que l'intervalle de variation de $\tan\beta$ est :

$$0.1 < \tan\beta \lesssim 100. \quad (2.57)$$

La symétrie custodiale ($SU(2)$) [116, 253], est une symétrie du lagrangien à l'arbre, à l'ordre d'une boucle cette symétrie est violée par plusieurs termes :

1- la violation d'isospin ($\sin \theta_W$),

2- la non égalité des couplages de Yukawa. Dans le cas du 2HDM, les corrections radiatives à l'ordre d'une boucle du paramètre ρ , en tenant compte la contribution du secteur scalaire du modèle 2HDM, sont données dans la jauge unitaire par :

$$\delta\rho = \frac{\Pi^{ZZ}(0)}{m_Z^2} - \frac{\Pi^{WW}(0)}{m_W^2} \quad (2.58)$$

où Π^{ZZ} et Π^{WW} sont les énergies propres des bosons de jauge Z et W.

$$\delta\rho^{2HDM} = \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi^2} \left[\sin^2(\beta - \alpha)F(m_{H^\pm}^2, m_{A^0}^2, m_{H^0}^2) + \cos^2(\beta - \alpha)F(m_{H^\pm}^2, m_{A^0}^2, m_{H^0}^2) \right] \quad (2.59)$$

où

$$F(a, b, c) \equiv a + \frac{bc}{b-c} \ln \frac{b}{c} - \frac{ab}{a-b} \ln \frac{a}{b} - \frac{ac}{a-c} \ln \frac{a}{c}$$

La limite expérimentale (2.2) impose que [142] :

$$|\delta\rho^{2HDM}| \leq 0.003. \quad (2.60)$$

Cette contrainte (2.60) à elle seule peut imposer des contraintes sur les masses de Higgs : nous citons à titre d'exemple que cette contrainte ne tolère pas une différence de masse très grande entre m_{A^0} et m_{H^\pm} .

Tout secteur scalaire qui contient plus d'un doublet d'hypercharge $Y = \pm 1$ donnera lieu à l'existence d'au moins un Higgs chargé avec des couplages aux fermions. Ces bosons de Higgs chargés contribuent à la désintégration radiative du meson B et spécialement $B \rightarrow X_s \gamma$ [8, 36, 152], à partir de la mesure expérimentale de $B \rightarrow X_s, \gamma$, on peut obtenir une contrainte sur la masse du Higgs chargé, la mesure expérimentale de $B \rightarrow X_s \gamma$ est :

$$Br(b \rightarrow s\gamma) = (3.3 \pm 0.4) \times 10^{-4} \quad (2.61)$$

La contribution des bosons de Higgs chargés au $Br(b \rightarrow s\gamma)$ qui a été calculée au second ordre dominant (NLO) dans QCD [132] est positive : Expérimentalement, un rapport plus grand signifie que la masse du boson de Higgs chargé est plus petite. Les contraintes sur la masse de Higgs chargé ont été étudiées par plusieurs groupe [70, 71, 81]; dans le 2HDM type II on obtient :

$$m_{H^\pm} > 350\text{GeV} \quad (2.62)$$

indépendamment de $\tan\beta$. Cette limite ne peut pas être appliquée au modèle 2HDM type I parce que pour des grandes valeurs de $\tan\beta$ les couplages des bosons de Higgs chargés sont supprimés, tandis qu'à une petite valeur de $\tan\beta$, nous récupérons la situation du modèle 2HDM type II. Nous pouvons dériver les limites inférieures sur les masses des bosons de Higgs neutres dans ces modèles [195, 196]. Par exemple, en utilisant le processus de Bjorken $e^+e^- \rightarrow Z + h^0$ et la production des paires des bosons de Higgs neutres $e^+e^- \rightarrow h^0(H^0) + A^0$, nous pouvons obtenir les restrictions suivantes presque

dans tout l'espace des paramètres [5, 6] :

$$m_{h^0} + m_{A^0} \begin{cases} \gtrsim 100\text{GeV} & \forall \tan\beta \\ \gtrsim 150\text{GeV} & \tan\beta > 1 \end{cases} . \quad (2.63)$$

Pour contraindre les paramètres du secteur scalaire, nous exploitons les conditions de stabilité du vide ainsi que les contraintes d'unitarité à l'arbre. Dans notre étude, nous avons utilisé les conditions de stabilité du vide, données par [45, 235] :

$$\begin{aligned} \lambda_1 + \lambda_3 > 0, \quad \lambda_2 + \lambda_3 > 0, \\ 2\sqrt{(\lambda_1 + \lambda_3)(\lambda_2 + \lambda_3)} + 2\lambda_3 + \lambda_4 + \min(0, \lambda_5 - \lambda_4, \lambda_6 - \lambda_4) > 0 \end{aligned} \quad (2.64)$$

Dans le secteur scalaire, l'analyse des contraintes d'unitarité à l'arbre pose différentes contraintes sur les couplages trilinéaires et quartiques [9, 169, 201]. Pour obtenir les contraintes d'unitarité, nous considérons les processus de diffusion neutres suivants :

$$\begin{aligned} W_L^+ W_L^-, Z_L Z_L, W_L^+ H^-, W_L^- H^+, Z_L h^0, Z_L H^0, Z_L A^0, A^0 A^0, H^+ H^-, A^0 h^0, A^0 H^0, \\ h^0 h^0, h^0 H^0, H^0 H^0. \end{aligned} \quad (2.65)$$

et les processus chargés :

$$W_L^+ h^0, W_L^+ H^0, W_L^+ A^0, W_L^+ Z_L, Z_L H^+, H^+ h^0, H^+ H^0, H^+ A^0. \quad (2.66)$$

On a démontré, d'abord dans le modèle 2HDM avec une symétrie discrète exacte [169] et ensuite avec une symétrie discrète brisée [9], que la diffusion des processus neutres mènent aux 14* contraintes d'unitarité suivantes :

$$|\mathbf{a}_\pm|, |\mathbf{b}_\pm|, |\mathbf{c}_\pm|, |\mathbf{d}_\pm|, |\mathbf{f}_\pm|, |\mathbf{e}_{1,2}|, |\mathbf{f}_{1,2}| \leq 16\pi \quad (2.67)$$

avec

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_\pm &= 3(\lambda_1 + \lambda_2 + 2\lambda_3) \pm \sqrt{9(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + (4\lambda_3 + \lambda_4 + 0.5(\lambda_5 + \lambda_6))^2} \\ \mathbf{b}_\pm &= \lambda_1 + \lambda_2 + 2\lambda_3 \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + 0.25(-2\lambda_4 + \lambda_5 + \lambda_6)^2} \\ \mathbf{c}_\pm &= \lambda_1 + \lambda_2 + 2\lambda_3 \pm \sqrt{(\lambda_1 - \lambda_2)^2 + 0.25(\lambda_5 - \lambda_6)^2} \\ \mathbf{e}_1 &= 2\lambda_3 - \lambda_4 - \frac{\lambda_5}{2} + \frac{5}{2}\lambda_6, \quad \mathbf{e}_2 = 2\lambda_3 + \lambda_4 - \frac{\lambda_5}{2} + \frac{1}{2}\lambda_6 \\ \mathbf{f}_+ &= 2\lambda_3 - \lambda_4 + \frac{5}{2}\lambda_5 - \frac{1}{2}\lambda_6, \quad \mathbf{f}_- = 2\lambda_3 + \lambda_4 + \frac{1}{2}\lambda_5 - \frac{1}{2}\lambda_6 \\ \mathbf{f}_1 &= \mathbf{f}_2 = 2\lambda_3 + \frac{1}{2}\lambda_5 + \frac{1}{2}\lambda_6 \end{aligned} \quad (2.68)$$

En plus, dans la Référence [9], l'inclusion des processus de diffusion chargée mène à une contrainte d'unitarité supplémentaire donnée par (pour plus de détails voir [9]) :

*. Le nombre 14 correspond au nombre des processus dans l'équation.2.65

$$p_1 = 2(\lambda_3 + \lambda_4) - 0.5(\lambda_5 + \lambda_6) \leq 16\pi. \quad (2.69)$$

Cette contrainte additionnelle ainsi que les autres jouent un rôle important dans l'espace des paramètres du modèle 2HDM [9].

Par de nombreux aspects, les Modèles à deux doublets de Higgs (2HDM) peuvent être vus comme l'extension la plus simple du modèle standard en ce qui concerne le secteur de Higgs. Malgré leur simplicité, les Modèles 2HDM sont intéressants car ils peuvent prédire de nouveaux phénomènes tels que la violation CP spontanée ou encore la violation du nombre leptonique.

Chapitre 3

Corrections d'ordre supérieur des largeurs de désintégration et des masses du boson de Higgs

Dans ce chapitre, nous donnons un bref aperçu des concepts théoriques qui sont pertinents pour le calcul des largeurs de désintégration partielles à l'ordre d'une boucle dans le modèle 2HDM au chapitre 2, ainsi que pour les corrections des masses de bosons de Higgs. Dans la section (3.1), nous passons brièvement en revue les concepts de régularisation et de renormalisation qui sont nécessaires pour obtenir des largeurs de désintégration partielles finies et des masses de bosons de Higgs dans les calculs d'ordre supérieur. L'un des principaux axes de cette thèse est la renormalisation de différentes extensions du modèle standard. Pour cette raison, nous passons en revue la renormalisation des multiplets de champ génériques dans la section (3.2) afin d'introduire la notation requise pour la renormalisation des extensions du modèle standard et pour les concepts de renormalisation sur couche ainsi que pour la renormalisation de soustraction minimale modifiée (\overline{MS}) et de la réduction dimensionnelle modifiée (\overline{DR}). Dans les sections suivantes (3.3) et (3.4), nous discutons le calcul des largeurs de désintégration partielle à une boucle et des masses de bosons de Higgs à une et deux boucles en général. Dans la section suivante (3.5), nous décrivons la conversion des paramètres d'entrée qui est nécessaire pour la comparaison cohérente des largeurs de désintégration partielles calculées dans différents schémas de renormalisation. Ce chapitre se termine par une brève discussion générale sur l'indépendance de jauge des calculs d'ordre fixe des largeurs de désintégration partielles et des masses de bosons de Higgs en section (3.6).

3.1 Régularisation et renormalisation des intégrales de boucle

Comme exemple simple d'un diagramme à une boucle, nous considérons un diagramme de tadpole avec une particule scalaire virtuelle de masse $m > 0$ dans la boucle, comme illustré à la figure 3.1. Jusqu'à quelques constantes supplémentaires, ce diagramme représente une intégrale de la forme

$$\int \frac{d^4l}{(2\pi)^4} \frac{1}{l^2 - m^2} \quad (3.1)$$

où le moment quadruple l est la variable d'intégration. Cette intégrale a une divergence UV dans

le régime des grandes impulsions (ou de petites distances spatiales, respectivement).

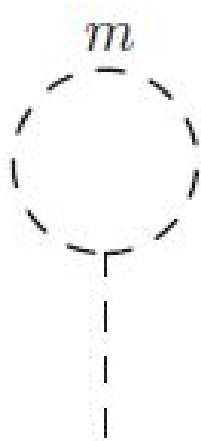


Figure 3.1 – Exemple de diagramme tadpole divergent à UV divergent avec une particule scalaire virtuelle de masse $m > 0$.

L'apparition de ces divergences est inévitable dans tout calcul d'ordre fixe, c'est-à-dire qu'elles sont un artefact de l'incomplétude d'une description théorique du champ quantique de très petites séparations spatio-temporelles [222]. Malgré l'apparition de ces divergences, des calculs d'ordre supérieur d'observables, par exemple les largeurs de désintégration partielles et des masses de bosons de Higgs donnent toujours des résultats physiques finis grâce aux méthodes de régularisation et de renormalisation. Grâce à la régularisation, les divergences UV des intégrales de boucle sont isolées de leurs contributions finies de manière auto-cohérente. Il existe de nombreuses méthodes de régularisation, chacune ayant ses propres avantages et inconvénients. L'idée clé commune aux deux méthodes de régularisation est que les impulsions de boucle et les coordonnées spatio-temporelles sont considérées en dimensions $D = 4 - 2\varepsilon$, avec $\varepsilon > 0$ étant petit, au lieu des 4 dimensions spatio-temporelles ordinaires. En régularisation dimensionnelle [162, 258], ce passage aux dimensions D est en outre appliqué à toutes les autres structures tensorielles et spinales de la théorie quantique des champs. Bien que cette procédure soit applicable aux modèles non supersymétriques (non-supersymétrique), cela conduirait à un décalage entre les degrés de liberté des champs bosonique et fermionique en dimensions D dans les extensions supersymétrique. En conséquence, la régularisation dimensionnelle brise explicitement la supersymétrie [236] qui doit donc être restauré, par exemple grâce à l'introduction du contre-terme de restauration de la supersymétrie [56, 125]. En réduction dimensionnelle [236, 245] d'autre part, le passage de 4 à D -dimensions spatio-temporelles est limité aux moments de boucle, tandis que la structure du tenseur et du spineur est toujours considérée comme quadri-dimensionnelle. Bien qu'il a été analysé que la régularisation dimensionnelle préserve la supersymétrie à l'ordre d'une boucle et pour les contributions dominantes aux niveaux à deux et trois boucles [164, 246], une preuve d'ordre général de la préservation de la supersymétrie par la régularisation dimensionnelle n'est pas connue à ce jour. Dans les deux schémas de régularisation, la divergence UV de l'intégrale de boucle est régularisée par le décalage fini ε et l'intégrale de boucle est évaluée à une partie finie d'une part et à une contribution universelle

$$\Delta \equiv \frac{1}{\varepsilon} - \gamma_E + \ln(4\pi) + \ln\left(\frac{\mu^2}{\mu_R^2}\right) \quad (3.2)$$

Ici, γ_E désigne la constante d'Euler-Mascheroni, μ_R est l'échelle de renormalisation dimensionnelle de masse qui doit être introduite afin de préserver la dimensionnalité de l'intégrale de la boucle et μ désigne l'échelle dimensionnelle de masse 't Hooft qui s'annule dans le calcul de tout observable. Alors que la régularisation et la réduction dimensionnelle servent à réguler la divergence UV pour tout $\varepsilon > 0$, l'intégrale de boucle, et donc le calcul de tout observable, donne toujours un résultat divergent UV. Cela devient apparent dans la limite physique lorsque l'on considère quatre dimensions espace-temps, c'est-à-dire pour $\varepsilon \rightarrow 0$ dans l'équation (3.2). Afin d'éliminer ces divergences UV de manière cohérente, nous utilisons la méthode de renormalisation. Chaque paramètre $\rho_{i,0}$ ($i = 1, 2, \dots$) et champ $\phi_{j,0}$ ($j = 1, 2, \dots$) de la théorie des champs quantique est divisé en un paramètre et un champ renormalisés physiques ρ_i et ϕ_j et leur correspondant contre-terme $\delta\rho_i$ et la constante de renormalisation de la fonction d'onde $\sqrt{Z_\phi}$ (ou son expansion δZ_ϕ) selon

$$\rho_{i,0} = \rho_i + \delta\rho_i \quad (3.3)$$

$$\phi_{j,0} = \sqrt{Z_{\phi_j}}\phi_j \approx \left(1 + \frac{\delta Z_{\phi_j}}{2}\right)\phi_j \quad (3.4)$$

Les contre-terms et la constante de renormalisation de fonction d'onde contiennent des divergences UV qui s'annulent précisément contre les divergences UV provenant des intégrales de boucle dans un calcul d'ordre fixe. En imposant des conditions de renormalisation, de plus des contributions finies supplémentaires sont allouées aux contre-terme et la constante de renormalisation de la fonction d'onde qui dépendent des conditions de renormalisation explicites choisies. En revanche, les paramètres renormalisés ρ_i sont UV-finis et représentent les valeurs physiques de ces paramètres. En raison de l'annulation des divergences UV des intégrales de boucle et des contre-terme de la constante de renormalisation de fonction d'onde, toutes les divergences sont systématiquement supprimées de la théorie des champs quantique et les observables deviennent manifestement UV-finis. Cette procédure fonctionne ordre par ordre pour toutes les théories de champ renormalisables [222]. Le modèle 2HDM appartient à cette classe de théories de champ renormalisables en quatre dimensions spatio-temporelles, voir par exemple [232] où la renormalisation du modèle 2HDM est discutée. Les extensions de singulet de ce modèle sont également renormalisables, car les termes de singulet supplémentaires introduits dans le lagrangien sont renormalisables.

3.2 Renormalisation sur couche (on-shell) des multiplets des champs

La renormalisation multiplicative des champs scalaires indiquée dans l'équation (3.4) est directement applicable aux théories avec un seul champ scalaire, par exemple pour la renormalisation du champ de boson de Higgs dans le modèle standard. D'un autre côté, les théories avec des secteurs de Higgs étendus contiennent souvent plusieurs champs scalaires avec les mêmes nombres quantiques qui peuvent par conséquent être combinés en multiplets scalaires. Des exemples de ceci sont les secteurs de Higgs du modèle considéré dans ce travail, à savoir le modèle 2HDM, avec plusieurs multiplets scalaires dans ce modèle. Dans ce qui suit, nous passons brièvement en revue la renormalisation d'un multiplet scalaire en général. Les applications de ce mécanisme général de renormalisation au modèle spécifique 2HDM sont discutées dans le chapitre 4 de cette thèse. Dans ce qui suit, nous effectuons la renormalisation des

champs en masse. C'est une approche typique lorsque les champs sont renormalisés dans un schéma sur couche et dans notre travail, nous appliquons un tel schéma pour le secteur de Higgs du modèle 2HDM. Nous considérons un multiplet scalaire avec n champs scalaires nus $\phi_{i,0}$ ($i = 1, \dots, n$). Dans la base de masse, les termes bilinéaires dans les champs définissent la matrice de masse diagonale D_ϕ^2 du multiplet scalaire avec la $i^{\text{ème}}$ entrée diagonale représentant la masse au carré du $i^{\text{ème}}$ scalaire. Par renormalisation multiplicative au moyen d'une matrice $\sqrt{Z_\phi}$ carrée d'ordre n (ou son expansion δZ_ϕ), le multiplet est redimensionné pour donner le multiplet renormalisé via la généralisation à n dimensions de l'équation (3.4),

$$\widehat{\Gamma}_\phi(p^2) \equiv \begin{pmatrix} \widehat{\Gamma}_{\phi_1\phi_1}(p^2) & \widehat{\Gamma}_{\phi_1\phi_2}(p^2) & \cdots & \widehat{\Gamma}_{\phi_1\phi_n}(p^2) \\ \widehat{\Gamma}_{\phi_2\phi_1}(p^2) & \widehat{\Gamma}_{\phi_2\phi_2}(p^2) & & \\ \vdots & & \ddots & \\ \widehat{\Gamma}_{\phi_n\phi_1}(p^2) & & & \widehat{\Gamma}_{\phi_n\phi_n}(p^2) \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

La matrice carrée d'ordre $n \times n$: δZ_ϕ contient n^2 constantes de renormalisation des fonctions d'onde différents qui sont à l'ordre d'une boucle considéré,

$$\delta Z_\phi = \begin{pmatrix} \delta Z_{\phi_1\phi_1} & \delta Z_{\phi_1\phi_2} & \cdots & \delta Z_{\phi_1\phi_n} \\ \delta Z_{\phi_2\phi_1} & \delta Z_{\phi_2\phi_2} & & \\ \vdots & & \ddots & \\ \delta Z_{\phi_n\phi_1} & & & \delta Z_{\phi_n\phi_n} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

L'amplitude de probabilité des champs scalaires se propage d'un point spatio-temporel à un autre est décrite au moyen de la fonction de corrélation à deux points Γ_ϕ [222]. Étant donné que les corrections d'ordre supérieur introduisent des divergences UV dans la fonction de corrélation à deux points, les Γ_ϕ doivent être renormalisées. Dans une théorie de champ renormalisable, il suffit de renormaliser tous les paramètres et champs indépendants de la théorie pour rendre également la fonction de corrélation à deux points finie. En conséquence, la fonction de corrélation à deux points renormalisée est définie comme :

$$\begin{aligned} \widehat{\Gamma}_\phi(p^2) &\equiv \begin{pmatrix} \widehat{\Gamma}_{\phi_1\phi_1}(p^2) & \widehat{\Gamma}_{\phi_1\phi_2}(p^2) & \cdots & \widehat{\Gamma}_{\phi_1\phi_n}(p^2) \\ \widehat{\Gamma}_{\phi_2\phi_1}(p^2) & \widehat{\Gamma}_{\phi_2\phi_2}(p^2) & & \\ \vdots & & \ddots & \\ \widehat{\Gamma}_{\phi_n\phi_1}(p^2) & & & \widehat{\Gamma}_{\phi_n\phi_n}(p^2) \end{pmatrix} \\ &\equiv i\sqrt{Z_\phi}^\dagger \left[p^2 \mathbb{1}_{n \times n} - D_\phi^2 + \Sigma_\phi(p^2) - \delta D_\phi^2 \right] \sqrt{Z_\phi} \end{aligned} \quad (3.7)$$

Ici, nous avons introduire la matrice carrée $n \times n$ des contre-termes de $n \times n$, qui, contrairement à D_ϕ^2 lui-même, est en général non diagonale. Sa forme explicite dépend de la renormalisation du minimum du potentiel scalaire et elle est présentée ci-dessous. La matrice du self-énergie $\Sigma_\phi(p^2)$ est une matrice carrée symétrique $n \times n$ donnée par :

$$\Sigma_\phi(\mathbf{p}^2) = \begin{pmatrix} \Sigma_{\phi_1\phi_1}(\mathbf{p}^2) & \Sigma_{\phi_1\phi_2}(\mathbf{p}^2) & \cdots & \Sigma_{\phi_1\phi_n}(\mathbf{p}^2) \\ \Sigma_{\phi_1\phi_2}(\mathbf{p}^2) & \Sigma_{\phi_2\phi_2}(\mathbf{p}^2) & & \\ \vdots & & \ddots & \\ \Sigma_{\phi_1\phi_n}(\mathbf{p}^2) & & & \Sigma_{\phi_n\phi_n}(\mathbf{p}^2) \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Chaque entrée de cette matrice représente la self-énergie irréductible à une particule (1PI) de la transition de la particule scalaire ϕ_i à ϕ_j , comme le montre la figure (3.2).



Figure 3.2 – La self-énergie à 1PI $i \Sigma_{\phi_i \phi_j}(\mathbf{p}^2)$ ($i, j = 1, \dots, n$) sont définies comme la somme de tous les diagrammes de self-énergie à l'ordre d'une boucle donné, qui ne peut pas être divisé en deux différents diagrammes en coupant une seule ligne dans le diagramme. Ils dénotent la transition de la particule scalaire ϕ_i vers ϕ_j .

En développant $\sqrt{\mathcal{Z}_\phi}$ sur la matrice unitaire, de manière analogue à l'équation (3.5), l'équation (3.7) peut être réécrit en

$$\widehat{\Gamma}_\phi(\mathbf{p}^2) \approx i \left[\mathbf{p}^2 \mathbf{1}_{n \times n} - D_\phi^2 + \widehat{\Sigma}_\phi(\mathbf{p}^2) \right] \quad (3.9)$$

où nous avons introduit la matrice self-énergie renormalisée

$$\widehat{\Sigma}_\phi(\mathbf{p}^2) \equiv \Sigma_\phi(\mathbf{p}^2) - \delta D_\phi^2 + \frac{\delta Z_\phi^\dagger}{2} (\mathbf{p}^2 \mathbf{1}_{n \times n} - D_\phi^2) + (\mathbf{p}^2 \mathbf{1}_{n \times n} - D_\phi^2) \frac{\delta Z_\phi}{2} \quad (3.10)$$

Le propagateur renormalisé du multiplet scalaire est donné par l'inverse négatif de la matrice de corrélation à deux points,

$$\widehat{G}_\phi(\mathbf{p}^2) \equiv -\widehat{\Gamma}_\phi^{-1}(\mathbf{p}^2) = \frac{i}{(-i) \det(\widehat{\Gamma}_\phi(\mathbf{p}^2))} \text{adj}(\widehat{\Gamma}_\phi^{-1}(\mathbf{p}^2)) \quad (3.11)$$

où "det" représente le déterminant et "adj" pour l'adjoint de la matrice $\widehat{\Gamma}_\phi(\mathbf{p}^2)$. Les pôles du propagateur renormalisés sont déterminés par les zéros du déterminant de la fonction de corrélation à deux points. Selon la représentation spectrale Källén–Lehmann, ces pôles correspondent aux masses physiques m_{ϕ_i} des particules scalaires dans la base de masse [168, 203, 222]. En trouvant les zéros du déterminant, la position de ces pôles, et par conséquent les masses des particules, peut être calculée explicitement.

La matrice des contre-termes δD_ϕ^2 et des constantes de renormalisation des fonctions d'onde δZ_ϕ contiennent des divergences UV qui s'annulent contre les divergences provenant des self-énergies non normalisées, produisant ainsi une fonction de corrélation à deux points renormalisée UV-finie dans l'équation (3.9). En revanche, les parties finies des contre-termes et des constantes de renormalisation des fonctions d'onde doivent encore être fixées en imposant des conditions de renormalisation appropriées.

Parmi les choix les plus simples pour renormaliser une théorie non-supersymétrique, il faut choisir un schéma \overline{MS} dans le cadre de la régularisation dimensionnelle. Dans un tel schéma, les paramètres contre-terms et constantes de renormalisation des fonctions d'onde de la théorie sont définis pour ne contenir que les termes divergent UV proportionnels à la constante universelle, voir l'équation (3.2). Pour les extensions supersymétrique, une définition équivalente dans le cadre de la réduction dimensionnelle, à savoir le schéma \overline{DR} , peut être définie. Dans ce schéma, les contre-terms et les constantes de renormalisation des fonctions d'onde ne contiennent que les termes UV-divergents et en outre quelques contributions finies supplémentaires qui résultent de la différence entre la régularisation dimensionnelle et la réduction dimensionnelle comme discuté dans la section (3.1). Dans les deux cas, les contre-terms définis dans ce schéma dépendent explicitement de l'échelle de renormalisation μ_R à laquelle ils sont définis. Le schéma $\overline{MS}/\overline{DR}$ a l'avantage que les définitions des contre-terms et les constantes de renormalisation des fonctions d'onde deviennent particulièrement simples.

Un autre schéma de renormalisation qui est couramment utilisé dans la littérature est le schéma sur couche en imposant les trois conditions de renormalisation suivantes [222] :

- Le mélange de champs de mêmes nombres quantiques s'évanouit sur les couches de masse $p^2 = m_{\phi_i}^2$ ($i = 1, \dots, n$).
- Les masses physiques m_{ϕ_i} ($i = 1, \dots, n$) sont définies comme les parties réelles des pôles du propagateur renormalisé $\widehat{G}_\phi(p^2)$.
- La normalisation des champs ϕ_i ($i = 1, \dots, n$) est telle que les résidus du propagateur à ses pôles sont équivalents à i .

L'application de ces conditions de renormalisation à la fonction de corrélation à deux points, voir l'équation (3.9), et son expansion autour de ses pôles détermine les termes diagonaux de la matrice des contre-terms δD_ϕ^2 et la forme explicite des constantes de renormalisation des fonctions d'onde dans le schéma sur couche :

$$\delta D_{\phi_i \phi_i}^2 = \text{Re} \left[\Sigma_{\phi_i \phi_i} \left(m_{\phi_i}^2 \right) \right] \quad (3.12)$$

$$\delta Z_{\phi_i \phi_i} = - \text{Re} \left[\frac{\partial \Sigma_{\phi_i \phi_i} (p^2)}{\partial p^2} \right]_{p^2 = m_{\phi_i}^2} \quad (3.13)$$

$$\delta Z_{\phi_i \phi_j} = \frac{2}{m_{\phi_i}^2 - m_{\phi_j}^2} \text{Re} \left[\Sigma_{\phi_i \phi_j} \left(m_{\phi_j}^2 \right) - \delta D_{\phi_i \phi_j}^2 \right] \quad (i \neq j) \quad (3.14)$$

Dans le schéma de renormalisation sur couche, les positions des pôles du propagateur sont définies comme les masses physiques m_{ϕ_i} ($i = 1, \dots, n$), et ces valeurs de masse sont requises comme entrée indépendante à travers laquelle les paramètres de masse et leurs contre-terms sont fixes. Contrairement au schéma $\overline{MS}/\overline{DR}$, où des corrections d'ordre supérieur aux masses des particules peuvent être calculées en calculant les zéros du déterminant de la fonction de corrélation à deux points, dans le schéma sur couche, les masses physiques m_{ϕ_i} sont par définition donnée en entrée. Un avantage du schéma sur couche par rapport au schéma $\overline{MS}/\overline{DR}$ est que les constantes de renormalisation des fonctions d'onde définis dans un schéma sur couche sont automatiquement normalisés correctement à des ordres plus élevés, et par conséquent, pour un calcul par exemple des largeurs de désintégration des particules physiques, la formule de réduction de Lehmann-Symanzik-Zimmermann (LSZ) [204] est directement applicable sans rotations finies supplémentaires [243].

3.3 Largeurs de désintégration à l'arbre et au second ordre dominant (NLO)

Une façon de faire des prédictions théoriques pour des observables chez des collisionneurs, comme le LHC, est d'utiliser le cadre théorique sur le terrain de la formule de réduction de Lehmann-Symanzik-Zimmermann (LSZ) avec l'approche schématique de Feynman afin de calculer les amplitudes de désintégration pour les particules d'une théorie quantique de champ spécifique. Dans ce qui suit, nous décrivons comment les amplitudes de désintégration sont connectées aux largeurs de désintégration partielles du canal de désintégration spécifique et comment toutes les largeurs de désintégration partielles peuvent être combinées pour faire des prédictions de la probabilité de désintégration d'une particule qui est produite à par dans le LHC. Le calcul des corrections d'ordre supérieur aux largeurs de désintégration partielles permet des prévisions plus précises de ces probabilités de désintégration. Dans le chapitre 2 de cette thèse, nous considérons les désintégrations de tous les bosons de Higgs du modèle 2HDM, et calculons les corrections électrofaibles de ces désintégrations dans un ordre de boucle. Les formules pertinentes pour les amplitudes de désintégration sont présentées dans cette section de manière générique afin qu'elles puissent être appliquées au modèle 2HDM dans les parties respectives. Nous considérons les désintégrations de tout boson de Higgs CP-pair, CP-impair ou Higgs chargé ϕ avec quatre impulsions \mathbf{p}_1 en une paire de deux autres particules X_1 et X_2 avec quatre impulsions \mathbf{p}_2 et \mathbf{p}_3 , respectivement, c'est-à-dire que nous considérons le processus de désintégration

$$\phi \longrightarrow X_1 X_2 \quad (3.15)$$

Pour le calcul des corrections électrofaibles, nous considérons uniquement les désintégrations sur couche de masse, c'est-à-dire que nous avons besoin

$$m_1^2 \geq (m_2 + m_3)^2 \quad (3.16)$$

avec les conditions (sur couche) $p_i^2 = m_i^2$ ($i=1,2,3$) pour les masses m_i des trois particules. L'amplitude de désintégration à l'ordre dominant (LO) :

$$i.\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{LO}} \equiv i.\mathcal{A}^{\text{LO}}(\phi \longrightarrow X_1 X_2) \quad (3.17)$$

peut être calculée au moyen de l'approche schématique de Feynman en calculant la largeur de désintégration de manière générique sur le diagramme à gauche de la figure (3.3).

Pour toutes les désintégrations considérées dans cette thèse, la largeur de désintégration partielle de la désintégration de ϕ en X_1 et X_2 à l'ordre dominant (LO) est ensuite donnée par :

$$\Gamma_{\phi X_1 X_2}^{\text{LO}} = \frac{1}{2m_1} \int d\Pi_2 S \sum_{\text{d.o.f}} |\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{LO}}|^2 = S \frac{\lambda(m_1^2, m_2^2, m_3^2)}{16\pi m_1^3} \sum_{\text{d.o.f}} |\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{LO}}|^2 \quad (3.18)$$

où $\lambda(x, y, z)$ désigne la fonction d'espace de phase de Källén

$$\lambda(x, y, z) \equiv \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz} \quad (3.19)$$

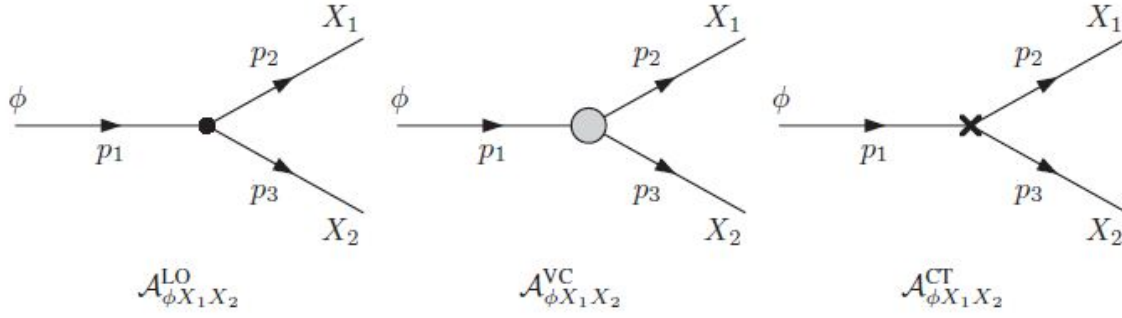


Figure 3.3 – Amplitudes de désintégration génériques du processus $\phi \longrightarrow X_1 X_2$. À (LO), l'amplitude de désintégration est indiquée par $\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{LO}}$ tandis que dans (NLO), l'amplitude est constituée des véritables corrections de sommet à une boucle $\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{VC}}$ (centre), montré topologiquement dans la Fig. (3.4), ainsi que la somme de toutes les contributions CT et WFRC $\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{CT}}$ représenté par une croix.

et S est un facteur de symétrie pour lequel nous fixons $S = 1/2$ au cas où les deux particules X_1 et X_2 sont indiscernables, par exemple deux bosons Z ou bosons de Higgs CP-pairs neutres du même type, ou $S = 1$ autrement.

Au second ordre dominant (NLO), le processus de désintégration reçoit de véritables corrections en une boucle au vertex à trois particules, comme indiqué de manière générique sur le diagramme centrale de la figure (3.3), ainsi que des contributions des contre-terms provenant à la fois du vertex et de la renormalisation du champ externe, représentées de manière générique en croix sur le diagramme de droite de la figure (3.3). Nous désignons ces contributions au second ordre dominant (NLO) par $\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{VC}}$ pour les corrections de vertex authentiques, également illustrées topologiquement sur la figure (3.4), et avec $\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{CT}}$ pour somme de toutes les contributions des contre-terms et des constantes renormalisation des fonctions d'onde, respectivement. En général, à l'ordre d'une boucle, nous devons également envisager des corrections aux branches externes qui ne sont pas représentées sur la figure (3.3). En raison de la renormalisation sur couche des champs que nous utilisons pour le calcul des désintégrations dans le modèle 2HDM, la plupart de ces corrections externes des branches sont déjà prises en compte. La définition de la renormalisation sur couche des constantes de renormalisation des fonctions d'onde garantit la normalisation appropriée des champs de sorte que la formule de réduction de (LSZ) peut toujours être appliquée pour calculer les amplitudes de désintégration à l'ordre d'une boucle et que les corrections de branches externes sont déplacées en conséquence dans les constantes de renormalisation des fonctions d'onde. Les corrections de branches externes restantes disparaissent pour toutes les désintégrations que nous considérons dans ce travail en raison des identités de Slavnov-Taylor [161, 242, 249]. Par conséquent, les contributions pertinentes pour les amplitudes de désintégration (NLO) sont données par

$$\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{NLO}} \equiv \mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{VC}} + \mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{CT}} \quad (3.20)$$

Afin de calculer la largeur de désintégration partielle, nous prenons à nouveau le carré absolu non polarisé de l'amplitude de désintégration, cependant, dans les (NLO), nous ne l'étendons que jusqu'à des termes pertinents à l'ordre d'une boucle,

$$|\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{NLO}}|^2 \approx |\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{LO}}|^2 + 2 \text{Re} \left[(\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{LO}})^* \mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{VC}} + (\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{LO}})^* \mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{CT}} \right] \quad (3.21)$$

Comme l'équation (3.20) est indépendante des quatre moments \mathbf{p}_i pour toutes les désintégrations considérées dans ce travail, l'intégration de l'espace de phase est factorisée à nouveau et la formule à l'ordre dominant (LO) pour la largeur de désintégration partielle, voir l'équation (3.18), peut être directement généralisée au cas du second ordre dominant (NLO).

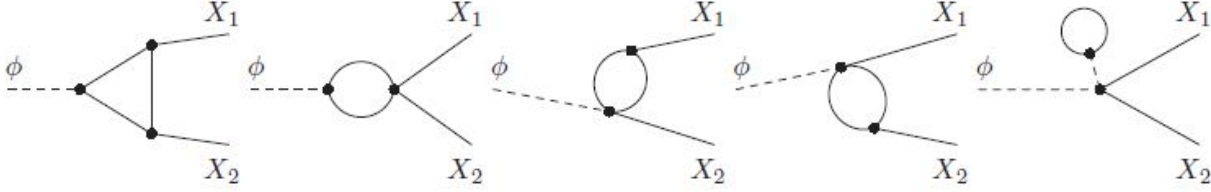


Figure 3.4 – Contributions topologiques aux corrections de vertex $\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{VC}}$ au processus de désintégration $\phi \rightarrow X_1 X_2$ à l'ordre d'une boucle. Pour le calcul schématique de Feynman d'une désintégration dans une (TQC) réaliste, le contenu complet en particules de la théorie doit être cartographié dans ces topologies. Les contributions des tadpoles aux corrections des vertex ne sont pertinentes que dans un traitement alternatif des conditions minimales du potentiel d'une symétrie de jauge spontanément brisée.

Cependant, à l'ordre d'une boucle, il y a une complication supplémentaire qui doit être prise en compte. Les processus de désintégration qui contiennent des particules chargées à l'état initial ou final acquièrent des corrections à une boucle avec des photons virtuels γ dans la boucle. Étant donné que le photon est une particule sans masse, ces intégrales de boucle développent un autre type de divergence dans la région des petits moments spatio-temporels, appelé régime infrarouge (IR). L'apparition de cette divergence dans une (TQC) peut être comprise via une interprétation semi-classique. L'intégration de l'impulsion de boucle est effectuée sur l'ensemble de l'espace physique, c'est-à-dire sur toutes les configurations espace-temps. Puisque le photon est une particule sans masse dont l'énergie est directement proportionnelle à sa fréquence, son énergie peut devenir arbitrairement petite. Dans l'état asymptotique du régime infrarouge (IR), c'est-à-dire pour de très petites fréquences, un nombre toujours croissant de photons peut occuper l'espace de phase. Par conséquent, l'apparition d'une divergence infrarouge (IR) n'est qu'un artefact d'une description insuffisante du champ photonique dans cette configuration espace-temps asymptotique. D'un point de vue théorique, cette divergence peut être annulée ordre par ordre en tenant compte des effets de bremsstrahlung (rayonnement continu de freinage) dans les désintégrations (NLO), ce qui est assuré par le théorème de Kinoshita-Lee-Nauenberg (KLN) [183, 200]. Plus spécifiquement, pour les désintégrations (NLO) impliquant des particules chargées à l'état initial ou final, des diagrammes de Feynman supplémentaires sont calculés qui correspondent aux désintégrations

$$\phi \rightarrow X_1 X_2 \gamma \tag{3.22}$$

appelé de vraies corrections des désintégrations. Étant donné que ces photons réels peuvent également avoir des énergies arbitrairement petites, en principe une quantité infinie pourrait être émise, car les photons, avec des énergies qui s'évanouissent, ne sont pas détectables. Cela conduit à une autre divergence qui apparaît dans le calcul des corrections réelles lorsque l'intégration sur tout l'espace de phase est effectuée, et cette divergence infrarouge (IR) supplémentaire annule précisément la divergence infrarouge provenant des intégrales à une boucle impliquant des photons virtuels. Pour le calcul de

toutes les corrections réelles $\Gamma_{\phi X_1 X_2 + \gamma}^{\text{real}}$ aux processus de désintégration considérés dans ce travail, nous avons appliqué les formules génériques des corrections réelles présentées dans [139] à notre modèle. De plus, les formes analytiques des intégrales de l'espace des phases nécessaires au calcul des corrections réelles ont été tirées de [101]. Enfin, la pleine largeur de désintégration partielle à (NLO) est donnée par

$$\Gamma_{\phi X_1 X_2}^{\text{NLO}} = \Gamma_{\phi X_1 X_2}^{\text{LO}} + S \frac{\lambda(m_1^2, m_2^2, m_3^2)}{16\pi m_1^3} \sum_{\text{d.o.f.}} |\mathcal{A}_{\phi X_1 X_2}^{\text{NLO}}|^2 + \Gamma_{\phi X_1 X_2 + \gamma}^{\text{real}} \quad (3.23)$$

D'un point de vue théorique, les divergences (IR) issues des photons virtuels doivent d'abord être régularisées avant de pouvoir être supprimées en tenant compte de vraies corrections. Alors que la régularisation dimensionnelle est une méthode appropriée pour la régularisation des divergences infrarouge (IR) [212] qui est souvent appliquée dans les calculs (QCD), nous utilisons un schéma de régularisation de masse avec une masse de photons infinitésimale pour réguler les divergences infrarouge (IR). Cette masse de photons apparaît à la fois dans les diagrammes à une boucle contenant des photons virtuels et dans les corrections réelles et s'annule dans la somme des deux contributions.

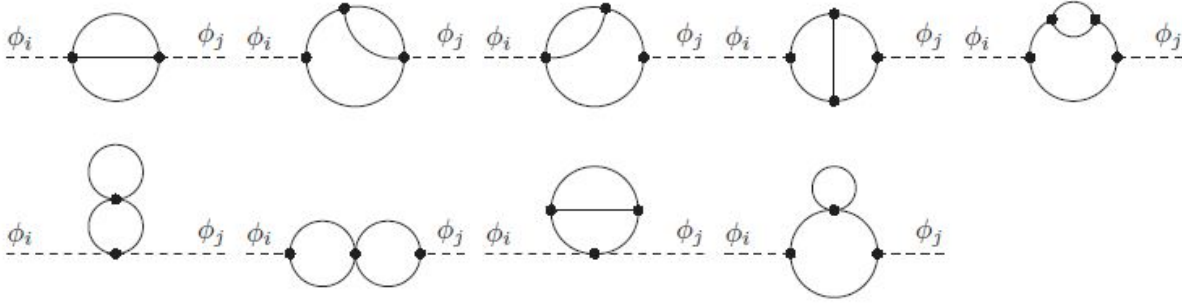


Figure 3.5 – Contributions génériques à deux boucles aux énergies propres 1PI $i \sum_{\phi_i, \phi_j} (p^2) (i, j = 1, \dots, n)$ qui représentent la transition de la particule scalaire ϕ_i à ϕ_j .

En additionnant toutes les largeurs de désintégration partielles d'un boson de Higgs spécifique ϕ , nous pouvons calculer la largeur de désintégration totale de ϕ à un niveau de boucle donné :

$$\Gamma_{\phi}^{\text{tot, (N)LO}} \equiv \sum_{\{X_1, X_2\}} \Gamma_{\phi X_1 X_2}^{\text{(N)LO}} \quad (3.24)$$

Avec la largeur totale de désintégration à portée de main, nous pouvons définir le rapport de branchement d'une désintégration spécifique comme suit :

$$\text{BR}^{\text{(N)LO}} (\phi \longrightarrow X_1 X_2) \equiv \frac{\Gamma_{\phi X_1 X_2}^{\text{(N)LO}}}{\Gamma_{\phi}^{\text{tot, (N)LO}}} \quad (3.25)$$

Le rapport de branchement est une mesure de la probabilité que le boson de Higgs se désintègre spécifiquement en X_1 et X_2 . Le calcul précis des rapports de branchement, associé à des calculs précis des sections efficaces de production, permet de prévoir les taux de désintégration mesurables du boson de Higgs au LHC.

3.4 Corrections de masse d'ordre supérieur

Les observables importantes aux collisionneurs de particules sont les masses des particules. Par exemple, la découverte en 2012 de la particule de Higgs [32, 88] avec des propriétés de type modèle standard, et en particulier la mesure de sa masse d'environ 125 GeV [30], est d'une grande importance pour notre compréhension de base de la physique des particules élémentaires. La masse de Higgs est une observable particulièrement intéressante, car sa valeur est liée à la stabilité du vide électrofaible, et la valeur mesurée favorise un vide métastable par rapport à un vide absolument stable [58, 99]. Comme brièvement discuté dans la section (3.2), à partir de l'approche théorique, la masse des particules élémentaires est une quantité calculable aussi, sinon toutes les masses de particules sont des paramètres indépendants de la théorie considérée. C'est généralement le cas dans les modèles supersymétriques, où en raison de ses relations reliant les champs fermioniques et bosoniques, certaines masses de bosons de Higgs sont des paramètres dépendants. Pour cette raison, leurs contre-terms sont donnés en termes de contre-terms des autres paramètres indépendants de la théorie. Par conséquent, les corrections d'ordre supérieur aux self-énergies de Higgs conduisent à un décalage de la position du pôle complexe du propagateur de Higgs, voir les équations (3.9) et (3.11). À l'ordre d'une boucle, les self-énergies $1PI$ sont représentées topologiquement sur la figure (3.2) tandis qu'au niveau à deux boucles, les contributions topologiques aux self-énergies sont représentées sur la figure (3.5). Les masses corrigées en boucle sont alors données comme les pôles complexes du propagateur définis de manière générique dans l'équation (3.11), c'est-à-dire que les masses des particules sont données comme racines de

$$\det \left(\hat{\Gamma} \left(\mathbf{p}^2 \right) \right) = 0 \quad (3.26)$$

par rapport à \mathbf{p}^2 . Notons que les masses de particules qui apparaissent dans la matrice diagonale D_ϕ^2 en $\hat{\Gamma}(\mathbf{p}^2)$, voir l'équation (3.9), sont les masses au niveau de l'arbre tandis que les racines de l'équation (3.26) déterminent les masses corrigées en boucle. Evidemment, si $\hat{\Gamma}(\mathbf{p}^2)$ n'est évalué qu'au niveau de l'arbre, alors ces deux masses sont équivalentes. Déjà à l'ordre d'une boucle, les self-énergies renormalisées qui forment les blocs de construction de $\hat{\Gamma}(\mathbf{p}^2)$ sont des fonctions complexes de \mathbf{p}^2 qui, dans le cas le plus général, ne permettent pas une solution analytique de l'équation (3.26) pour \mathbf{p}^2 sous forme fermée. Pour cette raison, les racines doivent souvent être déterminées numériquement. Une approche pour cette détermination numérique est donnée par la solution itérative de l'équation (3.26), c'est-à-dire en assimilant d'abord \mathbf{p}^2 à la masse au niveau de l'arbre dans la self-énergie renormalisée uniquement. Cela permet de résoudre l'équation (3.26) pour \mathbf{p}^2 et cette solution est alors utilisée comme nouvelle valeur pour \mathbf{p}^2 dans les self-énergies renormalisées avec lesquelles l'équation (3.26) peut de nouveau être résolu pour \mathbf{p}^2 , etc. Une telle approche itérative pour calculer les masses corrigées en boucle est simple à mettre en œuvre, par exemple sous la forme d'une méthode de Runge-Kutta [199, 228], mais elle a l'inconvénient de mélanger automatiquement différents ordres de boucle, ce qui brise par conséquent l'indépendance de jauge des masses de particules calculées. Nous discutons plus en détail la dépendance de jauge des calculs d'ordre supérieur des masses de particules dans la section (3.6).

3.5 Conversion des paramètres d'entrée au second ordre dominant (NLO)

Le calcul des corrections d'ordre supérieur aux largeurs de désintégration partielles et aux masses des particules par l'approche schématique de Feynman implique nécessairement l'évaluation des intégrales de boucle UV-divergentes, comme discuté en détail dans la section (3.1). Dans la régularisation dimensionnelle, l'évaluation de ces intégrales de boucle dépend directement de l'échelle de renormalisation de l'échelle de renormalisation dimensionnelle de masse, voir l'équation (3.2). Dans ce qui suit, nous notons avec μ_{out} cette échelle de renormalisation à laquelle les intégrales de boucle (et par conséquent, par exemple, les largeurs de désintégration partielles) sont évaluées. D'un autre côté, si certains paramètres de la (TQC) sont renormalisés par des conditions $\overline{MS}/\overline{DR}$, leurs valeurs d'entrée et leurs contre-termes dépendent explicitement de l'échelle de renormalisation μ_R à laquelle ces paramètres sont définis. Dans le cas le plus général, chaque paramètre $\overline{MS}/\overline{DR}$ peut être défini à une échelle de renormalisation individuelle. Cependant, dans le calcul des corrections à une boucle électrofaibles des désintégrations de Higgs dans le modèle 2HDM considérées dans le chapitre 2 de cette thèse, nous considérons que tous les paramètres \overline{MS} sont définis à la même échelle universelle μ_R . Dans la discussion suivante, nous nous limitons au cas des paramètres \overline{MS} . Le cas des paramètres \overline{DR} est exactement analogue. Nous tenons à souligner que l'échelle de renormalisation μ_{out} à laquelle les largeurs de désintégration partielles sont évaluées et l'échelle de renormalisation μ_R , à laquelle les paramètres \overline{MS} sont définis, peuvent être choisies arbitrairement et, en particulier, elles ne doivent pas nécessairement être les mêmes. Dans le cas où les deux échelles sont différentes, les paramètres \overline{MS} qui entrent dans le calcul des largeurs de désintégration doivent être convertis de l'échelle μ_R à l'échelle μ_{out} . On note avec p un paramètre générique d'une (TQC) qui est renormalisé dans le schéma \overline{MS} en divisant le paramètre nu p_0 , qui est indépendant de l'échelle de renormalisation, en paramètre renormalisé $p(\mu_R)$ et son contre-terme $\delta_p(\mu_R, p(\mu_R))$, qui dépendent, tous les deux, explicitement de l'échelle de renormalisation μ_R . En raison de l'indépendance du paramètre nu p_0 de l'échelle de renormalisation, nous pouvons introduire le paramètre renormalisé et son contre-terme à deux échelles différentes, par exemple μ_R et μ_{out} , mais la somme des deux donne le même paramètre nu p_0 dans les deux cas :

$$\begin{aligned} p_0 &= p(\mu_R) + \delta p(\mu_R, p(\mu_R)) \\ &= p(\mu_{out}) + \delta p(\mu_{out}, p(\mu_{out})) \end{aligned} \quad (3.27)$$

Cette équation peut être résolue pour $p(\mu_{out})$ qui donne une expression pour le paramètre p à l'échelle de renormalisation μ_{out} :

$$\begin{aligned} p(\mu_{out}) &= p(\mu_R) + \delta p(\mu_R, p(\mu_R)) - \delta p(\mu_{out}, p(\mu_{out})) \\ &\approx p(\mu_R) + \delta p(\mu_R, p(\mu_R)) - \delta p(\mu_{out}, p(\mu_R)) \end{aligned} \quad (3.28)$$

Puisque le contre-terme δ_p sur le côté droit de la première ligne de cette équation dépend du paramètre $p(\mu_{out})$ que nous voulons déterminer, cette équation ne peut être résolue que de manière itérative. Dans la deuxième ligne, nous avons donc appliqué l'approche linéarisée décrite dans [14] en évaluant le paramètre p dans chaque terme sur le côté droit de l'équation (3.28) à l'échelle μ_R où elle est connue. Cela permet une détermination directe de $p(\mu_{out})$ sans avoir besoin d'une procédure itérative. Puisque le contre-terme δ_p est défini dans le schéma \overline{MS} , sa forme au niveau de l'ordre d'une boucle est donnée en termes de la partie δp^Δ proportionnelle à la divergence UV Δ telle que définie

dans l'équation (3.2),

$$\begin{aligned}\delta p(\mu_R, p(\mu_R)) &= \delta p^\Delta(p(\mu_R)) \Delta \\ &= \delta p^\Delta(p(\mu_R)) \left[\frac{1}{\epsilon} - \gamma_E + \ln(4\pi) + \ln\left(\frac{\mu^2}{\mu_R^2}\right) \right]\end{aligned}\quad (3.29)$$

L'insertion de cette forme de contre-terme dans l'équation (3.28) révèle que tous les termes qui ne dépendent pas directement de μ_R ou μ_{out} s'abandonnent et la formule du paramètre p à l'échelle μ_{out} se simplifie pour

$$p(\mu_{out}) = p(\mu_R) + \delta p^\Delta(p(\mu_R)) \ln\left(\frac{\mu_{out}^2}{\mu_R^2}\right)\quad (3.30)$$

Cette relation nous permet de convertir le paramètre p renormalisé dans le schéma \overline{MS} , défini à une échelle de renormalisation μ_R , en sa valeur à une autre échelle de renormalisation μ_{out} . Cependant, en raison de l'approche linéarisée appliquée dans l'équation (3.28), cette relation n'est valable qu'approximativement jusqu'à des termes d'ordre supérieur. Outre la conversion d'échelle des paramètres \overline{MS} , il faut être prudent lorsque des corrections d'ordre supérieur, par exemple des largeurs de désintégration partielles sont calculées dans différents schémas de renormalisation pour les contre-terme des paramètres indépendants. Pour une comparaison cohérente des résultats calculés au sein de ces différents schémas, les paramètres indépendants doivent être convertis d'un schéma à un autre. Dans ce qui suit, nous désignons par φ un paramètre indépendant arbitraire de la théorie définie dans un schéma de renormalisation arbitraire, par exemple les angles de mélange scalaire du modèle 2HDM considéré dans cette thèse. À l'ordre d'une boucle, nous décidons de renormaliser φ dans un schéma de référence en divisant le paramètre nu φ_0 en paramètre physique φ_{ref} et son contre-terme $\delta\varphi_{ref}(\mu_R, \varphi_{ref}(\mu_R))$ dans le schéma de renormalisation de référence, défini à l'échelle μ_R . Alternativement, nous pouvons définir à la fois le paramètre et son contre-terme dans un autre schéma de renormalisation arbitraire à une autre échelle μ_{out} , noté respectivement φ_i et $\delta\varphi_i(\mu_{out}, \varphi_i(\mu_{out}))$. Puisque le paramètre nu φ_0 est dans les deux cas le même, nous pouvons calculer le paramètre φ_i dans l'autre schéma de renormalisation par une généralisation de l'équation (3.28) :

$$\varphi_i(\mu_{out}) \approx \varphi_{ref}(\mu_R) + \delta\varphi_{ref}(\mu_R, \varphi_{ref}(\mu_R)) - \delta\varphi_i(\mu_{out}, \varphi_{ref}(\mu_R))\quad (3.31)$$

Quant à la conversion d'échelle des paramètres \overline{MS} , cette relation n'est valable que jusqu'à des termes d'ordre supérieur puisque nous avons utilisé l'approximation linéarisée dans le dernier terme en l'évaluant avec le paramètre φ_{ref} au lieu de φ_i afin d'éviter la nécessité d'une procédure itérative. On s'attend à ce que les différences finies dans la définition de tout contre-terme disparaissent si le contre-terme devait être évalué avec précision pour tous les ordres. Par conséquent, il est également prévu que les largeurs de désintégration partielles calculées dans différents schémas de renormalisation convergent vers le même résultat si elles devaient être calculées dans un calcul d'ordre général. Cependant, à tout ordre fini dans la théorie des perturbations, les différents choix de schémas de renormalisation conduisent à différentes largeurs de désintégration partielle [189]. Pour cette raison, le calcul et la comparaison des largeurs de désintégration partielles dans différents schémas de renormalisation, ainsi que la conversion cohérente des paramètres au moyen de l'équation (3.31), permet d'estimer

l'incertitude théorique restante des corrections (NLO) en raison de contributions manquantes d'ordre supérieur.

3.6 Indépendance de jauge des calculs d'ordre fixe

Puisqu'une partie considérable de notre travail traite de la renormalisation indépendante de jauge des angles de mélange et des questions sur la dépendance de jauge des largeurs de désintégration partielles et des corrections d'ordre supérieur aux masses de Higgs, la dernière section de ce chapitre de cette thèse est consacrée à une brève discussion sur l'indépendance de jauge des calculs d'ordre fixe en général.

Les théories de jauge sont caractérisées par l'invariance du lagrangien de la théorie de jauge sous des transformations de jauge locales spécifiques. C'est une caractéristique commune d'une théorie de jauge quantifiée comprenant des champs vectoriels pour contenir des degrés de liberté redondants qui doivent être supprimés afin de calculer les prévisions physiquement sensibles. Ces degrés de liberté redondants apparaissent même dans des théories de jauge abéliennes relativement simples, par exemple en électrodynamique quantique (QED), où le champ photonique quantifié contient quatre degrés de liberté dont seuls deux, à savoir les deux modes transversaux de polarisation photonique, sont réalisés dans la nature. Les deux autres degrés de liberté du champ de photons sont redondants et conduisent à des expressions mal définies dans le calcul des observables physiques. La quantité la plus simple où les degrés de liberté redondants problématiques deviennent apparents est la fonction génératrice $\mathcal{Z}[\mathbf{J}]$ de la théorie de jauge dans le cadre du formalisme du chemin intégral [222]. On note avec \mathbf{A} un champ vectoriel générique avec sa source associée \mathbf{J} et l'action de la théorie des champs avec $S[\mathbf{A}]$. La fonction génératrice de la théorie est génériquement donnée par

$$\mathcal{Z}[\mathbf{J}] \equiv \int \mathcal{D}[\mathbf{A}] \exp \left(iS[\mathbf{A}] + i \int d^4x \mathbf{J}(x) \cdot \mathbf{A}(x) \right) \quad (3.32)$$

À partir de cette quantité, les règles de Feynman de la théorie peuvent être dérivées comme les éléments de base du calcul des éléments de la matrice S . Cependant, la mesure d'intégration $\mathcal{D}[\mathbf{A}]$ dans l'équation (3.32) implique une intégration sur tous les états de configuration possibles du champ vectoriel \mathbf{A} . Puisque \mathbf{A} contient des degrés de liberté redondants (c'est-à-dire non physiques) qui sont connectés par des transformations de jauge continues, l'équation (3.32) implique une intégration sur, arbitrairement, de nombreux états de configuration non physiques. Par conséquent, l'équation (3.32) est une quantité divergente qui ne peut a priori pas être utilisée pour dériver des observables physiques. Afin de contourner ce problème, on peut par exemple appliquer la procédure Faddeev-Popov [120] qui annule systématiquement les degrés de liberté redondants et permet l'utilisation de la fonction de génération pour un calcul des observables physiques.

Dans tous les (TQC) que nous considérons dans cette thèse, nous utilisons la classe de jauge R_ξ pour fixer la jauge. Grâce au lagrangien de jauge fixateur de jauge R_ξ , la fonction génératrice et donc les règles de Feynman, par exemple les propagateurs de bosons vectoriels, deviennent des fonctions des paramètres de fixation de jauge (GFPs) ξ où en général, tout boson de jauge de la théorie acquiert un paramètre de fixation de jauge (GFP) distincte. Alors que l'introduction du lagrangien fixateur de jauge brise explicitement l'invariance du lagrangien original de la théorie de jauge sous des transformations de jauge locales, les éléments de matrice S calculés dans la théorie de fixation de jauge sont toujours

à la fois invariants à la jauge et indépendants de la (GFP) [21, 197]. La seule possibilité de briser l'indépendance (GFP) du calcul des observables à un ordre de boucle fixe est d'imposer des conditions de renormalisation incorrectes à certains des paramètres indépendants de la théorie [131, 225]. Nous en discutons plus en détail dans la section (4.3) du chapitre suivant pour le modèle 2HDM, où nous démontrons qu'une renormalisation incorrecte des angles de mélange scalaires conduit à une dépendance (GFP) résiduelle des largeurs de désintégration partielles à l'ordre d'une boucle. Outre un schéma de renormalisation mal choisi, il existe une autre possibilité de briser explicitement l'indépendance de la (GFP) dans le calcul d'une observable, par exemple les corrections d'ordre supérieur aux masses de Higgs, comme décrit dans la section (3.4). Dans ce cas, cependant, la violation de l'indépendance de la (GFP) n'est pas introduite via des conditions de renormalisation incorrectes, mais via la procédure itérative à travers laquelle les masses de Higgs peuvent être déterminées, car cette procédure mélange différents ordres de théorie de la perturbation. Alors que les éléments constitutifs du calcul des masses de Higgs, c'est-à-dire les self-énergies de Higgs diagonales renormalisées (ou pour être plus précis, les pôles complexes du propagateur correspondant, voir l'équation (3.26)), sont manifestement des quantités indépendantes du (GFP) lorsqu'elle est considérée à un niveau de boucle fixe spécifique et évaluée avec les masses de Higgs au niveau de l'arbre [131], la procédure itérative conduit à l'évaluation de ces self-énergies avec des masses corrigées en boucle. Cela brise explicitement les identités de Slavnov-Taylor et introduit donc une dépendance au (GFP) dans les valeurs calculées des masses de Higgs d'ordre supérieur, qui sont cependant formellement des ordres de théorie de perturbation plus élevés que celui pris en compte dans le calcul. Cela contraste avec la violation de l'indépendance des paramètres de jauge introduite par un schéma de renormalisation incorrect, où la dépendance au (GFP) est formellement du même ordre de la théorie de perturbation que le calcul considéré [131].

Afin d'analyser et de quantifier systématiquement les dépendances de (GFP) résultant des calculs perturbatifs effectués dans toute théorie de jauge, plusieurs outils théoriques sont disponibles. Les identités Nielsen [218] permettent une analyse très générique des sources possibles de dépendances de jauge pour les calculs d'ordre fixe. Ils peuvent être utilisés pour formuler des preuves rigoureuses indépendantes du modèle, par exemple sur l'indépendance de jauge des éléments de la matrice S ou des contre-termes qui sont nécessaires pour le calcul d'ordre fixe. Bien que ces identités puissent en principe également être utilisées pour analyser l'origine des dépendances de jauge dans différentes parties d'un calcul d'ordre fixe et pour suivre leurs annulations mutuelles, il existe deux autres approches théoriques qui conviennent mieux à cet effet dans la pratique. La première méthode pour l'extraction et l'analyse explicites de l'annulation des contributions dépendantes de (GFP) est la technique dite de pincement [67, 93]. Nous illustrons brièvement les idées clés de la technique de pincement en considérant un processus jeux à l'ordre d'une boucle, c'est-à-dire la diffusion à deux corps de fermions (on-shell) avec des impulsions \mathbf{p}_i et des masses m_i comme illustré sur la figure (3.6). L'amplitude à une boucle est une quantité manifestement indépendante de (GFP), comme cela peut être formellement prouvé par l'application des identités de Nielsen.

Comme mentionné ci-dessus, cette déclaration est indépendante de la renormalisation en une boucle du processus, à condition que nous ne choisissons pas des conditions de renormalisation incorrectes qui rompent l'indépendance manifeste de (GFP). Plus précisément, l'origine schématique de toutes les dépendances de jauge réside dans les diagrammes individuels de boîte, de triangle et de self-énergie ainsi que dans les corrections de branches externes, qui, comme discuté ci-dessus, définissent les constantes de renormalisation des fonctions d'onde. En d'autres termes, l'annulation de toutes les dépendances de jauge se produit entre les constantes de renormalisation des fonctions d'onde et les corrections

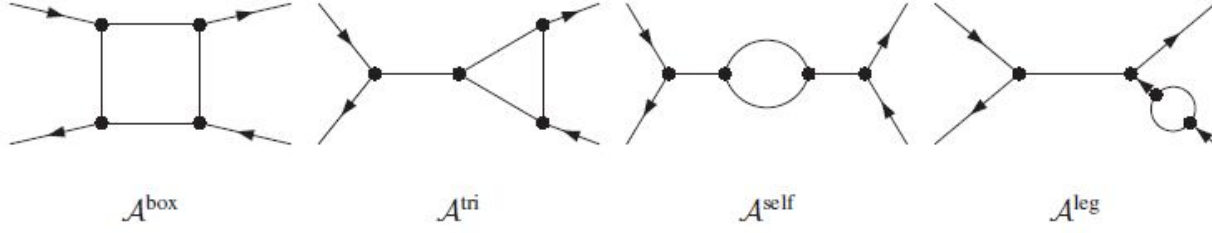


Figure 3.6 – Toutes les contributions topologiques pour un jeu à deux corps processus de diffusion des fermions (sur couche) à l'ordre d'une boucle, composé des diagrammes en boîte \mathcal{A}^{box} , diagrammes triangulaires \mathcal{A}^{tri} , diagrammes de self-énergie $\mathcal{A}^{\text{self}}$ et corrections externes des branches \mathcal{A}^{leg} .

authentiques à une boucle, et elle est indépendante de la renormalisation du processus [131, 225]. Afin d'illustrer le mécanisme de technique de pincement, nous considérons l'amplitude de diffusion complète d'une boucle, voir la figure (3.6). Bien qu'il s'agisse d'une quantité manifestement indépendante de (GFP), les contributions schématiques individuelles dépendent de (GFP),

$$\mathcal{A}^{\text{NLO}}(s, t, m_i) \equiv \mathcal{A}^{\text{box}}(s, t, m, \xi) + \mathcal{A}^{\text{tri}}(s, m, \xi) + \mathcal{A}^{\text{self}}(s, \xi) + \mathcal{A}^{\text{leg}}(s, \xi) \quad (3.33)$$

où s et t sont les variables de Mandelstam habituelles des canaux s et t , et m représente la masse des particules virtuelles dans la boucle. L'idée clé de la technique de pincement est d'imposer l'identité de Ward élémentaire :

$$l = l + \not{p}_i - m_i - (\not{p}_i - m_i) \equiv S^{-1}(l + p_i) - S^{-1}(p_i) \quad (3.34)$$

où l désigne l'impulsion de boucle quelconque de l'un des diagrammes de boucle apparaissant sur la figure (3.6), et S^{-1} désigne le propagateur de fermion inverse. Le terme $S^{-1}(p_i)$ disparaît en combinaison avec un spineur (sur couche) au moyen de l'équation de Dirac. Le terme $S^{-1}(l + p_i)$ sur le côté droit de l'équation (3.34) se combine avec un propagateur de fermion $S(l + p_i)$ issu d'un fermion interne, l'annulant ainsi efficacement. Pour cette raison, le fermion interne est pincé hors du diagramme. En imposant cette identité élémentaire de Ward dans tous les diagrammes de boucle, leurs contributions individuelles dépendantes de (GFP) peuvent être extraites analytiquement de manière non ambigu. L'énoncé crucial de la procédure de pincement est que les contributions dépendantes de (GFP) provenant des diagrammes en boîte et en triangle ainsi que des contributions des branches externes sont de type self-énergétique, c'est-à-dire qu'elles ont la même dépendance fonctionnelle que les contributions de self-énergie. Cela permet une réallocation de toutes les contributions dépendantes de (GFP) en amplitudes modifiées pour les contributions de la boîte, du triangle, de self-énergie et de la branche externe comme suit,

$$\widehat{\mathcal{A}}^{\text{NLO}}(s, t, m) \equiv \widehat{\mathcal{A}}^{\text{box}}(s, t, m) + \widehat{\mathcal{A}}^{\text{tri}}(s, m) + \widehat{\mathcal{A}}^{\text{self}}(s) + \widehat{\mathcal{A}}^{\text{leg}}(s) \quad (3.35)$$

où les chapeaux sur les amplitudes indiquent que les contributions dépendantes de (GFP) sont annulé dans ces quantités. La self-énergie pincée $\widehat{\text{self}}(s)$, comme toutes les autres contributions topologiques dans l'équation (3.35), sont désormais indépendants de (GFP). En ce sens, la technique de pincement

est un outil utile pour la comptabilité des dépendances de jauge résultant d'un calcul d'ordre fixe. De plus, les amplitudes indépendantes de (GFP) dans l'équation (3.35) peut être utilisé comme blocs de construction pour la définition de schémas de renormalisation indépendants de (GFP). Comme exemple pratique de cela, nous utiliserons les self-énergies pincées pour une définition manifestement indépendante de (GFP) des contre-termes des matrices de mélange scalaires dans le modèle 2HDM en section (4.1). Pour une introduction approfondie au technique de pincement et à ses nombreuses applications intéressantes, nous nous référons à [67]. Le deuxième outil utile pour analyser l'annulation des dépendances de jauge est la méthode du champ arrière-plan-Background Field Method (BFM) [102, 184]. Puisque nous n'appliquons la (BFM) dans aucune partie de notre travail et n'adoptons que les résultats de la littérature qui sont calculés dans ce cadre, nous n'en discutons que brièvement dans ce qui suit et nous renvoyons le lecteur à la littérature susmentionnée pour une introduction approfondie. Essentiellement, la (BFM) est une procédure alternative de fixation permet de fixer la jauge de la théorie tout en préservant simultanément son invariance de jauge locale manifesté. L'idée clé de la (BFM) est basée sur une modification des blocs de construction de la fonction génératrice dans l'équation (3.32). Chaque champ considéré dans la fonction de génération est divisé dans un champ de fond classique qui est considéré comme statique, c'est-à-dire qu'il représente une configuration de champ fixe et un champ fluctuant supplémentaire. Le champ de fond étant statique, une symétrie de jauge locale du Lagrangien est préservée, tandis que le champ fluctuant permet une fixation de jauge. Puisque les deux champs apparaissent explicitement dans la fonction génératrice, les règles de Feynman sont modifiées par rapport à la théorie d'origine. En substance, les champs background donnent lieu à des contributions schématiques supplémentaires, et la renormalisation des champs et des paramètres de la théorie doit également être modifiée en conséquence. D'autre part, la séparation des champs dans la partie fluctuante et la partie background permet une séparation des contributions dépendantes de (GFP) dans un calcul schématique à ordre fixe et, de ce fait, l'annulation des dépendances (GFP) est plus simple à analyser. Comme c'est le cas pour la technique de pincement, le formalisme du (BFM) permet de définir par exemple les self-énergies qui sont manifestement indépendantes du (GFP) et qui peuvent ensuite être utilisées pour la définition des contre-termes indépendants du (GFP).

Chapitre 4

La renormalisation du Modèle 2HDM

Une caractéristique générale des théories des champs quantiques est de contenir des amplitudes divergentes dès que des corrections d'ordre supérieur sont prises en compte. Sans traitement approprié, ces divergences se manifestent au pire place possible de la théorie, notamment dans les résultats calculés des amplitudes de diffusion ou des largeurs de désintégration. Étant donné que toute quantité physique doit être exempte de singularités, le puissant outil de renormalisation doit être utilisé pour donner un sens aux résultats divergents, conduisant à des observables finis de manière cohérente. Le calcul des largeurs de désintégration partielles des bosons de Higgs du modèle 2HDM à des ordres plus élevés dans la théorie des perturbations implique nécessairement l'évaluation des intégrales de boucle divergentes UV. Dans ce chapitre, nous spécifions les conditions de renormalisation appliquées à tous les paramètres d'entrée indépendants pour le calcul des corrections électrofaibles afin d'annuler toutes les divergences UV qui apparaissent à l'ordre d'une boucle électrofaible.

La renormalisation en une boucle du modèle 2HDM a été envisagée dans plusieurs publications avant [172, 206, 232]. Une subtilité dans la renormalisation concerne les deux angles de mélange scalaires alpha et bêta du 2HDM, car dans les schémas proposés par exemple dans [172], des dépendances des paramètres de fixation de jauge (GFP) complexes sont introduites dans le calcul des observables. Dans cette thèse, nous adoptons les schémas de renormalisation présentés dans [191] et les étendons à tous les secteurs du modèle 2HDM et adoptons en outre les schémas de renormalisation pour les angles de mélange scalaires présentés dans [106]. Étant donné que dans le chapitre 3 de cette thèse, nous nous concentrons sur le calcul des corrections à une boucle électrofaibles aux largeurs de désintégration partielles et que les schémas de renormalisation pour le modèle 2HDM que nous utilisons dans notre travail ont été présentés en détail auparavant, nous ne résumons ici que brièvement ces schémas tandis que pour une description détaillée, nous nous référons à la littérature précitée.

Puisque la renormalisation appropriée des conditions minimales du potentiel 2HDM est cruciale pour obtenir des observables indépendants de la GFP à l'ordre d'une boucle, nous récapitulons la renormalisation des tadpoles en section (4.1). Dans la section suivante (4.2), nous présentons brièvement la renormalisation des secteurs de jauge, de fermion et de scalaire, principalement basée sur le schéma sur couche. Étant donné que la renormalisation des angles de mélange scalaires brise potentiellement l'indépendance de la GFP des largeurs de désintégration partielles électrofaibles à l'ordre d'une boucle, nous passons en revue plusieurs schémas de renormalisation et leur dépendance et indépendance GFP dans un aperçu détaillé dans la section (4.3). Enfin, dans la section (4.4) nous présentons le schéma de renormalisation pour le paramètre de la brisure \mathbb{Z}_2 douce m_{12}^2 appliqué dans notre travail.

4.1 Renormalisation des tadpoles

Dans la littérature, il existe deux approches différentes pour déterminer les valeurs moyennes dans le vide (VEVs) au niveau de la boucle, et les définitions exactes de tous les contre-terms du modèle 2HDM dépendent de la renormalisation choisie des VEVs. La différence entre les deux schémas a été analysée en détail dans [191] pour le modèle 2HDM. Dans ce qui suit, nous ne résumons donc que brièvement les idées clés des deux régimes. Dans le schéma standard du tadpole, couramment utilisé dans les calculs électrofaibles du modèle standard [101] et du modèle 2HDM [172, 174], les VEVs sont déterminés via le scalaire corrigé en boucle potentiel. Puisque les VEVs représentent les états minimum du potentiel, la renormalisation des termes tadpole en équation (2.12) sont étroitement liés au traitement des ordres supérieurs à l'ordre d'une boucle (NLO) des VEVs. Dans le schéma standard, les paramètres tadpoles sont promus à un ordre en boucle en les divisant en leurs valeurs renormalisées et leurs contre-terms comme suit,

$$T_i \rightarrow T_i + \delta T_i \quad (i = 1, 2) \quad (4.1)$$

Exigeant les conditions minimales de l'équation (2.11) tenir à l'ordre d'une boucle pour le potentiel corrigé en boucle implique que les paramètres tadpoles renormalisés disparaissent à nouveau :

$$T_i = 0 \quad (i = 1, 2) \quad (4.2)$$

En conséquence de cette condition, les contre-terms des tadpoles dans le schéma standard sont donnés par l'équation (B.1). En promouvant les termes tadpoles en un seul ordre dans l'équation (4.1), les termes de tadpoles tournés en équations (2.24) à (2.26) reçoivent également des contributions, qui sont toutes des fonctions des contre-terms δT_i déjà fixées par l'équation (B.1). Les contre-terms résultants des paramètres des tadpoles tournés dans le schéma standard des tadpoles sont présentés dans l'annexe (B.1) pour plus de commodité. Le potentiel scalaire corrigé en boucle du modèle 2HDM est manifestement dépendant de la GFP. Par conséquent, la fixation des minimums de ce potentiel grâce à l'équation (2.24) conduit nécessairement à des VEVs à boucle corrigée qui sont manifestement des quantités dépendantes de la GFP. En conséquence, tous les paramètres renormalisés et leurs contre-terms définis par le biais de ces VEVs à boucle corrigée deviennent également des quantités dépendantes de la GFP. Comme discuté dans la section (3.6), une telle dépendance GFP des TC est acceptable tant que dans le calcul d'un observable physique, toutes les dépendances GFP résultant de différentes parties du calcul s'annulent entre elles. Cependant, dans le modèle 2HDM, le schéma standard des tadpoles nécessite une forme spécifique de dépendance GFP qui doit être incluse dans les contre-terms des angles de mélange scalaires afin d'annuler les dépendances GFP des largeurs de désintégration partielles complètes pour les processus de désintégration impliquant ces angles de mélange. Renormaliser les angles de mélange dans les schémas comme suggéré, par exemple dans [172] conduit à l'inclusion de dépendances GFP dans les définitions de leurs contre-terms qui ne correspondent pas aux dépendances GFP apparaissant dans d'autres parties du calcul des largeurs de désintégration partielles. Au lieu de cela, ces schémas introduisent des termes supplémentaires dépendants de la GFP et, par conséquent, ils brisent l'indépendance GFP de la largeur de désintégration partielle complète d'une boucle. D'un point de vue technique, l'application du schéma standard du

tadpole complique le traçage des diverses annulations de toutes les dépendances de la GFP dans le calcul à une boucle, car en général, tous les contre-termes définis par les VEVs dépendants de la GFP contribuent des termes dépendants de la GFP aux amplitudes de désintégration. Afin d'éliminer plus systématiquement les termes dépendant de la GFP des largeurs de désintégration partielle à une boucle, un traitement alternatif des conditions minimales peut être appliqué. Une telle approche a d'abord été établie dans le modèle standard en [127] et étendue au modèle 2HDM pour la première fois en [190, 191]. Nous nous référons à ce schéma comme schéma alternatif (tadpole FJ) dans ce qui suit. L'idée clé de ce schéma alternatif est de considérer les VEVs comme les quantités fondamentales qui sont promues à des ordres supérieurs et dont les valeurs sont fixées par le potentiel scalaire au niveau de l'arbre.

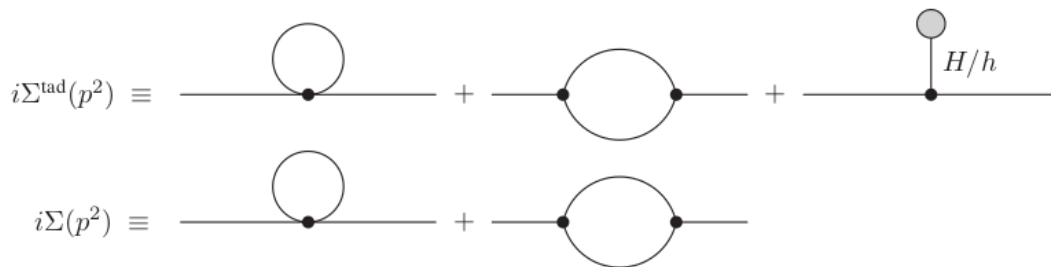


Figure 4.1 – Contributions topologiques à l'auto-énergie à une boucle. Dans le schéma standard des tadpoles, nous considérons l'auto-énergie $1PI$ habituelle $\Sigma(p^2)$ tandis que dans le schéma alternatif des tadpoles FJ, l'auto-énergie $\Sigma^{\text{tad}}(p^2)$ contient en outre des contributions de la topologie tadpole. Pour les calculs réels des auto-énergies du modèle 2HDM, la pleine teneur en particules du modèle 2HDM doit être insérée dans ces topologies.

Ceci contredit avec le schéma standard, où les quantités fondamentales sont les termes tadpole qui sont promus à des ordres plus élevés et où les VEVs sont fixés par le potentiel corrigé en boucle. Étant donné que les VEVs sont connectés au potentiel au niveau de l'arbre dans le schéma alternatif, cependant ils ne représentent pas a priori le minimum approprié à l'ordre d'une boucle. Afin de maintenir les conditions minimales appropriées à l'ordre d'une boucle, il est donc nécessaire de diviser les VEVs en VEVs renormalisés et leurs contre-termes.

$$v_i \rightarrow v_i + \delta v_i \quad (i = 1, 2) \quad (4.3)$$

En imposant la condition que les VEVs au niveau de l'arbre représentent le minimum approprié du potentiel scalaire même à l'ordre d'une boucle, tous les effets du décalage des minimums sont alloués aux contre-termes des VEVs δv_i , qui les connectent directement aux véritables diagrammes de tadpole tels que décrits dans l'équation. (B.11). En raison des changements de VEV, des topologies explicites de tadpoles doivent être prises en compte dans le calcul de toutes les corrections de sommets aux largeurs de désintégration de Higgs ainsi que dans toutes les auto-énergies. Ce dernier cas est représenté sur la figure 5.1 où, en plus de l'auto-énergie générique $1PI$ à une boucle $\Sigma(p^2)$, nous montrons en outre l'auto-énergie générique $\Sigma^{\text{tad}}(p^2)$ qui contient en outre des contributions à une boucle des diagrammes tadpole. Toutes les implications du schéma alternatif FJ sur la renormalisation des tadpoles ont été

présentées dans [191] pour le modèle 2HDM, pour la première fois, et sont résumées dans l'Annexe B.1 pour plus de commodité. Dans ce schéma, les VEVs sont définis par le minimum approprié du potentiel scalaire, c'est-à-dire que les VEVs renormalisés représentent également les minimums au niveau de l'arbre à l'ordre d'une boucle également. Pour cette raison, les VEVs sont manifestement indépendants de la GFP et, par conséquent, toutes les quantités définies par ces VEVs, par exemple, les masses de toutes les particules du modèle 2HDM ainsi que leurs contre-termes deviennent également indépendantes de la GFP. De plus, l'application du schéma de tadpole FJ alternatif permet une définition indépendante de la GFP des contre-termes de l'angles de mélange, car l'amplitude de décroissance à une boucle calculée dans ce schéma de tadpole, mais avec les contre-termes de l'angle de mélange réglé à zéro, est déjà manifestement indépendante de la quantité GFP. Par conséquent, en définissant les contre-termes de l'angle de mélange dans un schéma indépendant de la GFP, la pleine largeur de désintégration partielle maintient également l'indépendance de la GFP. Nous revenons à ce point dans la section (5.3) où nous présentons tous les schémas de renormalisation des contre-termes des angles de mélange qui sont considérés dans ce travail.

4.2 Renormalisation des secteurs : de jauge, de scalaire et de fermion

La renormalisation des secteurs de jauge, de scalaire et de fermion est principalement effectuée dans le schéma sur couche. Puisque les secteurs de jauge et de fermion du modèle 2HDM sont essentiellement les mêmes que ceux du modèle standard, nous adoptons les schémas sur couche présentés dans [101] pour ces secteurs.

4.2.1 Renormalisation du secteur des jauges

Pour la renormalisation du secteur de jauge, nous divisons chaque paramètre appartenant au secteur faible en sa valeur renormalisée et son contre-terme et introduisons les constantes de renormalisation de fonction d'onde (WFRC) à une boucle pour les champs de bosons de jauge comme suit,

$$m_W^2 \rightarrow m_W^2 + \delta m_W^2, \quad (4.4)$$

$$m_Z^2 \rightarrow m_Z^2 + \delta m_Z^2, \quad (4.5)$$

$$e \rightarrow e(1 + \delta Z_e), \quad (4.6)$$

$$g \rightarrow g + \delta g, \quad (4.7)$$

$$\alpha_{em} \rightarrow \alpha_{em} + \delta \alpha_{em} \equiv \alpha_{em} + 2\alpha_{em}\delta Z_e, \quad (4.8)$$

$$W_\mu^\pm \rightarrow \left(1 + \frac{\delta Z_{WW}}{2}\right) W_\mu^\pm, \quad (4.9)$$

$$\begin{pmatrix} Z \\ \gamma \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 1 + \frac{\delta Z_{ZZ}}{2} & \frac{\delta Z_{Z\gamma}}{2} \\ \frac{\delta Z_{\gamma Z}}{2} & 1 + \frac{\delta Z_{\gamma\gamma}}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ \gamma \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

Comme on peut le déduire de l'équation. (2.55), parmi les cinq constantes présentées dans les équations (4.4) à (4.8), nous utilisons uniquement m_W^2 , m_Z^2 et α_{em} comme paramètres indépendants. Néanmoins, nous introduisons également des contre-termes pour les constantes de couplage e et g pour plus de commodité. Nous imposons des conditions sur couche pour la renormalisation de tous les contre-termes et les constantes renormalisées de la fonction d'onde (WFRCs) du secteur de jauge. Les formules génériques correspondantes des équations (3.12) à (3.14) peuvent être directement adaptés aux bosons de jauge en remplaçant les self-énergies dans ces formules par les parties transversales des self-énergies de boson de jauge. Dans le cadre du schéma alternatif des tadpoles, toutes les énergies propres contiennent en plus des contributions tadpoles, voir la figure (4.1). Pour la renormalisation de la constante de couplage électromagnétique e , nous imposons la même condition que celle présentée dans [101], c'est-à-dire que nous définissons δZ_e via les corrections de vertex au couplage sur couche $e^+e^-\gamma$. Cependant, dans notre cas, nous n'imposons pas cette condition à la limite de Thomson mais au lieu de cela, nous considérons e comme renormalisé à l'échelle de la masse du boson Z . Tous les contre-termes et les constantes renormalisées de la fonction d'onde du secteur de jauge défini dans ce schéma sur couche sont présentés explicitement dans l'Annexe (B.2).

4.2.2 Renormalisation du secteur scalaire

Les masses et les champs de toutes les particules scalaires du modèle 2HDM sont promus à l'ordre d'une boucle par l'introduction des contre-termes de masse et des constantes renormalisées de la fonction d'onde. Pour les bosons de Goldstone non physiques, aucun contre-termes de masse n'est introduit car ils restent sans masse à des ordres supérieurs et ne reçoivent des termes de masse efficaces que par le lagrangien fixateur de jauge une fois la renormalisation terminée, voir l'équation (2.33). Afin d'annuler toutes les divergences UV pour le calcul des amplitudes de désintégration, les champs de bosons de Goldstone acquièrent cependant des constantes renormalisées de la fonction d'onde qui ne disparaissent pas. Les masses quadratiques renormalisées correspondantes, les contre-termes de masse et les constantes renormalisées de la fonction d'onde sont introduits comme suit,

$$m_H^2 \rightarrow m_H^2 + \delta m_H^2, \quad (4.11)$$

$$m_h^2 \rightarrow m_h^2 + \delta m_h^2, \quad (4.12)$$

$$m_A^2 \rightarrow m_A^2 + \delta m_A^2, \quad (4.13)$$

$$m_{H^\pm}^2 m_{H^\pm}^2 + \delta m_{H^\pm}^2 \quad (4.14)$$

$$\begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 1 + \frac{\delta Z_{HH}}{2} & \frac{\delta Z_{Hh}}{2} \\ \frac{\delta Z_{hH}}{2} & 1 + \frac{\delta Z_{hh}}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ h \end{pmatrix}, \quad (4.15)$$

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 1 + \frac{\delta Z_{G^0 G^0}}{2} & \frac{\delta Z_{G^0 A}}{2} \\ \frac{\delta Z_{AG^0}}{2} & 1 + \frac{\delta Z_{AA}}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^0 \\ A \end{pmatrix}, \quad (4.16)$$

$$\begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 1 + \frac{\delta Z_{G^\pm G^\pm}}{2} & \frac{\delta Z_{G^\pm H^\pm}}{2} \\ \frac{\delta Z_{H^\pm G^\pm}}{2} & 1 + \frac{\delta Z_{H^\pm H^\pm}}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix}. \quad (4.17)$$

Les formules génériques pour la renormalisation des multiples scalaires présentées dans les équations (3.12) à (3.14) peuvent être directement appliqués aux particules scalaires du modèle 2HDM. Les formes explicites résultantes des contre-termes et constantes renormalisées de la fonction d'onde sont présentées dans l'Annexe (B.3).

4.2.3 Renormalisation du secteur des fermions

Nous introduisons des contre-termes pour toutes les masses de fermions, les éléments de matrice *CKM* ainsi que pour les paramètres de couplage de Yukawa définis dans le tableau (2.2) et introduisons en outre des constantes renormalisées de la fonction d'onde pour tous les champs fermioniques f_i du modèle 2HDM comme suit,

$$m_f \rightarrow m_f + \delta m_f, \quad (4.18)$$

$$V_{ij} \rightarrow V_{ij} + \delta V_{ij}, \quad (4.19)$$

$$Y_i \rightarrow Y_i + \delta Y_i, \quad (4.20)$$

$$f_i^L \rightarrow \sum_j \left(\delta_{ij} + \frac{\delta Z_{ij}^{f,L}}{2} \right) f_j^L, \quad (4.21)$$

$$f_i^R \rightarrow \sum_j \left(\delta_{ij} + \frac{\delta Z_{ij}^{f,R}}{2} \right) f_j^R. \quad (4.22)$$

Les formules génériques pour la définition sur couche des contre-termes et constantes renormalisées de la fonction d'onde de masse des équations (3.12) à (3.14) peuvent à nouveau être directement adaptés au cas des self-énergies de fermion. Dans ce cas, les contributions d'auto-énergie sont réparties en fonction de leurs structures chirales comme indiqué dans [101]. Les contre-termes δY_i des paramètres de couplage de Yukawa ne sont pas des contre-termes indépendants mais au contraire, ils sont des fonctions des contre-termes des angles de mélange scalaires dont la renormalisation est discutée dans la section (4.3). Pour la renormalisation des éléments de la matrice *CKM*, plusieurs schémas ont été proposés dans la littérature [101, 108, 130]. L'utilisation du schéma proposé dans [101] conduit à l'inclusion de termes dépendants de la GFP complexes provenant des constantes renormalisées de la fonction d'onde de fermion hors diagonale dans le calcul des largeurs de désintégration partielles à une boucle qui impliquent les contre-termes des éléments de la matrice *CKM*. Étant donné que la matrice *CKM* est

approximativement une matrice unitaire [248], les effets numériques de ces termes dépendants de la GFP sont généralement faibles, mais néanmoins, les largeurs de désintégration partielles complètes d'une boucle impliquant ces contre-termes deviennent manifestement dépendantes de la GFP. Pour notre travail, nous utilisons le schéma de renormalisation de la matrice CKM présenté dans [259] qui permet une définition manifestement indépendante de la GFP des contre-termes des éléments de la matrice CKM . Les définitions explicites de tous les contre-termes et constantes renormalisées de la fonction d'onde du secteur des fermions sont présentées dans l'Annexe B.4.

4.3 Renormalisation des angles de mélange scalaires α et β

Les angles de mélange scalaires α et β sont promus à un ordre en boucle en les divisant en leurs valeurs renormalisées et leurs contre-termes comme suit,

$$\alpha \rightarrow \alpha + \delta\alpha \quad (4.23)$$

$$\beta \rightarrow \beta + \delta\beta \quad (4.24)$$

La renormalisation des angles de mélange scalaires est une tâche non triviale. Alors que pour les champs physiques et les masses, les schémas de renormalisation motivés physiquement, par exemple le schéma sur couche, peut être appliqué, il n'y a pas d'analogie d'un schéma de renormalisation physique évident pour les angles de mélange scalaires. Cette situation est similaire dans le Modèle Supersymétrique Minimale (MSSM), où l'angle de mélange scalaire β doit être renormalisé. Dans [129], trois critères souhaitables pour la renormalisation de cet angle de mélange ont été suggérés :

- **Indépendance GFP** : La définition du contre-terme de l'angle de mélange ne doit pas introduire de dépendances GFP non annulées dans le calcul des largeurs de désintégration partielles à une boucle.
- **Stabilité numérique** : Le schéma de renormalisation imposé à l'angle de mélange scalaire ne doit pas introduire de contributions anormalement importantes aux termes finis de contre-terme de l'angle de mélange et, par conséquent, également à la pleine largeur de désintégration partielle. Plus précisément, le terme fini de contre-terme de l'angle de mélange ne doit pas introduire de grandes contributions non annulées aux largeurs de désintégration partielles à une boucle de telle sorte qu'elles deviennent des ordres de grandeur plus grands que les largeurs de désintégration au niveau de l'arbre.
- **Indépendance du processus** : Le contre-terme de l'angle de mélange ne doit pas être défini via un processus de décroissance physique.

Dans [129], un théorème d'interdiction a été formulé qui stipule que pour le Modèle supersymétrique minimal (MSSM), il n'existe aucun schéma de renormalisation pour l'angle de mélange scalaire β qui remplit simultanément les trois critères susmentionnés. Dans [106, 190, 191], ces critères ont été adoptés

pour le cas des deux angles de mélange dans le modèle 2HDM et plusieurs schémas de renormalisation différents ont été analysés en ce qui concerne le respect de ces critères.

4.3.1 Schéma de soustraction minimale modifiée ($\overline{\text{MS}}$)

L'application du schéma de soustraction minimale modifiée $\overline{\text{MS}}$ fait partie des schémas de renormalisation les plus simples pour les contre-terme de l'angle de mélange. Il a été analysé dans [191, 208] que la renormalisation de $\delta\alpha$ et $\delta\beta$ dans le schéma $\overline{\text{MS}}$ peut conduire à des largeurs de désintégration partielle corrigées en une boucle qui sont des ordres de grandeur plus grands que les largeurs de niveau de l'arbre. D'autre part, une analyse détaillée réalisée dans [104] a montré que la renormalisation $\overline{\text{MS}}$ des contre-terme des angles de mélange peut être utile pour certains processus de désintégration lorsqu'ils impliquent une annulation partielle de contributions importantes provenant des tadpoles. De plus, dans le cadre du schéma standard des tadpoles, une condition $\overline{\text{MS}}$ pour les contre-terme des angles de mélange brise l'indépendance GFP de l'amplitude de décroissance à une boucle car, par définition, les parties finies des contre-terme des angles de mélange disparaissent et ne contribuent donc pas aux termes dépendants GFP qui pourraient annuler les dépendances GFP apparaissant dans l'amplitude de désintégration résiduelle dans le schéma standard. Néanmoins, nous considérons ce schéma dans ce travail comme une référence. L'imposition de la condition $\overline{\text{MS}}$ sur les contre-terme de l'angle de mélange signifie que seules les parties divergentes UV proportionnelles à Δ voir l'équation (3.2), sont attribués aux contre-terme $\delta\alpha$ et $\delta\beta$, tandis qu'aucune partie finie n'est affectée à ces contre-terme. Les contre-terme résultants sont présentés dans Annexe (B.5.1).

4.3.2 Schéma KOSY - de Kanemura

Le schéma KOSY a été proposé pour la première fois en [172] dans le cadre du schéma standard des tadpoles. L'idée clé de cette approche est de considérer une autre matrice symétrique réelle $\sqrt{\mathbf{Z}_{\tilde{\phi}}}$ contenant les constantes renormalisées de la fonction d'onde pour chaque doublet scalaire dans la base de jauge, notée par $\tilde{\phi}$, qui est connecté à la base de masse par une expansion de la matrice de rotation à l'ordre d'une boucle. Cela donne une matrice WFRC alternative dans la base de masse,

$$\sqrt{\mathbf{Z}_{\phi}^{\text{KOSY}}} \approx R_{\delta\theta}^T R_{\theta}^T \sqrt{\mathbf{Z}_{\tilde{\phi}}} R_{\theta} \approx \begin{pmatrix} 1 + \frac{\delta Z_{\phi_1\phi_1}}{2} & \delta C_{\phi} + \delta\theta \\ \delta C_{\phi} - \delta\theta & 1 + \frac{\delta Z_{\phi_2\phi_2}}{2} \end{pmatrix} \quad (4.25)$$

où la matrice de rotation R_{θ} est définie dans l'équation. (2.23) et les constantes $\delta Z_{\phi_1\phi_1}$, $\delta Z_{\phi_2\phi_2}$ et δC_{ϕ} désignent les trois paramètres indépendants de la matrice $\sqrt{\mathbf{Z}_{\tilde{\phi}}}$. Comparons l'équation (4.25) avec les équations (4.15) à (4.17) révèle une connexion entre l'angle de mélange scalaire $CT_S\delta\theta \in \delta\alpha, \delta\beta$ et les constantes de renormalisation de fonction d'onde du secteur scalaire. Étant donné que ces derniers sont définis dans le schéma sur couche dans notre cas, l'approche KOSY donne donc un schéma motivé sur couche pour les angles de mélange scalaires. Suivant l'argument présenté dans [106], nous ne désignons pas le schéma KOSY comme un véritable schéma sur couche pour les angles de mélange scalaires, car et sont définis par des constantes renormalisées de la fonction d'onde non-diagonales dans le schéma KOSY, qui n'ont aucune interprétation dans le sens des quantités physiques sur couche. La renormalisation des angles de mélange est appliquée après la rotation de jauge à la base de masse, lorsque la relation au niveau de l'arbre est satisfait. Par conséquent, l'angle de mélange diagonalise simultanément les secteurs CP-impairs et chargés, mais puisque nous n'avons pas suffisamment de

constantes libres dans l'équation (4.25) pour les secteurs CP-impairs et chargés, nous ne pouvons pas appliquer simultanément les conditions sur couche pour la définition du contre-terme de l'angle de mélange $\delta\beta$ à travers les secteurs CP-impairs et chargés. Au lieu de cela, nous devons choisir à travers lequel des deux secteurs le contre-terme $\delta\beta$ doit être défini. Dans notre travail, nous définissons $\delta\beta$ soit uniquement par le CP-impair ou uniquement par le secteur chargé, que nous appelons respectivement $\delta\beta^0$ et $\delta\beta^c$. Alors que le schéma KOSY est indépendant du processus et conduit généralement à des corrections modérées d'une boucle, présentant ainsi une stabilité numérique dans le sens susmentionné, il introduit une dépendance GFP explicite dans le calcul des largeurs de désintégration partielles à l'ordre d'une boucle. La situation est inchangée dans le cadre du programme alternatif de tadpole FJ, où des dépendances non annulées de la GFP sont introduites. Les formules explicites résultantes pour les contre-terme d'angles de mélange dans le schéma KOSY sont présentées dans Annexe (B.5.2). Par conséquent, ces schémas peuvent souvent conduire à des instabilités numériques. D'un autre côté, étant donné que les contre-terme d'angle de mélange sont définis via des observables, l'utilisation du schéma dépendant du processus conduit automatiquement à des largeurs de désintégration partielle manifestement indépendantes de la GFP. Pour la définition des contre-terme d'angle de mélange dans le modèle 2HDM, de nombreux processus possibles pourraient être envisagés à travers lesquels les contre-terme pourraient être définis.

Schéma sur couche pincé (on-shell pinched)

Le schéma sur couche pincé [190, 191] est une autre définition motivée par des contre-terme des angles de mélange, étroitement liée au schéma p_* -pincé dont il diffère uniquement par l'échelle p^2 à laquelle les contre-terme des angles de mélange sont définis. Dans le schéma sur couche pincé, cette échelle est choisie de manière analogue à la définition originale de l'échelle du schéma KOSY, c'est-à-dire que l'échelle p^2 dans les self-énergies pincées, introduite par la connexion aux constantes renormalisées de la fonction d'onde non diagonale, est réglée au carré correspondant aux masses scalaires comme dans le schéma KOSY. Dans ce cas, les contributions supplémentaires self-énergétiques UV-finies $\sigma^{add}(p^2)$, dérivées de [191] pour le modèle 2HDM, sont non nulles et doivent être incluses dans la définition de δ_α et δ_β . Les contre-terme d'angle de mélange résultants sont explicitement présentés dans l'Annexe (B.5.4). De façon analogue au schéma p_* pincé, les angles de mélange des contre-terme définis dans le schéma sur couche pincé sont manifestement indépendants de la GFP, du processus et leur application conduit généralement à des corrections d'ordre supérieur (NLO) modérées [190, 192], répondant ainsi aux trois souhaits simultanément.

Schémas processus-dépendants

La connexion de la définition du contre-terme de l'angle de mélange avec un observable, par exemple une largeur de désintégration partielle a été proposée pour l'angle de mélange β dans le Modèle Supersymétrique minimal (MSSM) en [91, 129] et pour α et β dans le modèle 2HDM en [233]. Un tel schéma dépend par définition du processus, c'est-à-dire que les contre-terme de l'angle de mélange deviennent des fonctions de véritables corrections de vertex et d'autres contributions de contre-terme aux processus de désintégration corrigés en boucle. De ce fait, la définition des contre-terme d'angle de mélange est techniquement plus impliquée et de plus, les contre-terme eux-mêmes peuvent devenir numériquement grands en raison de contributions non annulées résultant des corrections de vertex.

Par conséquent, ces schémas peuvent souvent conduire à des instabilités numériques. D'un autre côté, étant donné que les contre-terms de l'angle de mélange sont définis via des observables, l'utilisation du schéma dépendant du processus conduit automatiquement à des largeurs de désintégration partielle manifestement indépendantes de la GFP. Pour la définition des contre-terms d'angle de mélange dans le modèle 2HDM, de nombreux processus possibles pourraient être envisagés à travers lesquels les contre-terms pourraient être définis. Indépendamment de la désintégration choisie $\phi \rightarrow X_1 X_2$ d'un boson de Higgs ϕ à deux autres particules X_1 et X_2 , l'idée commune d'un schéma processus-dépendants est d'égaliser les largeurs de désintégration partielles du processus choisi à l'ordre dominant (LO) et au second ordre dominant (NLO),

$$\Gamma_{\phi X_1 X_2}^{\text{LO}} \equiv \Gamma_{\phi X_1 X_2}^{\text{NLO}} \equiv \Gamma_{\phi X_1 X_2}^{\text{LO}} \left(1 + 2 \operatorname{Re} \left[\mathcal{F}_{\phi X_1 X_2}^{\text{VC}} + \mathcal{F}_{\phi X_1 X_2}^{\text{CT}} \right] \right) \quad (4.26)$$

où nous introduisons des facteurs de forme $\mathcal{F}_{\phi X_1 X_2}^{\text{VC}}$ et $\mathcal{F}_{\phi X_1 X_2}^{\text{CT}}$ ou les corrections de vertex authentiques et les contributions des contre-terms, y compris les constantes renormalisées de la fonction d'onde, respectivement et où nous excluons les corrections réelles à la largeur de désintégration comme décrit ci-dessous. Cette condition peut être reformulée comme suit,

$$\operatorname{Re} \left[\mathcal{F}_{\phi X_1 X_2}^{\text{CT}} \right] = - \operatorname{Re} \left[\mathcal{F}_{\phi X_1 X_2}^{\text{VC}} \right]. \quad (4.27)$$

Le facteur de forme $\mathcal{F}_{\phi X_1 X_2}^{\text{CT}}$ contient, autres contre-terms et constantes renormalisées de la fonction d'onde, un ou les deux contre-terms d'angle de mélanges δ_α et δ_β . Par conséquent, la condition de renormalisation reformulée dans l'équation. (4.28) peut être résolu pour les contre-terms d'angle de mélange qui deviennent par conséquent des fonctions d'une combinaison de contre-terms et constantes renormalisées de la fonction d'onde du modèle 2HDM ainsi que des corrections de vertex authentiques $\mathcal{F}_{\phi X_1 X_2}^{\text{VC}}$. Il faut être prudent lorsque le processus choisi implique des particules chargées dans les états initial ou final en raison de l'apparition de divergences Infrarouge (IR) dans les corrections de vertex et donc, également dans la définition des contre-terms de l'angle de mélange, ce qui est défavorable [129]. Afin de contourner ce problème, un processus peut être choisi qui ne contient pas de particules chargées dans les états initiaux ou finaux ou dont les contributions de type QED divergence IR authentiques dans les corrections de sommets forment un sous-ensemble UV-finie qui est exclu du condition de renormalisation, justifiant ainsi l'approche de ne pas inclure les corrections réelles dans la condition de renormalisation dans l'équation (4.27). Le premier cas est défavorable dans le modèle 2HDM en raison de la structure complexe des contre-terms à angle de mélange qui surviendrait en utilisant uniquement des canaux de désintégration en courant neutre. Dans ce dernier cas, l'équation (4.28) ne contient que de véritables contributions faibles partout, c'est-à-dire que les contributions de divergence IR de type-QED sont négligées dans les deux facteurs de forme $\mathcal{F}_{\phi X_1 X_2}^{\text{VC}}$ et $\mathcal{F}_{\phi X_1 X_2}^{\text{CT}}$.

Schéma physique sur couche (on-shell)

Dans un schéma dépendant du processus, les contre-terms d'angle de mélange sont fonction non seulement des éléments de la matrice S , mais aussi des autres contre-terms et constantes renormalisées de la fonction d'onde de la théorie. Afin d'exploiter la caractéristique avantageuse de ces schémas, à savoir leur indépendance manifeste vis-à-vis de la GFP, tout en évitant leurs défauts, à savoir des

corrections (NLO) potentiellement importantes, résultant de contributions non annulées entre les corrections des vertex, les constantes renormalisées de la fonction d'onde et les contre-termes. Les contre-termes des angles de mélange peuvent être définis purement à travers les éléments de matrice S , uniquement. Un tel schéma physique sur couche a été proposé pour la renormalisation de la matrice de mélange des quarks dans le modèle standard en [103] et pour le $\delta\alpha$ et le $\delta\beta$ dans le modèle 2HDM en [106]. Dans ce qui suit, nous passons brièvement en revue le schéma physique sur couche tandis que pour une dérivation détaillée dans le modèle 2HDM, nous nous référons à cette dernière référence. Uniquement dans le but de renormaliser les angles de mélange, le modèle 2HDM est temporairement étendu en ajoutant deux singulets fermions droitiers $\nu_{iR}(i = 1, 2)$ au lagrangien du modèle 2HDM, en plus d'imposer une symétrie \mathbb{Z}_2 discrète supplémentaire sous laquelle les singulets se transforment en :

$$\nu_{1R} \rightarrow -\nu_{1R} \quad (4.28)$$

$$\nu_{2R} \rightarrow \nu_{2R} \quad (4.29)$$

et qui empêche le mélange de différentes générations de leptons pour plus de simplicité. En raison des deux singulets neutrino droitiers supplémentaires, le mécanisme de la brisure électrofaible de la symétrie génère désormais des termes de masse pour deux neutrinos choisis arbitrairement $\nu_j(j = 1, 2)$ dans la base de masse, ainsi que des couplages au niveau de l'arbre entre les neutrinos massifs et les bosons de Higgs, tous proportionnels aux nouvelles constantes de couplage de Yukawa y_{ν_j} . La limite $y_{\nu_j} \rightarrow 0$ est alors la limite du modèle 2HDM dans laquelle les neutrinos redeviennent sans masse et les contributions des singulets neutrinos droitiers se découplent. Le contre-terme de l'angle de mélange α est fixé en exigeant une condition de renormalisation modifiée en fonction du processus. Au lieu d'imposer une condition équivalente à l'équation (4.28), il est proposé dans [106] d'imposer la condition que les rapports des amplitudes de deux désintégrations de Higgs en neutrinos massifs soient les mêmes au niveau de l'arbre et de l'ordre d'une boucle. Par conséquent, choisir la désintégration en une paire de par exemple les neutrinos massifs ν_1 conduisent à la condition :

$$\frac{\mathcal{A}_{H\nu_1\nu_1}^{\text{NLO}}}{\mathcal{A}_{h\nu_1\nu_1}^{\text{NLO}}} \equiv \frac{\mathcal{A}_{H\nu_1\nu_1}^{\text{LO}}}{\mathcal{A}_{h\nu_1\nu_1}^{\text{LO}}} \quad (4.30)$$

tout en choisissant la désintégration dans la deuxième paire de neutrinos massifs conduit à la condition

$$\frac{\mathcal{A}_{H\nu_2\nu_2}^{\text{NLO}}}{\mathcal{A}_{h\nu_2\nu_2}^{\text{NLO}}} \equiv \frac{\mathcal{A}_{H\nu_2\nu_2}^{\text{LO}}}{\mathcal{A}_{h\nu_2\nu_2}^{\text{LO}}} \quad (4.31)$$

L'une ou l'autre de ces deux conditions peut être résolue pour le $\delta\alpha$. L'imposition de cette définition dépendante du processus sur les rapports a l'avantage que les contributions apparaissant universellement dans les deux désintégrations du numérateur et du dénominateur s'annulent l'une contre l'autre. Par conséquent, le contre-terme d'angle de mélange $\delta\alpha$ est défini uniquement par les constantes renormalisées de la fonction d'onde de Higgs CP-pairs ainsi que par de véritables corrections de vertex au niveau des arbres des bosons Higgs CP-pairs h/H et le massif neutrinos ν_j . Pour la

définition du contre-terme de l'angle de mélange β , des conditions analogues peuvent être imposées. Dans [106], il est suggéré de choisir l'une des conditions suivantes,

$$\frac{\mathcal{A}_{A\bar{\nu}_1\nu_1}^{\text{NLO}}}{\mathcal{A}_{H\bar{\nu}_1\nu_1}^{\text{NLO}}} \equiv \frac{\mathcal{A}_{A\bar{\nu}_1\nu_1}^{\text{LO}}}{\mathcal{A}_{H\bar{\nu}_1\nu_1}^{\text{LO}}}, \quad (4.32)$$

$$\frac{\mathcal{A}_{A\bar{\nu}_2\nu_2}^{\text{NLO}}}{\mathcal{A}_{H\bar{\nu}_2\nu_2}^{\text{NLO}}} \equiv \frac{\mathcal{A}_{A\bar{\nu}_2\nu_2}^{\text{LO}}}{\mathcal{A}_{H\bar{\nu}_2\nu_2}^{\text{LO}}}. \quad (4.33)$$

Cependant, l'inconvénient de ces conditions est que l'équation (4.33) conduit à une définition de $\delta\beta$ qui devient singulière pour $c_\beta \rightarrow 0$ tandis que l'équation (4.34) conduit à un comportement singulier pour $s_\beta \rightarrow 0$. Bien que ces singularités puissent ne pas être pertinentes pour une analyse phénoménologique du modèle 2HDM, ce comportement singulier peut toujours conduire à des instabilités numériques dans certains coins de l'espace des paramètres. Afin de contourner ce problème, une troisième condition est suggérée dans [106]. En introduisant les facteurs de forme comme suit,

$$\mathcal{A}_{H/h\bar{\nu}_j\nu_j}^{(\text{N})\text{LO}} \equiv [\bar{\mathbf{u}}_{\nu_j} \mathbf{v}_{\nu_j}] \tilde{\mathcal{F}}_{H/h\bar{\nu}_j\nu_j}^{(\text{N})\text{LO}}, \quad (4.34)$$

$$\mathcal{A}_{A\bar{\nu}_j\nu_j}^{(\text{N})\text{LO}} \equiv [\bar{\mathbf{u}}_{\nu_j} i\gamma_5 \mathbf{v}_{\nu_j}] \tilde{\mathcal{F}}_{A\bar{\nu}_j\nu_j}^{(\text{N})\text{LO}}, \quad (4.35)$$

où les termes entre parenthèses désignent la cinématique de désintégration complète des chaînes de spin des neutrinos massifs, la condition de renormalisation suivante est imposée,

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\tilde{\mathcal{F}}_{A\bar{\nu}_1\nu_1}^{\text{LO}}}{c_\alpha \tilde{\mathcal{F}}_{H\bar{\nu}_1\nu_1}^{\text{LO}} - s_\alpha \tilde{\mathcal{F}}_{h\bar{\nu}_1\nu_1}^{\text{LO}}} c_\beta + \frac{\tilde{\mathcal{F}}_{A\bar{\nu}_2\nu_2}^{\text{LO}}}{s_\alpha \tilde{\mathcal{F}}_{H\bar{\nu}_2\nu_2}^{\text{LO}} + c_\alpha \tilde{\mathcal{F}}_{h\bar{\nu}_2\nu_2}^{\text{LO}}} s_\beta \\ &\equiv \frac{\tilde{\mathcal{F}}_{A\bar{\nu}_1\nu_1}^{\text{NLO}}}{c_\alpha \tilde{\mathcal{F}}_{H\bar{\nu}_1\nu_1}^{\text{NLO}} - s_\alpha \tilde{\mathcal{F}}_{h\bar{\nu}_1\nu_1}^{\text{NLO}}} c_\beta + \frac{\tilde{\mathcal{F}}_{A\bar{\nu}_2\nu_2}^{\text{NLO}}}{s_\alpha \tilde{\mathcal{F}}_{H\bar{\nu}_2\nu_2}^{\text{NLO}} + c_\alpha \tilde{\mathcal{F}}_{h\bar{\nu}_2\nu_2}^{\text{NLO}}} s_\beta \end{aligned} \quad (4.36)$$

c'est-à-dire qu'il est demandé que la relation au niveau de l'arbre dans la première ligne de l'équation (4.37) reste également valable à l'ordre d'une boucle. Le contre-terme $\delta\beta$ définie ici est exempté d'instabilités numériques provenant de régions spécifiques de l'espace des paramètres. Parmi toutes les conditions de renormalisation présentées, les trois combinaisons différentes nommées et choisies dans [106] sont les suivantes :

- *sur couche 1* : définir $\delta\alpha$ via Eq. (4.31) et $\delta\beta$ via Eq. (4.33),
- *sur couche 2* : définir $\delta\alpha$ via Eq. (4.32) et $\delta\beta$ via Eq. (4.34) et
- *sur couche 12* : définir $\delta\alpha$ via Eq. (4.32) et $\delta\beta$ via Eq. (4.37).

Les formes explicites résultantes des contre-terme des angles de mélange sont présentées dans l'Annexe (B.5.6). Toutes les corrections de vertex authentiques pour les couplages au niveau de l'arbre des bosons de Higgs avec les neutrinos massifs, nécessaires pour la définition des contre-terme d'angle de mélange, produisent des contributions qui ne disparaissent pas même dans la limite $y_{\nu_j} \rightarrow 0$. Après

que la renormalisation a été imposée sur les angles de mélange dans ces schémas, cette limite du modèle 2HDM est appliquée et les singulets de neutrinos sont à nouveau effectivement supprimés du modèle. De manière analogue à la définition dépendante du processus, la définition des contre-terms d'angle de mélange dans les schémas physiques sur couche conduit à une invariance de la largeur de désintégration partielle à l'ordre d'une boucle par rapport au schéma tadpole choisi. Dans notre travail, nous appliquons donc le schéma physique sur couche uniquement dans le cadre du schéma alternatif des tadpoles Fleischer et Jegerlehner (FJ) pour plus de simplicité.

Mise à part du fait que les contre-terms d'angle de mélange sont définis uniquement via des constantes renormalisées de la fonction d'onde et de véritables corrections de vertex, une autre différence cruciale entre le schéma sur couche physique et les autres schémas dépendants du processus considérés précédemment réside dans la définition des valeurs renormalisées des angles de mélange eux-mêmes. Dans les schémas dépendants du processus, à la fois les contre-terms de l'angle de mélange ainsi que leurs valeurs renormalisées sont déterminés via l'équation (4.27), c'est-à-dire la valeur mesurée α et β dans le schéma dépendant du processus sont déterminées par les valeurs mesurées des largeurs de désintégration partielles des désintégrations à travers lesquelles les contre-terms d'angles de mélange sont définis. D'autre part, dans le schéma physique sur couche, les contre-terms d'angle de mélange sont définis via des désintégrations de Higgs à des neutrinos massifs. Puisque après la renormalisation de la limite du modèle 2HDM est appliquée et les neutrinos redeviennent sans masse, les conditions de renormalisation dans les équations (4.31) à (4.34) et (4.37) ne peuvent pas être directement appliqués pour déterminer les valeurs mesurées des angles de mélange dans le schéma physique sur couche car les désintégrations correspondantes en neutrinos massifs n'existent plus dans le modèle 2HDM. Au lieu de cela, leurs valeurs sont déterminées par les largeurs de désintégration partielles mesurées d'autres canaux de désintégration mesurables. Depuis la renormalisation, la limite du modèle 2HDM est appliquée et les neutrinos redeviennent sans masse, les conditions de renormalisation dans les équations (4.31) à (4.34) et (4.37) ne peuvent pas être directement appliqués pour déterminer les valeurs mesurées des angles de mélange dans le schéma physique sur couche car les désintégrations correspondantes en neutrinos massifs n'existent plus dans le modèle 2HDM. Au lieu de cela, leurs valeurs sont déterminées par les largeurs de désintégration partielles mesurées d'autres canaux de désintégration mesurables.

4.4 Renormalisation du paramètre m_{12}^2 de la brisure douce- \mathbb{Z}_2

Le seul paramètre indépendant restant qui nécessite une renormalisation est le paramètre m_{12}^2 de brisure douce \mathbb{Z}_2 qui est divisé en une valeur renormalisée et son contre-terme comme d'habitude,

$$m_{12}^2 \rightarrow m_{12}^2 + \delta m_{12}^2 \quad (4.37)$$

Contrairement, par exemple, aux masses des particules du modèle 2HDM, le paramètre m_{12}^2 n'a pas d'interprétation physique directe et, par conséquent, il n'y a pas de définition directe sur couche de masse qui pourrait être imposée afin de fixer son contre-terme. Étant donné que m_{12}^2 apparaît dans les couplages de Higgs trilineaires et quartiques, il est en principe possible de fixer le contre-terme δm_{12}^2 à l'ordre d'une boucle grâce à une désintégration de Higgs à Higgs. La valeur renormalisée de m_{12}^2 dépendrait alors de la valeur mesurée de la largeur de désintégration partielle du canal de désintégration

choisi. Excepté, le fait que les canaux de désintégration de Higgs à Higgs sont assez difficiles à mesurer directement dans les expériences de collisionneurs actuelles, il a été constaté dans [192] qu'une telle condition de renormalisation dépendante du processus pour δm_{12}^2 est en outre défavorable d'un point de vue théorique car elle introduit une véritable corrections de sommet de boucle des désintégrations de Higgs à Higgs dans les parties finies du contre-terme. Pour cette raison, δm_{12}^2 lui-même ainsi que les largeurs de désintégration partielles contenant ce contre-terme deviennent généralement des ordres de grandeur plus grands que les largeurs de désintégration partielles au niveau de l'arbre, conduisant ainsi à une instabilité numérique du calcul à une boucle. Par conséquent, pour des raisons pratiques, un schéma de renormalisation dépendant du processus pour le paramètre m_{12}^2 de la brisure douce \mathbb{Z}_2 n'est pas utilisé dans ce travail. Au lieu de cela, nous fixons le contre-terme dans le schéma $\overline{\text{MS}}$ et la forme explicite du contre-terme est donnée dans Annexe (B.6). Étant donné que Δ dépend explicitement de l'échelle de renormalisation μ_R , le contre-terme $\overline{\text{MS}}$ -renormalisé de m_{12}^2 dépend de cette échelle à laquelle le contre-terme est également défini et sa valeur doit être spécifiée pour le calcul des largeurs de désintégration partielles impliquant la renormalisation de m_{12}^2 .

Chapitre 5

Signature du Modèle 2HDM dans les usines de Higgs

Introduction

Dans ce chapitre, nous proposerons quelques scénarios de référence du modèle 2HDM après avoir pris en compte les contraintes théoriques ainsi que les restrictions expérimentales des données récentes du LHC. En utilisant ces scénarios de référence, nous étudierons les effets des corrections radiatives électrofaibles sur le processus de production $e^+e^- \rightarrow Z\phi$, $\phi = h^0, H^0$ et rapporter les calculs complets au second ordre dominant (NLO) sur la section efficace dans le modèle 2HDM en incluant à la fois les corrections virtuelles à une boucle et les émissions réelles d'un photon. Nos résultats sont cohérents avec [206] dans le même ensemble des paramètres du modèle 2HDM. La correction à l'ordre d'une boucle du modèle standard de $\sigma(e^+e^- \rightarrow Zh_{SM})$ a été la première fois calculée en [126] puis suivie des travaux dans [185] et [100], plus tard avait été calculé en utilisant le système GRACE* dans [59] et nous avons reproduit les résultats à des fins de comparaison. Nous trouvons que les corrections électrofaibles de la nouvelle physique dans nos scénarios de référence peuvent être de l'ordre de $-10\% \sim -20\%$, alors que la contribution de l'émission réelle a un signe positif. Quatre points de référence sont étudiés dans ce travail et on a constaté que les corrections d'émissions électrofaibles et réelles sont importantes et pourraient être la cible physique des futurs collisionneurs e^+e^- tels que l'ILC, le CLIC et le CEPC. Les corrections à l'ordre d'une boucle des couplages du boson de Higgs ont été étudiées dans divers modèles. Les corrections QCD et électrofaible de $h\bar{f}f$ ont été calculées dans le modèle standard dans les références [113, 127, 163, 186, 229]. Des calculs similaires ont été effectués dans divers modèles au-delà du modèle standard comme dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM). En raison de ses effets SUSY-QCD importants, il a été observé que les couplages $h\bar{f}f$ peuvent recevoir des corrections importantes [95, 144, 151]. De plus, les couplages $h\bar{f}f$ avaient été intensivement étudiés dans le modèle 2HDM [24, 27, 170]. Dans ce travail, nous examinons également les écarts de $h\bar{f}f$ ($f = b, \tau$) dans les scénarios de type I et de type II et trouvons que ces écarts sont à la portée des futures usines de Higgs et sont utiles pour distinguer les modèles de la nouvelle physique.

*. GRACE est un système de packages de programmes pour le calcul automatique, voir <https://minami-home.kek.jp>

5.1 Le modèle 2HDM et les points de référence

Le modèle 2HDM a été introduit pour la première fois par T.D. Lee [202] afin d'avoir une brisure spontanée de la parité T (ou également de la parité CP), et une revue plus complète peut être trouvée dans les références [72] et [96]. Avant de proposer des scénarios de référence, nous rappelons brièvement les principales caractéristiques du modèle 2HDM liées à ce travail. Le potentiel renormalisable le plus général qui est invariant sous $SU(2) \times U(1)$ peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
 V(\Phi_1, \Phi_2) &= m_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - \left(m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{h.c.} \right) + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 \\
 &+ \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\
 &+ \left(\frac{1}{2} \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \left(\lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) + \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) \right) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \text{h.c.} \right), \tag{5.1}
 \end{aligned}$$

où ϕ_i , $i=1,2$ sont des doublets complexes du groupe $SU(2)$ avec chacun quatre degrés de liberté et m_1^2 , m_2^2 et les λ_{1-4} sont tous réels, ce qui découle de l'hermiticité du potentiel. Cependant, les paramètres λ_{5-7} et m_{12}^2 peuvent être complexes en général. Une violation explicite de CP peut survenir dans le secteur de Higgs en considérant les parties imaginaires des paramètres complexes ci-dessus. Dans ce travail, nous nous concentrons sur notre étude dans le cas de la conservation-CP afin de supposer que tous les paramètres sont réels. De plus, par souci de simplicité, nous n'incluons que le terme de brisure douce proportionnel à m_{12}^2 et omettons les termes proportionnels à λ_6 et λ_7 car ils conduisent à une violation \mathbb{Z}_2 dure.

La symétrie \mathbb{Z}_2 est définie comme $(\Phi_1, \Phi_2) \rightarrow (\Phi_1, -\Phi_2)$, qui a été introduit afin de supprimer les processus de courant neutre à changement de saveur (FCNC) au niveau de l'arbre [137, 221]. La symétrie exacte \mathbb{Z}_2 conduira à l'absence de couplages Φ_2 dans les fermions, ce qui rend Φ_2 possible comme candidat de matière noire dans le modèle dit de doublet inerte (IDM) [43, 74, 210]. Cependant dans ce travail, nous considérons le cas $\lambda_6 = \lambda_7 = 0$ mais $m_{12}^2 \neq 0$, ce qui peut permettre des processus (FCNC) au niveau de boucle [137, 148].

Dans le cas du modèle 2HDM conservant-CP, quatre réalisations ont été envisagées pour éviter les FCNC au niveau de l'arbre, connu sous le nom de type-I, type-II, type-III (appelé Lepton specific) et type-IV (également appelé Flipped) [44, 143]. Dans le modèle de type-I, la symétrie \mathbb{Z}_2 est une symétrie exacte et le doublet Φ_1 donne la masse à tous les fermions. Dans le modèle de type-II, le Φ_1 donne de la masse aux leptons et aux quarks de type down, tandis que le Φ_2 se couple aux quarks de type up. Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) dispose d'un secteur de Higgs de type-II. Dans le modèle de type-III, tous les quarks se couplent au doublet Φ_2 tandis que tous les leptons chargés se couplent au doublet Φ_1 . Enfin, dans le modèle de type-IV, les quarks de type down se couplent au doublet Φ_1 tandis que le reste des fermions se couple au doublet Φ_2 . Avec ces quatre arrangements dans l'espace de saveur du modèle 2HDM, le courant neutre à changement de saveur au niveau de l'arbre peut être supprimé en toute sécurité. À partir des huit degrés de liberté initiaux, si la symétrie $SU(2)$ est brisée, nous nous retrouvons avec deux états de Higgs pairs en CP, généralement dénotés par : h^0 et H^0 , un impair en CP : A^0 , deux bosons de Higgs chargés, H^\pm et trois bosons de Goldstone. Après la brisure de symétrie électrofaible, le potentiel en Equation (5.5) peut être exprimé avec 7 paramètres indépendants à savoir : m_{h^0} , m_{H^0} , m_{A^0} , m_{H^\pm} , $\tan\beta = v_2/v_1$, $\sin(\beta - \alpha)$ et λ_5 (ou équivalent : m_{12}^2). L'angle β est l'angle de rotation entre les états propres du

groupe et les états propres de masse dans le secteur de Higgs de CP-impair et le secteur de Higgs chargés. L'angle α est l'angle de rotation correspondant au secteur CP-pair. Du potentiel ci-dessus, Eq.5.1, on peut déduire les couplages triples de Higgs nécessaires pour le présent travail qui sont des fonctions des paramètres physiques et qui sont donnés dans les équations (D1-D8) de l'annexe D.

L'espace des paramètres du modèle 2HDM est réduit par les contraintes théoriques et expérimentales suivantes :

1. Conditions de stabilité du vide qui garantissent que le potentiel est délimité par dessous, où nous utilisons les conditions dérivées de [107].
2. Unitarité perturbative au niveau de l'arbre pour les amplitudes de diffusion des bosons de Higgs et des composantes longitudinales des bosons de jauge.
3. Perturbativité de tous les coefficients quartiques du potentiel scalaire, c'est-à-dire $|\lambda_i| \leq 8\pi$ ($i = 1, \dots, 5$),
4. Observables de précision électrofaible (EWPOs). En raison des contributions de bosons de Higgs supplémentaires, les paramètres universels S , T et U fournissent des contraintes supplémentaires sur la division de masse entre ces bosons de Higgs. Pour implémenter les contraintes des EWPOs, nous considérons les valeurs suivantes [156, 219] pour S , T et U : $\Delta S = 0,05 \pm 0,11$, $\Delta T = 0,09 \pm 0,13$ et $\Delta U = 0,01 \pm 0,11$.
5. Contraintes expérimentales indirectes des observables physiques B , qui ont été prises en compte en utilisant le code public SuperIso [211]. Plusieurs valeurs expérimentales importantes sont tabulées dans le tableau 5.1, qui sera utilisé pour contraindre de manière significative des paramètres tels que $\tan\beta$ et la masse de boson de Higgs chargée du modèle 2HDM.

Observable	Résultat expérimental	contribution MS	Erreur combinée à 1σ
$\mathcal{B}(K \rightarrow \mu\nu)/\mathcal{B}(\pi \rightarrow \mu\nu)$	0.6357 ± 0.0011 [219]	0.6231 ± 0.0071	0.0071
$\overline{\mathcal{B}}(b \rightarrow s\gamma)_{E_\gamma > 1.6 \text{ GeV}}$	$(3.32 \pm 0.16) \times 10^{-4}$ [18]	$(3.36 \pm 0.24) \times 10^{-4}$	0.29×10^{-4}
$\mathcal{B}(B \rightarrow \tau\nu)$	$(1.14 \pm 0.22) \times 10^{-4}$ [19]	$(0.78 \pm 0.07) \times 10^{-4}$	0.23×10^{-4}
$\mathcal{B}(D \rightarrow \mu\nu)$	$(3.74 \pm 0.17) \times 10^{-4}$ [19, 219]	$(3.94 \pm 0.13) \times 10^{-4}$	0.21×10^{-4}
$\mathcal{B}(D_s \rightarrow \tau\nu)$	$(5.55 \pm 0.24) \times 10^{-2}$ [19, 219]	$(5.17 \pm 0.11) \times 10^{-2}$	0.26×10^{-2}
$\mathcal{B}(D_s \rightarrow \mu\nu)$	$(5.57 \pm 0.24) \times 10^{-3}$ [19, 219]	$(5.28 \pm 0.11) \times 10^{-3}$	0.26×10^{-3}
$\overline{\mathcal{B}}(B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$(2.8 \pm 0.7) \times 10^{-9}$ [23]	$(3.66 \pm 0.28) \times 10^{-9}$	0.75×10^{-9}
$\overline{\mathcal{B}}(B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$(3.9 \pm 1.5) \times 10^{-10}$ [23]	$(1.08 \pm 0.13) \times 10^{-10}$	1.50×10^{-10}
ΔM_s	$(17.757 \pm 0.021) \text{ ps}^{-1}$ [18]	$(18.257 \pm 1.505) \text{ ps}^{-1}$	1.5 ps^{-1}
ΔM_d	$(0.510 \pm 0.002) \text{ ps}^{-1}$ [18]	$(0.548 \pm 0.075) \text{ ps}^{-1}$	0.075 ps^{-1}
$\Delta_0(B \rightarrow K^*\gamma)$	$(5.2 \pm 2.6) \times 10^{-2}$ [219]	$(5.1 \pm 1.5) \times 10^{-2}$	3.0×10^{-2}
δa_μ	$(261 \pm 80) \times 10^{-11}$ [153]	–	80×10^{-11}

Table 5.1 – Résultats expérimentaux des observables combinés par les collaborations Groupe de données de particules (PDG) et / ou Groupe calcul de moyenne des saveurs lourdes (HFAG) dans les références [219] - [19]. Comme pour $\overline{\mathcal{B}}(B_q^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$, les résultats combinés des collaborations LHCb et CMS sont présentés comme indiqué dans la référence [23]. Ref. [153] est utilisé pour les contraintes de données $(g - 2)_\mu$.

Le code public 2HDMC [119] nous permet de vérifier toutes les contraintes listées ci-dessus. De plus, les scénarios de référence proposés dans ce travail satisfont à deux autres contraintes :

- 1) les limites obtenues à partir de diverses recherches de bosons de Higgs supplémentaires au LHC et

d'autres données de collisionneur, et ;

2) par l'exigence qu'il existe un scalaire neutre qui doit correspondre aux propriétés mesurées du boson de type Higgs. Nous évaluons la première contrainte avec le code public `HiggsBounds-5.3.2` [47–50, 52], et la seconde contrainte avec le code `HiggsSignals-2.2.3` [51, 53, 244]. Ici, nous soulignons qu'après la découverte de particules de type Higgs, plusieurs études théoriques ont effectué une analyse d'ajustement global pour le modèle 2HDM afin d'identifier les régions autorisées de l'espace des paramètres à la fois pour un Higgs h^0 de type-MS [25, 63, 79, 80, 92, 114, 115, 123] ainsi que pour un boson de Higgs H^0 de type-MS [64, 124]. Avant de présenter nos résultats, nous aimerions mentionner que nous avons effectué une vérification croisée des résultats dans [206] pour la sous-classe des corrections Yukawa considérée ici et on a trouvé un accord parfait.

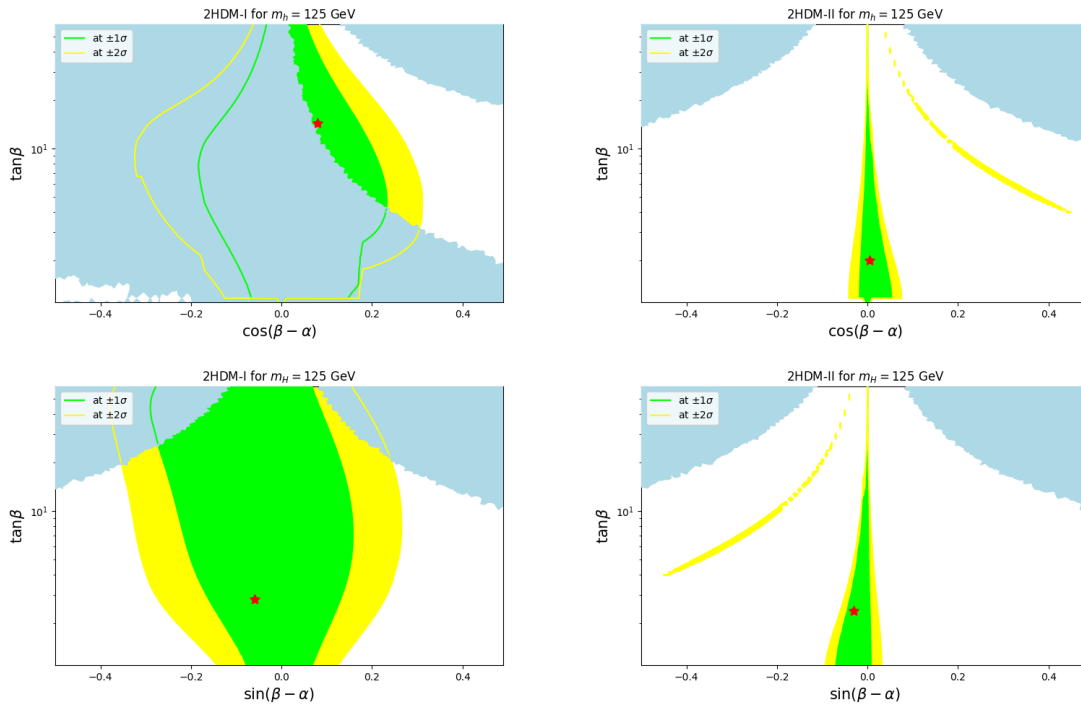


Figure 5.1 – Les plages autorisées à 95 % CL (couleur jaune) et 68 % CL (couleur verte) à partir des données de recherche directe au LHC Run-II sont indiquées. Les régions exclues par des contraintes théoriques sont données par la couleur bleu. Une étoile rouge correspond au meilleur point d'ajustement pour chaque scénario.

Pour explorer l'effet de la nouvelle physique dans le modèle 2HDM dans notre étude suivante, nous proposons quatre points de référence (BPs) comme indiqué dans le tableau 5.2 basé sur le meilleur ajustement des derniers résultats des données de Higgs utilisant les codes publics `HiggsBounds` et `HiggsSignals`.

BPs	$\sin(\beta - \alpha)$	$\tan\beta$	m_h (GeV)	m_H (GeV)	m_A (GeV)	m_{H^\pm} (GeV)	λ_5
BP1-h	0.99679	14.300	125.00	212.00	98.20	178.27	0.5819
BP2-h	0.99999	2.012	125.00	594.00	512.00	592.00	0.0000
BP1-H	-0.06000	2.830	95.00	125.00	169.00	170.00	-0.3220
BP2-H	-0.03000	2.160	95.00	125.00	600.00	600.00	-5.7800

Table 5.2 – Des points de référence sélectionnés utilisant des données de Higgs à 13 TeV avec $m_h=125$ GeV sont présentés, pour BP1-h et BP2-h et avec $m_H=125$ GeV, pour BP1-H et BP2-H. Évidemment, dans cette notation, le type BP1 (BP2) est lié au type-I (type-II). Ici, nous adoptons quatre masses physiques, deux angles et λ_5 pour décrire chaque point dans l'espace des paramètres. Dans chaque BP, nous examinons le rapport de la largeur de désintégration totale sur la masse d'un boson de Higgs, c'est-à-dire Γ_ϕ/m_ϕ , et trouvons qu'il est inférieur à 5% avec $\phi = H, A$ et H^\pm .

Pour démontrer l'impact des données expérimentales ainsi que les contraintes théoriques sur les espaces des paramètres, nous effectuons un scan sur le plan de $\sin(\beta - \alpha)/\cos(\beta - \alpha)$ et $\tan\beta$. Les résultats sont présentés dans la figure (5.1) où nous projetons les contraintes du LHC discutées ci-dessus sur des régions autorisées à un niveau de confiance de 95 % (CL) (couleur jaune) ainsi qu'à 68 % CL (couleur verte) dans le plan $[\sin(\beta - \alpha), \tan\beta]$ pour h étant de type-MS pour le type-I (panneau en haut à gauche) et le type-II (panneau en haut à droite) du modèle 2HDM. Dans les graphiques inférieurs, le boson de Higgs le plus lourd H est le boson de Higgs de type-MS avec la même couleur de codage.

Les quatre points de référence sélectionnés sont donnés dans le tableau 5.2, dont chacun correspond à l'étoile rouge dans chaque tracé de la figure (5.1).

Concernant la masse du boson de Higgs chargé, nous tenons à souligner ici qu'un boson de Higgs légèrement chargé inférieure à 200 GeV peut être cohérent avec les données actuelles de Higgs du LHC. Comme il est bien connu que dans le cadre de 2HDM II et IV, par exemple, la mesure du rapport de branchement $b \rightarrow s\gamma$ nécessite que la masse du boson de Higgs chargé soit plus lourde que 580 GeV [214, 215] pour toute valeur de $\tan\beta \geq 1$. Une telle limite est beaucoup plus faible pour les autres types du modèle 2HDM [118]. Dans le modèle 2HDM type-I et type-III, tant que $\tan\beta \geq 2$, il y a des régions autorisées dans l'espace de paramètres avec un bosons de Higgs aussi léger que 100 GeV [26, 118] qui sont toujours compatibles avec toutes les contraintes de la physique B ainsi qu'avec les limites de LEP et LHC [3, 4, 7, 12, 178, 179].

En raison du petit couplage Yukawa du boson Higgs/Goldstone à l'électron, la contribution à l'ordre dominant (LO) pour le processus $e^+e^- \rightarrow Zh$ et $e^+e^- \rightarrow ZH$ dans le modèle 2HDM provient du diagramme de Feynman donné dans la figure (5.2).

Ensuite la section efficace totale à l'arbre dans le modèle 2HDM, σ^0 peut être exprimée comme :

$$\sigma^0(e^+e^- \rightarrow Z\phi) = \sin^2(\beta - \alpha)[\cos^2(\beta - \alpha)]\sigma_{SM}^0(e^+e^- \rightarrow Zh) \quad \text{pour } \phi = h[H] \quad (5.2)$$

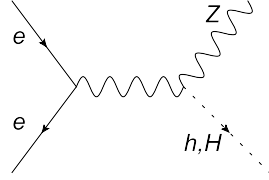


Figure 5.2 – Le diagramme de Feynman (LO) pour le processus $e^+e^- \rightarrow Zh$ et $e^+e^- \rightarrow ZH$ dans le modèle 2HDM est affiché.

où la section efficace à l'arbre du modèle standard, σ_{SM}^0 est définie comme :

$$\sigma_{SM}^0 (e^+e^- \rightarrow Zh) = \frac{\alpha_{em}^2 \pi}{192 s s_W^4 c_W^4} (v_e^2 + \alpha_e^2) \lambda^{\frac{1}{2}} \frac{\lambda + 12m_Z^2/s}{(1 - m_Z^2/s)^2} \quad (5.3)$$

où s est l'énergie de collision au carré, $\alpha_e = -1$, $v_e = -1 + 4 \sin^2 \theta_W$, $\alpha_{em} = e^2/4\pi$, $\lambda = (1 - m_h^2/s - m_Z^2/s)^2 - 4m_h^2 m_Z^2/s^2$. Ici, nous avons utilisé s_W et c_W pour $\sin(\theta_W)$ et $\cos(\theta_W)$, et θ_W est l'angle de Weinberg. Avec la relation $\alpha_{em} = \sqrt{2} m_W^2 s_W^2 G_F/\pi$, on peut voir que notre résultat à l'ordre dominant (LO) dans le modèle standard est cohérent avec ceux des références [75, 110, 181]. La formule des sections efficaces au niveau de l'arbre pour le processus de Higgs-strahlung aux collisionneurs e^+e^- dans le modèle 2HDM peut également être trouvée dans [111], où le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) était considéré un modèle 2HDM de type II intégré dans le secteur Higgs.

5.2 Schéma de Renormalisation et calcul à l'ordre d'une boucle

Les calculs de corrections d'ordre supérieur dans la théorie des perturbations conduisent en général à des divergences ultraviolettes (UV). La procédure standard pour éliminer ces divergences UV consiste à la renormalisation du lagrangien nu, en redéfinissant les couplages et les champs. Dans le modèle standard, le schéma de renormalisation sur couche est bien élaboré [69, 101, 160]. Comme le montre la référence [101], la constante de renormalisation pour la charge δZ_e est obtenue comme :

$$\delta Z_e = -\frac{1}{2} \delta Z_{AA} - \frac{s_W}{c_W} \frac{1}{2} \delta Z_{ZA} = \frac{1}{2} \Pi(0) - \frac{s_W}{c_W} \frac{\sum_T^{AZ}(0)}{m_Z^2} \quad (5.4)$$

avec

$$\Pi(s) \equiv \frac{\sum_T^{AA}(s)}{s}, \quad (5.5)$$

et

$$\Pi(0) = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{\sum_T^{AA}(s)}{s} = \left. \frac{\partial \sum_T^{AA}(s)}{\partial s} \right|_{s=0}. \quad (5.6)$$

où les définitions de δZ_e , δZ_{AA} et δZ_{ZA} peuvent être trouvées dans les équations (E.2) et (E.3). Cela correspond à la constante de couplage courante obtenue dans la limite de Thomson, prise comme $\alpha_{em}(m_e)$ ou $\alpha_{em}(0)$. La polarisation du vide $\Pi(0)$, premier terme de δZ_e , est sensible à la contribution hadronique. Généralement, un paramètre non perturbatif $\Delta \alpha_{hadron}^{(5)}(m_Z)$ ("5" ici est le nombre de saveurs de quark, ce qui signifie que le quark top n'est pas inclus) est utilisé pour absorber la contribution hadronique, c'est-à-dire que $\Pi(0)$ est modifié comme (les contributions des leptons sont également

séparées pour une discussion plus approfondie) :

$$\Pi(0) = \Pi_{\text{hadron}}^{(5)}(0) + \Pi_{\text{lepton}}(0) + \Pi_{\text{remaining}}(0) \rightarrow \text{Re}\Pi_{\text{hadron}}^{(5)}(m_Z^2) + \Delta\alpha_{\text{hadron}}^{(5)}(m_Z) + \Pi_{\text{lepton}}(0) + \Pi_{\text{remaining}}(0), \quad (5.7)$$

avec $\Delta\alpha_{\text{hadron}}^{(5)}(m_Z) = 0,02764$ selon le groupe de données de particules (PDG) [248]. Alors δZ_e est réécrit comme :

$$\delta Z_e(0) = \frac{1}{2}\text{Re}\Pi_{\text{hadron}}^{(5)}(m_Z^2) + \frac{1}{2}\Delta\alpha_{\text{hadron}}^{(5)}(m_Z) + \frac{1}{2}\Pi_{\text{lepton}}(0) + \frac{1}{2}\Pi_{\text{remaining}}(0) - \frac{s_W}{c_W} \frac{\sum_T^{AZ}(0)}{m_Z^2}. \quad (5.8)$$

Dans le texte suivant et le tableau 5.3, nous étiquetons le schéma défini dans l'équation (5.8) comme le schéma $\alpha_{em}(0)$. Pendant ce temps, chaque fois que $\Pi(0)$ est mentionné, il fait référence à celui défini dans l'équation (5.7). Deux autres schémas étiquetés comme $\alpha_{em}(m_Z)$ et $\alpha_{em}(\sqrt{s})$ sont définis ci-dessous où les grandes contributions logarithmiques des leptons sont également absorbées dans la redéfinition de la constante de couplage en cours.[101, 247]

$$\delta Z_e(\mu) \equiv \delta Z_e(0) - \frac{1}{2}\Delta\alpha(\mu) = \frac{1}{2}\text{Re}\Pi_{\text{hadron}}^{(5)}(\mu^2) + \frac{1}{2}\text{Re}\Pi_{\text{lepton}}(\mu^2) + \frac{1}{2}\Pi_{\text{remaining}}(0) - \frac{s_W}{c_W} \frac{\sum_T^{AZ}(0)}{m_Z^2}, \quad (5.9)$$

avec

$$\begin{aligned} \Delta\alpha(\mu) &\equiv \Pi_{f \neq \text{top}}(0) - \text{Re}\Pi_{f \neq \text{top}}(\mu^2) \\ &= [\text{Re}\Pi_{\text{hadron}}^{(5)}(m_Z^2) + \Delta\alpha_{\text{hadron}}^{(5)}(m_Z) - \text{Re}\Pi_{\text{hadron}}^{(5)}(\mu^2)] + [\Pi_{\text{lepton}}(0) - \text{Re}\Pi_{\text{lepton}}(\mu^2)] \end{aligned} \quad (5.10)$$

Et la constante de couplage en marche est définie comme :

$$\alpha_{em}(\mu) \equiv \frac{\alpha_{em}(0)}{1 - \Delta\alpha(\mu)}. \quad (5.11)$$

Dans le schéma $\alpha_{em}(m_Z)$, nous prenons $\mu = m_Z$, tandis que dans le schéma $\alpha_{em}(\sqrt{s})$, nous prenons $\mu = \sqrt{s}$. Résultats dans ces deux schémas seront indépendants de $\log(m_e)$. Dans ce qui suit, nous utilisons le schéma $\alpha_{em}(m_Z)$ comme choix par défaut. Dans la procédure de renormalisation utilisant la régularisation dimensionnelle, une échelle μ_r est introduite. Habituellement, cela génère un terme logarithmique $\log(\mu_r)$. Comme nous utilisons un schéma complet sur couche dans les deux processus de production, ces termes qui peuvent être considérés comme un facteur global $(\mu_r^2)^\epsilon$ dans chaque partie individuelle [contre-terms dans le la soustraction minimale modifiée (schéma $\overline{\text{MS}}$) n'a pas un tel facteur], disparaîtra lors de l'annulation des divergences UV et infrarouge (IR) lors de la sommation de toutes les parties. Cela conduit à l'indépendance μ_r de nos résultats pour les processus de production. D'autre part, à partir de l'équation (5.9), une nouvelle échelle μ est introduite, qui indique l'échelle à laquelle la charge est renormalisée, et nos résultats en dépendent. Désormais, lorsque nous parlons d'échelle de renormalisation, cela désigne μ qui est introduit dans la renormalisation de la charge, et non μ_r . La renormalisation du modèle 2HDM avait été en proie au problème de la dépendance de la jauge des paramètres de mélange, comme le $\tan\beta$, comme dans le cas du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) où le type-II du modèle 2HDM est nécessaire [171, 173, 175]. Un schéma raisonnable et pratique doit être indépendant de la jauge et du processus et numériquement stable également [129]. Sur la base du schéma de renormalisation élaboré par Fleischer et Jegerlehner dans la référence [127],

qui est maintenant généralement appelé schéma de tadpole FJ, deux groupes trouvent un moyen de remplir ces conditions. Le premier est le schéma de tadpole $\overline{\text{MS}}$ (MSTS) [104–106], où les angles de mélange sont renormalisés en utilisant la soustraction $\overline{\text{MS}}$. L'autre est le schéma du tadpole pincé (PTS) [190, 192], où la technique du pincement (voir par exemple Réf. [67]) est utilisée pour définir les termes de compteur indépendants de la jauge pour les angles de mélange. D'autres schémas de renormalisation ont été proposés et examinés numériquement [14, 15] et ont été implémentés dans le package HDecay [193]. Dans ce travail, nous adoptons le schéma du tadpole pincé (PTS) sur couche décrit dans [190]. "On-shell" signifie ici que l'échelle sur couche est choisie dans les self-énergies lors de la renormalisation des angles de mélange. Plus de détails sur le schéma de renormalisation dans ce travail peuvent être trouvés dans l'annexe E. Dans notre calcul, une petite masse de photons λ est introduite pour régulariser la divergence douce. Pendant ce temps, deux seuils, ΔE et $\Delta\theta$, sont introduits pour traiter les singularités IR dans les processus de correction réels. L'espace de phase à 3 corps du processus de correction réel $e^+e^- \rightarrow Zh\gamma$ est divisé en trois parties :

- partie douce (S) : où l'énergie du photon E_γ est plus petite que ΔE ;
- partie colinéaire dure (HC) : où $E_\gamma \geq \Delta E$ et l'angle entre le photon et le faisceau θ_γ est plus petit que $\Delta\theta$;
- partie dure non colinéaire (\overline{HC}) : la partie restante, qui est finie.

Ainsi, les corrections au second ordre dominant (NLO) peuvent être exprimées comme :

$$d\sigma^1 = d\sigma_V(\lambda) + d\sigma_S(\lambda, \Delta E) + d\sigma_{HC+CT}(\Delta E, \Delta\theta) + d\sigma_{\overline{HC}}(\Delta E, \Delta\theta), \quad (5.12)$$

Ici, $d\sigma_V$ désigne la correction virtuelle comprenant les diagrammes de boucle et les contre-termes issus de la renormalisation. La partie douce est donnée par :

$$d\sigma_S = -\frac{\alpha_{em}}{\pi} d\sigma^0 \times \left[\log \frac{4\Delta E^2}{\lambda^2} \left(1 + \log \frac{m_e^2}{s} \right) + \frac{1}{2} \log^2 \frac{m_e^2}{s} + \log \frac{m_e^2}{s} + \frac{1}{3} \pi^2 \right], \quad (5.13)$$

où $d\sigma^0$ désigne la section efficace différentielle au niveau de l'arbre.

La partie colinéaire dure est obtenue dans la limite colinéaire comme :

$$\begin{aligned} d\sigma_{HC} &= \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \left[\frac{1+z^2}{1-z} \log \frac{\Delta\theta^2 + 4m_e^2/s}{4m_e^2/s} - \frac{2z}{1-z} \frac{\Delta\theta^2}{\Delta\theta^2 + 4m_e^2/s} \right] d\sigma^0(zk_1) dz + (k_1 \Leftrightarrow k_2) \\ \xrightarrow{\Delta\theta^2 \gg m_e^2/s} & \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \left[\frac{1+z^2}{1-z} \log \frac{\Delta\theta^2 s}{4m_e^2} - \frac{2z}{1-z} \right] \times \left[d\sigma^0(zk_1) + d\sigma^0(zk_2) \right] dz, \end{aligned} \quad (5.14)$$

avec $0 \leq z \leq 1 - \delta_s = 1 - 2\Delta E/\sqrt{s}$, qui est également lié à la section efficace différentielle au niveau de l'arbre $d\sigma^0$. CT désigne le "contre-terme" de la fonction de structure électronique, issu du 2^{eme} terme de l'équation (C.1) :

$$d\sigma_{CT} = -\frac{\alpha_{em}}{2\pi} \log \frac{s}{4m_e^2} P_{ee}^+(z, 0) \times \left[d\sigma^0(zk_1) + d\sigma^0(zk_2) \right] dz \quad (5.15)$$

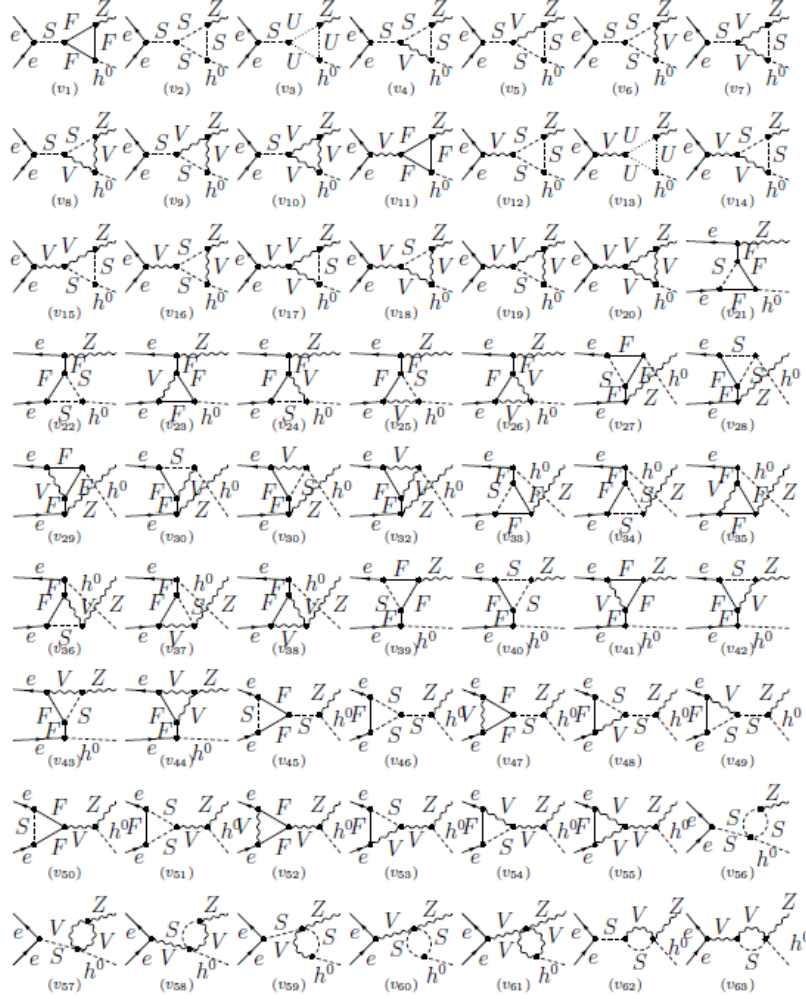


Figure 5.3 – Diagrammes de Feynman à une boucle à trois points génériques dans le modèle 2HDM contribuant au processus $e^+e^- \rightarrow Zh^0$ (nous prenons $\phi = h^0$) sont présentés, où les étiquettes U , V , S et F font référence respectivement aux fantômes, aux bosons de jauge vectorielle, aux bosons scalaires de Higgs et aux fermions.

avec $0 \leq z \leq 1$. Ainsi, la combinaison des parties HC et CT peut être exprimée comme :

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{HC+CT} &\equiv d\sigma_{HC+CT}^* + d\sigma_{SC} \\
 d\sigma_{HC+CT}^* &= \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \left[\frac{1+z^2}{1-z} \log \Delta\theta^2 - \frac{2z}{1-z} \right] \times \left[d\sigma^0(zk_1) + d\sigma^0(zk_2) \right] dz \\
 d\sigma_{SC} &= -\frac{\alpha_{em}}{\pi} \log \frac{s}{4m_e^2} \left[\frac{3}{2} + 2 \log \delta_s \right] d\sigma^0
 \end{aligned} \tag{5.16}$$

Les parties douce et virtuelle sont obtenues avec FormCalc, tandis que les autres parties sont obtenues à l'aide de calcul du diagramme de Feynman (FDC) [254]. La dépendance λ a été vérifiée lorsque nous combinons les parties douce et virtuelle, une vérification plus détaillée dans le modèle standard peut être trouvée dans l'annexe C.

Dans l'annexe C, nous examinons la dépendance de la section efficace du modèle standard sur

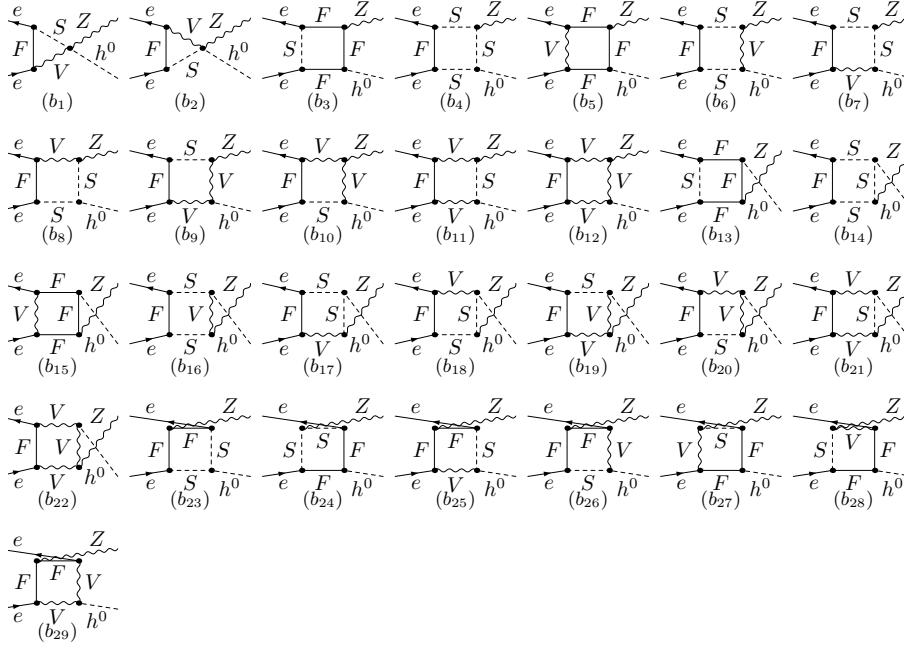


Figure 5.4 – Diagrammes de Feynman à une boucle à quatre points génériques dans le modèle 2HDM contribuant au processus $e^+e^- \rightarrow Zh^0$ (nous prenons $\phi = h^0$) sont affichés, où les étiquettes de V , S et F font référence respectivement aux bosons de jauge vectorielle, aux bosons scalaires de Higgs et aux fermions.

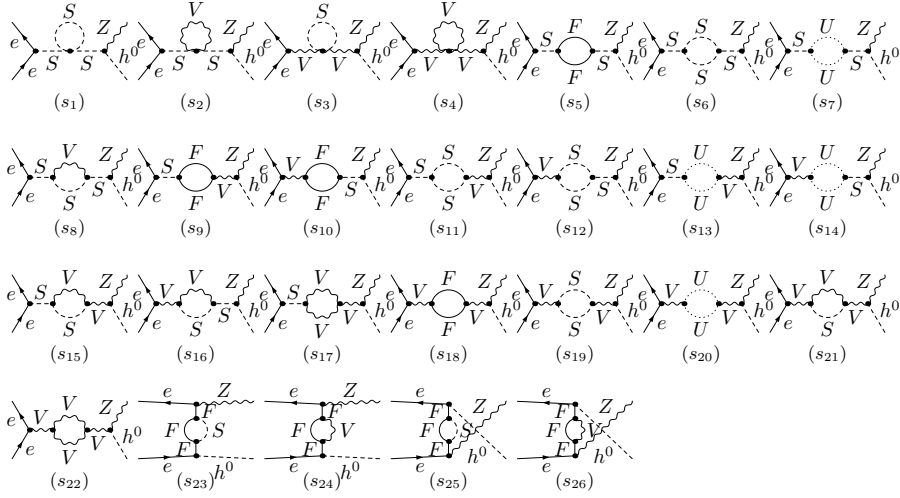


Figure 5.5 – Diagrammes de Feynman à une boucle à deux points génériques dans le modèle 2HDM contribuant au processus $e^+e^- \rightarrow Zh^0$ (nous prenons $\phi = h^0$) sont affichés, où les étiquettes U , V , S et F font référence respectivement aux fantômes, aux bosons de jauge vectorielle, aux bosons scalaires de Higgs et aux fermions.

ces paramètres non physiques, tels que δ_s dans Table C.1 et $\Delta\theta$ dans Table C.2. A partir de ces résultats, on observe que dans une région raisonnable où $\delta_s \ll 1$ et $m_e/\sqrt{s} \ll \Delta\theta \ll 1$ sont satisfaits, nos résultats sont en effet indépendants de ces paramètres non physiques introduits par l'algorithme. Pendant ce temps, comme nous adoptons le schéma $\alpha_{em}(\mathbf{m}_Z)$, la section efficace devrait également être indépendante du terme logarithme de la masse d'électrons $\log(m_e)$. Cette indépendance est indiquée dans le tableau C.3. Après ces vérifications, nous appliquons notre procédure au modèle 2HDM, c'est-à-dire que nous calculons les corrections radiatives à une boucle du processus de Higgs-strahlung $e^+e^- \rightarrow Z\phi$.

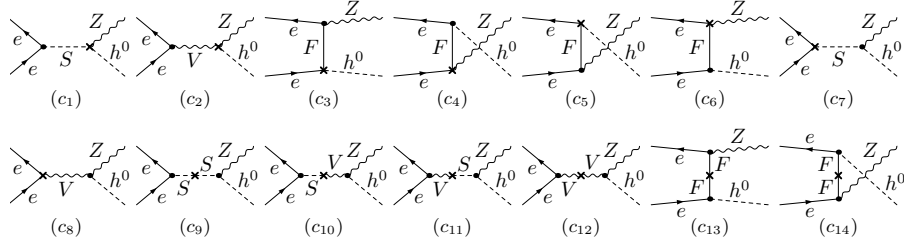


Figure 5.6 – Diagrammes de Feynman à une boucle de contre-terms génériques dans le modèle 2HDM contribuant à $e^+e^- \rightarrow Zh^0$ (nous prenons $\phi = h^0$) sont présentés.

Ici, nous calculons les corrections radiatives au niveau de l'arbre du processus $e^+e^- \rightarrow Zh^0, ZH^0$ en 2HDM dans la jauge de Feynman-'t Hooft, y compris toutes les particules du modèle dans les boucles. Les contre-terms sont construits par des conditions de renormalisation spécifiques qui nous permettent d'annuler toutes les divergences UV avec des diagrammes à une boucle.

En insérant ces redéfinitions dans le lagrangien, nous trouvons le contre-terme suivant pour h^0ZZ et H^0ZZ :

$$\begin{aligned} \delta\mathcal{L}_{h^0ZZ} &= \frac{em_W \sin(\beta - \alpha)}{s_W c_W^2} \left[\delta Z_e - \frac{\delta s_W}{s_W} - \frac{2\delta c_W}{c_W} + \frac{\delta m_W^2}{2m_W^2} + \frac{1}{2} \delta Z_{h^0 h^0} + \delta Z_{ZZ} \right. \\ &+ \left. \frac{1}{2} \cot(\beta - \alpha) \delta Z_{H^0 h^0} + \cot(\beta - \alpha) (\delta\beta - \delta\alpha) \right] h^0 Z^\mu Z^\nu g_{\mu\nu} \end{aligned} \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} \delta\mathcal{L}_{H^0ZZ} &= \frac{em_W \cos(\beta - \alpha)}{s_W c_W^2} \left[\delta Z_e - \frac{\delta s_W}{s_W} - \frac{2\delta c_W}{c_W} + \frac{\delta m_W^2}{2m_W^2} + \frac{1}{2} \delta Z_{H^0 H^0} + \delta Z_{ZZ} \right. \\ &+ \left. \frac{1}{2} \tan(\beta - \alpha) \delta Z_{h^0 H^0} - \tan(\beta - \alpha) (\delta\beta - \delta\alpha) \right] H^0 Z^\mu Z^\nu g_{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (5.18)$$

Les diagrammes de Feynman à une boucle liés aux processus $e^+e^- \rightarrow Z\phi_i$ sont affichés dans les figures (5.3 - 5.6), qui sont appelés respectivement : les corrections de sommets, les contributions de boîte, les corrections de self-énergie et les contre-terms. Dans ces diagrammes de Feynman, les étiquettes V, S, F désignent toutes les insertions d'états vectoriels, scalaires et fermioniques du modèle 2HDM. Comme nous avons utilisé le schéma PTS sur couche (On-shell pinched tadpole scheme) dans notre schéma de renormalisation, nous devrions également inclure tous les diagrammes des tadpoles possibles, qui ont été fusionnés avec les diagrammes de contre-terms correspondants dans la figure (5.6) et n'ont pas été montrés explicitement. Il y a un problème sur les effets de la largeur des particules dans les diagrammes du s-canal qui doit être clarifié. Pour les processus que nous considérons ici, le boson intermédiaire Z est toujours éloigné de sa couche de masse car l'énergie de collision est supposée être de 250 GeV ou même plus. Il est donc probable de négliger l'effet de la largeur du boson Z dans notre calcul. Pendant ce temps, on observe que les contributions de l'état initial des sommets $e^+e^-\phi$ disparaissent dans la limite $m_e \rightarrow 0$ puisque les deux e^+ et e^- sont sur couche, alors il est justifié de négliger les largeurs des bosons scalaires. De toute évidence, un tel argument est valable pour le reste des diagrammes d'échange de bosons scalaires dans le s-canal. Comme mentionné dans la légende du tableau 5.2, le rapport Γ/m pour toutes les nouvelles particules de boson de Higgs est inférieur à 5 % et l'approximation de largeur étroite peut tenir. Par conséquent, dans ce travail, pour ces diagrammes du s-canal, nous négligeons simplement les largeurs du boson Z et des autres bosons scalaires.

Enfin, la section efficace totale au second ordre dominant (NLO), notée σ^{NLO} , est définie comme

la somme de la section efficace (LO), σ^0 et des corrections (NLO), σ^1 , c'est à dire :

$$\sigma^{NLO} = \sigma^0 + \sigma^1 \equiv \sigma^0(1 + \delta^1), \quad (5.19)$$

où δ^1 est défini comme le rapport qui mesure la force relative des corrections au second ordre dominant (NLO) sur le résultat à l'arbre. Comme indiqué dans la section 3.1 de la réf.[57], les corrections électrofaible NLO σ^1 peuvent être regroupées en deux parties invariantes de jauge :

- la partie "QED", qui comprend tous les diagrammes qui contiennent un photon supplémentaire attaché aux diagrammes LO, tels que les diagrammes v_{23} , v_{29} et v_{52} dans la figure (5.3) lorsque le boson vectoriel désigne un photon. Pendant ce temps, la contribution du photon à la renormalisation de la fonction d'onde de l'électron est également regroupée dans cette partie.
- la partie «faible», qui contient toutes les contributions restantes.

En termes de convention introduite dans [57], nous pouvons diviser σ^1 comme :

$$\sigma^1 = \sigma^{1,\text{weak}} + \sigma^{1,\text{QED}}. \quad (5.20)$$

En conséquence, le δ défini dans l'équation (5.19) peut également être divisé en deux parties :

$$\delta^1 = \delta^{1,\text{weak}} + \delta^{1,\text{QED}}, \quad (5.21)$$

qui représentent la force relative des corrections faibles et QED, respectivement.

5.3 Résultats Numériques et Discussions

Ci-dessous, nous présentons les résultats numériques obtenus à partir de l'analyse des processus $e^+e^- \rightarrow Z + h/H$ à l'ordre d'une boucle dans le modèle standard et le modèle 2HDM. § Nous nous concentrons sur les deux quantités suivantes : le rapport de la correction faible $\delta^{1,\text{weak}}$ et le rapport des corrections complètes à une boucle (y compris les émissions réelles) sur les résultats du premier ordre δ^1 .

Dans notre calcul numérique, les paramètres du tableau (5.2) sont utilisés comme entrée physique dans le secteur de Higgs, tandis que dans le secteur de jauge, deux paramétrisations physiques différentes sont utilisées :

- $\{\alpha_{em}, G_F, m_Z\}$: Ils sont utilisés dans le scan de l'espace des paramètres du modèle 2HDM, ce qui conduit finalement au tableau (5.2). Ils sont également utilisés pour déterminer la plage autorisée de λ_5 et pour le calcul de la partie de désintégration.
- $\{\alpha_{em}, m_W, m_Z\}$: Ils sont utilisés dans le calcul des processus de production, comme nous avons utilisé la condition sur couche pour la renormalisation de self-énergie du boson W .

Les valeurs des paramètres ci-dessus sont tirées du groupe de données de particules (PDG) [248] comme $\alpha_{em} = 1/137.036$, $G_F = 1.16638 \times 10^{-5} \text{ Gev}^{-2}$, $m_Z = 91.1876 \text{ GeV}$ et $m_W = 80.385 \text{ GeV}$. Il convient de noter que la valeur attendue dans le vide (VEV) v est différente dans ces deux cas. Dans

§. Dans la partie QED, le photon supplémentaire ne peut se fixer qu'à une paire d'électrons initiale dans ce processus soit dans le modèle standard soit dans le modèle 2HDM. Ainsi $\delta^{1,\text{QED}}$ devrait être le même dans les résultats du MS et 2HDM.

le premier cas, il est déterminé comme étant $v = 1/\sqrt{\sqrt{2}G_F} \approx 246.220$ GeV. Alors que dans ce dernier cas, il est déterminé comme $v = m_W \sqrt{1 - m_W^2/m_Z^2}/\sqrt{\pi\alpha_{em}}$ et varie lorsque l'échelle de α_{em} change. Dans le schéma $\alpha_{em}(m_Z)$, c'est $v \approx 243.137$ GeV.

La section efficace totale NLO pour le processus $e^+e^- \rightarrow Zh_{MS}$, y compris les émissions réelles, peut être trouvée dans le tableau 5.3. Les résultats dans le schéma $\alpha_{em}(0)$ dépendent toujours de $\log(m_e)$ tandis que les deux autres sont indépendants. À l'ordre dominant (LO), la section efficace σ^0 dans ces trois schémas se lit respectivement comme 223.12 fb, 252 fb et 257.68 fb, où la différence maximale est 34.56 fb. Au second ordre dominant (NLO), la section efficace σ^{NLO} se lit comme suit : 230.25, 228.93 et 228.05 fb, où la différence maximale est de 1.20 fb. À partir de ces chiffres, nous pouvons voir que la dépendance à l'échelle a été grandement améliorée chez au second ordre dominant (NLO), ce qui peut être exposé plus clairement dans la figure (5.7). Par souci de comparaison avec d'autres publications, notre définition de la partie faible est conforme à celle définie dans les références [138, 247] et nous trouvons également que nos résultats numériques dans le modèle standard sont en accord avec ceux donnés dans les références [138, 247].

Dans la figure (5.7), la dépendance à l'échelle de renormalisation μ et l'énergie de collision de la section efficace dans le modèle standard sont explicitement montrées. Sur la figure (5.7 a), on observe que les résultats de l'ordre dominant peuvent changer radicalement lorsque l'échelle de renormalisation non physique μ varie de 0 à \sqrt{s} , soit la différence entre les résultats de $\alpha_{em}(0)$ et $\alpha_{em}(\sqrt{s})$ peuvent atteindre jusqu'à 15 % comme indiqué dans le tableau 5.3. En revanche, la dépendance d'échelle des résultats est considérablement réduite au second ordre dominant. Par exemple, la différence entre les résultats NLO de $\alpha_{em}(0)$ et $\alpha_{em}(\sqrt{s})$ est de 1 % environ. Dans la figure (5.7 b), les formes de ligne des sections efficaces LO et NLO variant avec l'énergie de collision \sqrt{s} sont montrées. La plus grande différence entre les différentes échelles de renormalisation se produit près du seuil.

Dans la figure (5.8), nous comparons les résultats du premier ordre (LO) et ceux du seconde ordre (NLO)

scheme	$1/\alpha_{em}(\mu)$	σ^0	$\sigma^{1,weak}$	σ^1	$\sigma^{NLO} = \sigma^0 + \sigma^1$
$\alpha_{em}(0)$	137.036	223.12(0)	6.09(0)	7.13(2)	230.25(2)
$\alpha_{em}(m_Z)$	128.943	252.00(0)	-24.33(0)	-23.07(2)	228.93(2)
$\alpha_{em}(\sqrt{s})$	127.515	257.68(0)	-30.92(0)	-29.63(2)	228.05(2)

Table 5.3 – Résultats du modèle standard au seconde ordre dominant (NLO) sous différents schémas à $\sqrt{s} = 250$ GeV (en unité de fb). Trois schémas sont choisis pour démontrer la dépendance d'échelle des résultats.

complet dans le modèle standard. Dans la figure (5.8 a), la distribution de l'impulsion transversale du boson de Higgs dans le processus $e^+e^- \rightarrow Zh$ dans le modèle standard est montrée où l'énergie de collision \sqrt{s} équivaut à 250 GeV. Lorsque l'angle du boson de Higgs sortant par rapport à la direction de l'électron entrant est défini comme θ dans la trame de laboratoire, le moment transversal du boson de Higgs est défini comme $P_t(\mathbf{h}) = |\vec{P}(\mathbf{h})| \sin \theta$, où $|\vec{P}(\mathbf{h})|$ désigne la magnitude de l'impulsion tridimensionnelle du boson de Higgs dans le cadre du laboratoire. Le seuil de $P_t(\mathbf{h})$ est déterminé par l'énergie de collision totale. Lorsque la collision est fixée à 250 GeV, le maximum de $P_t(\mathbf{h})$ est de 62.12 GeV, ce qui est déterminé par la cinématique. Nous constatons que les formes de ligne du premier ordre (LO) et les résultats complets du seconde ordre dominant (NLO) sont similaires, à l'exception d'un facteur d'échelle global. Sur la figure (5.8 b), la dépendance énergétique de la section efficace est représentée. En guise de vérification croisée, nous comparons notre section efficace (LO) du modèle standard avec celle calculée en utilisant Whizard [182] (par exemple dans le schéma $\alpha_{em}(m_Z)$), un bon

accord est trouvé. De plus, on observe que bien que la forme de ligne de $P_t(\mathbf{h})$ donnée dans la figure (5.8 a) soit différente de la fig.(2b) dans la référence [78] où la distribution est normalisée avec les effets du rayonnement de l'état initial (ISR) inclus, un bon accord est trouvé lorsque nous normalisons également la forme de ligne de $P_t(\mathbf{h})$ donnée dans la figure (5.8 a) avec des résultats à l'arbre de la fig.(2b) de la référence [78] simulé en utilisant MadGraph [17].

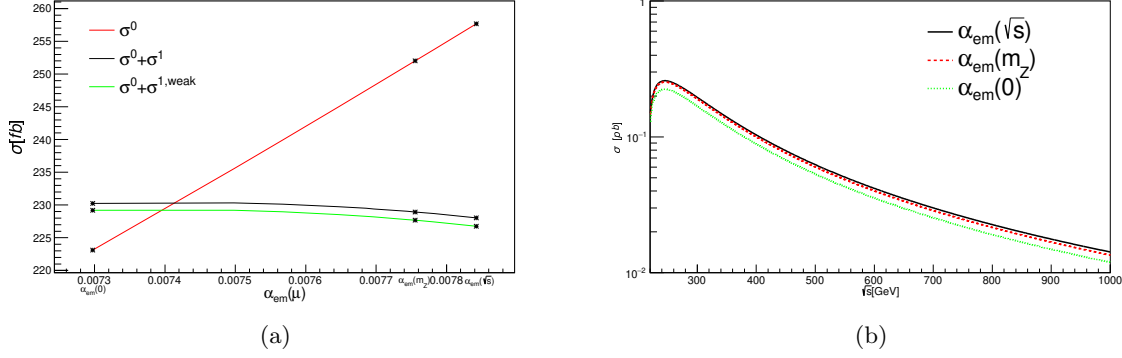


Figure 5.7 – (a) : Dépendance à l'échelle de la section efficace (LO) et (NLO) dans le MS ; (b) : Section efficace (LO) en fonction de l'énergie de collision \sqrt{s} dans le MS dans différents schémas.

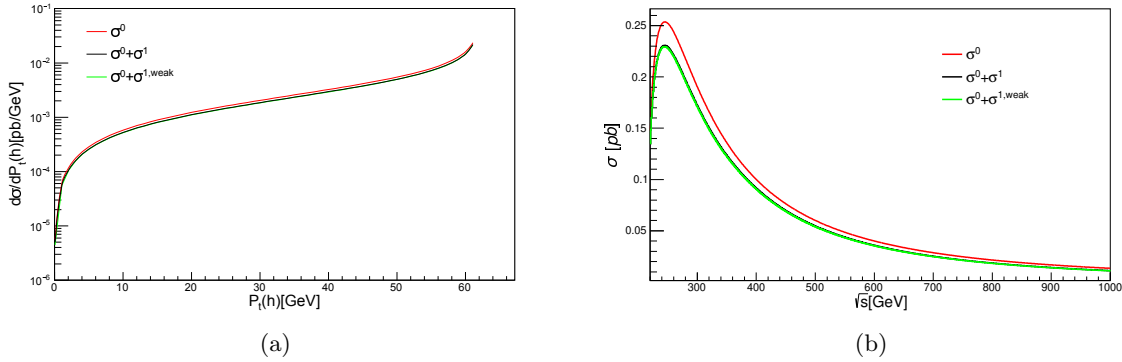


Figure 5.8 – (a) : Distribution du moment transversale du boson de Higgs, $P_t(\mathbf{h})$, et les formes de lignes des sections efficaces de (LO) et (NLO) dans le MS ; (b) : Sections efficaces (LO) et (NLO) en fonction de l'énergie de collision \sqrt{s} dans le MS dans le schéma $\alpha_{em}(m_Z)$.

Sur la base des résultats du modèle standard, puisque les résultats (NLO) sont moins dépendants de l'échelle de renormalisation μ , dans l'étude suivante sur le modèle 2HDM, nous allons fixer une échelle de renormalisation $\mu = m_Z$ pour présenter les résultats. Nous commençons maintenant à présenter les résultats des quatre points de référence du modèle 2HDM. Le paramètre de λ_5 est lié aux couplages triples du boson de Higgs, qui est donné comme : [148]

$$\lambda_5 = \frac{m_{12}^2 - m_A^2 s_\beta c_\beta}{v^2 s_\beta c_\beta} \quad (5.22)$$

Une fois que λ_5 est fixé, tous les couplages triples de bosons de Higgs sont fixés, comme indiqué dans les équations. (D1 - D8) de l'annexe D. Pour démontrer les effets des auto-couplages triples du boson de Higgs, nous essayons de les faire varier près de ses valeurs pour chaque point de référence dans le tableau (5.2). Désormais, nous traitons chaque BP comme un scénario. Dans chaque scénario, nous fixons les spectres de masse, α et $\tan\beta$ comme indiqué dans le tableau (5.2), et faisons varier λ_5 .

En raison des contraintes de la stabilité du vide, de l'unitarité et de la perturbativité aux paramètres théoriques, les paramètres λ_5 pour les quatre scénarios de référence sont déterminés comme étant dans les plages $[0.545, 0.583]$, $[-0.48, 0.37]$, $[-1.32, -0.30]$ et $[-6.50, -5.74]$, respectivement. Nous présentons nos résultats en modèle 2HDM avec trois valeurs typiques de λ_5 , la borne supérieure, la borne inférieure et celle du point de référence.

Dans la figure (5.9), les rapports $\delta^{1,weak}$ et δ^1 , définis dans l'Eq. (5.21), sont affichés, où les résultats sont obtenus dans le schéma $\alpha_{em}(m_Z)$ et l'étiquette "h" indique que le boson de Higgs CP-pair plus léger est supposé être le boson de Higgs de type-MS. δ^1 , dans lequel les corrections faibles et QED sont incluses n'est présenté que pour le modèle standard, comme nous l'avons vu précédemment que $\delta^{1,QED}$ est exactement le même dans le modèle standard et 2HDM. On constate que les signes de la partie faible et de la partie QED sont différents dans le modèle standard. La partie QED a tendance à augmenter la section efficace totale de $+0.5 \sim +1\%$ à mesure que l'énergie de collision augmente.

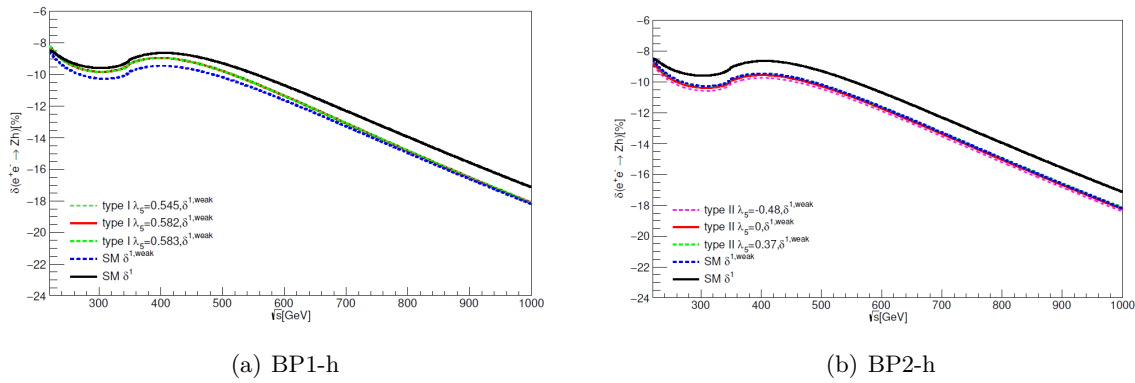


Figure 5.9 – Rapports des corrections faibles et complètes aux résultats (LO) pour $e^+e^- \rightarrow Zh$ en fonction de l'énergie de collision correspondant aux points de référence BP1-h (gauche) et BP2-h (droite) dans le modèle 2HDM, où h^0 est supposé être le boson de Higgs de type-MS. Quelques valeurs typiques de λ_5 sont prises pour montrer les effets des couplages triples de Higgs.

De plus, dans les scénarios BP1-h et BP2-h, la différence entre les courbes avec des valeurs différentes de λ_5 est petite et insignifiante. Pour le scénario BP1-h, cela peut être attribué au fait que la plage autorisée pour λ_5 est trop étroite et que les couplages triple du boson de Higgs sont petits, comme le montre la figure (D.1 a). En revanche, pour le scénario BP2-h, la plage autorisée est suffisamment large et les couplages triple de Higgs peuvent être suffisamment grands, comme le montre la figure (D.1 b), cette petite différence peut être attribuée aux effets de découplage du boson de Higgs lourd. On constate que pour le scénario BP2-h, cette différence entre la prédiction du modèle standard est faible et généralement inférieure à 0.2 % au plus, ce qui signifie que à NLO, la nouvelle physique joue un rôle moins important. Alors que pour le scénario BP1-h, on observe que la différence entre la nouvelle physique et le modèle standard peut atteindre 0.8 % environ de 300 GeV à 500 GeV. Dans la figure (5.10), deux points de référence pour une interprétation alternative du boson de Higgs de type-MS sont considérés. Dans un tel scénario, le boson de Higgs CP-pair plus lourd a une masse proche de 125 GeV. Les informations détaillées sur les spectres de masse et les paramètres de ces deux points de référence sont présentées dans le tableau 5.2 et étiquetées comme des scénarios BP1-H et BP2-H. Encore une fois, trois valeurs typiques de λ_5 sont utilisées pour montrer les effets de la nouvelle physique. On observe que le rapport pour le scénario BP1-H (la courbe en pointillé rose) varie de -13% à -23% environ, tandis que pour le scénario BP2-H il varie de -13.8% à -22% . Également dans cette interprétation alternative, la différence de rapport pour différentes valeurs de λ_5 (disons $\lambda_5 = -1.32$ et $\lambda_5 = 0.30$

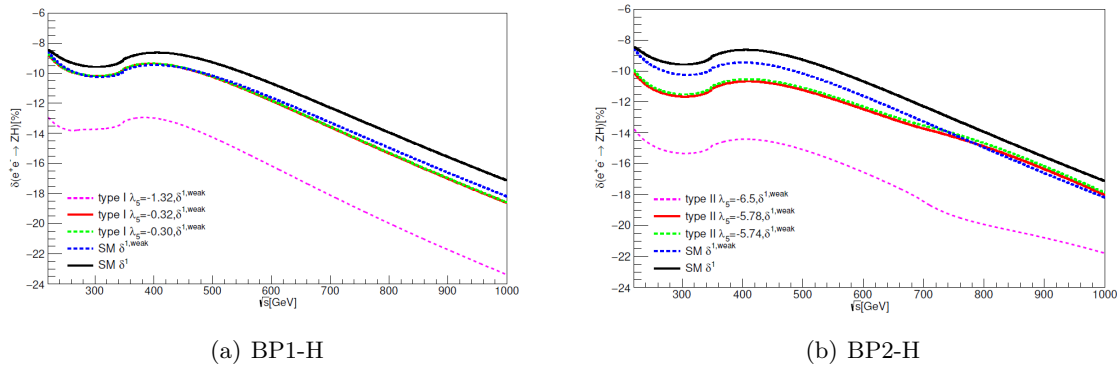


Figure 5.10 – Rapports des corrections faibles et complètes aux résultats (LO) pour $e^+e^- \rightarrow ZH$ en tant que fonctions de l'énergie de collision correspondant aux points de référence BP1-H (gauche) et BP2-H (droite) dans le modèle 2HDM. Quelques valeurs typiques de λ_5 sont prises pour montrer les effets des couplages triples de Higgs.

pour le scénario BP1-H, et $\lambda_5 = -6.5$ et $\lambda_5 = -5.74$ pour le scénario BP2-H) peut atteindre plus de 5 %. On constate que les faibles corrections du modèle 2HDM pour ces deux points de référence et les valeurs typiques de λ_5 ont le même signe dans le modèle standard, ce qui vaut à la fois pour le type-I et le type-II ainsi que pour le processus $e^+e^- \rightarrow Zh$ et $e^+e^- \rightarrow ZH$. Le dernier mais pas le moindres, toutes les lignes ont une bosse proche de l'énergie de collision 350-400 GeV, qui peut être attribuée à la contribution de la paire de quarks-Up dans les fonctions de boucle. Afin d'exposer la contribution de la nouvelle physique, dans les figures (5.11) et (5.12), nous présentons la contribution de la nouvelle physique Δ_{Zh}^{weak} et Δ_{ZH}^{faible} , respectivement avec des valeurs différentes λ_5 . La quantité Δ^{faible} est définie comme

$$\Delta^{weak} = \frac{\sigma_{2HDM}^0 + \sigma_{2HDM}^{1,weak}}{\sigma_{SM}^0 + \sigma_{SM}^{1,weak}} - 1, \quad (5.23)$$

qui décrit la contribution de la nouvelle physique par rapport aux résultats du modèle standard. Nous avons déjà discuté du fait que $\delta^{1,QED}$ sont exactement les mêmes dans le modèle standard et 2HDM, donc Δ^{weak} est suffisamment pour montrer les différences. Évidemment, dans cette formule, la contribution pure du modèle standard est soustraite, tandis que la contribution de la nouvelle physique et les termes d'interférence entre la nouvelle physique et le modèle standard sont comptés.

Dans la figure (5.11), les quantités Δ^{weak} des scénarios de référence BP1-h et BP2-h sont démontrées. À partir de la figure du panneau de gauche, on observe que les écarts causés par le modèle 2HDM peuvent passer de -0.28 % à -0.29 % près du seuil et peuvent diminuer à -0.54 % et -0.52 % lorsque l'énergie de collision augmente à 1000 GeV. Une bosse proche de $2m_{H^\pm} = 356$ GeV peut être observée pour le scénario BP1-h. D'après la figure du panneau de droite, les écarts sont plats dans la région énergétique explorée et peuvent passer de -0.03 % à -0.37 % au seuil et peuvent diminuer à +0.02% et -0.30% à 1 TeV. Pendant ce temps, les écarts sont plus sensibles à λ_5 dans le scénario BP1-h où les nouveaux bosons de Higgs sont relativement plus légers que ceux du scénario BP2-h, bien que la plage autorisée de λ_5 soit plus étroite. Pour ces trois cas de scénario BP2-h, les écarts ne montrent pas de bosses évidentes dans l'énergie de collision explorée.

Dans la figure (5.12), les quantités Δ^{weak} des scénarios de référence BP1-H et BP2-H sont présentées. Dans la figure du panneau de gauche pour le scénario BP1-H, les écarts sont d'environ -0.58% au seuil et sont similaires pour $\lambda_5 = -0.32$ et $\lambda_5 = -0.30$. Pour deux cas avec $\lambda_5 = -0.32$ et $\lambda_5 = -0.30$,

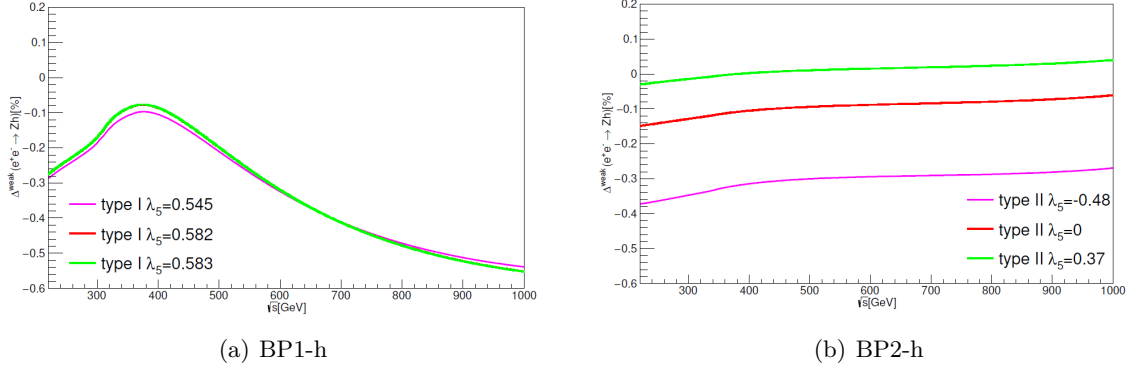


Figure 5.11 – Rapports de nouvelle physique pour le processus $e^+e^- \rightarrow Zh$ en tant que fonctions de l'énergie de collision avec trois valeurs typiques de λ_5

lorsque l'énergie de collision augmente à 1000 GeV, les écarts deviennent -1.5% environ. Alors que le cas avec $\lambda_5 = -1.32$, l'écart passe de -5.2% au seuil à -6.6% à 1000 GeV. Dans la figure du panneau de droite pour le scénario BP2-H, les écarts peuvent aller de -1.6% à -5.8% qui dépend des valeurs de λ_5 . Lorsque l'énergie de collision augmente à 1000 GeV, les écarts passent de 0.1% à -4.4% . Pour le cas du scénario BP1-H avec $\lambda_5 = -1.32$, une petite bosse près de la région énergétique $\sqrt{s} = 2m_{H^\pm} = 340$ GeV peut être observée. En revanche, pour les deux cas du scénario BP1-H avec $\lambda_5 = -0.30$ et $\lambda_5 = -0.32$, les nouvelles contributions physiques ne montrent pas de structure claire avec l'augmentation de l'énergie de collision due à des couplages triples de Higgs plus petits. Pour le cas BP2-H avec $\lambda_5 = -6.50$, un creux évident près de la région énergétique $\sqrt{s} = m_{A^0} + m_{h^0} = 695$ GeV peut être attribué à la contribution de A^0 et H^0 via les diagrammes comme ν_{12} , ν_{14} , ν_{15} et ν_{16} , dans la figure (5.3).

À l'exception des sections efficaces différentielles de $e^+e^- \rightarrow Z\phi_i$ pour quatre points de référence dans

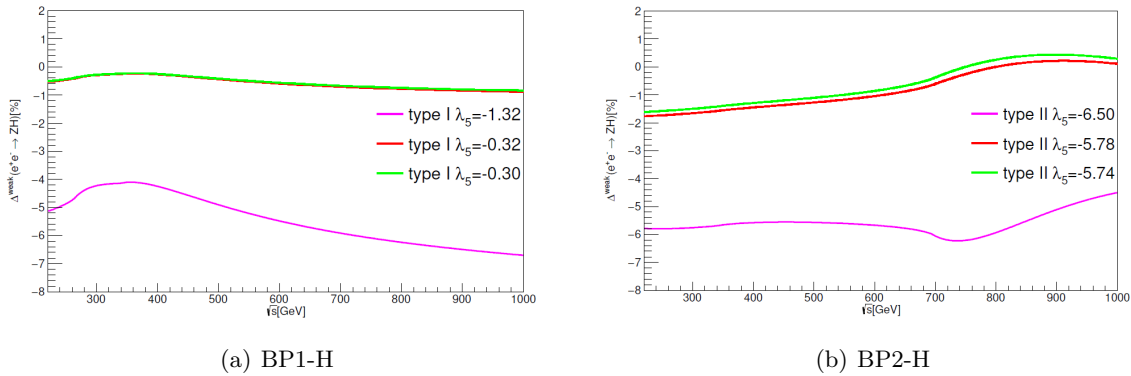


Figure 5.12 – Ratios of new physics for process $e^+e^- \rightarrow ZH$ as functions of collision energy with three typical values of λ_5

le modèle 2HDM, il pourrait également être intéressant d'explorer les effets de la nouvelle physique sur les fractions de branchement des désintégrations du boson de Higgs, qui peut être mesurée avec une précision de 1% ou moins dans les futures usines de Higgs.

La largeur de désintégration du boson de Higgs neutre dans un modèle comprenant une correction

à une boucle peut être formulée comme suit :

$$\Gamma_1(\phi \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_C G_F m_f^2}{4\sqrt{2}\pi} \beta_f^3 (\xi_f^\phi)^2 m_\phi \widehat{Z}_\phi [1 - \Delta r + 2\text{Re}(\Delta \mathcal{M}_1)], \quad (5.24)$$

où N_C est le nombre de couleurs, G_F est la constante de Fermion, m_f désigne la masse du fermion, β_f est la vitesse du fermion en unités naturelles, et ξ_f^ϕ est le rapport des couplages du boson de Higgs neutre dans le modèle à ceux du modèle standard. Le \widehat{Z}_ϕ fait référence à la renormalisation de la fonction d'onde finie du ϕ externe, tandis que $\Delta \mathcal{M}_1$ est l'amplitude des diagrammes de sommets à une boucle de $\phi \rightarrow f\bar{f}$. La quantité Δr peut être trouvée dans [101], qui est évidemment dépend du modèle et du schéma de renormalisation. Comme cette partie est un travail suivant la référence [27], le même schéma de renormalisation que dans la référence [27] est utilisé. Nos résultats pour les désintégrations dépendent de l'échelle de renormalisation puisque le schéma $\overline{\text{MS}}$ est utilisé dans la renormalisation des fonctions d'onde du boson de Higgs. Nous avons choisi l'échelle comme $\mu_r = m_\phi$, la masse de la particule en décomposition. Pour l'étude sur la désintégration $\phi \rightarrow f\bar{f}$, comme il s'agit d'un travail suivant la référence [27], le même schéma de renormalisation que dans la référence [27] est utilisé et ne sera pas discuté ici. On peut définir une quantité $\Delta_{ff}(\phi)$ à partir de l'équation (5.24) comme un écart par rapport aux prédictions du modèle standard, qui a la forme suivante :

$$\Delta_{ff}(\phi) = \frac{\widehat{Z}_\phi (1 - \Delta r^{2HDM} + 2\text{Re}(\Delta \mathcal{M}_1^{2HDM}))}{(1 - \Delta r^{SM} + 2\text{Re}(\Delta \mathcal{M}_1^{SM}))} - 1, \quad f = b, \tau. \quad (5.25)$$

Plus de détails peuvent être trouvés dans [24].

Il faut préciser que la valeur de $\Delta_{ff}(\phi)$ dans le modèle standard est 0, et c'est une mesure de nouveaux effets physiques au niveau quantique. Il existe plusieurs études qui évaluent les effets au-delà du modèle standard au niveau de l'arbre et au niveau des corrections radiatives à une boucle des désintégrations des bosons de Higgs [27] et récemment dans [177, 194].

Dans les modèles de type-I et de type-II, les couplages de h^0 à $b\bar{b}$ et $\tau^+\tau^-$ sont proportionnels au même facteur $\xi_f^{h^0}$. C'est $\cos\alpha/\sin\beta$ en type-I et $-\sin\alpha/\cos\beta$ en type-II. Les couplages de H^0 à $b\bar{b}$ et $\tau^+\tau^-$ sont également proportionnels à un autre même facteur $\xi_f^{H^0}$. Dans le type-I, c'est $\sin\alpha/\sin\beta$ tandis que dans le type-II, c'est $\cos\alpha/\cos\beta$. Évidemment, il existe deux cas particuliers :

- 1) les couplages $|\xi_f^{h^0}| = 1$ si h^0 correspond au boson de Higgs de type-MS ;
- 2) les couplages $|\xi_f^{H^0}| = 1$ si H^0 correspond au boson de Higgs de type-MS.

Apparemment, à partir de l'expression au niveau de l'arbre, il est impossible de séparer ces cas du modèle standard. Ci-dessous, nous explorons s'il est possible de distinguer ces cas en utilisant les corrections quantiques, c'est-à-dire en recourant aux informations de $\Delta_{ff}(h^0)$ et $\Delta_{ff}(H^0)$.

Nous utilisons HiggsSignals [51, 53, 244] qui incorpore le cadre simplifié de la section efficace (STXS) [98] pour évaluer le χ^2 de chaque point dans l'espace des paramètres. Le χ^2 de HiggsSignals que nous avons utilisé ici comprend deux parties :

- 1) une partie du signal fort χ_μ^2 et ;
- 2) une partie pic de masse $\sum_i \chi_{m_i}^2$.

Dans la partie du signal fort, lorsque N observables pour un boson de Higgs donné sont considérés, le χ_μ^2 (ici μ désigne l'un des bosons de Higgs) est égal à $\chi_\mu^2 = \sum_{\alpha=1}^N \chi_{\mu,\alpha}^2 = (\widehat{\mu} - \mu)^T C_\mu^{-1} (\widehat{\mu} - \mu)$, où $(\widehat{\mu} - \mu)$ doit être vu comme un vecteur à N -dimensions et C_μ est la matrice de covariance de force du signal $N \times N$. Les observables théoriques dans χ^2 de HiggsSignals sont définis comme des intensités de signal $\widehat{\mu}$. Lorsque les états finaux de la désintégration de Higgs sont spécifiés, une force de signal est

définie comme $\hat{\mu} = \sum_i (\sigma_i^{2HDM} Br^{2HDM}) / (\sigma_i^{SM} Br^{SM})$, où σ_i désigne la section efficace d'un processus de production et Br le rapport de branchement de désintégration du boson de Higgs. La partie pic de masse prend en compte tous les bosons de Higgs neutres dans un modèle, qui est défini comme $\chi_{m_i}^2 = \sum_{\alpha=1}^N \chi_{m_i, \alpha}^2 = (\hat{m} - m_i)^T C_{m_i}^{-1} (\hat{m} - m_i)$, où N boson de Higgs neutre est supposé. Dans notre étude du modèle 2HDM, le χ^2 prend principalement en compte χ_{μ}^2 et le $\chi_{m_i}^2$ quand un m_i est assigné pour être le boson de Higgs de type-MS. Par exemple, lorsque H^0 est assigné au boson de Higgs de type-MS dans les scénarios BP1-H et BP2-H, les χ_{μ}^2 et $\chi_{m_{H^0}}^2$ correspondants sont calculés.

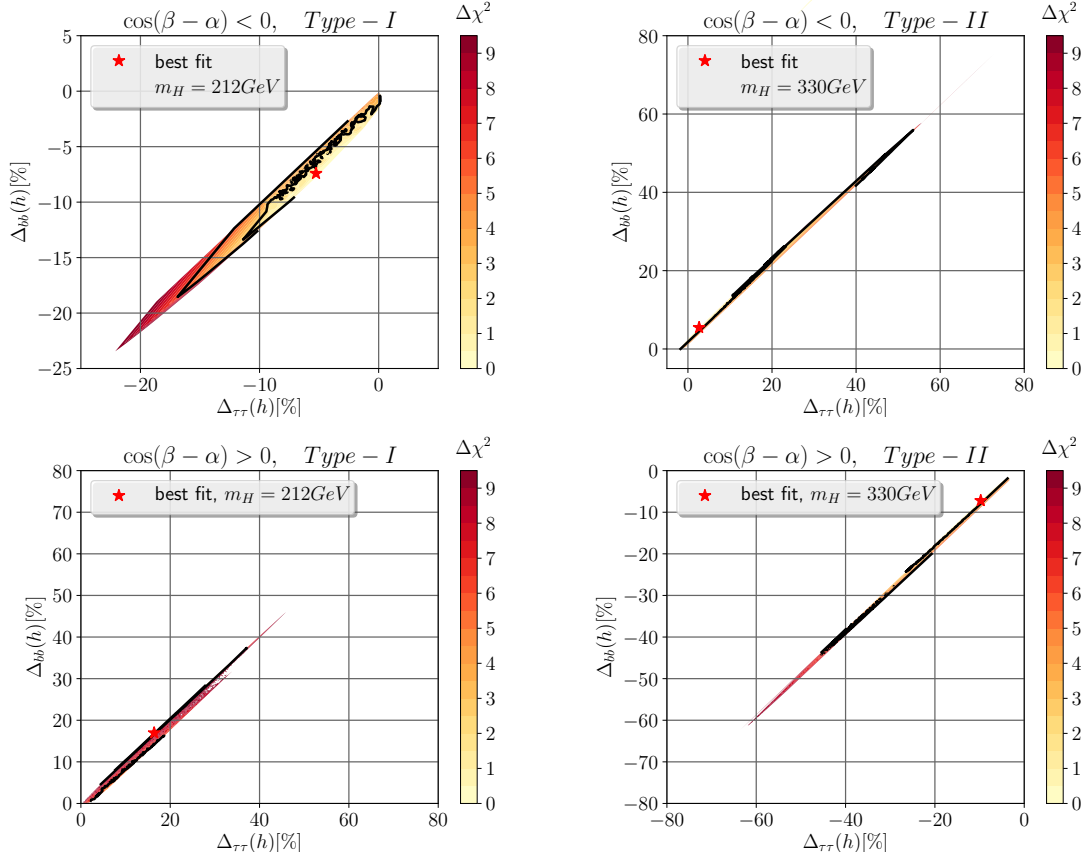


Figure 5.13 – Corrélation entre les précisions relatives $\Delta_{\tau\tau}(h)$ et $\Delta_{bb}(h)$ sont examinées pour 2HDM, où h^0 est supposé être le boson de Higgs de type-MS avec $m_H = 212$ GeV (594 GeV) pour les scénarios \pm D1-h (panneau supérieur) et les scénarios \pm D2-h (panneau inférieur).

Dans les figures (5.13) et (5.14), pour examiner $\Delta_{ff}(\phi)$ dans le modèle 2HDM, nous utilisons les paramètres de masse à partir du tableau (5.2) et $|\xi_f^\phi| = 1$ pour corriger α . Ensuite, nous permettons à deux paramètres $\tan\beta$ et λ_5 de changer. Ces deux paramètres peuvent varier dans l'intervalle $2 < \tan\beta \leq 15$ et $-6 \leq \lambda_5 \leq 1$ alors que seuls les points qui satisfont toutes les contraintes théoriques et expérimentales sont acceptés. Dans la figure (5.13), nous examinons numériquement $\Delta_{bb}(h)$ et $\Delta_{\tau\tau}(h)$ pour les scénarios D1-h et D2-h où h^0 est supposé être le boson de Higgs de type-MS. Nous utilisons D1-h et D2-h pour étiqueter ces deux scénarios différents qui ont les mêmes spectres de masse du BP1-h et du BP2-h dans le tableau (5.2), respectivement. Dans cette pratique, il est évident que le signe de $\cos(\beta - \alpha)$ peut varier ; par conséquent nous supposons qu'il est soit positif soit négatif. Dans la figure (5.14), nous examinons $\Delta_{bb}(H)$ et $\Delta_{\tau\tau}(H)$ pour les scénarios D1-H et D2-H où On suppose que H^0 est le boson de Higgs de type-MS ; de même, les scénarios D1-H et D2-H partagent les mêmes spectres de masse que BP1-H et BP2-H, respectivement. Pendant ce temps, le signe de $\sin(\beta - \alpha)$ peut

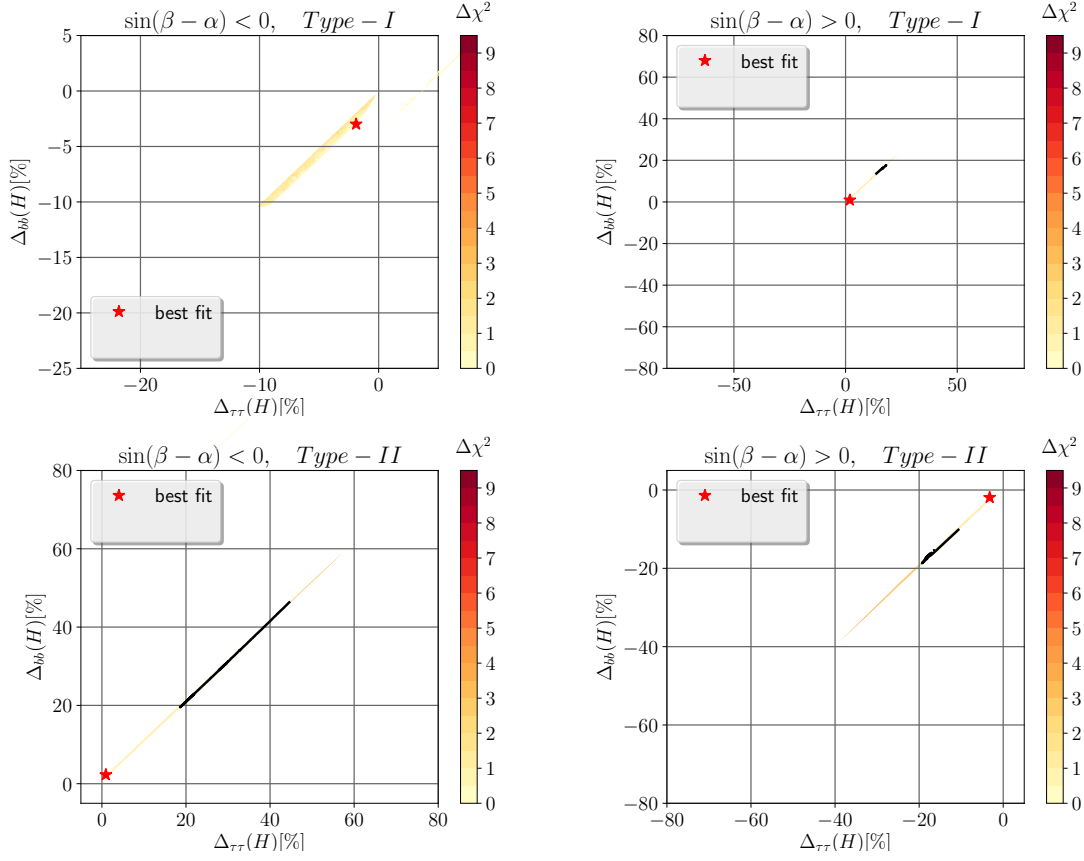


Figure 5.14 – Corrélations entre les précisions relatives $\Delta_{\tau\tau}(H)$ et $\Delta_{bb}(H)$ dans 2HDM sont montrées, où H^0 est supposé être le boson de Higgs de type-MS. La couleur de codage est la même que dans la figure (5.13) et $m_h = 95$ GeV pour les scénarios \pm D1-H (panneau supérieur) et \pm D2-H (panneau inférieur).

être à la fois positif et négatif, donc nous marquons les scénarios comme \pm D1-H et \pm D2-H. De même, nous étiquetons d'autres scénarios comme \pm D1-h et \pm D2-h. Au total, nous pouvons avoir 8 scénarios. En parcourant l'espace des paramètres du modèle 2HDM, nous pouvons calculer sa valeur χ^2 correspondante. Évidemment, le χ^2 peut être déterminé pour chaque point dans l'espace des paramètres, et ensuite on peut calculer la différence de $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$. Le total du nombre de liberté ν est défini comme $\nu = n_o - n_p$, où n_o est le nombre d'observables pris à partir des mesures expérimentales (qui est égal à 78 dans ce travail), et n_p est le nombre des paramètres du modèle en 2HDM (qui est égal à 7). Pour un ajustement général, comme le montre la figure (5.1) et les résultats fournis dans le tableau 5.2, le nombre de liberté est de $78 - 7 = 71$. Maintenant, pour les ajustements spécifiques présentés dans les figures (5.13) et (5.14), en raison de la contrainte de $|\xi_f^\phi| = 1$ et le fait que nous avons fixé quatre paramètres de masse, il n'y a que deux paramètres libres. Par conséquent, le degré de liberté est de $78 - 2 = 76$.

Dans les figures (5.13) et (5.14), nous montrons les points qui ont satisfait à la condition $\Delta\chi^2 \leq 11$ ($< 3\sigma$ pour un ajustement à deux paramètres). Pour les 8 scénarios (étiquetés comme \pm Dh-1, \pm Dh-2, \pm DH-1 et \pm DH-2), le principal $\Delta\chi^2$ est principalement la contribution de χ_m^2 à partir des observables de fortes signal, puisque χ^2 de la partie masse est minuscule et négligeable. Les tracés sont affichés jusqu'à 99 % C.L. Il est remarquable que nos résultats soient en bon accord avec les publications antérieures [24, 176]. Il y a quelques commentaires :

1. Une corrélation positive entre $\Delta_{\tau\tau}(\mathbf{h})$ et $\Delta_{bb}(\mathbf{h})$ est observée pour \pm D1-h et \pm D2-h, comme démontré dans la figure (5.13), où la barre de couleur indique les régions proches du minimum χ^2 . Le point de meilleur ajustement est indiqué par une étoile rouge sur chacune de ces figures. Il s'avère que dans les scénarios D1-h, les corrections de $\Delta_{bb}(\mathbf{h})$ et $\Delta_{\tau\tau}(\mathbf{h})$ dépendent du signe de $\cos(\beta - \alpha)$, c'est-à-dire lorsque $\cos(\beta - \alpha) > 0$ ($\cos(\beta - \alpha) < 0$) les corrections sont positives (négatives). Ils peuvent s'écarter des prédictions du modèle standard de +15% (-6%) pour le meilleur point d'ajustement. En revanche, le contraire est le cas pour le scénario BP2-h, et il est autorisé à s'écarter des prédictions du modèle standard par moins de -6% (+5%).

2. Une observation intéressante est qu'en raison de la corrélation positive entre $\Delta_{bb}(\mathbf{h})$ et $\Delta_{\tau\tau}(\mathbf{h})$, il est possible de déterminer le signe de $\cos(\beta - \alpha)$ en utilisant une mesure précise des rapports de branchement de $h \rightarrow b\bar{b}$ et $h \rightarrow \tau\tau$. Comme indiqué dans Refs. [24, 97, 134, 260], si les couplages de Higgs aux fermions peuvent être déterminés jusqu'à 8%, il devient possible de discriminer les types d'interactions de Yukawa.

3. Au CEPC ou à l'ILC [22, 40, 112], la précision des mesures de couplage de Higgs peut atteindre typiquement $\mathcal{O}(1)$ %, et là ne fait aucun doute sur leur capacité à discriminer les types d'interactions Yukawa, comme 4 scénarios présentés ici.

Les écarts de désintégration de H en $b\bar{b}$ et $\tau\tau$ sont présentés dans la figure (5.14), où les corrélations de $\Delta_{bb}(H)$ et $\Delta_{\tau\tau}(H)$ pour les scénarios \pm D1-H et \pm D2-H sont présentés. Une différence remarquable par rapport à la figure (5.13) est que l'écart autorisé de $\Delta_{bb}(H)$ et $\Delta_{\tau\tau}(H)$ par rapport à ceux du modèle standard est inférieur à 2,5 % (-3%) pour le meilleur point d'ajustement. Un tel écart est encore plus petit (moins de 1 %) comme le montre le BP2-H dans les scénarios D2-H. Ces écarts sont assez distinctifs en raison de la structure de Yukawa dans ces quatre scénarios. En d'autres termes, lorsqu'un écart est observé, une limite supérieure peut être fixée sur les angles de mélange $\cos(\beta - \alpha)$ ou $\sin(\beta - \alpha)$.

5.4 Discussions des résultats

Dans ce travail, nous avons proposé 4 scénarios de référence du modèle 2HDM après avoir pris en compte les données de Higgs actuelles du LHC, et évalué les corrections radiatives du processus $e^+e^- \rightarrow Z\phi$ dans le modèle standard, ainsi ces 4 scénarios de référence sont à l'ordre d'une boucle.

Dans les résultats de simulation de Monte Carlo [216] obtenus à l'aide de Whizard, on constate que l'ISR peut diminuer la section efficace totale LO de $e^+e^- \rightarrow Zh$ dans le modèle standard, de plus de 10% lorsque la contribution des logarithmes d'ordre élevé est reprise. En revanche, l'émission réelle dans ce travail ne peut augmenter la section efficace totale de LO que d'un facteur +0.5%. Cela manifeste simplement la différence entre les résultats résumés et les résultats d'ordre fixe. Pendant ce temps, nous constatons que la correction faible à l'ordre d'une boucle du modèle standard peut réduire la section efficace totale du NLO de 9.15 %, comme le montre le tableau 5.3.

A titre d'estimation, nous pouvons exprimer la section efficace totale avec rayonnement à l'état initial (ISR) comme :

$$\sigma^{LO}(s) = \bar{\sigma}^{W,LO}(s)R(1 - \frac{\Delta E}{E}, s), \quad (5.26)$$

qui avait été proposé par la référence [198] lorsque $\frac{\Delta E}{E} \ll 1$ (E désigne l'énergie de l'électron/positon, et ΔE est l'énergie du photon doux), où $R(1 - \frac{\Delta E}{E}, s)$ désigne la convolution des flux entrants d'électrons et de positons, (i.e. ISR), et $\bar{\sigma}^{LO}(s)$ désigne la section efficace sans corrections faibles. Il convient de souligner que $\bar{\sigma}^{W,LO}$ a inclus des corrections QED d'ordre élevé mais pas de corrections faibles. Les résultats numériques donnés dans [216] ont démontré que $R(1 - \frac{\Delta E}{E}, s)$ est approximativement égal à 0.90.

Lorsque la correction faible à une boucle est prise en compte, la section efficace totale à NLO avec ISR peut être exprimée sous la forme :

$$\sigma^{NLO}(s) = \bar{\sigma}^{W,NLO}(s)R(1 - \frac{\Delta E}{E}, s) \quad (5.27)$$

où le $R(1 - \frac{\Delta E}{E}, s)$ (i.e. ISR) est le même que dans le cas de LO. Nos résultats démontrent qu'une correction faible peut réduire $\bar{\sigma}^{W,LO}$ d'un facteur de 9,15% avec $\mu = m_Z$. Nous pouvons utiliser la section efficace NLO $\bar{\sigma}^{W,NLO} = 228$ fb avec $\mu = m_Z$ pour estimer la section efficace totale avec à la fois l'ISR et les corrections faibles, ce qui donne $\sigma^{NLO}(s) = 228 \times 0.9 = 205,2$ fb, ce qui est 18,6% plus petit que la section transversale au niveau de l'arbre dans le schéma $\alpha_{em}(m_Z)$ donné dans le tableau 5.3 .

Nous ajoutons ici un autre commentaire sur les ISR. Comme il est bien connu qu'en raison des divergences colinéaires douces de QED, les grands termes logarithmiques sous la forme $\alpha_{em}^n \log^n \frac{s}{m_e^2} \log^m \frac{m_e}{\lambda}$ (ici λ désigne la masse du photon ou de coupure IR) de l'ISR doit être repris. Les effets des ISR sur les collisionneurs électron-positon peuvent affecter de manière significative les sections efficaces des processus physiques [61, 165]. Dans Whizard [182], l'effet des ISR à tous les ordres [141, 165, 198] a été implémenté dans les fonctions de structure des électrons et positons entrants. L'ISR a été implémenté dans d'autres codes Monte Carlo [42, 165–167, 241] et appliqué aux analyses expérimentales au LEP I [41] et au LEP II [234]. Par conséquent, on s'attend à ce que les résultats de Whizard, pour le modèle standard avec l'ISR, soient plus précis dans les rapports des larges captures. Alors que pour l'étude du modèle 2HDM, actuellement l'effet ISR n'a pas été implémenté dans Whizard, et il n'y a donc pas de code alternatif pour le vérifier. On calcule les désintégrations $\phi \rightarrow b\bar{b}$ et $\phi \rightarrow \tau^+\tau^-$ avec $\phi = h^0$ (H^0) dans Dh-1 et Dh-2 (DH-1 et DH-2) en incluant les corrections électrofaibles. Nous avons montré que dans les scénarios Dh-2 et DH-2, les corrections radiatives électrofaibles dans ces deux processus de désintégration sont plutôt faibles du fait que les états lourds A^0 , H^0 et H^\pm ont des masses de l'ordre de 600 GeV alors qu'elles pourraient être importantes pour D1-h et D1-H, comme le montrent la Figure (5.13) et la Figure (5.14). Compte tenu des progrès récents dans les schémas de renormalisation indépendants de la jauge [14, 104, 190], il sera intéressant d'évaluer les différences causées par différents schémas de renormalisation.

Nos résultats démontrent que les collisionneurs e^+e^- (en particulier les usines de Higgs avec $\sqrt{s} = 250$ GeV) peuvent nous offrir le potentiel de distinguer divers modèles 2HDM en examinant les effets quantiques dans les observables de Higgs. À l'exception des mesures de précision du boson de Higgs de type-MS, les collisionneurs linéaires ont également le potentiel de découvrir une nouvelle physique. Par exemple, il peut produire directement la paire de boson de Higgs chargée de lumière dans les scénarios BP1-h et BP1-H via les processus $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$ [28, 188]. Le balayage énergétique des collisionneurs e^+e^- peut également aider à détecter les spectres de masse des bosons de Higgs et même les triples couplages des bosons de Higgs, comme le montrent les figures (5.11) et (5.12). Si on choisit le modèle 2HDM comme nouvelle physique au-delà du modèle standard à la région du

TeV, il serait bon de sonder les paramètres du secteur potentiel du Higgs en utilisant les données des productions et des désintégrations. Les résultats des points de référence proposés montrent que la mesure de précision sur les sections efficaces à différentes énergies de collision est utile pour explorer les spectres de masse et les couplages de Higgs du modèle 2HDM.

Conclusion générale et perspectives

Dans ce travail, nous avons proposé 4 scénarios de référence du modèle 2HDM après avoir pris en compte les données de Higgs actuelles au LHC. Nous avons évalué les corrections radiatives du processus $e^+e^- \rightarrow Z\phi$ dans le modèle standard et dans ces 4 scénarios de référence jusqu'à l'ordre d'une boucle. On constate que le calcul donné par le générateur d'événements Whizard, l'état initial de rayonnement [217] peut provoquer une diminution de la section efficace de $e^+e^- \rightarrow Zh$ dans le modèle standard d'un facteur de 10%, où la contribution des logarithmes d'ordre supérieur est reprise. Alors que nous avons remarqué ici que l'émission réelle de l'état initial peut augmenter la section efficace d'un facteur de +0,5%. La différence peut être attribuée au fait que nos résultats sont ceux à ordre fixe. De plus, on remarque que la forme de ligne de $P_t(\mathbf{h})$ donnée dans la figure (5.8) est différente de la figure (2b) donnée dans [77], où la distribution est normalisée. Lorsque nous normalisons également la forme de ligne de $P_t(\mathbf{h})$ donnée dans la figure (5.8), un bon accord est trouvé. Comme il est bien connu qu'en raison de la divergence colinéaire douce de l'électrodynamique quantique (QED), les grands termes logarithmiques comme $\alpha_{em}^n \log^n \frac{s}{m_e^2} \log^m \frac{m_e}{\lambda}$ du rayonnement d'état initial (ISR) doit être repris. Les effets de l'ISR sur les collisionneurs électron-positon peuvent affecter de manière significative les sections efficaces des processus physiques [66, 165], Whizard [182] avait appliqué l'effet de l'ISR à tous les ordres [141, 240] dans les fonctions de structure de l'électron et du positron entrants. L'ISR a été implémenté dans d'autres codes Monte Carlo [42, 165–167, 241], et ont été appliqués aux analyses expérimentales du LEP I [41] et LEP II [234]. Par conséquent, on s'attend à ce que les résultats de Whizard, pour le modèle standard avec l'ISR, soient plus précis dans les rapports des larges captures. Cependant, pour l'étude du modèle 2HDM, actuellement l'effet ISR n'a pas été implémenté dans Whizard, et il n'y a donc pas de code alternatif avec lequel le vérifier. Nous calculons également les désintégrations $\phi \rightarrow b\bar{b}$ et $\phi \rightarrow \tau^+\tau^-$ avec $\phi = h^0$ et H^0 dans les quatre types du modèle 2HDM donnés dans le tableau(1) de la réf.[24], en incluant les corrections électrofaibles. Nous avons montré que dans les types II et IV, les corrections radiatives électrofaibles dans ces deux processus de désintégration sont plutôt faibles en raison, du fait que les états lourds A^0 , H^0 et H^\pm ont une masse de l'ordre de 600 GeV, alors qu'ils pourraient être importants pour le modèle 2HDM de type I et II, comme indiqué sur les figures (5.13) et (5.14). Compte tenu des progrès récents dans les schémas de renormalisation indépendants de jauge [14, 104, 190], il sera intéressant d'évaluer les différences causées par les différents schémas de renormalisation qui sera dans notre perspective.

Nos résultats démontrent que les collisionneurs e^+e^- (en particulier les usines de production des Higgs avec $\sqrt{s} = 250$ GeV) peuvent nous offrir la capacité potentielle de faire la distinction entre divers modèles 2HDM en examinant ces effets quantiques dans les observables des Higgs. Comme démontré dans le tableau (5.2), à l'exception de l'exécution de mesures de précision, les collisionneurs linéaires ont également le potentiel de découvrir une nouvelle physique. Par exemple, il est possible de

découvrir le boson de Higgs chargé de lumière dans BP1-h et BP1-H via les processus $e^+e^- \rightarrow H^+H^-$.

De toute évidence, le balayage d'énergie des collisionneurs e^+e^- peut également aider à détecter les spectres de masse des bosons de Higgs et même les couplages triples des bosons de Higgs, comme le montrent les figures (5.11) et (5.12). Il est plein d'espoir de reconstruire le secteur du potentiel de Higgs après avoir combiné toutes les futures données de production et de désintégration. Nos points de repère montrent qu'il est également possible d'explorer une nouvelle physique au-delà du modèle standard, même si certaines nouvelles particules ne pourraient pas être produites directement dans les futures expériences.

Pour les travaux futurs, il serait intéressant d'étendre davantage les études et les calculs présentés dans cette thèse. L'efficacité des calculs des rapports de branchement et des largeurs de désintégrations partielles électrofaibles des bosons de Higgs du modèle 2HDM, avec Formcalc et Whizard, permet des études phénoménologiques dédiées sur tous les canaux de désintégration pour cette théorie au-delà du modèle standard. Il serait également intéressant d'analyser les effets avec rayonnement à état initial (ISR) d'ordre supérieur et les mettre en œuvre. Ainsi, des contributions électrofaibles d'ordre supérieur sur certaines régions plus spécifiques de l'espace des paramètres du modèle 2HDM, par exemple l'alignement ou les limites de découplage sont suffisamment importantes pour avoir un effet sur ces limites. Pour les schémas de renormalisation, une analyse numérique dédiée comprenant de grandes quantités de différents jeux de paramètres d'entrée serait intéressante et peuvent être étudiées à l'avenir, permettant ainsi une catégorisation plus générale des schémas de renormalisation en fonction de leur stabilité numérique.

Annexe A

Paramétrisation alternative du potentiel 2HDM

La forme du potentiel 2HDM introduit dans l'équation. (2.7) est l'un des plus couramment utilisés dans la littérature [72, 148], bien que ce ne soit pas le seul moyen de paramétrer le secteur scalaire. Une autre forme de paramétrage est celle introduite dans le Guide Higgs Hunter's [149], qui est implémentée dans le fichier modèle FeynArts [154]. Par conséquent, il convient également de mentionner explicitement cette forme de potentiel.

La forme la plus générale du potentiel 2HDM dans la paramétrisation du Guide Higgs Hunter's, limitée par une symétrie \mathbb{Z}_2 discrète $\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1$ qui n'est que légèrement violée, contient sept paramètres réels Λ_i ($i=1,\dots,7$), deux valeurs réelles d'espérance de vide V_1, V_2 et une phase réelle de violation de CP ξ . Notez que nous utilisons une notation en majuscule pour les Vevs afin de les distinguer de celles du potentiel dans la section (2.4). Les Vevs pour les deux paramétrisations différentes des potentiels sont connectés à travers les relations

$$V_1 = \frac{v_1}{\sqrt{2}}, \quad V_2 = \frac{v_2}{\sqrt{2}}, \quad v^2 = \frac{2V_1 V_2}{s_\beta c_\beta} \quad (\text{A.1})$$

Les conditions minimales sont automatiquement remplies par le paramétrage. Dans le cas de conservation de CP, c'est-à-dire pour $\Lambda_7 = 0$ et $\xi = 0$, le potentiel 2HDM est donné par [148]

$$\begin{aligned} V = & \Lambda_1 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 - V_1^2 \right)^2 + \Lambda_2 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 - V_2^2 \right)^2 + \Lambda_3 \left[\left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 - V_1^2 \right) + \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 - V_2^2 \right) \right]^2 \\ & + \Lambda_4 \left[\left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) - \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \left(\Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) \right] + \Lambda_5 \left[\text{Re} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) - V_1 V_2 \right]^2 \\ & + \Lambda_6 \left[\text{Im} \left(\Phi_1^\dagger \Phi_2 \right) \right]^2 \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Dans le cas de la conservation du CP, les paramètres du potentiel dans l'équation. (2.7) peuvent être convertis en ceux du potentiel en Eq. (A.2) à travers les relations [148]

$$\begin{aligned}
 \lambda_1 &= 2(\Lambda_1 + \Lambda_3) \\
 \lambda_2 &= 2(\Lambda_2 + \Lambda_3) \\
 \lambda_3 &= 2\Lambda_3 + \Lambda_4 \\
 \lambda_4 &= -\Lambda_4 + \frac{\Lambda_5 + \Lambda_6}{2} \\
 \lambda_5 &= \frac{\Lambda_5 - \Lambda_6}{2} \\
 m_{11}^2 &= -2V_1^2\Lambda_1 - 2(V_1^2 + V_2^2)\Lambda_3 \\
 m_{22}^2 &= -2V_2^2\Lambda_2 - 2(V_1^2 + V_2^2)\Lambda_3 \\
 m_{12}^2 &= V_1V_2\Lambda_5
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

et vice versa à travers [148]

$$\begin{aligned}
 \Lambda_1 &= \frac{\lambda_1 - \lambda_{345}}{2} + \frac{m_{12}^2}{v^2 s_\beta c_\beta} \\
 \Lambda_2 &= \frac{\lambda_2 - \lambda_{345}}{2} + \frac{m_{12}^2}{v^2 s_\beta c_\beta} \\
 \Lambda_3 &= \frac{\lambda_{345}}{2} - \frac{m_{12}^2}{v^2 s_\beta c_\beta} \\
 \Lambda_4 &= \frac{2m_{12}^2}{v^2 s_\beta c_\beta} - \lambda_4 - \lambda_5 \\
 \Lambda_5 &= \frac{2m_{12}^2}{v^2 s_\beta c_\beta} \\
 \Lambda_6 &= \frac{2m_{12}^2}{v^2 s_\beta c_\beta} - 2\lambda_5
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

Notez que m_{11}^2 et m_{22}^2 sont absents dans l'équation. (A.4), puisque les deux paramètres peuvent être éliminés du potentiel 2HDM en utilisant les conditions du tadpole, comme indiqué dans l'équation. (2.14).

Annexe B

Constantes de renormalisation électrofaible à une boucle du Modèle 2HDM

B.1 Constantes de renormalisation à une boucle des Tadpoles

Dans le schéma standard des tadpoles, les termes tadpoles T_i ($i=1,2$) sont promus à l'ordre d'une boucle au moyen de l'équation. (4.1) et fixé en exigeant que les VEVs à boucle corrigée représentent les minima du potentiel scalaire à boucle corrigée. Ceci connecte les contre-terms tadpoles δT_i directement aux diagrammes tadpoles à une boucle,

$$i\delta T_{H/h} = \left(\begin{array}{c} \text{○} \\ \vdots \\ H/h \end{array} \right)$$

où nous avons également fait pivoter les contre-terms des tadpoles de la base de jauge à la base de masse au moyen de la matrice de rotation R_α telle que définie dans l'équation. (2.22). Les neuf termes tadpoles distincts apparaissant dans les matrices de masse diagonalisées de l'Eq. (2.27) reçoivent également des contre-terms qui sont donnés par [191]

Renormalisation des tadpoles (schéma standard)

$$\delta T_{HH} = \frac{c_\alpha^3 s_\beta + s_\alpha^3 c_\beta}{v s_\beta c_\beta} \delta T_H - \frac{s_{2\alpha} s_{\beta-\alpha}}{v s_{2\beta}} \delta T_h \quad (\text{B.1})$$

$$\delta T_{Hh} = -\frac{s_{2\alpha} s_{\beta-\alpha}}{v s_{2\beta}} \delta T_H + \frac{s_{2\alpha} c_{\beta-\alpha}}{v s_{2\beta}} \delta T_h \quad (\text{B.2})$$

$$\delta T_{hh} = \frac{s_{2\alpha} c_{\beta-\alpha}}{v s_{2\beta}} \delta T_H - \frac{s_\alpha^3 s_\beta - c_\alpha^3 c_\beta}{v s_\beta c_\beta} \delta T_h \quad (\text{B.3})$$

$$\delta T_{G^0 G^0} = \frac{c_{\beta-\alpha}}{v} \delta T_H + \frac{s_{\beta-\alpha}}{v} \delta T_h \quad (\text{B.4})$$

$$\delta T_{G^0 A} = -\frac{s_{\beta-\alpha}}{v} \delta T_H + \frac{c_{\beta-\alpha}}{v} \delta T_h \quad (\text{B.5})$$

$$\delta T_{AA} = \frac{c_\alpha s_\beta^3 + s_\alpha c_\beta^3}{v s_\beta c_\beta} \delta T_H - \frac{s_\alpha s_\beta^3 - c_\alpha c_\beta^3}{v s_\beta c_\beta} \delta T_h \quad (\text{B.6})$$

$$\delta T_{G^\pm G^\pm} = \frac{c_{\beta-\alpha}}{v} \delta T_H + \frac{s_{\beta-\alpha}}{v} \delta T_h \quad (\text{B.7})$$

$$\delta T_{G^\pm H^\pm} = -\frac{s_{\beta-\alpha}}{v} \delta T_H + \frac{c_{\beta-\alpha}}{v} \delta T_h \quad (\text{B.8})$$

$$\delta T_{H^\pm H^\pm} = \frac{c_\alpha s_\beta^3 + s_\alpha c_\beta^3}{v s_\beta c_\beta} \delta T_H - \frac{s_\alpha s_\beta^3 - c_\alpha c_\beta^3}{v s_\beta c_\beta} \delta T_h \quad (\text{B.9})$$

Dans le schéma alternatif des tadpoles, les VEVs sont les quantités fondamentales et, par conséquent, les termes des tadpoles ne reçoivent pas de contre-terme. Au lieu de cela, la condition selon laquelle les VEVs au niveau de l'arbre représentent le minimum approprié du potentiel est imposée à l'ordre d'une boucle, conduisant à la définition suivante des contre-terme de VEV [191] :

$$\delta v_1 = \frac{-ic_\alpha}{m_H^2} \begin{pmatrix} \bigcirc \\ | \\ | \\ H \end{pmatrix} - \frac{-is_\alpha}{m_h^2} \begin{pmatrix} \bigcirc \\ | \\ | \\ h \end{pmatrix}, \quad \delta v_2 = \frac{-is_\alpha}{m_H^2} \begin{pmatrix} \bigcirc \\ | \\ | \\ H \end{pmatrix} + \frac{-ic_\alpha}{m_h^2} \begin{pmatrix} \bigcirc \\ | \\ | \\ h \end{pmatrix} \quad (\text{B.10})$$

Renormalisation des tadpoles (schéma alternatif FJ)

$$\delta T_{ij} = 0 \quad (\text{B.11})$$

$$\Sigma(p^2) \rightarrow \Sigma^{tad}(p^2) \quad (\text{B.12})$$

Les diagrammes de tadpoles doivent être pris en compte dans les corrections de vertex.

B.2 Constantes de renormalisation à une boucle du secteur de jauge

Les formes explicites des contre-terme de masse de bosons de jauge dépendent du schéma de tadpole choisi. En désignant la partie transversale des self-énergies du boson de jauge avec l'exposant T , les contre-terme correspondants sont donnés par [191]

Renormalisation du secteur de jauge (schéma standard)

$$\delta m_W^2 = \text{Re} \left[\Sigma_{WW}^T(m_W^2) \right] \quad (\text{B.13})$$

$$\delta m_Z^2 = \text{Re} \left[\Sigma_{ZZ}^T(m_Z^2) \right] \quad (\text{B.14})$$

Renormalisation du secteur de jauge (schéma alternatif FJ)

$$\delta m_W^2 = \text{Re} \left[\Sigma_{WW}^{tad,T}(m_W^2) \right] \quad (\text{B.15})$$

$$\delta m_Z^2 = \text{Re} \left[\Sigma_{ZZ}^{tad,T}(m_Z^2) \right] \quad (\text{B.16})$$

La constante de couplage g du groupe $SU(2)_L$ n'est pas un paramètre indépendant dans notre travail, mais pour des raisons de commodité, nous présentons néanmoins son contre-terme en fonction des contre-terme des paramètres indépendants comme suit :

$$\frac{\delta g}{g} = \delta Z_e + \frac{c_W^2}{2s_W^2} \left(\frac{\delta m_W^2}{m_W^2} - \frac{\delta m_Z^2}{m_Z^2} \right) \quad (\text{B.17})$$

Les constantes renormalisées de la fonction d'onde des bosons de jauge ainsi que la définition du contre-terme pour la charge électromagnétique e sont indépendants du schéma tadpole et explicitement donnés par [191].

Renormalisation du secteur de jauge (les deux schémas)

$$\delta Z_e(m_Z^2) = \frac{1}{2} \frac{\partial \Sigma_{\gamma\gamma}^T(p^2)}{\partial p^2} \Big|_{p^2=0} + \frac{s_W}{c_W} \frac{\Sigma_{\gamma Z}^T(0)}{m_Z^2} - \frac{1}{2} \Delta\alpha(m_Z^2) \quad (\text{B.18})$$

$$\delta Z_{WW} = - \text{Re} \left[\frac{\partial \Sigma_{WW}^T(p^2)}{\partial p^2} \right]_{p^2=m_W^2} \quad (\text{B.19})$$

$$\begin{pmatrix} \delta Z_{ZZ} & \delta Z_{Z\gamma} \\ \delta Z_{\gamma Z} & \delta Z_{\gamma\gamma} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} - \text{Re} \left[\frac{\partial \Sigma_{ZZ}^T(p^2)}{\partial p^2} \right]_{p^2=m_Z^2} & \frac{2}{m_Z^2} \Sigma_{Z\gamma}^T(0) \\ - \frac{2}{m_Z^2} \text{Re} \left[\Sigma_{Z\gamma}^T(m_Z^2) \right] & - \text{Re} \left[\frac{\partial \Sigma_{\gamma\gamma}^T(p^2)}{\partial p^2} \right]_{p^2=0} \end{pmatrix} \quad (\text{B.20})$$

Comme nous ne définissons pas δZ_e dans la limite de Thomson mais à l'échelle de la masse du boson Z , nous introduisons en outre le terme

$$\Delta\alpha\left(m_Z^2\right) = \left. \frac{\partial \Sigma_{\gamma\gamma}^{\text{light},T}(p^2)}{\partial p^2} \right|_{p^2=0} - \frac{\Sigma_{\gamma\gamma}^T(m_Z^2)}{m_Z^2} \quad (\text{B.21})$$

ce qui explique ce changement d'échelle. Le self-énergie des photons transverses $\Sigma_{\gamma\gamma}^{\text{light},T}(p^2)$ ne contient que des contributions des fermions légers, c'est-à-dire de tous les fermions à l'exception du quark supérieur. De ce fait, les corrections à une boucle des largeurs de désintégration contenant δZ_e sont indépendantes des grands logarithmes résultant des contributions des fermions légers [101].

B.3 Constantes de renormalisation à une boucle du secteur scalaire

Les constantes renormalisées de la fonction d'onde diagonaux des bosons de Higgs du modèle 2HDM sont indépendants des contributions des tadpoles car ils sont définis sur les dérivées des self-énergies scalaires. Par conséquent, leurs formes explicites sont les mêmes dans les deux schémas tadpoles [191] :

Renormalisation du secteur scalaire (les deux schémas)

$$\delta Z_{HH} = -\text{Re} \left[\frac{\partial \Sigma_{HH}(p^2)}{\partial p^2} \right]_{p^2=m_H^2} \quad (\text{B.22})$$

$$\delta Z_{hh} = -\text{Re} \left[\frac{\partial \Sigma_{hh}(p^2)}{\partial p^2} \right]_{p^2=m_h^2} \quad (\text{B.23})$$

$$\delta Z_{G^0 G^0} = -\text{Re} \left[\frac{\partial \Sigma_{G^0 G^0}(p^2)}{\partial p^2} \right]_{p^2=0} \quad (\text{B.24})$$

$$\delta Z_{AA} = -\text{Re} \left[\frac{\partial \Sigma_{AA}(p^2)}{\partial p^2} \right]_{p^2=m_A^2} \quad (\text{B.25})$$

$$\delta Z_{G^\pm G^\pm} = -\text{Re} \left[\frac{\partial \Sigma_{G^\pm G^\pm}(p^2)}{\partial p^2} \right]_{p^2=0} \quad (\text{B.26})$$

$$\delta Z_{H^\pm H^\pm} = -\text{Re} \left[\frac{\partial \Sigma_{H^\pm H^\pm}(p^2)}{\partial p^2} \right]_{p^2=m_{H^\pm}^2} \quad (\text{B.27})$$

Les contre-termes de masse des bosons scalaires de Higgs ainsi que leurs constantes renormalisées de la fonction d'onde non diagonale dépendent du schéma tadpole choisi et sont explicitement donnés

comme suit [191],

Renormalisation du secteur scalaire (schéma standard)

$$\delta Z_{Hh} = \frac{2}{m_H^2 - m_h^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{Hh} \left(m_h^2 \right) - \delta T_{Hh} \right] \quad (\text{B.28})$$

$$\delta Z_{hH} = -\frac{2}{m_H^2 - m_h^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{Hh} \left(m_H^2 \right) - \delta T_{Hh} \right] \quad (\text{B.29})$$

$$\delta Z_{G^0A} = -\frac{2}{m_A^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{G^0A} \left(m_A^2 \right) - \delta T_{G^0A} \right] \quad (\text{B.30})$$

$$\delta Z_{AG^0} = \frac{2}{m_A^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{G^0A}(0) - \delta T_{G^0A} \right] \quad (\text{B.31})$$

$$\delta Z_{G^\pm H^\pm} = -\frac{2}{m_{H^\pm}^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{G^\pm H^\pm} \left(m_{H^\pm}^2 \right) - \delta T_{G^\pm H^\pm} \right] \quad (\text{B.32})$$

$$\delta Z_{H^\pm G^\pm} = \frac{2}{m_{H^\pm}^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{G^\pm H^\pm}(0) - \delta T_{G^\pm H^\pm} \right] \quad (\text{B.33})$$

$$\delta m_H^2 = \operatorname{Re} \left[\Sigma_{HH} \left(m_H^2 \right) - \delta T_{HH} \right] \quad (\text{B.34})$$

$$\delta m_h^2 = \operatorname{Re} \left[\Sigma_{hh} \left(m_h^2 \right) - \delta T_{hh} \right] \quad (\text{B.35})$$

$$\delta m_A^2 = \operatorname{Re} \left[\Sigma_{AA} \left(m_A^2 \right) - \delta T_{AA} \right] \quad (\text{B.36})$$

$$\delta m_{H^\pm}^2 = \operatorname{Re} \left[\Sigma_{H^\pm H^\pm} \left(m_{H^\pm}^2 \right) - \delta T_{H^\pm H^\pm} \right] \quad (\text{B.37})$$

Renormalisation du secteur scalaire (schéma alternatif FJ)

$$\delta Z_{Hh} = \frac{2}{m_H^2 - m_h^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{Hh}^{\text{td}} \left(m_h^2 \right) \right] \quad (\text{B.38})$$

$$\delta Z_{hH} = -\frac{2}{m_H^2 - m_h^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{Hh}^{\text{tad}} \left(m_H^2 \right) \right] \quad (\text{B.39})$$

$$\delta Z_{G^0A} = -\frac{2}{m_A^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{G^0A}^{\text{tad}} \left(m_A^2 \right) \right] \quad (\text{B.40})$$

$$\delta Z_{AG^0} = \frac{2}{m_A^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{G^0A}^{\text{tad}} (0) \right] \quad (\text{B.41})$$

$$\delta Z_{G^\pm H^\pm} = -\frac{2}{m_{H^\pm}^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{G^\pm H^\pm}^{\text{tad}} \left(m_{H^\pm}^2 \right) \right] \quad (\text{B.42})$$

$$\delta Z_{H^\pm G^\pm} = \frac{2}{m_{H^\pm}^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{G^\pm H^\pm}^{\text{tad}} (0) \right] \quad (\text{B.43})$$

$$\delta m_H^2 = \operatorname{Re} \left[\Sigma_{HH}^{\text{tad}} \left(m_H^2 \right) \right] \quad (\text{B.44})$$

$$\delta m_h^2 = \operatorname{Re} \left[\Sigma_{hh}^{\text{tad}} \left(m_h^2 \right) \right] \quad (\text{B.45})$$

$$\delta m_A^2 = \operatorname{Re} \left[\Sigma_{AA}^{\text{tad}} \left(m_A^2 \right) \right] \quad (\text{B.46})$$

$$\delta m_{H^\pm}^2 = \operatorname{Re} \left[\Sigma_{H^\pm H^\pm}^{\text{tad}} \left(m_{H^\pm}^2 \right) \right] \quad (\text{B.47})$$

B.4 Constantes de renormalisation à une boucle du secteur Fermionique

Les contre-terms de masse des fermions et de leurs constantes renormalisées de la fonction d'onde hors diagonale dépendant du schéma tadpole,

Renormalisation du secteur des fermions (schéma standard)

$$\delta m_{f,i} = \frac{m_{f,i}}{2} \operatorname{Re} \left(\Sigma_{ii}^{f,L} \left(m_{f,i}^2 \right) + \Sigma_{ii}^{f,R} \left(m_{f,i}^2 \right) + 2\Sigma_{ii}^{f,S} \left(m_{f,i}^2 \right) \right) \quad (\text{B.48})$$

$$\begin{aligned} \delta Z_{ij}^{f,L} = \frac{2}{m_{f,i}^2 - m_{f,j}^2} \operatorname{Re} [& m_{f,j}^2 \Sigma_{ij}^{f,L} \left(m_{f,j}^2 \right) + m_{f,i} m_{f,j} \Sigma_{ij}^{f,R} \left(m_{f,j}^2 \right) \\ & + \left(m_{f,i}^2 + m_{f,j}^2 \right) \Sigma_{ij}^{f,S} \left(m_{f,j}^2 \right)] \quad (i \neq j) \end{aligned} \quad (\text{B.49})$$

$$\delta Z_{ij}^{f,R} = \frac{2}{m_{f,i}^2 - m_{f,j}^2} \text{Re} \left[m_{f,j}^2 \Sigma_{ij}^{f,R} \left(m_{f,j}^2 \right) + m_{f,i} m_{f,j} \Sigma_{ij}^{f,L} \left(m_{f,j}^2 \right) + 2m_{f,i} m_{f,j} \Sigma_{ij}^{f,S} \left(m_{f,j}^2 \right) \right] \quad (i \neq j) \quad (\text{B.50})$$

Renormalisation du secteur des fermions (schéma alternatif FJ)

$$\delta m_{f,i} = \frac{m_{f,i}}{2} \text{Re} \left(\Sigma_{ii}^{f,L} \left(m_{f,i}^2 \right) + \Sigma_{ii}^{f,R} \left(m_{f,i}^2 \right) + 2\Sigma_{ii}^{\text{tad},f,S} \left(m_{f,i}^2 \right) \right) \quad (\text{B.51})$$

$$\delta Z_{ij}^{f,L} = \frac{2}{m_{f,i}^2 - m_{f,j}^2} \text{Re} \left[m_{f,j}^2 \Sigma_{ij}^{f,L} \left(m_{f,j}^2 \right) + m_{f,i} m_{f,j} \Sigma_{ij}^{f,R} \left(m_{f,j}^2 \right) + \left(m_{f,i}^2 + m_{f,j}^2 \right) \Sigma_{ij}^{\text{tad},f,S} \left(m_{f,j}^2 \right) \right] \quad (i \neq j) \quad (\text{B.52})$$

$$\delta Z_{ij}^{f,R} = \frac{2}{m_{f,i}^2 - m_{f,j}^2} \text{Re} \left[m_{f,j}^2 \Sigma_{ij}^{f,R} \left(m_{f,j}^2 \right) + m_{f,i} m_{f,j} \Sigma_{ij}^{f,L} \left(m_{f,j}^2 \right) + 2m_{f,i} m_{f,j} \Sigma_{ij}^{\text{tad},f,S} \left(m_{f,j}^2 \right) \right] \quad (i \neq j) \quad (\text{B.53})$$

Les constantes renormalisées de la fonction d'onde diagonaux sont indépendants de la renormalisation du tadpole. Pour les contre-terms des éléments de la matrice CKM, nous implémentons le schéma présenté dans [259] qui définit les contre-terms sur les self-énergies fermions pincées qui sont équivalentes aux self-énergies des fermions ordinaires, mais évaluées dans la jauge Feynman-'t Hooft. Les contre-terms et constantes renormalisées de la fonction d'onde correspondants sont donnés

Renormalisation du secteur des fermions (les deux schémas)

$$\delta V_{ij} = \frac{1}{4} \left[\left(\delta Z_{ik}^{u,L} - \delta Z_{ik}^{u,L\dagger} \right) V_{kj} - V_{ik} \left(\delta Z_{kj}^{d,L} - \delta Z_{kj}^{d,L\dagger} \right) \right]_{\xi=1} \quad (\text{B.54})$$

$$\delta Z_{ii}^{f,L} = -\text{Re} \left[\Sigma_{ii}^{f,L} \left(m_{f,i}^2 \right) \right] - m_{f,i}^2 \text{Re} \left[\frac{\partial \Sigma_{ii}^{f,L} (p^2)}{\partial p^2} + \frac{\partial \Sigma_{ii}^{f,R} (p^2)}{\partial p^2} + 2 \frac{\partial \Sigma_{ii}^{f,S} (p^2)}{\partial p^2} \right]_{p^2=m_{f,i}^2} \quad (\text{B.55})$$

$$\delta Z_{ii}^{f,R} = -\text{Re} \left[\Sigma_{ii}^{f,R} \left(m_{f,i}^2 \right) \right] - m_{f,i}^2 \text{Re} \left[\frac{\partial \Sigma_{ii}^{f,L} (p^2)}{\partial p^2} + \frac{\partial \Sigma_{ii}^{f,R} (p^2)}{\partial p^2} + 2 \frac{\partial \Sigma_{ii}^{f,S} (p^2)}{\partial p^2} \right]_{p^2=m_{f,i}^2} \quad (\text{B.56})$$

Comme argumenté dans [106], nous voulons noter que la définition de contre-terme dans l'équation. (B.55) peut également être utilisé dans le cadre du schéma standard des tadpoles, qui ressemble effectivement à la définition dépendante de la GFP des contre-terms des éléments de la matrice CKM présentée dans [101], mais évaluée à une jauge spécifique. Les paramètres de couplage Yukawa présentés dans le tableau (5.yukawa) ne sont pas des paramètres indépendants. Pour plus de commodité, nous présentons néanmoins leurs contre-terms en fonction des angles de mélange des contre-terms $\delta\alpha$ et $\delta\beta$, présentés dans l'annexe suivante. (B.5). Les formes explicites des paramètres de couplage

contre-terms de Yukawa, indépendamment du type 2HDM choisi, sont données par

$$\delta Y_1 = Y_1 \left(-\frac{Y_2}{Y_1} \delta\alpha + Y_3 \delta\beta \right) \quad (\text{B.57})$$

$$\delta Y_2 = Y_2 \left(\frac{Y_1}{Y_2} \delta\alpha + Y_3 \delta\beta \right) \quad (\text{B.58})$$

$$\delta Y_3 = \left(1 + Y_3^2 \right) \delta\beta \quad (\text{B.59})$$

$$\delta Y_4 = Y_4 \left(-\frac{Y_5}{Y_4} \delta\alpha + Y_6 \delta\beta \right) \quad (\text{B.60})$$

$$\delta Y_5 = Y_5 \left(\frac{Y_4}{Y_5} \delta\alpha + Y_6 \delta\beta \right) \quad (\text{B.61})$$

$$\delta Y_6 = \left(1 + Y_6^2 \right) \delta\beta \quad (\text{B.62})$$

B.5 Constantes de renormalisation à une boucle des angles de mélange scalaires

B.5.1 Schéma de soustraction minimale $\overline{\text{MS}}$

Dans le schéma de soustraction minimale $\overline{\text{MS}}$, les contre-terms des angles de mélange ne reçoivent pas de contributions finies $\delta\alpha^{fin}$ et $\delta\beta^{fin}$ mais à la place, ils ne contiennent que les parties divergentes aux UV proportionnelles à Δ , définies dans l'équation (3.2). Les contre-terms résultants sont indépendants du schéma tadpole et sont donc donnés par :

Renormalisation de $\delta\alpha$ et $\delta\beta$: schéma de soustraction minimale $\overline{\text{MS}}$ (les deux schémas)

$$\delta\alpha|_{fin} = 0 \quad (\text{B.63})$$

$$\delta\beta|_{fin} = 0 \quad (\text{B.64})$$

Les formes analytiques des parties divergentes UV de $\delta\alpha$ et $\delta\beta$ sont plutôt complexes. Par conséquent, nous ne les affichons pas ici explicitement mais nous référons à [?] pour leur présentation.

B.5.2 Le Schéma KOSY

Le schéma KOSY [171] relie la définition des contre-termes des angles de mélange aux constantes renormalisées de la fonction d'onde des doublets scalaires. Pour l'angle de mélange scalaire CP-pair α , cette connexion est sans ambiguïté, tandis que pour l'angle de mélange CP-impair et chargé β , différentes combinaisons de constantes renormalisées de la fonction d'onde dans la définition de $\delta\beta$ sont possibles. Nous choisissons les deux combinaisons où $\delta\beta$ est défini uniquement par le secteur CP-impair, dénoté par $\delta\beta^0$, et où il est défini uniquement par le secteur chargé, dénoté par $\delta\beta^c$. Les contre-termes correspondants dans le schéma standard et alternatif des tadpoles FJ sont donnés par [171, 191]

Renormalisation de $\delta\alpha$ et $\delta\beta$: schéma KOSY (schéma standard)

$$\delta\alpha = \frac{1}{2(m_H^2 - m_h^2)} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{Hh} (m_H^2) + \Sigma_{Hh} (m_h^2) - 2\delta T_{Hh} \right] \quad (\text{B.65})$$

$$\delta\beta^0 = -\frac{1}{2m_A^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{G^0A} (m_A^2) + \Sigma_{G^0A}(0) - 2\delta T_{G^0A} \right] \quad (\text{B.66})$$

$$\delta\beta^c = -\frac{1}{2m_{H^\pm}^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{G^\pm H^\pm} (m_{H^\pm}^2) + \Sigma_{G^\pm H^\pm}(0) - 2\delta T_{G^\pm H^\pm} \right] \quad (\text{B.67})$$

Renormalization of $\delta\alpha$ and $\delta\beta$: Schéma KOSY (schéma alternatif FJ)

$$\delta\alpha = \frac{1}{2(m_H^2 - m_h^2)} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{Hh}^{\text{tad}} (m_H^2) + \Sigma_{Hh}^{\text{tad}} (m_h^2) \right] \quad (\text{B.68})$$

$$\delta\beta^0 = -\frac{1}{2m_A^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{G^0A}^{\text{tad}} (m_A^2) + \Sigma_{G^0A}^{\text{tad}}(0) \right] \quad (\text{B.69})$$

$$\delta\beta^c = -\frac{1}{2m_{H^\pm}^2} \operatorname{Re} \left[\Sigma_{G^\pm H^\pm}^{\text{tad}} (m_{H^\pm}^2) + \Sigma_{G^\pm H^\pm}^{\text{tad}}(0) \right] \quad (\text{B.70})$$

Nous voulons souligner que le schéma KOSY comporte des contre-termes d'angle de mélange qui sont manifestement dépendants de la GFP et que leur ordre à une boucle d'utilisation donne des largeurs de désintégration partielles dépendantes de la GFP.

B.5.3 Schéma p_* -Pincé (p_* -pinched)

Dans le schéma p_* -pincé, l'approche motivée par sur couche du schéma KOSY est liée à une définition sans ambiguïté de la partie indépendante de la GFP des self-énergies impliquées dans la définition des contre-termes des angles de mélange, donnée par les self-énergies du scalaire pincé.

Pour l'échelle p_* , voir l'équation (4.26), les self-énergies des scalaires pincées du modèle 2HDM sont équivalentes aux self-énergies habituelles $\sum^{tad}(p^2)$ y compris les contributions des tadpoles, évaluées à la jauge de Feynman-'t Hooft $\xi_V = 1$ ($V \in \{W^\pm, Z, \gamma\}$). Par souci de cohérence, le schéma à p_* -pincé nécessite le cadre du régime alternatif FJ. Les contre-termes des angles de mélange dans ce schéma sont donnés par [191]

B.5.4 Schémas physiques sur couche

La définition formelle des contre-termes des angles de mélange dans les schémas physiques sur couche de [106] est indépendante du schéma des tadpoles et explicitement donnée par

Renormalisation de $\delta\alpha$ et $\delta\beta$: Schéma physique (sur couche) OS1 (les deux schémas)

$$\delta\alpha = s_\alpha c_\alpha (\delta_{H\nu_1\bar{\nu}_1} - \delta_{h\nu_1\bar{\nu}_1}) + s_\alpha c_\alpha \frac{\delta Z_{HH} - \delta Z_{hh}}{2} + \frac{c_\alpha^2 \delta Z_{Hh} - s_\alpha^2 \delta Z_{hH}}{2} \quad (B.71)$$

$$\delta\beta = t_\beta \left[c_\alpha^2 \delta_{H\nu_1\bar{\nu}_1} + s_\alpha^2 \delta_{h\nu_1\bar{\nu}_1} - \delta_{A\nu_1\bar{\nu}_1} + \frac{c_\alpha^2 \delta Z_{HH} + s_\alpha^2 \delta Z_{hh} - \delta Z_{AA}}{2} - s_\alpha c_\alpha \frac{\delta Z_{Hh} + \delta Z_{hH}}{2} \right] + \frac{\delta Z_{G^0A}}{2} \quad (B.72)$$

Renormalisation de $\delta\alpha$ et $\delta\beta$: Schéma physique (sur couche) OS2 (les deux schémas)

$$\delta\alpha = s_\alpha c_\alpha (\delta_{h\nu_2\bar{\nu}_2} - \delta_{H\nu_2\bar{\nu}_2}) + s_\alpha c_\alpha \frac{\delta Z_{hh} - \delta Z_{HH}}{2} + \frac{s_\alpha^2 \delta Z_{Hh} - c_\alpha^2 \delta Z_{hH}}{2} \quad (B.73)$$

$$\delta\beta = \frac{1}{t_\beta} \left[\delta_{A\nu_2\bar{\nu}_2} - s_\alpha^2 \delta_{H\nu_2\bar{\nu}_2} - c_\alpha^2 \delta_{h\nu_2\bar{\nu}_2} + \frac{\delta Z_{AA} - s_\alpha^2 \delta Z_{HH} - c_\alpha^2 \delta Z_{hh}}{2} - s_\alpha c_\alpha \frac{\delta Z_{Hh} + \delta Z_{hH}}{2} \right] + \frac{\delta Z_{G^0A}}{2} \quad (B.74)$$

Renormalisation de $\delta\alpha$ et $\delta\beta$: Schéma physique (sur couche) OS12 (les deux schémas)

$$\delta\alpha = s_\alpha c_\alpha (\delta_{h\nu_2\bar{\nu}_2} - \delta_{H\nu_2\bar{\nu}_2}) + s_\alpha c_\alpha \frac{\delta Z_{hh} - \delta Z_{HH}}{2} + \frac{s_\alpha^2 \delta Z_{Hh} - c_\alpha^2 \delta Z_{hH}}{2} \quad (B.75)$$

$$\delta\beta = s_\beta c_\beta \left[c_{2\alpha} \frac{\delta Z_{HH} - \delta Z_{hh}}{2} - s_{2\alpha} \frac{\delta Z_{Hh} + \delta Z_{hH}}{2} \right] + \frac{\delta Z_{G^0A}}{2} + s_\beta c_\beta \left[\delta_{A\nu_2\bar{\nu}_2} - \delta_{A\nu_1\bar{\nu}_1} + c_\alpha^2 \delta_{H\nu_1\bar{\nu}_1} - s_\alpha^2 \delta_{H\nu_2\bar{\nu}_2} + s_\alpha^2 \delta_{h\nu_1\bar{\nu}_1} - c_\alpha^2 \delta_{h\nu_2\bar{\nu}_2} \right] \quad (B.76)$$

B.6 Constante de renormalisation à une boucle du paramètre m_{12}^2 de la brisure douce Z_2

En tant que véritable paramètre du potentiel du modèle 2HDM au niveau de l'arbre, le paramètre de brisure douce- Z_2 le m_{12}^2 et son contre-terme sont indépendants de la renormalisation du tadpole et ce dernier se lit :

Renormalisation de m_{12}^2 (les deux schémas)

$$\begin{aligned} \delta m_{12}^2 = & \frac{\alpha_{\text{em}} m_{12}^2}{16\pi m_W^2 \left(1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}\right)} \left[\frac{8m_{12}^2}{s_{2\beta}} - 2m_{H^\pm}^2 - m_A^2 + \frac{s_{2\alpha}}{s_{2\beta}} (m_H^2 - m_h^2) - 3(2m_W^2 + m_Z^2) \right. \\ & \left. + \sum_{\mathbf{u}} 3m_{\mathbf{u}}^2 \frac{1}{s_\beta^2} - \sum_{\mathbf{d}} 6m_{\mathbf{d}}^2 Y_3 \left(-Y_3 - \frac{1}{t_{2\beta}}\right) - \sum_{\mathbf{l}} 2m_{\mathbf{l}}^2 Y_6 \left(-Y_6 - \frac{1}{t_{2\beta}}\right) \right] \Delta \end{aligned} \quad (\text{B.77})$$

où l'on additionne tous les quarks up-type (\mathbf{u}) et down-type (\mathbf{d}) et les leptons chargés (\mathbf{l}).

Annexe C

Le comportement IR du processus $e^+e^- \rightarrow Zh$ dans le modèle standard

La dépendance des corrections à NLO, σ^1 , sur ΔE et $\Delta\theta$ sont montrées dans les tableaux C.1 et C.2. Dans le tableau C.1, la dépendance est vue dans une large gamme et nous choisissons $\delta_s = 10^{-3}$ comme choix par défaut. Dans le tableau C.2, le résultat devient dépendant de la coupure lorsque $\Delta\theta$ est inférieur à 10^{-4} . C'est parce que l'approximation de l'équation (5.14) demande $\Delta\theta \gg m_e/\sqrt{s} \sim 2 \times 10^{-6}$. Ainsi, nous choisissons $\Delta\theta = 10^{-3}$ dans notre paramétrage.

$\delta_s = 2\Delta E/\sqrt{s}$	σ_{S+V}	$\sigma_{H\bar{C}}$	σ_{HC+CT}^*	σ_{SC}	σ^1
10^{-1}	-0.7127(0)	0.1240(0)	-0.1209(0)	0.4794(0)	-0.2302(0)
10^{-2}	-1.4347(0)	0.5445(0)	-0.5306(1)	1.1903(0)	-0.2305(1)
10^{-3}	-2.1567(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	1.9012(0)	-0.2307(2)
10^{-4}	-2.8787(0)	1.4142(1)	-1.3784(2)	2.6121(0)	-0.2308(2)
10^{-5}	-3.6006(0)	1.8497(2)	-1.8027(4)	3.3230(0)	-0.2306(4)
10^{-6}	-4.3227(0)	2.2853(2)	-2.2271(5)	4.0339(0)	-0.2306(5)
10^{-7}	-5.0446(0)	2.7208(2)	-2.6516(6)	4.7448(0)	-0.2306(6)
10^{-8}	-5.7666(0)	3.1564(3)	-3.0762(7)	5.4558(0)	-0.2306(8)

Table C.1 – Vérification de l'indépendance ΔE à $\sqrt{s} = 250$ GeV (par unité de 10^{-1} pb).

$\Delta\theta$	σ_{V+S}	$\sigma_{H\bar{C}}$	σ_{HC+CT}^*	σ_{SC}	$\sigma^{(1)}$
10^{-1}	-2.1567(0)	0.3856(1)	-0.3608(1)	1.9012(0)	-0.2307(1)
10^{-2}	-2.1567(0)	0.6822(1)	-0.6574(1)	1.9012(0)	-0.2307(1)
10^{-3}	-2.1567(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	1.9012(0)	-0.2307(2)
10^{-4}	-2.1567(0)	1.2751(1)	-1.2506(3)	1.9012(0)	-0.2310(3)
10^{-5}	-2.1567(0)	1.5527(1)	-1.5471(3)	1.9012(0)	-0.2499(3)
10^{-6}	-2.1567(0)	1.6227(2)	-1.8437(4)	1.9012(0)	-0.4765(4)

Table C.2 – Vérification de l'indépendance de $\Delta\theta$ à $\sqrt{s} = 250$ GeV (en unité de 10^{-1} pb).

Les corrections de rayonnement à une boucle incluent des singularités colinéaires qui peuvent être infinies lorsque m_e va à zéro, et elles deviennent des termes proportionnels à $\log(m_e)$ dans cette limite. Certains de ces termes sont annulés lorsque les corrections virtuelles et réelles sont résumées, certains d'entre eux peuvent être absorbés dans la redéfinition de la constante du couplage en cours comme

mentionné ci-dessus, mais les singularités colinéaires ne peuvent pas être complètement supprimées, ce qui nécessite une manipulation minutieuse.

$$f_{ee}(x, s) = \delta(1 - x) + \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \log \frac{s}{4m_e^2} P_{ee}^+(x, 0) \quad (\text{C.1})$$

avec

$$P_{ee}^+(z, 0) = \frac{1 + z^2}{(1 - z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1 - z), \quad (\text{C.2})$$

étant la fonction Altarelli-Parisi de fractionnement régularisée. La fonction de structure à une boucle est utilisée ici au lieu de celle qui est la plus couramment utilisée pour garantir l'annulation des singularités colinéaires. L'annulation est indiquée dans le tableau C.3. Nous faisons varier la masse d'électrons avec un facteur k de 2^{-4} à 2^8 et trouvons le résultat inchangé. De plus, nous pouvons voir que les termes singuliers n'apparaissent que dans les parties σ_{V+S} et σ_{SC} .

k	σ_{V+S}	$\sigma_{H\bar{C}}$	σ_{HC+CT}^*	σ_{SC}	$\sigma^{(1)}$
2^{-4}	-2.5815(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	2.3260(0)	-0.2307(2)
2^{-3}	-2.4753(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	2.2198(0)	-0.2307(2)
2^{-2}	-2.3691(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	2.1136(0)	-0.2307(2)
2^{-1}	-2.2629(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	2.0074(0)	-0.2307(2)
2^0	-2.1567(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	1.9012(0)	-0.2307(2)
2^1	-2.0505(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	1.7950(0)	-0.2307(2)
2^2	-1.9443(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	1.6888(0)	-0.2307(2)
2^3	-1.8381(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	1.5826(0)	-0.2307(2)
2^4	-1.7318(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	1.4763(0)	-0.2307(2)
2^5	-1.6256(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	1.3701(0)	-0.2307(2)
2^6	-1.5194(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	1.2639(0)	-0.2307(2)
2^7	-1.4132(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	1.1577(0)	-0.2307(2)
2^8	-1.3070(0)	0.9788(1)	-0.9540(2)	1.0515(0)	-0.2307(2)

Table C.3 – Vérification de l'indépendance de m_e à $\sqrt{s} = 250$ GeV (en unité de 10^{-1} pb).

Annexe D

Triple couplage de Higgs en Modèle 2HDM

Le potentiel de Higgs du modèle 2HDM détermine les auto-couplages entre les bosons de Higgs. Parmi eux, les couplages triple de Higgs peuvent être paramétrés en fonction des paramètres du modèle 2HDM : m_{h^0} , m_{H^0} , m_{A^0} , m_{H^\pm} , $\tan\beta$, α et λ_5 . Au niveau de l'arbre, ces couplages sont indépendants des types Yukawa utilisés et sont donnés par :

$$\lambda_{h^0 h^0 h^0}^{2HDM} = \frac{1}{v} \left\{ -\frac{3}{s_{2\beta}^2} \left[(2c_{\alpha+\beta} + s_{2\alpha}s_{\beta-\alpha})s_{2\beta}m_{h^0}^2 - 4c_{\beta-\alpha}^2 c_{\beta+\alpha}m_{12}^2 \right] \right\} \quad (D.1)$$

$$\lambda_{H^0 h^0 h^0}^{2HDM} = \frac{1}{v} \left\{ -\frac{c_{\beta-\alpha}}{s_{2\beta}^2} \left[(2m_{h^0}^2 + m_{H^0}^2)s_{2\alpha}s_{2\beta} - 2(3s_{2\alpha} - s_{2\beta})m_{12}^2 \right] \right\} \quad (D.2)$$

$$\lambda_{h^0 H^0 H^0}^{2HDM} = \frac{1}{v} \left\{ \frac{s_{\beta-\alpha}}{s_{2\beta}^2} \left[(m_{h^0}^2 + 2m_{H^0}^2)s_{2\alpha}s_{2\beta} - 2(3s_{2\alpha} + s_{2\beta})m_{12}^2 \right] \right\} \quad (D.3)$$

$$\lambda_{h^0 H^\pm H^\mp}^{2HDM} = \frac{1}{v} \left\{ \frac{1}{s_{2\beta}^2} \left[(m_{h^0}^2 - 2m_{H^\pm}^2)s_{\beta-\alpha}s_{2\beta}^2 - 2c_{\beta+\alpha}(m_{h^0}^2 s_{2\beta} - 2m_{12}^2) \right] \right\} \quad (D.4)$$

$$\lambda_{h^0 A^0 A^0}^{2HDM} = \frac{1}{v} \left\{ \frac{1}{s_{2\beta}^2} \left[(m_{h^0}^2 - 2m_{A^0}^2)s_{\beta-\alpha}s_{2\beta}^2 - 2c_{\beta+\alpha}(m_{h^0}^2 s_{2\beta} - 2m_{12}^2) \right] \right\} \quad (D.5)$$

$$\lambda_{H^0 H^0 H^0}^{2HDM} = \frac{1}{v} \left\{ -\frac{3}{s_{2\beta}^2} \left[(2s_{\alpha+\beta} - s_{2\alpha}c_{\beta-\alpha})s_{2\beta}m_{H^0}^2 - 4s_{\beta-\alpha}^2 s_{\alpha+\beta}m_{12}^2 \right] \right\} \quad (D.6)$$

$$\lambda_{H^0 A^0 A^0}^{2HDM} = \frac{1}{v} \left\{ -\frac{1}{s_{2\beta}^2} \left[s_{\alpha+\beta}(2m_{H^0}^2 s_{2\beta} - 4m_{12}^2) - (m_{H^0}^2 - 2m_{A^0}^2)s_{2\beta}^2 c_{\beta-\alpha} \right] \right\} \quad (D.7)$$

$$\lambda_{H^\pm H^\mp H^0}^{2HDM} = \frac{1}{v} \left\{ -\frac{1}{s_{2\beta}^2} \left[s_{\alpha+\beta}(2m_{H^0}^2 s_{2\beta} - 4m_{12}^2) - (m_{H^0}^2 - 2m_{H^\pm}^2)s_{2\beta}^2 c_{\beta-\alpha} \right] \right\} \quad (D.8)$$

où v est le VEV et m_{12}^2 peut être dérivé de m_A , β , λ_5 et v , selon la relation donnée dans l'équation (5.22). Nous avons utilisé les notations s_θ et c_θ comme notations abrégées pour $\sin(\theta)$ et $\cos(\theta)$, respectivement. L'angle de mélange β est défini par $\tan\beta = v_2/v_1$.

Comme mentionné dans le deuxième paragraphe de la section (5.3), deux paramétrisations physiques différentes ont été utilisées dans notre travail, ce qui donne des valeurs différentes de v et donc des THC's différents. Outre le facteur global $1/v$, les termes restants des équations (D1-D8) dépendent toujours de v , du fait que m_{12}^2 est obtenu via l'équation (5.22) et des termes proportionnels à $\lambda_5 v^2$ apparaîtront. Afin d'étudier plus en détail la dépendance, nous réécrivons les THC's comme suit :

$$\lambda_i \equiv \frac{(246.220 \text{ GeV})^2}{v} \hat{\lambda}_i, \quad i = h^0 h^0 h^0, H^0 h^0 h^0, \dots \quad (D.9)$$

où les couplages sans dimension $\hat{\lambda}_i$ ne sont que les termes entre accolades des équations (D.1-D.8)

divisé par $(246,220 \text{ GeV})^2$.

$v(\text{GeV})$	BPs	$\hat{\lambda}_{h^0 h^0 h^0}$	$\hat{\lambda}_{H^0 h^0 h^0}$	$\hat{\lambda}_{h^0 H^0 H^0}$	$\hat{\lambda}_{h^0 H^\pm H^\pm}$	$\hat{\lambda}_{h^0 A^0 A^0}$	$\hat{\lambda}_{H^0 H^\pm H^\pm}$	$\hat{\lambda}_{H^0 A^0 A^0}$	$\hat{\lambda}_{H^0 H^0 H^0}$	$m_{12}^2(\text{GeV}^2)$
246.220	BP1-h	-0.763	-0.048	-0.810	-0.375	0.353	-0.030	0.028	-0.195	3126.00
	BP2-h	-0.773	-0.049	-3.257	-3.199	-0.285	-2.305	-2.292	-6.917	104480.72
	BP1-H	0.025	-0.240	-0.002	0.048	0.047	-0.895	-0.884	-0.774	2839.78
	BP2-H	-0.036	-0.235	-0.001	0.335	0.335	-11.807	-11.807	-0.773	3567.16
243.137	BP1-h	-0.763	-0.047	-0.789	-0.388	0.340	-0.238	-0.179	-0.814	3064.92
	BP2-h	-0.773	-0.049	-3.257	-3.199	-0.285	-2.305	-2.292	-6.917	104480.72
	BP1-H	-0.037	-0.228	-0.0003	0.027	0.026	-0.880	-0.869	-0.774	2992.36
	BP2-H	-0.793	0.030	0.016	0.083	0.083	-11.527	-11.527	-0.773	6981.21

Table D.1 – Couplages sans dimension $\hat{\lambda}_i$ avec deux valeurs typiques de v , les entrées de chacun des points de référence sont données dans le tableau 5.2. $\hat{\lambda}_i$ sont définis à partir des THC's via l'équation (D.9). Les valeurs de v sont prises comme expliqué dans le deuxième paragraphe de la section (5.3).

Dans le tableau D.1, tous les $\hat{\lambda}_i$ dans les deux cas sont tabulés, ainsi que les valeurs correspondantes de m_{12}^2 . On peut voir dans le tableau que dans le cas de BP2-h (BP2-H), certains des THC's sont assez gros comparés à $h^0 h^0 h^0$ ($H^0 H^0 H^0$). Bien que ces THC's soient importants, nous avons vérifié qu'ils respectaient toujours les conditions de perturbativité et l'unitarité des amplitudes de diffusion des bosons de Higgs dans le modèle 2HDM.

En revanche, bien que l'écart entre les deux VEV soit inférieur à 1,5%, on observe que les valeurs de $\hat{\lambda}_i$ peuvent être significativement différentes, telles que : $\hat{\lambda}_{H^0 H^\pm H^\pm}$, $\hat{\lambda}_{H^0 A^0 A^0}$ et $\hat{\lambda}_{H^0 H^0 H^0}$ dans le cas de BP1-h, et $\hat{\lambda}_{h^0 h^0 h^0}$, $\hat{\lambda}_{H^0 h^0 h^0}$, $\hat{\lambda}_{h^0 H^\pm H^\pm}$ et $\hat{\lambda}_{h^0 A^0 A^0}$ dans le cas de BP2-H, ce qui indique que les THC's correspondants sont très sensibles à la valeur de v . Comme v n'apparaît que dans $\hat{\lambda}_i$ en termes de $\lambda_5 v^2$, cela signifie également que ces THC's sont très sensibles à la valeur de λ_5 (un écart inférieur à 3 % changera radicalement le $\hat{\lambda}_i$). Habituellement, les effets causés par les différentes valeurs de v sont considérés comme des corrections d'ordre supérieur. Mais à partir du tableau D.1, nous pouvons voir que dans certains cas, cela conduira à des prédictions théoriques totalement différentes, par exemple la largeur de désintégration de $H^0 \rightarrow A^0 A^0$ dans le cas de BP1-h. Heureusement dans ce travail, cette différence de $\hat{\lambda}_i$ ne change pas beaucoup nos résultats (voir aussi la discussion ci-dessous).

Dans la figure (D.1), nous montrons la dépendance de $\hat{\lambda}_i$ sur le paramètre λ_5 pour chacun des spectres de masse de référence et des paramètres fixes α et $\tan\beta$ donné dans le tableau 5.2, où $v = 243.137 \text{ GeV}$ est utilisé. Dans les points de référence BP1-h (H) et BP2-h (H) où h^0 (H^0) est supposé être le boson de Higgs de type-MS, le $\hat{\lambda}_i$ liés à h^0 (H^0) sont représentés par des lignes pleines tandis que les autres sont représentés par des lignes pointillées car ils peuvent également contribuer via la renormalisation des fonctions d'onde ou les angles de mélange. Nous avons fusionné plusieurs couples de lignes dans la figure car elles sont identiques ou très proches les unes des autres, ce qui peut être facilement appris à partir des équations (D.1 - D.8) et des spectres de masse du tableau 5.2. La plage de λ_5 entre deux lignes verticales en pointillés indique la région autorisée pour chaque point de référence. On observe sur la figure que les gradients de certaines lignes sont assez grands, donc le $\hat{\lambda}_i$ correspondant change radicalement dans la plage autorisée de λ_5 , comme $\hat{\lambda}_{h^0 h^0 h^0}$ dans le cas de BP1-H qui passe de 7,5 à $-0,05$. Comme nous l'avons vu précédemment, la dépendance de $\hat{\lambda}_i$ sur v peut être convertie en dépendance sur λ_5 . Ceci explique la divergence de certains $\hat{\lambda}_i$ causée par les différentes valeurs de v dans le tableau D.1. De plus, on peut estimer que l'effet causé par différentes valeurs de v (après suppression du facteur global) est beaucoup plus petit que la variation de λ_5 dans la plage

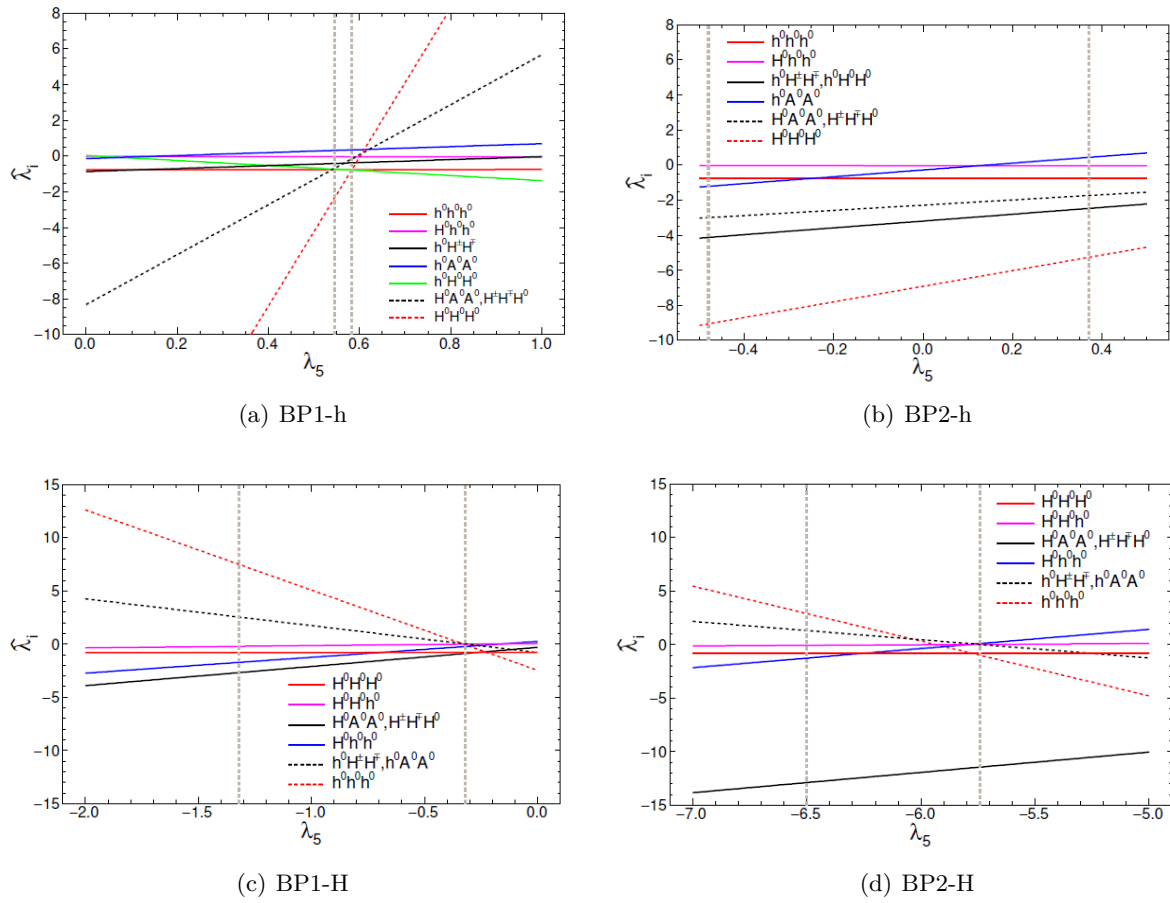


Figure D.1 – La dépendance de $\hat{\lambda}_i$ sur λ_5 pour chacun des points de référence est démontrée. Dans chaque graphique, la plage entre deux lignes verticales en pointillés correspond aux λ_5 autorisés par les contraintes et limites théoriques et expérimentales. v équivaut à 243,137 GeV.

autorisée, puisque la différence entre les valeurs de v peut être considéré comme un écart inférieur à 3% sur λ_5 .

$v(\text{GeV})$	BPs	BP1-h	BP2-h	BP1-H	BP2-H
246.220	λ_5	[0.545,0.583]	[-0.482,0.377]	[-1.330,-0.294]	[-6.500,-5.737]
	$\lambda_5 v^2(\text{GeV}^2)$	[33040, 35368]	[-29197, 22874]	[-80612, -17848]	[-394063, -347807]
	$m_{12}^2(\text{GeV}^2)$	[2970, 3132]	[92844, 113597]	[-16351, 3365]	[-12986, 4649]
243.137	λ_5	[0.560, 0.598]	[-0.441, 0.387]	[-1.337, -0.302]	[-6.601, -5.884]
	$\lambda_5 v^2(\text{GeV}^2)$	[33099, 35367]	[-26094, 22872]	[-79032, -17847]	[-390217, -347807]
	$m_{12}^2(\text{GeV}^2)$	[2974, 3132]	[94081, 113597]	[-15855, 3366]	[-11520, 4649]

Table D.2 – Plages autorisées de λ_5 , $\lambda_5 v^2$ et m_{12}^2 avec deux valeurs typiques de v . Les contraintes de stabilité du vide, d’unitarité et de perturbativité sont utilisées pour déterminer les plages. Les valeurs de v sont prises comme expliqué dans le deuxième paragraphe de la section (3.5)

Nous avons discuté la dépendance des THC’s vis-à-vis de v . En fait, les plages autorisées de λ_5 en dépendent également. Dans le tableau D.2, nous montrons les plages autorisées de λ_5 pour tous les BPs. Comme mentionné dans la section (3.5), nous déterminons les plages autorisées de λ_5 en fixant d’autres paramètres et en utilisant les contraintes de stabilité du vide, d’unitarité et de perturbativité. Dans cette procédure, nous avons pris $v = 246,220$ GeV, identique à celui utilisé dans le balayage de l’espace de paramètres du modèle 2HDM. Cependant, dans le calcul des processus de production, $v = 243,137$ GeV est utilisé.

On peut observer à partir du tableau D.2 que les bornes supérieure et inférieure de λ_5 changeront quand un v différent est utilisé. L’écart le plus important se trouve dans la borne inférieure de BP2-h, qui est d’environ 10 %. Cela ne peut pas être simplement expliqué par un facteur global lié à v uniquement, et nécessite une enquête plus approfondie.

Les contraintes utilisées pour déterminer les plages de λ_5 peuvent être exprimées comme plusieurs inégalités sans dimension impliquant v et les paramètres du modèle 2HDM : m_{h^0} , m_{H^0} , m_{A^0} , m_{H^\pm} , $\tan\beta$, α et λ_5 . Outre un facteur global $1/v^2$, la seule dépendance de v dans ces inégalités est le terme $\lambda_5 v^2$, similaire au cas des THC. Cela signifie que nous pouvons supprimer une partie des effets de v en examinant $\lambda_5 v^2$ ou m_{12}^2 . Dans le tableau D.2, les plages de $\lambda_5 v^2$ et m_{12}^2 sont également présentées. On constate que les bornes supérieures de $\lambda_5 v^2$ et m_{12}^2 sont presque les mêmes, même si des valeurs différentes de v sont utilisées, tandis que les bornes inférieures sont assez différentes. Nous avons vérifié les contraintes liées à chaque borne et constaté que toutes les bornes supérieures sont déterminées par les contraintes de stabilité du vide tandis que toutes les bornes inférieures sont déterminées par les contraintes d’unitarité. Les contraintes de stabilité du vide sont homogènes de sorte qu’elles ne sont pas affectées par le choix de v . En revanche, les contraintes d’unitarité sont inhomogènes, et certaines d’entre elles sont même non linéaires. Cela conduit à une dépendance v plus compliquée de $\lambda_5 v^2$ et m_{12}^2 . À partir du tableau, nous pouvons voir que les effets de différents v sur les bornes inférieures peuvent être négligeables comme m_{12}^2 dans BP1-h, mais ils peuvent aussi être importants comme m_{12}^2 en BP2-H.

À partir de l’analyse ci-dessus, nous pouvons conclure que les écarts des bornes supérieures de λ_5 peuvent être facilement compris comme en multipliant le rapport de deux v^2 différents, tandis que les bornes inférieures sont plus compliquées. De plus, avec la situation des THC’s, cela laisse entendre qu’il vaut mieux choisir des paramètres physiques indépendants avec la même dimension de masse.

Annexe E

Schéma de tadpole pincé sur couche dans le Modèle 2HDM

Dans cette annexe, nous présentons plus de détails sur le schéma de tadpole pincé sur couche (On-shell pinched tadpole scheme : PTS) [190, 192], qui est utilisé dans le calcul de la production $e^+e^- \rightarrow Z\phi$. Pour l'étude de la désintégration $\phi \rightarrow f\bar{f}$, car il s'agit d'un travail suivant la réf. [27], le même schéma de renormalisation que dans la réf. [27] est utilisé et ne sera pas discuté ici.

E.0.1 Définition des constantes de renormalisation

Dans ce qui suit, nous introduisons des quantités renormalisées et des constantes de renormalisation dans le PTS sur couche, où un indice 0 est utilisé pour étiqueter les quantités nues.

- Secteurs de jauge et de fermions : les choses sont similaires comme dans le modèle standard pour ces deux secteurs.

La renormalisation des masses de boson et de fermion de jauge est donnée par :

$$\begin{aligned} m_{V,0}^2 &= m_V^2 + \delta m_V^2, \quad V = W, Z \\ m_{f,0} &= m_f + \delta m_f, \end{aligned} \tag{E.1}$$

et la charge électrique par :

$$e_0 = (1 + \delta Z_e)e. \tag{E.2}$$

Pendant ce temps, la renormalisation des champs de jauge est définie comme :

$$\begin{aligned} W_0^\pm &= \left(1 + \frac{1}{2}\delta Z_{WW}\right)W^\pm, \\ \begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix}_0 &= \begin{pmatrix} 1 + \frac{1}{2}\delta Z_{ZZ} & \frac{1}{2}\delta Z_{ZA} \\ \frac{1}{2}\delta Z_{AZ} & 1 + \frac{1}{2}\delta Z_{AA} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix}, \end{aligned} \tag{E.3}$$

tandis que pour le champ de fermions, en raison de sa chiralité gauche et droite, il a des constantes de renormalisation de champ indépendantes :

$$\begin{aligned}
 f_0^L &= \left(1 + \frac{1}{2}\delta Z_f^L\right)f^L \\
 f_0^R &= \left(1 + \frac{1}{2}\delta Z_f^R\right)f^R.
 \end{aligned}
 \tag{E.4}$$

— Secteur de Higgs : la renormalisation est réalisée sur la base de la physique de Higgs. La renormalisation des masses de Higgs est définie comme :

$$m_{\phi,0}^2 = m_\phi^2 + \delta m_\phi^2, \quad \phi = G^\pm, H^\pm, G^0, H^0, h^0,
 \tag{E.5}$$

tandis que la renormalisation des champs de Higgs est donnée par :

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix}_0 &= \begin{pmatrix} 1 + \frac{1}{2}\delta Z_{H^0 H^0} & \frac{1}{2}\delta Z_{H^0 h^0} \\ \frac{1}{2}\delta Z_{h^0 H^0} & 1 + \frac{1}{2}\delta Z_{h^0 h^0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix}, \\
 \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix}_0 &= \begin{pmatrix} 1 + \frac{1}{2}\delta Z_{G^0 G^0} & \frac{1}{2}\delta Z_{G^0 A^0} \\ \frac{1}{2}\delta Z_{A^0 G^0} & 1 + \frac{1}{2}\delta Z_{A^0 A^0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix}, \\
 \begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix}_0 &= \begin{pmatrix} 1 + \frac{1}{2}\delta Z_{G^\pm G^\pm} & \frac{1}{2}\delta Z_{G^\pm H^\pm} \\ \frac{1}{2}\delta Z_{H^\pm G^\pm} & 1 + \frac{1}{2}\delta Z_{H^\pm H^\pm} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^\pm \\ H^\pm \end{pmatrix}.
 \end{aligned}
 \tag{E.6}$$

Pour les angles de mélange, ils sont définis comme :

$$\begin{aligned}
 \alpha_0 &= \alpha + \delta\alpha, \\
 \beta_0 &= \beta + \delta\beta.
 \end{aligned}
 \tag{E.7}$$

Nous avons ignoré la renormalisation de λ_5 car elle n'est pas nécessaire dans notre calcul. Afin d'exposer la différence entre le PTS sur couche et les autres schémas de tadpoles, nous fournissons également la renormalisation des tadpoles dans le schéma de tadpole standard, qui sont définis comme indiqué ci-dessous :

$$\begin{aligned}
 T_{H^0,0} &= T_{H^0} + \delta T_{H^0}, \\
 T_{h^0,0} &= T_{h^0} + \delta T_{h^0}.
 \end{aligned}
 \tag{E.8}$$

En revanche, le PTS sur couche est basé sur le schéma de tadpole FJ [127], où les décalages des VEVs $v_{1,2} \rightarrow v_{1,2} + \Delta v_{1,2}$ sont introduits. Nous pouvons choisir les valeurs de $\Delta v_{1,2}$ par ordre pour faire disparaître les tadpoles renormalisés dans l'expansion des perturbations. Dans une telle procédure, nous sommes en mesure d'allouer de manière appropriée les contributions de tadpole et de définir tous les contre-termes d'une manière indépendante de jauge. Il est à noter que dans le PTS sur couche, il n'est pas nécessaire de définir les termes de compteur de tadpole donnés dans l'équation (E.8) (c'est-à-dire $\delta T_{H^0, h^0}$) plus. Au lieu de cela, leurs rôles sont remplacés par $\Delta T_{H^0, h^0}$ qui sont causés par le décalage des VEVs et sont donnés dans [190, 192] comme :

$$\begin{aligned}
 \Delta T_{H^0} &= (c_\alpha \Delta v_1 + s_\alpha \Delta v_2)m_{H^0}^2, \\
 \Delta T_{h^0} &= (-s_\alpha \Delta v_1 + c_\alpha \Delta v_2)m_{h^0}^2.
 \end{aligned}
 \tag{E.9}$$

Pour éviter toute confusion, nous avons délibérément changé la convention de δT dans [190, 192] en ΔT pour indiquer que l'origine et la signification de ΔT sont différentes de δT donné dans l'Eq. (E.8). Une telle convention a également été adoptée dans [104].

E.0.2 Conditions de renormalisation

$\Delta v_{1,2} / \Delta T_{H^0, h^0}$ apparaîtra dans les self-énergies ainsi que dans les sommets. Il a déjà été révélé dans les références [104, 191] que l'effet de $\Delta v_{1,2} / \Delta T_{H^0, h^0}$ peuvent être facilement inclus en ajoutant des diagrammes de tadpoles possibles à des diagrammes irréductibles génériques à une particule. Dans ce schéma, des conditions sur couche bien connues sont utilisées partout. Les différences entre le schéma sur couche bien connu et ce schéma sont :

1. Les contre-termes de tadpole $\delta T_{H^0, h^0}$ définis dans l'équation (E.8) disparaissent dans ce schéma ;
2. Les self-énergies $\Sigma(k^2)$ sont remplacées par $\Sigma^{\text{tad}}(k^2)$ en ajoutant des contributions de tadpoles possibles.

Il convient de noter que les dérivées des énergies propres $\Sigma'(k^2)$ restent inchangées du fait que les contributions des tadpoles sont indépendantes de l'impulsion externe k , donc la plupart des constantes de renormalisation de la fonction d'onde sont les mêmes. Dans ce qui suit, nous présentons des informations plus nécessaires sur ce PTS sur couche [191]. Dans les secteurs de jauge et de fermion, les mêmes conditions sur couche que dans le modèle standard sont utilisées [101]. Parmi toutes les constantes de renormalisation dans ces secteurs, trois sont différentes : δm_W^2 , δm_Z^2 et δm_f . Seuls les deux premiers sont utilisés dans ce travail, ils sont donnés par :

$$\delta m_V^2 = \text{Re} \Sigma_{VV}^{\text{tad}, T}(m_V^2), \quad V = W, Z \quad (\text{E.10})$$

Dans le secteur de Higgs, la self-énergie renormalisée du champ de Higgs ϕ est la combinaison finie suivante du self-énergie non renormalisée

$$\widehat{\Sigma}_{\phi\phi}(k^2) = \Sigma_{\phi\phi}^{\text{tad}}(k^2) - \delta m_\phi^2 + (k^2 - m_\phi^2) \delta Z_{\phi\phi}, \quad \phi = G^\pm, H^\pm, G^0, A^0, H^0, h^0$$

tandis que pour le mixage, c'est :

$$\widehat{\Sigma}_{\phi_1\phi_2}(k^2) = \Sigma_{\phi_1\phi_2}^{\text{tad}}(k^2) + \frac{1}{2} \delta Z_{\phi_1\phi_2}(k^2 - m_{\phi_1}^2) + \frac{1}{2} \delta Z_{\phi_2\phi_1}(k^2 - m_{\phi_2}^2),$$

avec : $(\phi_1, \phi_2) = (G^\pm, H^\pm), (G^0, A^0)$ and (H^0, h^0) .

Les conditions de renormalisation des masses et des fonctions d'onde dans le secteur de Higgs sont données comme suit :

— Pour les masses, des conditions sur couche sont utilisées :

$$\text{Re} \widehat{\Sigma}_{\phi\phi}(m_\phi^2) = 0, \quad \phi = H^\pm, A^0, H^0, h^0. \quad (\text{E.11})$$

Ces conditions garantissent que les masses physiques de bosons de Higgs sont des masses polaires des propagateurs renormalisés correspondants, à partir desquels nous obtenons :

$$\delta m_\phi^2 = \text{Re} \Sigma_{\phi\phi}^{\text{tad}}(m_\phi^2), \quad \phi = H^\pm, A^0, H^0, h^0 \quad (\text{E.12})$$

— Pour les fonctions d’onde, nous exigeons que le résidu du propagateur renormalisé ϕ soit un :

$$\text{Re}\widehat{\Sigma}'_{\phi\phi}(\mathbf{k}^2)|_{k^2=m_\phi^2} = 0, \quad \phi = G^\pm, H^\pm, G^0, A^0, H^0, h^0 \quad (\text{E.13})$$

et les self-énergies de mélange disparaissent lorsque l’une des particules externes est sur couche :

$$\widehat{\Sigma}_{\phi_1\phi_2}(m_{\phi_1}^2) = \widehat{\Sigma}_{\phi_1\phi_2}(m_{\phi_2}^2) = 0, \quad (\phi_1, \phi_2) = (G^\pm, H^\pm), (G^0, A^0), (H^0, h^0). \quad (\text{E.14})$$

À partir des équations, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \delta Z_{\phi\phi} &= -\text{Re}\Sigma'_{\phi\phi}(m_{\phi\phi}^2), \quad \phi = G^\pm, H^\pm, G^0, A^0, H^0, h^0 \\ \delta Z_{\phi_1\phi_2} &= \frac{2\text{Re}\Sigma_{\phi_1\phi_2}^{\text{tad}}(m_{\phi_2}^2)}{m_{\phi_1}^2 - m_{\phi_2}^2}, \quad (\phi_1, \phi_2) = (G^\pm, H^\pm), (G^0, A^0), (H^0, h^0). \end{aligned} \quad (\text{E.15})$$

La renormalisation des angles de mélange pourrait être la partie la plus importante de cette annexe. Lorsque le schéma de tadpole FJ est appliqué, des définitions indépendantes de la jauge pour les contre-termes $\delta\alpha$ et $\delta\beta$ sont possibles. Dans la référence [104], la soustraction $\overline{\text{MS}}$ est utilisée, alors que dans ce travail, nous suivons la procédure de la référence [190] où la technique du pincement (voir par exemple Réf. [67]) est appliqué :

— Tout d’abord, les self-énergies pincées $\overline{\Sigma}$ sont obtenues à l’aide de la technique pincée. Il se décompose en une somme de deux parties :

$$\overline{\Sigma}(\mathbf{k}^2) = \Sigma^{\text{tad}}|_{\xi=1}(\mathbf{k}^2) + \Sigma^{\text{add}}(\mathbf{k}^2), \quad (\text{E.16})$$

où ξ représente les paramètres de fixation de jauge ξ_Z , ξ_W et ξ_γ de la jauge R_ξ . Comme le montre l’équation (E.16), la première partie a la même forme que les self-énergies du tadpole évaluées dans la jauge de Feynman, et la seconde est une contribution supplémentaire qui est explicitement indépendante du paramètre de fixation de jauge ξ .

— Les contre-termes sont ensuite définis par les self-énergies pincées ci-dessus avec l’échelle sur couche, à savoir :

$$\begin{aligned} \delta\alpha &= \frac{\text{Re}\overline{\Sigma}_{H^0h^0}(m_{H^0}^2) + \text{Re}\overline{\Sigma}_{H^0h^0}(m_{h^0}^2)}{2(m_{H^0}^2 - m_{h^0}^2)}, \\ \delta\beta &= -\frac{\text{Re}\overline{\Sigma}_{G^0A^0}(0) + \text{Re}\overline{\Sigma}_{G^0A^0}(m_{A^0}^2)}{2m_{A^0}^2}. \end{aligned} \quad (\text{E.17})$$

où la définition de $\delta\beta$ du secteur de Higgs CP-impair a été choisie.

Plus de détails sur ce PTS sur couche peuvent être trouvés dans la référence [190]. Par souci d’exhaustivité, nous énumérons ici les parties supplémentaires des self-énergies pincées à la fin de cette annexe :

$$\begin{aligned} \Sigma_{H^0h^0}^{\text{add}}(\mathbf{k}^2) &= \frac{g^2 s_{\beta-\alpha} c_{\beta-\alpha}}{32\pi^2 c_W^2} \left(\mathbf{k}^2 - \frac{m_{H^0}^2 + m_{h^0}^2}{2} \right) \left\{ \left[B_0(\mathbf{k}^2; m_Z^2, m_{A^0}^2) - B_0(\mathbf{k}^2; m_Z^2, m_Z^2) \right] \right. \\ &\quad \left. + 2c_W^2 \left[B_0(\mathbf{k}^2; m_W^2, m_{H^\pm}^2) - B_0(\mathbf{k}^2; m_W^2, m_W^2) \right] \right\}, \\ \Sigma_{G^0A^0}^{\text{add}}(\mathbf{k}^2) &= \frac{g^2 s_{\beta-\alpha} c_{\beta-\alpha}}{32\pi^2 c_W^2} \left(\mathbf{k}^2 - \frac{m_{A^0}^2}{2} \right) \left[B_0(\mathbf{k}^2; m_Z^2, m_{H^0}^2) - B_0(\mathbf{k}^2; m_Z^2, m_{h^0}^2) \right], \end{aligned} \quad (\text{E.18})$$

où B_0 est la fonction scalaire à deux points [162].

Bibliographie

- [1] M. Aaboud et al. "Observation of Higgs boson production in association with a top quark pair at the LHC with the ATLAS detector". Phys. Lett., B784 :173-191, 2018.
- [2] M. Aaboud et al. "Search for Higgs bosons produced via vector-boson fusion and decaying into bottom quark pairs in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp collisions with the ATLAS detector". Phys. Rev., D98(5) :052003, 2018.
- [3] G. Aad et al. "Search for charged Higgs bosons decaying via $H^\pm \rightarrow \tau^\pm \mu$ in fully hadronic final states using pp collision data at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector". JHEP, 03 :088, 2015.
- [4] G. Aad et al. (ATLAS), Eur. Phys. J. C73, 2465 (2013), arXiv :1302.3694 [hep-ex].
- [5] G. Abbiendi et al. OPAL Collaboration, "Two Higgs doublet model and model independent interpretation of neutral Higgs bosons searches", hep-ex/0007040.
- [6] G. Abbiendi et al. OPAL Collaboration. "Search for Higgs bosons in e^+e^- collisions at 183 GeV", Eur. Phys. J. C7 : 407, (1999), hep-ex /9811025.
- [7] G. Abbiendi et al. Search for Charged Higgs bosons : Combined Results Using LEP Data. Eur. Phys. J., C73 :2463, 2013.
- [8] K. Abe et al. Belle. "A measurement of the branching fraction for the inclusive $B \rightarrow X_s \gamma$ decays with Belle", 511 :151, (2001) [hep-ex/0103042].
- [9] A. G. Akeroyd, A. Arhrib, E. M. Naimi, Phys. Lett. B490, 119 (2000) ;hep-ph/0012353.
- [10] A. G. Akeroyd, A. Arhrib and E. M. Naimi, Phys. Lett. B 490, 119 (2000) [arXiv :hep-ph/0006035].
- [11] A. G. Akeroyd et al. "Prospects for charged Higgs searches at the LHC". Eur. Phys. J., C77(5) :276, 2017.
- [12] A. G. Akeroyd et al. "Prospects for charged Higgs searches at the LHC". Eur. Phys. J., C77(5) :276, 2017.
- [13] G. Altarelli, "Partons in quantum chromodynamics", Physics Reports 81 no. 1, (1982) 1–129.
- [14] L. Altenkamp, S. Dittmaier, and H. Rzehak, "Renormalization schemes for the Two-Higgs-Doublet Model and applications to $h \rightarrow WW/ZZ \rightarrow 4$ fermions," JHEP 09 (2017) 134, arXiv :1704.02645 [hep-ph].
- [15] L. Altenkamp, S. Dittmaier, and H. Rzehak, JHEP 03, 110 (2018), arXiv :1710.07598 [hep-ph].

-
- [16] ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the *L3* Collaboration, the OPAL Collaboration, the SLD Collaboration, the LEP Electroweak Working Group, SLD electroweak, and heavy flavour groups. Precision electroweak measurements on the Z resonance.
- [17] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro, *JHEP* 07, 079 (2014), arXiv :1405.0301 [hep-ph].
- [18] Y. Amhis et al. (HFLAV), *Eur. Phys. J. C* 77, 895 (2017), arXiv :1612.07233 [hep-ex].
- [19] Y. Amhis et al. "Heavy Flavor Averaging Group (HFAG)", (2014), arXiv :1412.7515 [hep-ex].
- [20] 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 [hep-ph].
- [21] T. Appelquist, J. Carazzone, J. T. Goldman, and H. R. Quinn, "Renormalization and Gauge Independence in Spontaneously Broken Gauge Theories," *Phys. Rev. D* 8 (1973) 1747-1756.
- [22] A. Arbey et al., *Eur. Phys. J. C* 75, 371 (2015), arXiv :1504.01726 [hep-ph].
- [23] F. Archilli, in 8th International Workshop on the CKM Unitarity Triangle (CKM 2014) Vienna, Austria, September 8-12, 2014 (2014) arXiv :1411.4964 [hep-ex].
- [24] A. Arhrib, R. Benbrik, J. El Falaki, and W. Hollik. "Triple Higgs coupling effect on $h^0 \rightarrow b\bar{b}$ and $h^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ in the 2HDM". *Phys. Lett.*, B774 :195-204, 2017.
- [25] A. Arhrib, R. Benbrik, C. H. Chen, M. Gomez-Bock, and S. Semmlali, *Eur. Phys. J. C* 76, 328 (2016), arXiv :1508.06490 [hep-ph].
- [26] A. Arhrib, R. Benbrik, and S. Moretti. "Bosonic Decays of Charged Higgs Bosons in a 2HDM Type-I". *Eur. Phys. J.*, C77(9) :621, 2017.
- [27] A. Arhrib, M. Capdequi Peyranere, W. Hollik, and S. Penaranda. "Higgs decays in the two Higgs doublet model : Large quantum effects in the decoupling regime". *Phys. Lett.*, B579 :361-370, 2004.
- [28] A. Arhrib and G. Moultaka, *Nucl. Phys. B* 558, 3 (1999), arXiv :hep-ph/9808317 [hep-ph].
- [29] 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 no. 10, (2015) 476, arXiv :1506.05669 [hep-ex].
- [30] 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 [hep-ex].
- [31] 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 [hep-ex].
- [32] 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 [hep-ex].
-

-
- [33] ATLAS Collaboration. "Cross-section measurements of the Higgs boson decaying to a pair of tau leptons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. 2018.
- [34] ATLAS Collaboration, "Observation of an excess of events in the search for the Standard Model Higgs boson in the gamma-gamma channel with the ATLAS detector", (2012), ATLAS-CONF-2012-091, ATLAS-COM-CONF-2012-109.
- [35] ATLAS, CDF, CMS, D0 Collaboration, E. Yazgan, "Flavor changing neutral currents in top quark production and decay," in 6th International Workshop on Top Quark Physics (TOP2013) Durbach, Germany, September 14-19, 2013, pp. 285-294. 2014. arXiv :1312.5435 [hep-ex].
- [36] B. Aubert et al. BaBar. "Determination of the branching fraction for inclusive decays $B \rightarrow X_s \gamma$ ", [hep-ex/0207078]
- [37] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Hoecker, D. Kennedy, R. Kogler, K. Monig, M. Schott, and J. Stelzer, "The Electroweak Fit of the Standard Model after the Discovery of a New Boson at the LHC," Eur. Phys. J. C72 (2012) 2205, arXiv :1209.2716 [hep-ph].
- [38] M. Baak, M. Goebel, J. Haller, A. Hoecker, D. Ludwig, K. Monig, M. Schott, and J. Stelzer, "Updated Status of the Global Electroweak Fit and Constraints on New Physics," Eur. Phys. J. C72 (2012) 2003, arXiv :1107.0975 [hep-ph].
- [39] H. Baer, T. Barklow, K. Fujii, Y. Gao, A. Hoang, S. Kanemura, J. List, H. E. Logan, A. Nomerotski, M. Perelstein, et al. "The International Linear Collider Technical Design Report" - Volume 2 : Physics. 2013.
- [40] P. Bambade et al., DESY-19-037, FERMILAB-FN-1067-PPD, IFIC/19-10, IRFU-19-10, JLAB-PHY-19-2854, KEK Preprint 2018-92, LAL/RT 19-001, PNNL-SA-142168, SLAC-PUB-17412 (2019), arXiv :1903.01629 [hep-ex].
- [41] R. Barate et al. "Measurement of the Z resonance parameters at LEP". Eur. Phys. J., C14 :1-50, 2000.
- [42] E. Barberio and Z. Was. "PHOTOS : A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections". Version 2.0. Comput. Phys. Commun., 79 :291-308, 1994.
- [43] R. Barbieri, L. J. Hall, and V. S. Rychkov, Phys. Rev. D 74, 015007 (2006), arXiv :hep-ph/0603188.
- [44] V. D. Barger, J. L. Hewett, and R. J. N. Phillips, Phys. Rev. D41, 3421 (1990).
- [45] A. Barroso, P. M. Ferreira and R. Santos, "Some remarks on tree-level vacuum stability in two Higgs doublet models," arXiv :hep-ph/0507329.
- [46] L. Baulieu, "Perturbative Gauge Theories," Phys. Rept. 129 (1985) 1.
- [47] P. Bechtle, O. Brein, S. Heinemeyer, O. Stal, T. Stefaniak, G. Weiglein, and K. Williams, Proceedings, 4th International Workshop on Prospects for Charged Higgs Discovery at Colliders (CHARGED 2012) : Uppsala, Sweden, October 8-11, 2012, PoS CHARGED2012, 024 (2012), arXiv :1301.2345 [hep-ph].
- [48] P. Bechtle, O. Brein, S. Heinemeyer, O. Stal, T. Stefaniak, G. Weiglein, and K. E. Williams, Eur. Phys. J. C74, 2693 (2014), arXiv :1311.0055 [hep-ph].
-

-
- [49] P. Bechtle, O. Brein, S. Heinemeyer, G. Weiglein, and K. E. Williams, *Comput. Phys. Commun.* 181, 138 (2010), arXiv :0811.4169 [hep-ph].
- [50] P. Bechtle, O. Brein, S. Heinemeyer, G. Weiglein, and K. E. Williams, *Comput. Phys. Commun.* 182, 2605 (2011), arXiv :1102.1898 [hep-ph].
- [51] P. Bechtle, S. Heinemeyer, O. Stal, T. Stefaniak, and G. Weiglein, *Eur. Phys. J. C* 74, 2711 (2014), arXiv :1305.1933 [hep-ph].
- [52] P. Bechtle, S. Heinemeyer, O. Stal, T. Stefaniak, and G. Weiglein, *Eur. Phys. J. C* 75, 421 (2015), arXiv :1507.06706 [hep-ph].
- [53] P. Bechtle, S. Heinemeyer, O. Stal, T. Stefaniak, and G. Weiglein, *JHEP* 11, 039 (2014), arXiv :1403.1582 [hep-ph].
- [54] P. Bechtle, Sven Heinemeyer, Oscar Stal, Tim Stefaniak, and Georg Weiglein. "HiggsSignals : Confronting arbitrary Higgs sectors with measurements at the Tevatron and the LHC". *Eur. Phys. J.*, C74(2) :2711, 2014.
- [55] P. Bechtle, Oliver Brein, Sven Heinemeyer, Georg Weiglein, and Karina E. Williams. "HiggsBounds : Confronting Arbitrary Higgs Sectors with Exclusion Bounds from LEP and the Tevatron". *Comput. Phys. Commun.*, 181 :138-167, 2010.
- [56] W. Beenakker, R. Hopker, and P. M. Zerwas, "supersymétrique-QCD decays of squarks and gluinos," *Phys. Lett. B* 378 (1996) 159-166, arXiv :hep-ph/9602378 [hep-ph].
- [57] W. Beenakker, S. C. van der Marck, and W. Hollik, *Nucl. Phys. B* 365, 24 (1991).
- [58] A. V. Bednyakov, B. A. Kniehl, A. F. Pikelner, and O. L. Veretin, "Stability of the Electroweak Vacuum : Gauge Independence and Advanced Precision," *Phys. Rev. Lett.* 115 no. 20, (2015) 201802, arXiv :1507.08833 [hep-ph].
- [59] G. Belanger, F. Boudjema, J. Fujimoto, T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, and Y. Shimizu, *Phys. Lett. B* 559, 252 (2003), arXiv :hep-ph/0212261 [hep-ph].
- [60] R. Belusevic and T. Higo. "A CLIC-Prototype Higgs Factory". 2012.
- [61] F. A. Berends and R. Kleiss, *Nucl. Phys. B* 260, 32 (1985).
- [62] Ch. Berger et al. PLUTO Collaboration. "Evidence for gluon bremsstrahlung in e^+e^- annihilations at high energies". *Phys. Lett. B*, 86 :418-425
- [63] J. Bernon, J. F. Gunion, H. E. Haber, Y. Jiang, and S. Kraml, *Phys. Rev. D* 92, 075004 (2015), arXiv :1507.00933 [hep-ph].
- [64] J. Bernon, J. F. Gunion, H. E. Haber, Y. Jiang, and S. Kraml, *Phys. Rev. D* 93, 035027 (2016), arXiv :1511.03682 [hep-ph].
- [65] J. Bernon, John F. Gunion, Howard E. Haber, Yun Jiang, and Sabine Kraml. "Scrutinizing the alignment limit in two-Higgs-doublet models. II. $m_H = 125$ GeV. *Phys. Rev.*, D93(3) :035027, 2016.

-
- [66] F. A. Berends and R. Kleiss. "Initial State Radiation at LEP Energies and the Corrections to Higgs Boson Production". Nucl. Phys., B260 :32-60, 1985.
- [67] D. Binosi and J. Papavassiliou, "Pinch technique : Theory and applications," Phys. Rept. 479 (2009) 1-152, arXiv :0909.2536 [hep-ph].
- [68] A. Blondel, A. Chao, W. Chou, J. Gao, D. Schulte, and K. Yokoya. "Report of the ICFA Beam Dynamics Workshop 'Accelerators for a Higgs Factory : Linear vs.Circular' (HF2012). IL, November 14-16, 2012, 2013.
- [69] M. Bohm, H. Spiesberger, and W. Hollik. "On the One Loop Renormalization of the Electroweak Standard Model and Its Application to Leptonic Processes". Fortsch. Phys., 34 :687-751, 1986.
- [70] F. M. Borzumati and Christoph Greub, "2hdms predictions for $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ in NLO QCD", 58 : 074004, (1998), [hep-ph/9802391].
- [71] F. M. Borzumati and Christoph Greub, "Two doublet model predictions for $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ in NLO QCD", (Addendum). 59 : 057501, (1999), [hep-ph/9809438].
- [72] 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 [hep-ph].
- [73] C. P. Burgess and G. D. Moore, The standard model : A primer, Cambridge University Press (2006), ISBN-9780521860369.
- [74] Q.-H. Cao, E. Ma, and G. Rajasekaran, Phys. Rev. D 76, 095011 (2007), arXiv :0708.2939 [hep-ph].
- [75] M. Carena et al., in CERN Workshop on LEP2 Physics (followed by 2nd meeting, 15-16 Jun 1995 and 3rd meeting 2-3 Nov 1995) (1996) pp. 351-462, arXiv :hep-ph/9602250.
- [76] M. Carena, I. Low, N. R. Shah and C. E. M. Wagner, JHEP 1404, 015 (2014) [arXiv :1310.2248 [hep-ph]].
- [77] C. Chen, Z. Cui, G. Li, Q. Li, M. Ruan, L. Wang, and Q. Yan." $H \rightarrow e^+ e^-$ at CEPC : ISR effect with MadGraph". 2017.
- [78] C. Chen, Z. Cui, G. Li, Q. Li, M. Ruan, L. Wang, and Q.-s. Yan, J. Phys. G 45, 015004 (2018).
- [79] K. Cheung, J. S. Lee, and P.-Y. Tseng, JHEP 01, 085 (2014), arXiv :1310.3937 [hep-ph].
- [80] CW. Chiang and K. Yagyu, JHEP 07, 160 (2013), arXiv :1303.0168 [hep-ph].
- [81] M. Ciuchini, G. Degrossi, P. Gambino and G. F. Giudice. "Next-to-leading QCD corrections to $B \rightarrow X_s \gamma$: Standard Model and two Higgs boublet model", 527 : 21, (1998), [hep-ph/9710335].
- [82] J. M. Cline, K. Kainulainen, and M. Trott, "Electroweak Baryogenesis in Two Higgs Doublet Models and B meson anomalies," JHEP 11 (2011) 089, arXiv :1107.3559 [hep-ph].
- [83] 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. B716 (2012) 30-61, arXiv :1207.7235 [hep-ex].

-
- [84] 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 [hep-ex].
- [85] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., "Evidence for the direct decay of the 125 GeV Higgs boson to fermions," *Nature Phys.* 10 (2014) 557-560, arXiv :1401.6527 [hep-ex].
- [86] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., "Study of the Mass and Spin-Parity of the Higgs Boson Candidate via its Decays to Z Boson Pairs," *Phys. Rev. Lett.* 110 (Feb, 2013) 081803.
- [87] CMS Collaboration, D. Pedrini, "Search for the flavour-changing neutral current decay $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with CMS," in Proceedings, 5th International Workshop on Charm Physics (Charm 2012). 2012. arXiv :1208.5908 [hep-ex].
- [88] 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 [hep-ex].
- [89] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., "Evidence for the direct decay of the 125 GeV Higgs boson to fermions," *Nature Phys.* 10 (2014) 557-560, arXiv :1401.6527 [hep-ex].
- [90] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., "Study of the Mass and Spin-Parity of the Higgs Boson Candidate via its Decays to Z Boson Pairs," *Phys. Rev. Lett.* 110 (Feb, 2013) 081803.
- [91] J. A. Coarasa Perez, D. Garcia, J. Guasch, R. A. Jimenez, and J. Sola, "Quantum effects on $t \rightarrow H^+ b$ in the MSSM : a window to 'virtual' supersymmetry?," *Eur. Phys. J. C* 2 (1998) 373-392, arXiv :hep-ph/9607485 [hep-ph].
- [92] B. Coleppa, F. Kling, and S. Su, *JHEP* 01, 161 (2014), arXiv :1305.0002 [hep-ph].
- [93] J. M. Cornwall and J. Papavassiliou, "Gauge-invariant three-gluon vertex in QCD," *Phys. Rev. D* 40 (1989) 3474.
- [94] W.N. Cottingham, D. A. Greenwood, *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*, 2007.
- [95] A. Dabelstein, *Nucl. Phys. B* 456, 25 (1995), arXiv :hep-ph/9503443 [hep-ph].
- [96] S. Davidson and H. E. Haber, *Phys. Rev. D* 72, 035004 (2005), [Erratum : *Phys. Rev. D* 72, 099902(2005)], arXiv :hep-ph/ 0504050 [hep-ph].
- [97] S. Dawson et al., in Proceedings, 2013 Community Summer Study on the Future of U.S. Particle Physics : Snowmass on the Mississippi (CSS2013) : Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013 (2013) arXiv :1310.8361 [hep-ex].
- [98] D. de Florian et al. (LHC Higgs Cross Section Working Group), 2/2017 (2016), 10.23731/CYRM-2017-002, arXiv :1610.07922 [hep-ph].
- [99] G. Degrandi, S. Di Vita, J. Elias-Miro, J. R. Espinosa, G. F. Giudice, G. Isidori, and A. Strumia, "Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO," *JHEP* 08 (2012) 098, arXiv :1205.6497 [hep-ph].

-
- [100] A. Denner, J. Kublbeck, R. Mertig, and M. Bohm, Z. Phys. C56, 261 (1992).
- [101] A. Denner, "Techniques for Calculation of Electroweak Radiative Corrections at the One-Loop Level and Results for W -physics at LEP 200," Fortsch. Phys. 41 (1993) 307-420, arXiv :0709.1075 [hep-ph].
- [102] A. Denner, G. Weiglein, and S. Dittmaier, "Application of the background field method to the electroweak standard model," Nucl. Phys. B440 (1995) 95-128, arXiv :hep-ph/9410338 [hep-ph].
- [103] A. Denner, E. Kraus, and M. Roth, "Physical renormalization condition for the quark-mixing matrix," Phys. Rev. D70 (2004) 033002, arXiv :hep-ph/0402130 [hep-ph].
- [104] A. Denner, L. Jenniches, J.-N. Lang, and C. Sturm, "Gauge-independent $\overline{\text{MS}}$ renormalization in the 2HDM," JHEP 09 (2016) 115, arXiv :1607.07352 [hep-ph].
- [105] A. Denner, J.-N. Lang, and S. Uccirati, JHEP 07, 087 (2017), arXiv :1705.06053 [hep-ph].
- [106] A. Denner, S. Dittmaier, and J.-N. Lang, "Renormalization of mixing angles," JHEP 11 (2018) 104, arXiv :1808.03466 [hep-ph].
- [107] N. G. Deshpande and Ernest Ma. "Pattern of Symmetry Breaking with Two Higgs Doublets". Phys. Rev.D 18 :2574, 1978.
- [108] K. P. O. Diener and B. A. Kniehl, "on-mass-shell renormalization of fermion mixing matrices," Nucl. Phys. B617 (2001) 291-307, arXiv :hep-ph/0109110 [hep-ph].
- [109] S. Dittmaier et al. : Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 1. Inclusive Observables. arXiv :1101.0593 [hep-ph].
- [110] A. Djouadi, Phys. Rept. 459, 1 (2008), arXiv :hep-ph/0503173.
- [111] A. Djouadi, J. Kalinowski, and P. M. Zerwas, Z. Phys. C57, 569 (1993).
- [112] M. Dong et al. (CEPC Study Group), (2018), arXiv :1811.10545 [hep-ex].
- [113] M. Drees and K.-i. Hikasa, Phys. Rev. D41, 1547 (1990).
- [114] B. Dumont, J. F. Gunion, Y. Jiang, and S. Kraml, Phys. Rev. D90, 035021 (2014), arXiv :1405.3584 [hep-ph].
- [115] O. Eberhardt, U. Nierste, and M. Wiebusch, JHEP 07, 118 (2013), arXiv :1305.1649 [hep-ph].
- [116] M. B. Einhorn, D. R. T. Jones, and M. Veltman "Heavy particles and ρ parameter in the Standard Model", NPB191 : 146, (1981).
- [117] F. Englert and R. Brout, "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons," Physical Review Letters 13 (Aug., 1964) 321-323.
- [118] T. Enomoto and R. Watanabe. "Flavor constraints on the Two Higgs Doublet Models of Z symmetric and aligned types". JHEP, 05 :002, 2016.
- [119] D. Eriksson, J. Rathsman, and O. Stal, Comput. Phys. Commun. 181, 189 (2010), arXiv :0902.0851 [hep-ph].
-

-
- [120] L. D. Faddeev and V. N. Popov, "Feynman Diagrams for the Yang-Mills Field," Phys. Lett. B25 (1967) 29-30.
- [121] P. Fayet, "Supersymmetry and weak, electromagnetic and strong interactions," Physics Letters B 64 no. 2, (1976) 159-162.
- [122] P. M. Ferreira, R. Santos and A. Barroso, Phys. Lett. B 603, 219 (2004) Erratum : [Phys. Lett. B 629, 114 (2005)]
- [123] P. M. Ferreira, R. Santos, M. Sher, and J. P. Silva. "Implications of the LHC two-photon signal for two-Higgs-doublet models". Phys. Rev., D85 :077703, 2012. arXiv :1112.3277 [hep-ph]
- [124] P. M. Ferreira, Rui Santos, Marc Sher, and Joao P. Silva. "Could the LHC two-photon signal correspond to the heavier scalar in two-Higgs-doublet models?" Phys. Rev., D85 :035020, 2012. arXiv :1201.0019 [hep-ph].
- [125] I. Fischer, W. Hollik, M. Roth, and D. Stockinger, "Restoration of supersymmetric Slavnov-Taylor and Ward identities in presence of soft and spontaneous symmetry breaking," Phys. Rev. D69 (2004) 015004, arXiv :hep-ph/0310191 [hep-ph].
- [126] J. Fleischer and F. Jegerlehner, Nucl. Phys. B216, 469 (1983).
- [127] J. Fleischer and F. Jegerlehner, "Radiative corrections to Higgs-boson decays in the Weinberg-Salam model," Phys. Rev. D 23 (May, 1981) 2001-2026.
- [128] M. Frank, T. Hahn, S. Heinemeyer, W. Hollik, H. Rzehak and G. Weiglein, JHEP 0702 (2007) 047 doi :10.1088/1126-6708/2007/02/047 [hep-ph/0611326].
- [129] A. Freitas and D. Stöckinger, "Gauge dependence and renormalization of $\tan\beta$ in the MSSM," Phys. Rev. D66 (2002) 095014, arXiv :hep-ph/0205281 [hep-ph].
- [130] P. Gambino, P. A. Grassi, and F. Madricardo, "Fermion mixing renormalization and gauge invariance," Phys. Lett. B454 (1999) 98-104, arXiv :hep-ph/9811470 [hep-ph].
- [131] P. Gambino and P. A. Grassi, "Nielsen identities of the SM and the definition of mass," Phys. Rev. D62 (2000) 076002, arXiv :hep-ph/9907254 [hep-ph].
- [132] P. Gambino and Mikolaj Misiak. "Quark mass effects in $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ ", 611 :338, (2001), [hep-ph/0104034].
- [133] M. Gell-Mann, "A schematic model of baryons and mesons", Physics Letters 8 no. 3, (1964) 214–215.
- [134] F. Gianotti and M. Pepe-Altarelli. "Precision physics at the LHC". Nucl. Phys. Proc. Suppl., 89 :177-189, 2000. arXiv :hep-ex/0006016 [hep-ex]
- [135] S. L. Glashow, "Partial-symmetries of weak interactions", Nuclear Physics 22 no. 4, (1961) 579-588.
- [136] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, "Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry," Phys. Rev. D 2 (Oct, 1970) 1285-1292.
-

-
- [137] S. L. Glashow and S. Weinberg, "Natural Conservation Laws for Neutral Currents," *Phys. Rev. D* 15 (Apr, 1977) 1958-1965.
- [138] Y. Gong, Z. Li, X. Xu, L. L. Yang, and X. Zhao, *Phys. Rev. D* 95, 093003 (2017), arXiv :1609.03955 [hep-ph].
- [139] M. D. Goodsell, S. Liebler, and F. Staub, "Generic calculation of two-body partial decay widths at the full one-loop level," *The European Physical Journal C* 77 no. 11, (Nov, 2017) 758, arXiv :1703.09237 [hep-ph].
- [140] W. Greiner and J. Reinhardt. *Field Quantization*(cit. on p.5).
- [141] V. N. Gribov and L. N. Lipatov. "e⁺e⁻ pair annihilation and deep inelastic ep scattering in perturbation theory". *Sov. J. Nucl. Phys.*, 15 :675-684, 1972. [*Yad. Fiz.*15,1218(1972)].
- [142] D. E. Groom et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *Eur. Phys. J. C*15 : 1,(2000).
- [143] Y. Grossman, *Nucl. Phys. B*426, 355 (1994), arXiv :hep-ph/9401311 [hep-ph].
- [144] J. Guasch, W. Hollik, and S. Penaranda, *Phys. Lett. B*515, 367 (2001), arXiv :hep-ph/0106027 [hep-ph].
- [145] J. F. Gunion and H. E. Haber, "Higgs bosons in supersymmetric models (i)," *Nuclear Physics B* 272 no. 1, (1986) 1-76.
- [146] J. F. Gunion, H. E. Haber, and J. Wudka, "Sum rules for Higgs bosons," *Phys. Rev. D* 43 (Feb, 1991) 904-912.
- [147] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane, and S. Dawson, "The Higgs Hunter's Guide,"*Front. Phys.* 80 (2000) 1-448.
- [148] 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, arXiv :hep-ph/0207010 [hep-ph].
- [149] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane, and S. Dawson, "The Higgs Hunter's Guide,"*Front. Phys.* 80 (2000) 1-448.
- [150] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. Kibble, "Global Conservation Laws and Massless Particles," *Physical Review Letters* 13 (Nov., 1964) 585-587.
- [151] H. E. Haber, M. J. Herrero, H. E. Logan, S. Penaranda, S. Rigolin, and D. Temes, *Phys. Rev. D*63, 055004 (2001), arXiv :hep-ph/0007006 [hep-ph].
- [152] K. Hagiwara et al. Particle Data Group. Review of particle physics, 66, 010001 : (2002).
- [153] K. Hagiwara, R. Liao, A. D. Martin, D. Nomura, and T. Teubner, *J. Phys. G*38, 085003 (2011), arXiv :1105.3149 [hep-ph].
- [154] T. Hahn, "Generating Feynman diagrams and amplitudes with FeynArts 3," *Comput. Phys. Commun.* 140 (2001) 418-431, arXiv :hep-ph/0012260 [hep-ph].
-

-
- [155] T. Hahn, *Comput. Phys. Commun.* 140, 418 (2001) [hep-ph/0012260]. T. Hahn and M. Perez-Victoria, *Comput. Phys. Commun.* 118, 153 (1999) [hep-ph/9807565]; T. Hahn and M. Rauch, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 157, 236 (2006) [hep-ph/0601248].
- [156] J. Haller, A. Hoecker, R. Kogler, K. Monig, T. Peiffer, and J. Stelzer, *Eur. Phys. J. C* 78, 675 (2018), arXiv :1803.01853 [hep-ph].
- [157] F. Halzen and Alan D. Martin. *Quarks & Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, Inc., 1984. ISBN 0471-88741-2.
- [158] P. W. Higgs, "Broken symmetries, massless particles and gauge fields," *Physics Letters* 12 no. 2, (1964) 132-133.
- [159] P. W. Higgs, "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons," *Phys. Rev. Lett.* 13 (Oct, 1964) 508-509.
- [160] W. F. L. Hollik. "Radiative Corrections in the Standard Model and their Role for Precision Tests of the Electroweak Theory". *Fortsch. Phys.*, 38 :165-260, 1990.
- [161] G. 't Hooft, "Renormalization of massless Yang-Mills Fields," *Nuclear Physics B* 33 no. 1, (1971) 173-199.
- [162] G. 't Hooft and M. J. G. Veltman, "Regularization and Renormalization of Gauge Fields," *Nucl. Phys. B* 44 (1972) 189-213.
- [163] T. Inami and T. Kubota, *Nucl. Phys. B* 179, 171 (1981).
- [164] I. Jack and D. R. T. Jones, "Regularization of supersymmetric theories", pp. 149-167. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1998. hep-ph/9707278.
- [165] S. Jadach, M. Skrzypek, and B. Pietrzyk. "On the precision of calculations of initial state radiation in the LEP Z line shape fits". *Phys. Lett.*, B456 :77-79, 1999.
- [166] S. Jadach, B. F. L. Ward, and Z. Was. "The Precision Monte Carlo event generator KK for two fermion final states in e^+e^- collisions". *Comput. Phys. Commun.*, 130 :260-325, 2000.
- [167] S. Jadach, W. Placzek, M. Skrzypek, B. F. L. Ward, and Z. Was. "The Monte Carlo program KoralW version 1.51 and the concurrent Monte Carlo KoralW and YFSWW3 with all background graphs and first order corrections to W pair production". *Comput. Phys. Commun.*, 140 :475-512, 2001.
- [168] G. Källén, "On the definition of the Renormalization Constants in Quantum Electrodynamics," *Helv. Phys. Acta* 25 no. 4, (1952) 417.
- [169] S. Kanemura, T. Kubota, E. Takasugi, *Phys. Lett.* B313, 155 (1993).
- [170] S. Kanemura, M. Kikuchi, and K. Yagyu, *Phys. Lett. B* 731, 27 (2014)
- [171] S. Kanemura, Y. Okada, E. Senaha, and C. P. Yuan, "Higgs coupling constants as a probe of new physics," *Phys. Rev. D* 70 (2004) 115002, arXiv :hep-ph/0408364 [hep-ph].
- [172] S. Kanemura, Y. Okada, E. Senaha, and C. P. Yuan, "Higgs coupling constants as a probe of new physics," *Phys. Rev. D* 70 (2004) 115002, arXiv :hep-ph/0408364 [hep-ph].
-

-
- [173] S. Kanemura, M. Kikuchi, and K. Yagyu, "Fingerprinting the extended Higgs sector using one-loop corrected Higgs boson couplings and future precision measurements," Nucl. Phys. B 896 (2015) 80-137, arXiv :1502.07716 [hep-ph].
- [174] S. Kanemura, T. Kubota and E. Takasugi, Phys. Lett. B 313, 155 (1993) doi :10.1016/0370-2693(93)91205-2 [hep-ph/9303263].
- [175] S. Kanemura, M. Kikuchi, K. Sakurai, and K. Yagyu, Phys. Rev. D96, 035014 (2017), arXiv :1705.05399 [hep-ph].
- [176] S. Kanemura, M. Kikuchi, K. Mawatari, K. Sakurai, and K. Yagyu, Phys. Lett. B783, 140 (2018), arXiv :1803.01456 [hep-ph].
- [177] S. Kanemura, M. Kikuchi, K. Mawatari, K. Sakurai, and K. Yagyu, Comput. Phys. Commun. 257, 107512 (2020), arXiv :1910.12769 [hep-ph].
- [178] V. Khachatryan et al. (CMS), JHEP 11, 018 (2015), arXiv :1508.07774 [hep-ex].
- [179] V. Khachatryan et al. (CMS), JHEP 12, 178 (2015), arXiv :1510.04252 [hep-ex].
- [180] T. W. B. Kibble, "Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories," Phys. Rev. 155 (Mar, 1967) 1554-1561.
- [181] W. Kilian, M. Kramer, and P. Zerwas, Phys. Lett. B 373, 135 (1996), arXiv :hep-ph/9512355.
- [182] W. Kilian, T. Ohl, and J. Reuter. "WHIZARD : Simulating Multi-Particle Processes at LHC and ILC". Eur. Phys. J., C71 :1742, 2011.
- [183] T. Kinoshita, "Mass singularities of Feynman amplitudes," J. Math. Phys. 3 (1962) 650-677.
- [184] H. Kluberg-Stern and J. B. Zuber, "Renormalization of non-abelian Gauge Theories in a Background Field Gauge. I. Green's Functions," Phys. Rev. D12 (1975) 482-488.
- [185] B. A. Kniehl, Z. Phys. C55, 605 (1992).
- [186] B. A. Kniehl, Nucl. Phys. B376, 3 (1992).
- [187] C. F. Kolda and H. Murayama, JHEP 0007 (2000) 035 arXiv :hep-ph/0003170v1.
- [188] S. Komamiya, Phys. Rev. D38, 2158 (1988).
- [189] A. V. Konychev, "On the renormalization scheme dependence in quantum field theory," arXiv :hep-ph/9712477 [hep-ph].
- [190] M. Krause, R. Lorenz, M. Mühlleitner, R. Santos, and H. Ziesche, "Gauge-independent Renormalization of the 2-Higgs-Doublet Model," JHEP 09 (2016)143, arXiv :1605.04853 [hep-ph].
- [191] M. Krause, "On the Renormalization of the Two-Higgs-Doublet Model", Master's thesis, Karlsruhe Institut für Technologie (KIT), Institut für theoretische Physik (ITP), Karlsruhe, May, 2016.
- [192] M. Krause, M. Mühlleitner, R. Santos, and H. Ziesche, "Higgs-to-Higgs boson decays in a 2HDM at next-to-leading order," Phys. Rev. D95 no. 7, (2017) 075019, arXiv :1609.04185 [hep-ph].
-

-
- [193] M. Krause, M. Muhlleitner, and M. Spira. "2HDECAY - A program for the Calculation of Electroweak One-Loop Corrections to Higgs Decays in the Two-Higgs-Doublet Model Including State-of-the-Art QCD Corrections". *Comput. Phys. Commun.* 246, 106852 (2018), arXiv :1810.00768 [hep-ph]
- [194] M. Krause and M. Muhlleitner, *JHEP* 04, 083 (2020), arXiv :1912.03948 [hep-ph].
- [195] M. Krawczyk, "Testing 2HDM at muon colliders", hep-ph/9803484.
- [196] M. Krawczyk, "Constraints on the Higgs sector from processes involving photon", Workshop on Physique at the First Muon Collider and at the Front End of the Muon Collider, Batavia, IL, 6–9 Nov 1997 [hep-ph/9803484]
- [197] W. Kummer, "On the gauge independence of the S matrix," *Eur. Phys. J. C*21 (2001) 175-179, arXiv :hep-th/0104123 [hep-th].
- [198] E. A. Kuraev and Victor S. Fadin. "On Radiative Corrections to e^+e^- Single Photon Annihilation at High-Energy". *Sov. J. Nucl. Phys.*, 41 :466-472, 1985. [*Yad. Fiz.*41,733(1985)].
- [199] W. Kutta, "Beitrag zur näherungsweise Integration totaler Differentialgleichungen," *Zeit. Math. Phys.* 46 (1901) 435-53.
- [200] T. D. Lee and M. Nauenberg, "Degenerate Systems and Mass Singularities," *Phys. Rev.* 133 (Mar, 1964) B1549-B1562.
- [201] 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, 883 (1977).
- [202] T. D. Lee. "A Theory of Spontaneous T Violation". *Phys. Rev.*, D8 :1226-1239, 1973.[516(1973)]
- [203] H. Lehmann, "Über Eigenschaften von Ausbreitungsfunktionen und Renormierungskonstanten quantisierter Felder," *Il Nuovo Cimento* (1943-1954) 11 no. 4, (2008) 342-357.
- [204] H. Lehmann, K. Symanzik, and W. Zimmermann, "Zur Formulierung quantisierter Field theorien," *Il Nuovo Cimento* (1955-1965) 1 no. 1, (Jan, 1955) 205-225.
- [205] LHC Higgs Cross Section Working Group, A. David, A. Denner, M. Duehrssen, M. Grazzini et al., LHC HXSWG interim recommendations to explore the coupling structure of a Higgs-like particle, (2012), arXiv :1209.0040 [hep-ph],LHCHXSWG-2012-001.
- [206] D. Lopez-Val, J. Sola, and N. Bernal. "Quantum effects on Higgs-strahlung events at Linear Colliders within the general 2HDM". *Phys. Rev.*, D81 :113005, 2010.
- [207] D. López-Val and J. Solà, "Neutral Higgs-pair production at linear colliders within the general two-Higgs-doublet model : Quantum effects and triple Higgs boson self-interactions", *Phys. Rev.* D81 (2010) 033003, arXiv :0908.2898 [hep-ph].
- [208] R. Lorenz, "Full One-Loop Electroweak Corrections to the Decays $H^+ \rightarrow W^+h/H$ in the Two-Higgs-Doublet Model," Master's thesis, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Institut für theoretische Physik (ITP), Karlsruhe, Jun, 2015.

-
- [209] M.R. Lovell, V. Eke, C.S. Frenk, L. Gao, A. Jenkins et al., "The haloes of bright satellite galaxies in a warm dark matter universe". *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 420, 2318–2324 (2012)
- [210] E. Ma, *Phys. Rev. D* 73, 077301 (2006), arXiv :hep-ph/0601225 [hep-ph].
- [211] F. Mahmoudi, *Comput. Phys. Commun.* 180, 1579 (2009), arXiv :0808.3144 [hep-ph].
- [212] W. J. Marciano and A. Sirlin, "Dimensional Regularization of Infrared Divergences," *Nucl. Phys. B* 88 (1975) 86-98.
- [213] I. Masina and M. Quiros, "On the Veltman Condition, the Hierarchy Problem and High-Scale Supersymmetry," *Phys. Rev. D* 88 (2013) 093003, arXiv :1308.1242 [hep-ph].
- [214] M. Misiak and M. Steinhauser. "Weak radiative decays of the B meson and bounds on M_{H^\pm} in the Two-Higgs-Doublet Model". *Eur. Phys. J., C* 77(3) :201, 2017.
- [215] M. Misiak et al. "Updated NNLO QCD predictions for the weak radiative B-meson decays". *Phys. Rev. Lett.*, 114(22) :221801, 2015
- [216] X. Mo, G. Li, M.-Q. Ruan, and X.-C. Lou, *Chin. Phys.* C40, 033001 (2016), arXiv :1505.01008 [hep-ex].
- [217] X. Mo, Gang Li, Man-Qi Ruan, and Xin-Chou Lou. "Physics cross sections and event generation of e^+e^- annihilations at the CEPC". *Chin. Phys.*, C40(3) :033001, 2016.
- [218] N. K. Nielsen, "On the Gauge Dependence of Spontaneous Symmetry Breaking in Gauge Theories," *Nucl. Phys. B* 101 (1975) 173-188.
- [219] K. A. Olive et al. (Particle Data Group), *Chin. Phys.* C38, 090001 (2014).
- [220] Particle Data Group Collaboration, K. A. Olive et al., "Review of Particle Physics," *Chin. Phys.* C38 (2014) 090001.
- [221] E. A. Paschos, *Phys. Rev. D* 15, 1966 (1977).
- [222] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, "An Introduction to quantum field theory. Advanced book program". Westview Press Reading (Mass.), 1995.
- [223] M. E. Peskin. "Comparison of LHC and ILC Capabilities for Higgs Boson Coupling Measurements". 2012.
- [224] T. Plehn. Lectures on LHC physics. *Lect. Notes Phys.*, 844 :1-193, 2012
- [225] S. Pokorski and P. Landshoff, "Gauge Field Theories. Cambridge Monographs on Mathematical Physics". Cambridge University Press, 2000.
- [226] D. Ross and M. Veltman, "Neutral currents and the Higgs mechanism," *Nuclear Physics B* 95 no. 1, (1975) 135-147.
- [227] S. Roth. " W mass at lep and standard model fits".
- [228] C. Runge, "Ueber die numerische Auflösung von Differentialgleichungen," *Mathematische Annalen* 46 no. 2, (Jun, 1895) 167-178.
-

- [229] N. Sakai, Phys. Rev. D22, 2220 (1980).
- [230] A. D. Sakharov, "Violation of CP Invariance, c Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe," Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 5 (1967) 32-35. [Usp. Fiz.Nauk161,61(1991)].
- [231] A. Salam, "Weak and Electromagnetic Interactions," In : Conf. Proc. C 680519 (1968) 367-377.
- [232] R. Santos and A. Barroso, "Renormalization of two-Higgs-doublet models," Phys. Rev. D56 (1997) 5366-5385, arXiv :hep-ph/9701257 [hep-ph].
- [233] R. Santos, A. Barroso, and L. Brucher, "Top quark loop corrections to the decay $H^+ \rightarrow h^0 W^+$ in the two-Higgs doublet model," Phys. Lett. B391 (1997) 429-433, arXiv :hep-ph/9608376 [hep-ph].
- [234] S. Schael et al. "Electroweak Measurements in Electron-Positron Collisions at W-Boson-Pair Energies at LEP". Phys. Rept., 532 :119-244, 2013.
- [235] M. Sher, "Electroweak Higgs Potentials And Vacuum Stability" Phys. Rept. 179 : 273, (1989).
- [236] W. Siegel, "Supersymmetric dimensional regularization via dimensional reduction," Physics Letters B 84 no. 2, (1979) 193-196.
- [237] A. M. Sirunyan et al. "Observation of Higgs boson decay to bottom quarks". Phys. Rev. Lett., 121(12) :121801, 2018.
- [238] A. M. Sirunyan et al. "Observation of the Higgs boson decay to a pair of τ leptons with the CMS detector. Phys. Lett., B779 :283-316, 2018.
- [239] A. M. Sirunyan et al. Observation of $t\bar{t}H$ production. Phys. Rev. Lett., 120(23) :231801, 2018.
- [240] M. Skrzypek and S. Jadach. "Exact and approximate solutions for the electron non singlet structure function in QED". Z. Phys., C49 :577-584, 1991.
- [241] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzek, and Z. Was. "Monte Carlo program KORALW-1.02 for W pair production at LEP-2/NLC energies with Yennie-Frautschi-Suura exponentiation". Comput. Phys. Commun., 94 :216-248, 1996.
- [242] A. A. Slavnov, "Ward identities in gauge theories," Theoretical and Mathematical Physics 10 no. 2, (Feb, 1972) 99-104.
- [243] M. Srednicki, "Quantum Field Theory". Cambridge University Press, 2007.
- [244] O. Stal and T. Stefaniak, Proceedings, 2013 European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPS-HEP 2013) : Stockholm, Sweden, July 18-24, 2013, PoS EPS-HEP2013, 314 (2013), arXiv :1310.4039 [hep-ph].
- [245] D. Stockinger, "Regularization by dimensional reduction : consistency, quantum action principle, and supersymmetry," JHEP 03 (2005) 076, arXiv :hep-ph/0503129 [hep-ph].
- [246] D. Stockinger and J. Unger, "Three-loop MSSM Higgs-boson mass predictions and regularization by dimensional reduction," Nucl. Phys. B935 (2018) 1-16, arXiv :1804.05619 [hep-ph].
- [247] Q. F. Sun, F. Feng, Yu Jia, and Wen-Long Sang. "Mixed electroweak-QCD corrections to e^+e^- at Higgs factories". Phys. Rev., D96(5) :051301, 2017. arXiv :1609.03995 [hep-ph].

-
- [248] M. Tanabashi et al. Particle Data Group Collaboration, "Review of Particle Physics," Phys. Rev. D98 no. 3, (2018) 030001.
- [249] J. Taylor, "Ward identities and charge renormalization of the Yang-Mills Field," Nuclear Physics B 33 no. 2, (1971) 436-444.
- [250] Tevatron Electroweak Working Group, CDF, DELPHI, SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, ALEPH, LEP Electroweak Working Group, SLD, OPAL, D0, L3 Collaboration, L. E. W. Group, "Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model," arXiv :1012.2367 [hep-ex].
- [251] G. J. van Oldenborgh, Comput. Phys. Commun. 66, 1 (1991); T. Hahn, Acta Phys. Polon. B 30, 3469 (1999) [hep-ph/9910227]. T. Hahn, PoS ACAT 2010, 078 (2010) [arXiv :1006.2231 [hep-ph]].
- [252] J. van Tilburg home page, research, <https://www.nikhef.nl/jtilburg/img/SM.png>, March, 2017.
- [253] M. Veltman "Limit on mass differences in the Weinberg model", NPB-123 : 89, (1977).
- [254] J.-X. Wang, Advanced computing and analysis techniques in physics research. Proceedings, 9th International Workshop, ACAT'03, Tsukuba, Japan, December 1-5, 2003, Nucl. Instrum. Meth. A534, 241 (2004), arXiv :hep-ph/0407058 [hep-ph].
- [255] S. Weinberg, "A Model of Leptons," Phys. Rev. Lett. 19 (Nov, 1967) 1264-1266.
- [256] S. Weinberg. "A Model of Leptons." In : Phys. Rev. Lett. 19 (1967), pp.1264–1266. doi : 10.1103/PhysRevLett.19.1264(cit. on p.5).
- [257] Wikimedia Commons. File :Standard Model of Elementary Particles-fr.svg — Wikimedia Commons. 2018. url : <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Standard Model of Elementary Particles-fr.svg&oldid=321732592>.
- [258] K. G. Wilson, "Renormalization Group and Strong Interactions," Phys. Rev. D3 (1971) 1818.
- [259] Y. Yamada, "Gauge dependence of the on-shell renormalized mixing matrices," Phys. Rev. D64 (2001) 036008, arXiv :hep-ph/0103046 [hep-ph].
- [260] D. Zeppenfeld, R. Kinnunen, A. Nikitenko, and E. Richter-Was, Phys. Rev. D62, 013009 (2000), arXiv :hep-ph/0002036 [hep-ph].