



Université Sultan Moulay Slimane
Faculté Polydisciplinaire
Département de physique
Béni Mellal



Année : 2022-2023

N° d'ordre : ...

Thèse

Présenté à la Faculté pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Discipline : PHYSIQUE

Présenté et soutenue par :

Jamal OU AALI

le ../../ 2022

**Phénoménologie au-delà du Modèle
Standard : Extension par deux Singlets
comme prototype**

Soutenu publiquement le ../../2022 devant le jury composé de :

Professeur, Université de xxxxxx	Président
Professeur, Université de xxxxxx	Rapporteur
Professeur, Université de xxxxxx	Rapporteur
Professeur, Université de xxxxxx	Examineur
Professeur, Université de xxxxxx	Examineur
Professeur, Université de xxxxxx	Examineur

Table des matières

Introduction générale	14
I Modèle Standard	17
1. Description du Modèle Standard	17
1.1. Éléments de base	17
2. Groupe de symétrie	19
2.1. Formalisme Lagrangien	19
2.2. Interaction électromagnétique	20
2.3. Interaction forte	21
2.4. Interaction électrofaible	21
3. Mécanisme de Higgs-Brout-Englert	23
4. Interaction de Yukawa	25
5. Contraintes sur la masse du boson de Higgs	25
5.1. Unitarité	25
5.2. Trivialité	26
6. Découverte du boson de Higgs	26
6.1. Production du boson de Higgs	27
6.2. Désintégration du boson de Higgs	28
6.3. Découverte du boson de Higgs au LHC	31
7. Conclusion	36

II Généralités sur le Modèle Standard plus deux Singlets (TRSM)	37
1. Alternatives et/ou extensions du <i>MSM</i>	37
1.1. Introduction	37
1.2. Motivations pour le <i>TRSM</i>	39
2. Secteur Scalaire de TRSM	40
2.1. Introduction	40
2.2. Spectre de masse du TRSM	41
2.3. Les couplages λ_i en terme des masses physiques	43
2.4. Couplages des bosons de Higgs dans TRSM	43
3. Contraintes théoriques et expérimentales du Modèle TRSM	45
3.1. Introduction	46
3.2. Contraintes d'unitarité dans le MSM	46
3.3. Contraintes dans le TRSM	49
4. Conclusion	54
III Critères de naturalité et phénoménologie	55
1. Les conditions de Veltman	55
1.1. Introduction	55
1.2. La condition de Veltman dans le MSM	56
1.3. Les conditions de Veltman modifiées (mVC) dans le TRSM	57
2. Analyse phénoménologique	60
2.1. Introduction	60
2.2. Évaluation numérique	61
2.3. Analyse : Implication pour les masses des particules scalaires	63
2.4. Phénoménologie	66
3. Conclusion	71
IV Processus de diffusion assistée par laser	73
1. Introduction	73
2. Cinématique d'une réaction - Variables de Mandelstam	74
2.1. Système du centre de masse (4-corps)	76
2.2. Système du laboratoire (4-corps, cible fixe)	78

3.	Matrice de diffusion S	79
4.	Espace de phase	81
5.	Section efficace	81
5.1.	Calcul général de la section efficace	82
5.2.	Calcul de la section efficace pour un processus de diffusion de deux particules initiales et deux finales	83
6.	Production de paires de Higgs doublement chargées dans le Modèle Triplet de Higgs (HTM) via le processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$	86
6.1.	Le potentiel scalaire	86
6.2.	Higgs doublement chargé	87
6.3.	La section efficace différentielle en absence du champ laser	88
7.	Production de paires de Higgs doublement chargées dans le Modèle Triplet de Higgs (HTM) via le processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ en présence d'un champ laser	91
7.1.	La section efficace assistée par laser	91
8.	Résultats et discussion	101
9.	Production du boson de Higgs chargé via le processus $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ en présence d'un champ laser	107
9.1.	Aperçu de la théorie	107
9.2.	Résultats et discussion	111
10.	Conclusion	117
	Conclusion générale et perspectives	118

Table des figures

I.1	Interactions entre les particules décrites dans le cadre du modèle standard. . .	18
I.2	Potentiel de Higgs en forme de chapeau mexicain.	24
I.3	Diagrammes de Feynman des différents modes de production du boson de Higgs auprès du LHC	27
I.4	Sections efficaces des différents modes de production de Higgs.	28
I.5	Diagrammes de Feynman des différents canaux de désintégration de Higgs . .	29
I.6	Largeur totale du boson de Higgs en fonction de sa masse [19] (à gauche). Sur le graphe à droite, on montre les rapports de branchement pour différents canaux de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse [19].	30
I.7	Mesures de la masse du boson de Higgs par ATLAS et CMS. Les erreurs systématiques, statistiques et totales sont indiquées respectivement par des bandes de couleurs magenta, jaune et noire. La ligne verticale (rouge) et la colonne grise indiquent respectivement la valeur centrale et l'incertitude totale de la mesure combinée [20]	31
I.8	Mesures de la masse du boson de Higgs à partir des analyses individuelles et combinées, comparées avec la mesure combinée d'ATLAS et CMS au Run1. Les erreurs statistique et totales sont indiquées par des bandes Jaunes et des barres noires respectivement. La ligne verticale (rouge) et la colonne grise indiquent la valeur centrale et l'incertitude totale de la masse de Higgs combinée par l'expérience ATLAS au Run1+2 [21]	32
I.9	Valeurs observées du meilleur ajustement d'intensité du signal combinées pour chaque mode de production et de désintégration du Higgs par ATLAS et CMS au Run1 [1], Les résultats de chaque expérience sont également présentés. Les barres d'erreur indiquent les intervalles de 1σ (lignes épaisses) et 2σ (lignes fines), la ligne verticale à $\mu = 1$ correspond à la force du signal de Higgs du MS.	33

I.10	Sections efficaces associées aux principaux modes de production du boson de Higgs mesurées par ATLAS à 13 TeV, les barres d'erreur sont indiquées et leurs natures sont distinguées par différentes couleurs.	34
I.11	Valeurs observées du meilleur ajustement d'intensité du signal pour chaque mode de production et de désintégration de Higgs par CMS dont l'énergie du centre de masse est \sqrt{s} de 13 TeV et une luminosité intégrée de $35.9 fb^{-1}$. Les barres d'erreur indiquent les intervalles de 1σ (lignes épaisses) et 2σ (lignes fines), la ligne verticale à $\mu = 1$ correspond à la force du signal de Higgs du MS.	35
I.12	Mesures prises par CMS de l'intensité du couplage du boson de jauge (en abscisse (κ_V)) et du boson de Higgs aux fermions (en ordonnée (κ_f)) rapportées aux valeurs attendues dans le cadre du modèle standard, l'étoile correspondant au MS et le meilleur ajustement correspondant au signe plus en noir. Les incertitudes sont représentées par les ellipses en traits pleins lorsque le niveau de confiance est de 68% et en traits pointillés pour un niveau de confiance de 95%.	35
I.13	Mesure de l'intensité du couplage du boson de Higgs aux particules du modèle standard en fonction de la masse de ces particules (gauche), Mesures de l'intensité du couplage du boson de Higgs aux fermions (κ_f) et aux bosons vecteurs de jauge (κ_V) rapportées aux valeurs attendues dans le cadre du modèle standard, l'étoile noire correspondant au MS et le meilleur ajustement correspondant au signe plus en noir (droite). Les deux mesures sont présentées par ATLAS à $\sqrt{s} = 13$ TeV.	36
III.1	Diagrammes de Feynman contribuant au résidu de "tadpole" à l'ordre d'une boucle. La ligne droite- (a), ondulant- (b), court-pointillé- (c) long - pointillé (d) représentent respectivement les contributions des fermions ; bosons vecteurs, bosons scalaires et des fantômes.	58
III.2	La correction $\delta m_{h_1}^2/m_{h_1}^2$ dans le <i>TRSM</i> représenté sous la forme d'un nuage de points dans le plan (λ_4, λ_5) . On prend $m_{h_1} = 125.09$ GeV, $130 \text{ GeV} \leq m_{h_2} + 2.5 \text{ GeV} \leq m_{h_3} \leq 1.2 \text{ TeV}$ et $10 \text{ GeV} \leq v_1, v_2 \leq 1.2 \text{ TeV}$	64
III.3	La variation de correction $\delta m_{h_1}^2/m_{h_1}^2$ en fonction des masses des bosons de Higgs, m_{h_2, h_3} , les paramètres du module sont choisis comme ceux dans la Figure III.2.	65
III.4	Force du signal μ_{ggF} (panneau supérieur) et $\delta m_{h_1}^2/m_{h_1}^2$ correction radiative (panneau inférieur) représenté sous forme de nuage des points dans le plan (α_1, α_2) au sein du TRSM. Les paramètres du modèle sont choisis comme ceux de la Figure III.2	67
III.5	La correction $\delta m_{h_1}^2/m_{h_1}^2$ dans le plan $(g_3/g_3^{SM}, g_4/g_4^{SM})$. Les paramètres du modèle sont choisis comme ceux de la Figure III.2	68
III.6	Les spectres de masse des bosons de Higgs $h_{1,2}$ pour BP1 . Le code couleur indique $BR(h_2 \rightarrow h_1 h_1)$ sans mVC (panneau de gauche) et avec mVC (panneau de droite).	69

III.7 Les spectres de masse des bosons de Higgs $h_{1,2}$ pour BP1 . Le code couleur indique $\sigma(pp \rightarrow h_2 \rightarrow h_1 h_1)$ sans mVC (panneau de gauche) et avec mVC (panneau de droite).	70
III.8 Les spectres de masse des bosons de Higgs $h_{1,3}$ pour BP2 . Le code couleur indique $BR(h_3 \rightarrow h_1 h_1)$ sans mVC (panneau de gauche) et avec mVC (panneau de droite).	70
III.9 Les spectres de masse des bosons de Higgs $h_{1,3}$ pour BP2 . Le code couleur indique $\sigma(pp \rightarrow h_3 \rightarrow h_1 h_1)$ sans mVC (panneau de gauche) et avec mVC (panneau de droite).	71
IV.1 Processus à quatre corps : $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$	74
IV.2 Collision dans le repère du centre de masse.	76
IV.3 Collision dans le repère du laboratoire (cible fixe).	78
IV.4 Les diagrammes de Feynman de premier ordre du processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$	92
IV.5 La section efficace totale du processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ en fonction de \sqrt{s} avec et sans champ laser en choisissant les paramètres laser comme $\varepsilon_0 = 0 V.cm^{-1}$ et $n = 0$, M_H est pris comme $300 GeV$	102
IV.6 La section efficace totale assistée par laser en fonction du nombre de photons échangés en prenant l'énergie du centre de masse et la masse de Higgs comme $\sqrt{s} = 1 TeV$ et $M_{H^{\pm\pm}} = 300 GeV$, respectivement. Le laser He:Ne ($\omega = 2 eV$) est utilisé dans les deux figures avec $\varepsilon_0 = 10^7 V.cm^{-1}$ (panneau de gauche) et $\varepsilon_0 = 10^6 V.cm^{-1}$ (panneau de droite).	104
IV.7 La section efficace totale assistée par laser du processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ en fonction de l'énergie du centre de masse pour différents nombres de photons échangés et en prenant $M_{H^{\pm\pm}} = 300 GeV$. L'intensité du champ laser et sa fréquence sont choisies comme : $\varepsilon_0 = 10^5 V.cm^{-1}$ et ($\omega = 0.117 eV$) dans (a) ; $\varepsilon_0 = 10^6 V.cm^{-1}$ et ($\omega = 1.17 eV$) dans (b) ; $\varepsilon_0 = 10^7 V.cm^{-1}$ et ($\omega = 2 eV$) dans (c)	104
IV.8 La section efficace totale assistée par laser du processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ en fonction de la masse de Higgs doublement chargé et l'énergie de collision en sommant n de -20 à 20 et en prenant l'intensité du champ laser et sa fréquence comme $\varepsilon_0 = 10^6 V.cm^{-1}$ et $\omega = 1.17 eV$, respectivement.	105
IV.9 La section efficace totale assistée par laser en fonction de l'intensité du champ laser pour différents nombres de photons échangés. L'énergie centre de masse et la masse de Higgs sont pris comme $\sqrt{s} = 1000 GeV$ et $M_{H^{\pm\pm}} = 300 GeV$, respectivement, pour toutes les courbes. Les fréquences du laser dans (a) , (b) et (c) sont $\omega = 0.117 eV$, $\omega = 1.17 eV$ et $\omega = 2 eV$, respectivement.	106
IV.10 Les diagrammes de Feynman pour la production du boson de Higgs chargé en association avec un boson W dans le canal s lors de la collision e^-e^+ (annihilation) à l'ordre le plus bas par le processus $e^-e^+ \rightarrow H^\pm W^\mp$	107

IV.11	La section efficace totale assistée par laser en fonction du nombre de photons échangés dans le cas où $F_{HWZ} = 1$. La couleur verte montre le cas $F_{HW\gamma} = 1$, et le bleu montre le cas $F_{HW\gamma} = 0$. L'intensité du champ laser et sa fréquence sont choisies comme $\varepsilon_0 = 10^6 \text{ V.cm}^{-1}$ et $\omega = 1.17 \text{ eV}$. L'énergie du centre de masse et la masse de Higgs chargé sont prises comme $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$ et $M_{H^\pm} = 200 \text{ GeV}$.	113
IV.12	La dépendance de la section efficace totale assistée par laser du processus $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ sur \sqrt{s} dans le cas où $F_{HWZ} = 1$ et $F_{HW\gamma} = 0$ pour différents nombres de photons échangés et en prenant la masse de Higgs chargé comme $M_{H^\pm} = 200 \text{ GeV}$. L'intensité du champ laser et sa fréquence sont choisies comme suit : (a) : $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$, $\omega = 2 \text{ eV}$; (b) : $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$, $\omega = 1.17 \text{ eV}$; (c) : $\varepsilon_0 = 10^6 \text{ V.cm}^{-1}$, $\omega = 2 \text{ eV}$; (d) : $\varepsilon_0 = 10^6 \text{ V.cm}^{-1}$, $\omega = 1.17 \text{ eV}$.	114
IV.13	La section efficace totale assistée par laser du processus $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ en fonction de la masse du boson de Higgs chargé pour différentes intensités du champ laser et fréquences dans le cas où $F_{HWZ} = 1$ et $F_{HW\gamma} = 0$. Le \sqrt{s} et n sont pris comme 300 GeV et ± 4 , respectivement. (panneau de gauche) $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$; (panneau de droite) $\omega = 2 \text{ eV}$.	115
IV.14	La section efficace totale assistée par laser du processus $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ en fonction de l'énergie du centre de masse pour différentes intensités du champ laser et fréquences dans le cas où $F_{HWZ} = 1$ et $F_{HW\gamma} = 0$. La masse de Higgs chargé et le nombre de photons échangés sont choisis comme $M_{H^\pm} = 200 \text{ GeV}$ et $n = \pm 4$, respectivement. (panneau de gauche) $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$; (panneau de droite) $\omega = 2 \text{ eV}$.	116
IV.15	La section efficace totale assistée par laser du processus $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ pour certaines valeurs typiques de M_{H^\pm} (panneau de gauche) et \sqrt{s} (panneau de droite) dans le cas où $F_{HWZ} = 1$ et $F_{HW\gamma} = 0$. Le nombre de photons échangés, l'intensité du champ laser et sa fréquence sont choisies telles que : $n = \pm 4$, $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ et $\omega = 2 \text{ eV}$, respectivement.	116
IV.16	Présentation du LHC. Vue des quatre détecteurs du LHC : ALICE, ATLAS, CMS et LHCb.	122

Liste des tableaux

I.1	Organisation des fermions en trois familles avec leurs masses et charges respectives [2].	18
I.2	Les caractéristiques des interactions fondamentales et leurs bosons médiateurs [2].	19
I.3	Rapports de branchement des différents canaux de désintégration de Higgs léger en fonction de sa masse (à gauche) et pour $m_H = 125.09$ GeV (voir tableau à droite).	30
III.1	Valeurs des paramètres de modèle pour deux scénarios de référence.	69
IV.1	Les masses effectives de particules incidentes et diffusées à l'intérieur d'un champ laser pour différentes intensités et fréquences du champ électromagnétique.	101
IV.2	Section efficace totale assistée par laser en fonction du nombre de photons échangés pour différentes intensités du champ laser et fréquences. L'énergie du centre de masse et la masse de Higgs doublement chargé sont choisies comme $\sqrt{s} = 1000$ GeV et $M_{H^{\pm\pm}} = 300$ GeV, respectivement.	103
IV.3	La section efficace totale assistée par laser de la production de $H^{++}H^{--}$ à $\sqrt{s} = 1$ TeV pour certaines valeurs typiques de $M_{H^{\pm\pm}}$. Les paramètres du laser et le nombre de photons échangés sont choisis comme : $\varepsilon_0 = 10^6$ V.cm ⁻¹ , $\omega = 1.17$ eV et $n = \pm 20$	105
IV.4	La section efficace totale assistée par laser en fonction du nombre de photons échangés pour différentes intensités du champ laser et fréquences en prenant $F_{HW\gamma} = 1$. L'énergie du centre de masse et la masse de Higgs chargé sont choisies comme suit : $\sqrt{s} = 300$ GeV ; $M_{H^\pm} = 200$ GeV.	111
IV.5	La section efficace totale assistée par laser en fonction du nombre de photons échangés pour différentes intensités du champ laser et fréquences en prenant $F_{HW\gamma} = 0$. L'énergie du centre de masse et la masse de Higgs chargé sont choisies comme suit : $\sqrt{s} = 300$ GeV ; $M_{H^\pm} = 200$ GeV.	112

Remerciement

Tout d'abord, je remercie le Dieu de m'avoir donné la santé, la patience, la force et la volonté de faire ce travail.

Tous ceux et celles qui ont croisé mon chemin, qui ont influencé le parcours de ma vie, je les estime énormément et je les remercie infiniment.

J'adresse mes vifs remerciements à mes deux directeurs scientifiques de thèse : B. MANAUT et L. RAHILI. Ce fut un grand plaisir de travailler avec vous pendant ces années. J'ai ainsi pu profiter de vos hautes qualités humaines et scientifiques, ainsi de vos conseils fructueux qui resteront graver dans la mémoire de tous ceux qui ont eu la chance de les apprécier. Ainsi que pour l'immense honneur qu'ils m'ont fait en me proposant ce sujet de thèse.

Je suis très heureux de remercier monsieur B. MANAUT de m'avoir accueilli au sein de Laboratoire de Recherche en Physique et Sciences pour l'Ingénieur, Équipe de Physique Moderne et Appliquée et pour l'enseignement de haut niveau qu'il m'a prodigué et pour l'honneur, ainsi que le privilège qu'il m'a fait en acceptant, et avec beaucoup d'intérêt, la lourde tâche de diriger et suivre mes premiers pas de la recherche en physique des hautes énergies. Sa grande simplicité restera l'exemple de tous ceux qui ont eu la chance d'apprécier ses hautes qualités humaines. Qu'il me permettra de lui exprimer mes remerciements les plus distingués, et mon respectueux dévouement.

À monsieur L. RAHILI j'adresse un grand merci, de m'avoir clarifier et simplifier le sujet de ce mémoire de thèse et à son aide inestimable, en m'ayant fourni les documents et outils nécessaires, pour la réalisation de ce travail. Pour l'intérêt bien veillant qu'il a porté à mes recherches, pour tout le temps qu'il a acceptait toujours de me consacrer soit de proche soit de loin, pour l'enseignement qu'il m'a prodigué tout au long de ces années de thèse.

Je remercie aussi le professeur R. Benbrik, pour les nombreuses et riches discussions, ce fut un grand plaisir de travailler avec lui pendant ces années. J'ai ainsi profité de son sens physique et de son expérience. Au-delà de son savoir faire, j'ai vraiment apprécié sa disponibilité et sa patience lors des moments agréables et enrichissants partagés avec nous au sein du laboratoire LRPSI.

Je remercie messieurs Mohammed DAOUD, Rachid BENBRIK et Elmostafa HROUR d'avoir accepté de rapporter les travaux de cette thèse. Je remercie en particulier Mr Benachir EL HADADI d'avoir bien voulu d'assumer la tâche de présider mon jury de thèse. Merci également à madame S. Taj et monsieur Moha EL IDRISSE pour leur participation à mon jury de thèse.

Je remercie également tous mes collègues de Laboratoire de Recherche en Physique et Sciences pour l'Ingénieur, Équipe de Physique Moderne et Appliquée de Béni Mellal pour leur sens de fraternité, de coopération et leur esprit d'équipe.

Enfin, ma gratitude va à mon père H. Ou aali et ma mère M. Benlamine, toute ma famille, sans oublier de remercier infiniment ma sœur S. Ou aali, pour son soutien au quotidien, son

écoute sans limite durant ces longues années d'études. Aussi à mes frères, qui ont su m'aider pendant ces années d'études, et qui m'ont toujours encouragé et soutenu.

Résumé

Le phénomène de brisure de la symétrie électrofaible, décrit dans le Modèle Standard Minimal de la physique des particules (*MSM*) par le mécanisme de Brout-Englert-Higgs, demeure l'une des aventures les plus fascinantes de la science fondamentale du *XXe* siècle. Ce mécanisme prédit dans son spectre de masse l'existence d'une particule scalaire de spin 0. Avec la découverte d'une particule scalaire dont les caractéristiques sont compatibles avec le boson de Higgs du *MSM* ayant une masse d'environ 125 GeV par les expériences de grand collisionneur hadronique (LHC) en 04 juillet 2012, la physique des particules est entrée dans une nouvelle ère passionnante. Ceci constitue un nouveau succès en faveur du *MSM*.

En fait, malgré le succès expérimental du modèle standard, il existe de fortes indications expérimentales et théoriques selon lesquelles le modèle ne décrit pas la nature dans ses moindres détails. Au lieu de ça, le modèle standard est considéré comme une théorie efficace valable jusqu'aux énergies sondées lors d'expériences passées et récentes sur des collisionneurs. Ce n'est donc qu'un modèle approximatif d'une théorie plus générale et complète. Cependant, il est possible d'élaborer des modèles au delà du *MSM* pour rendre compte des faiblesses du *MSM*. En effet, de nombreuses extensions ont été étudiées au cours de deux dernières décennies, citons par exemple les modèles avec un secteur de Higgs étendu comme le modèle à deux doublets de Higgs (2HDM). Les modèles supersymétriques comme le modèle supersymétrique minimale (*MSSM*), les modèles d'extra dimensions, les modèles où la brisure de la symétrie électrofaible est introduite dynamiquement par des condensats de fermions lourds comme le quark top, les modèles triplet de Higgs qui prévoient l'existence d'un boson de Higgs doublement chargé et qui permet la génération de la masse des neutrinos, ainsi que les modèles qui fournissent des particules candidates pour la matière noire comme le modèle standard étendu par deux champs singlets scalaires réels (TRSM) qui fait objet de ce travail.

Le grand collisionneur de hadrons (LHC) du CERN est la première installation expérimentale qui sonde directement le mécanisme de brisure spontanée de symétrie électrofaible (EWSB), décrit dans le modèle standard de la physique des particules (SM) par le mécanisme de Brout-Englert Higgs. La découverte appréciable d'un boson de Higgs d'une masse d'environ 125 GeV en 2012, ainsi que le fait qu'aucune autre nouvelle particule ne s'est encore matérialisée au LHC, a encouragé la communauté des physiciens des particules à construire le Collisionneur Linéaire International (ILC) qui sera une machine du type e^+e^- et qui fonctionnera au seuil de production de Higgs dans le processus du Higgs-Strahlung $e^+e^- \rightarrow ZH$ où la section efficace est maximale, et qui permettra d'étudier les propriétés de Higgs avec plus de précision qu'au LHC. Cette complémentarité entre le LHC et le ILC est connue et permet une meilleure distinction entre les différents modèles au delà du *MSM*.

Notre objectif dans ce travail est double. Premièrement, nous montrerons les effets des conditions de Veltman modifiées (mVC) sur les paramètres du modèle TRSM. Le deuxième objectif de notre travail est d'étudier certains processus d'interactions électron-positron en présence d'un champ électromagnétique.

Dans un premier temps, et après une introduction générale du *MSM*, on décrit le TRSM, en tant qu'extension non-supersymétrique du *MSM* et en définissant le potentiel scalaire ainsi que le secteur scalaire et leur matrice de masse. Par la suite, nous étudions les contraintes théoriques qui y incluent : les contraintes d'unitarité perturbative, les contraintes BFB pour que le potentiel soit borné inférieurement (Boundedness from below), perturbativité et la stabilité du vide, en examinant le secteur scalaire de Higgs. Ensuite, nous déterminons l'expression des conditions de Veltman modifiées dans le cadre de TRSM qui est une contrainte théorique supplémentaire qui peut limiter l'espace des paramètres de notre modèle. En se basant sur ces contraintes, on a établi les bornes théoriques sur les masses des bosons de Higgs physiques, les couplages quartiques du potentiel et les angles de mélange en présence de mVC et en tenant compte des dernières contraintes expérimentales du LHC.

Suite à l'importance que présente la production et désintégration du boson de Higgs, on a étudié les effets du mVC sur les recherches au LHC des signatures du désintégration de Higgs en Higgs. Dans cette étude, nous proposons deux scénarios de référence qui ont déjà été abordés par certains physiciens, et montrent comment la situation changera lorsque la mVC sera atteint. Tenant compte des analyses théoriques qui ont été faites auparavant, nous avons montré que nos résultats sont en bon accord avec ceux obtenus dans l'absence des mVC.

Enfin, nous avons étudié la production de particules élémentaires auprès de collisionneur e^+e^- en présence d'un champ électromagnétique. Tout d'abord, nous rappelons brièvement la construction théorique du modèle *HTM*, une extension du *MSM* qui permet la génération de la masse des neutrinos, et qui possède un boson de Higgs typiquement standard et qui prédit aussi l'existence de nouvelles particules scalaires neutres H^0 , A^0 , simplement chargés H^\pm et doublement chargés $H^{\pm\pm}$, puis, nous présentons les principaux couplages pertinents pour le présent travail. Avant d'aborder ces processus, nous commençons notre discussion par une brève introduction à la théorie de diffusion et un calcul détaillé pour montrer l'expression générale de la section efficace totale. Ensuite, nous traitons la production d'une paire du boson de Higgs doublement chargé et la production d'un boson de Higgs chargé en association avec un boson W en commençant par le cas de la production de Higgs doublement chargé en absence du champ laser dans le cadre de *HTM*. Nous calculons explicitement le carré de l'amplitude de diffusion en utilisant les règles de Feynman et nous présentons une dérivation de la section efficace différentielle (SED). Enfin, les résultats obtenus sont interprétés et discutés.

Introduction Générale

Le modèle standard est un cadre théorique qui décrit les constituants fondamentaux de la matière (les quarks et les leptons) et leurs interactions faibles, fortes et électromagnétiques et qui est basé sur la symétrie de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le modèle standard a été développé et étendu à plusieurs reprises depuis les années 1960.

Pour expliquer l'origine de la masse des bosons de jauge W^\pm et Z^0 du modèle, les théoriciens ont été amenés à introduire la notion de brisure spontanée de la symétrie de jauge. Cette brisure spontanée est basée sur l'introduction d'un champ de Higgs scalaire qui interagit avec les bosons de jauge et les fermions du modèle. Les bosons de jauge et les fermions acquièrent une masse une fois que ce champ développe une valeur moyenne dans le vide, c'est ce qu'on appelle le mécanisme de Higgs. A noter que le mécanisme de Higgs conserve la renormalisabilité de la théorie et lui donne donc une puissante capacité de prédiction. Après brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$ par le mécanisme de Higgs, conformément au théorème de Goldstone : les quatre degrés de liberté initialement présents dans le doublet de Higgs, 3 correspondent aux composantes longitudinales de W^\pm et Z^0 qui ainsi deviennent massif et on reste donc avec un degré de liberté qui doit se manifester comme une particule scalaire appelée le boson de Higgs H .

Le boson de Higgs occupe une place unique dans le modèle standard. Ce boson introduit théoriquement en 1964, est longtemps resté une pièce manquante, échappant à toutes les recherches expérimentales visant à le mettre en évidence depuis plus de 30 ans. Ceci fut le cas des recherches auprès de l'accélérateur électron-positron e^+e^- LEP au CERN qui fonctionnait avec des énergies entre 90 et 210 GeV , ensuite auprès du collisionneur hadronique $p\bar{p}$ au TEVATRON aux Etats Unis qui fonctionnait avec des énergies entre 1 et 1.96 TeV .

Avec la mise en service en 2007-2008 du Large Hadron Collider (LHC) (ou Grand Collisionneur Hadronique), un collisionneur hadronique qui fait les collisions proton proton avec une énergie du centre de masse initialement de 7 TeV , 8 TeV , et puis actuellement de 13 TeV , qui est le plus puissant accélérateur de particules au monde construit à ce jour, dépassant en terme d'énergie du centre de masse l'accélérateur Tevatron des Etats-Unis. La première phase de démarrage du LHC en 2010 avec une énergie du centre de masse de 7 TeV puis de 8 TeV , a permis aux expériences ATLAS et CMS du LHC d'annoncer le 04 juillet 2012 une découverte spectaculaire et tant attendue dans le domaine de la physique des particules. En

effet, ATLAS et CMS ont mis en évidence l'existence d'une particule scalaire de masse entre 125 et 126 GeV qui se couple aux bosons de jauge et aux fermions du MSM. Les couplages de cette nouvelle particule aux bosons de jauge et aux fermions sont consistants avec les prédictions du MSM. Cette découverte, représente une note historique non seulement pour la physique, mais aussi pour la science toute entière. Le mécanisme de Higgs est responsable de la génération des masses de toutes les particules élémentaires du MSM et il résout également d'une façon élégante le conflit entre les théories de jauge et l'existence de particules massives. Cette découverte marque le début d'une nouvelle époque parce qu'elle peut contenir un nouveau chapitre de l'histoire de la physique des particules et peut ouvrir ainsi de nouveaux axes de recherche en même temps. Les années suivantes seront consacrées à l'étude et à la caractérisation de la particule découverte récemment. Etant donné que le mécanisme de génération des masses est un principe unificateur pour beaucoup de modèles théoriques comme le secteur de Higgs étendu par des singlets de Higgs, des doublets de Higgs ou des triplets de Higgs.... Il est clair que le nombre de modèles qui peuvent expliquer les résultats obtenus au LHC est énorme. Il est donc du devoir des théoriciens de faire suffisamment d'études afin de distinguer clairement entre ses diverses extensions du MSM.

Le modèle standard plus deux champs singlets de Higgs est une simple extension du modèle standard électrofaible, qui remédie au problème de matière noire. Comme toute autre extension du secteur de Higgs, cette extension contient trois champs de Higgs scalaires neutres qui se mélangent, après avoir développé ses $VEVs$, conduisant à trois bosons de Higgs, à savoir, h_1 , h_2 et h_3 , ce qui offrirait une large phénoménologie au Large Hadron Collider (LHC). La détection du boson de Higgs serait un signal éminent de l'existence d'une physique au-delà du MSM. Dans ce mémoire de thèse, nous avons étudié quelques aspects phénoménologiques du signatures de désintégration de Higgs en Higgs.

Le premier chapitre de cette thèse décrit le formalisme du modèle standard et la façon dont il traite les interactions fondamentales. Nous nous concentrerons sur le modèle électrofaible et le mécanisme de Higgs, qui engendre non seulement la masse des bosons W et Z , mais aussi celle des fermions à travers de couplages de Yukawa. Puis nous exposerons la phénoménologie du boson de Higgs.

Le second chapitre est consacré aux généralités sur les extensions proposées comme étant des solutions qui peuvent répondre aux faiblesses du modèle standard minimal (MSM). Après une introduction et des motivations de ses extensions, plus particulièrement, le modèle standard étendu par deux champs singlets scalaires réels. Ensuite, nous effectuons une étude plus détaillée du secteur scalaire du TRSM. Après avoir défini les paramètres indépendants du secteur scalaire et les différents couplages des bosons de Higgs aux fermions et aux bosons de jauge, nous discutons les limites expérimentales sur les divers paramètres du modèle. Ensuite, nous présentons un ensemble complet des contraintes sur les paramètres du potentiel. Nous commençons par un rappel sur les contraintes d'unitarité dans le MSM. La même technique a été appliquée au secteur du Higgs du TRSM pour établir les contraintes d'unitarités perturbatives imposées au secteur de Higgs du TRSM. Ensuite, nous avons développé une étude générale des contraintes de la structure du vide et aussi les contraintes pour que le potentiel soit borné inférieurement. Enfin, nous présentons les contraintes expérimentales dans le TRSM.

Dans le troisième chapitre, on donne un rappel sur la condition de Veltman dans le MSM . La même technique a été appliquée au secteur du Higgs de $TRSM$ pour établir les conditions de Veltman modifiées (mVC), puis, nous discutons l'impact de mVC sur l'espace des paramètres du modèle. Ensuite, nous étudions l'effet de mVC sur deux scénarios de référence pour les recherches au LHC des signatures de désintégration de Higgs en Higgs. La conclusion, avec un résumé de nos résultats, seront données dans la fin du chapitre.

La seconde partie de ma thèse est consacrée aux processus de diffusion assistée par laser. Nous commençons par une analyse théorique de certaines grandeurs qui caractérisent le processus de production du boson de Higgs simplement chargé H^\pm , et doublement chargé $H^{\pm\pm}$ dans la collision e^+e^- à l'ordre le plus bas en l'absence et en présence d'un champ électromagnétique polarisé circulairement. Les résultats obtenus du processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ sont présentés et analysés. Ensuite, nous présenterons les résultats obtenus pour le processus $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$. Enfin, on donne une conclusion générale et quelques perspectives de ce travail dans le future.

Modèle Standard

“La vie, c’est comme une bicyclette, il faut avancer pour ne pas perdre l’équilibre.”

Albert Einstein (1879-1955)

Dans ce chapitre, nous allons présenter une revue générale sur le modèle standard, ses particules élémentaires et ses interactions fondamentales.

En dehors de la gravité, nous décrivons l’interaction électromagnétique qui unifie les forces électriques et magnétiques et qui est responsable de l’attraction entre les électrons et le noyau d’atome ainsi que la formation des molécules, l’interaction faible qui est derrière la décroissance radioactive de certains noyaux et finalement la force forte qui assure la formation des hadrons, comme les protons et les neutrons. Les deux forces électromagnétiques et faibles sont aujourd’hui considérées comme différentes manifestations de l’interaction électrofaible.

Nous mettons aussi l’accent sur la symétrie de Jauge, l’un des fondements solides du modèle standard, et sur le mécanisme de Higgs, qui permet d’expliquer comment les fermions et les bosons massifs acquièrent leurs masses, et qui prédit aussi l’existence d’une nouvelle particule massive nommée boson de Higgs. Rappelons qu’en Juillet 2012, les deux collaborations ATLAS [51] et CMS [52] au LHC ont observé un nouveau boson avec des caractéristiques jusqu’ici en accord remarquable avec ceux prédits par le modèle standard de la physique des particules. À cet égard, nous présentons les résultats issus des données enregistrées au LHC pendant les collisions proton-proton au cours du Run1 [1] dont l’énergie au centre de masse est $7 \oplus 8$ TeV et du Run2 à une énergie de 13 TeV.

1. Description du Modèle Standard

1.1. Éléments de base

Le modèle standard suggère une description des éléments de base de la nature qui peuvent se séparer en deux classes de particules élémentaires selon la valeur de leur spin : les fermions

de spin demi-entier et les bosons de spin entier. La figure I.1 décrit l'interaction entre ces éléments de base.

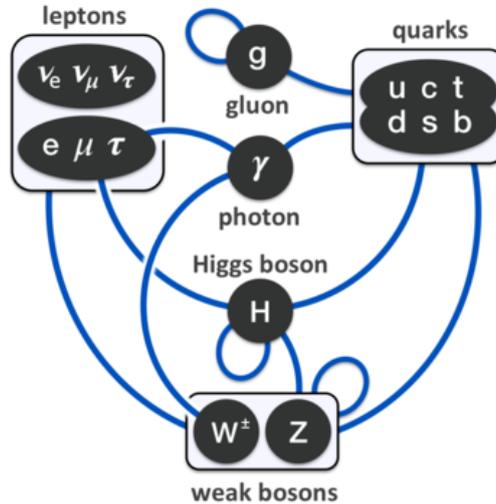


FIGURE I.1 – Interactions entre les particules décrites dans le cadre du modèle standard.

Les fermions

Ils obéissent à la statistique de Fermi-Dirac et respectent le principe d'exclusion de Pauli, qui leurs impose de ne pouvoir se trouver dans le même état quantique. On peut les voir comme les constituants de la matière.

Les fermions comportent deux sous-familles : les leptons et les quarks. On peut les ranger en trois familles, comme le montre le tableau I.1, de telle manière que chaque lepton d'une charge électrique négative est associé à un partenaire neutre (neutrino). La première génération est présente dans la matière qui nous entoure. Les deux autres familles contiennent certaines particules instables et ne participent pas à la formation d'atomes.

Fermions	1 ^{er} Famille		2 ^{eme} Famille		3 ^{eme} Famille		charge
	Nom	Masse(GeV)	Nom	Masse(GeV)	Nom	Masse(GeV)	
Quarks	u	$2.2^{+0.6}_{-0.4} \times 10^{-3}$	c	1.28 ± 0.03	t	173.1 ± 0.6	2/3
	d	$4.7^{+0.5}_{-0.4} \times 10^{-3}$	s	$96^{+8}_{-4} \times 10^{-3}$	b	$4.18^{+0.5}_{-0.4}$	-1/3
Leptons	e^-	0.51×10^{-3}	μ^-	105.65×10^{-3}	τ^-	1.776	-1
	ν_e	$< 2.25 \times 10^{-9}$	ν_μ	$< 0.19 \times 10^{-6}$	ν_τ	$< 18.2 \times 10^{-6}$	0

TABLE I.1 – Organisation des fermions en trois familles avec leurs masses et charges respectives [2].

Les bosons

Ce sont des particules de spin entier qui obéissent à la statistique de Bose-Einstein. L'échange d'un boson entre deux particules élémentaires de spin quelconque constitue une interaction. On distingue les bosons de spin 1, qu'on appelle les bosons vecteurs, et les bosons de spin 0, qu'on appelle les bosons scalaires.

Le tableau I.2 regroupe les médiateurs des interactions qui sont décrits dans le cadre de modèle standard, ainsi que leurs portées.

Type d'interaction	Particules d'échange		Portée (m)
	Nom	Masse(GeV)	
Électromagnétique	photon γ	$m_\gamma = 0$	∞
Faibles	W^\pm Z^0	80.385 ± 0.015 91.1876 ± 0.0021	$\sim 10^{-18}$
Forte(nucléaire)	8 gluons	$m_g = 0$ (pion π)	$\infty(\sim 10^{-15})$

TABLE I.2 – Les caractéristiques des interactions fondamentales et leurs bosons médiateurs [2].

2. Groupe de symétrie

2.1. Formalisme Lagrangien

La symétrie de jauge locale est l'un des aspects les plus mystérieux du modèle standard, qui impose que les champs correspondant aux particules ainsi que leurs interactions soient invariants sous les transformations locales, en tout point de l'espace-temps, d'un groupe de symétrie interne.

Rappelons que le formalisme adapté pour le modèle standard pour décrire la connexion entre ces symétries et les lois de conservation est le formalisme de Lagrange dont les coordonnées généralisées des particules q_i se transforment en champ $\phi(x)$ (avec $x \equiv x^\mu$ le quadri-vecteur position), $\underbrace{L(q_i, \dot{q}_i, t)}_{\text{mécanique classique}} \rightarrow \mathcal{L}(\phi, \frac{\partial\phi}{\partial x_\mu}, x_\mu)$ où \mathcal{L} est la densité lagrangienne.

Dans ce cas, les équations d'Euler-Lagrange deviennent,

$$\underbrace{\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i}}_{\text{mécanique classique}} = 0 \rightarrow \frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0 \quad (\text{I.1})$$

Ce formalisme permet de décrire l'interaction entre les particules élémentaires (vertex d'interaction) et leur propagateur. En effet, chaque interaction fondamentale est décrite par un lagrangien particulier.

2.2. Interaction électromagnétique

La dynamique d'un fermion libre est décrite par le lagrangien :

$$\mathcal{L}_f = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (\text{I.2})$$

où ψ est un bi-spineur à quatre composantes qui représente la fonction d'onde des fermions et γ^μ sont les matrices 4×4 de Dirac. En appliquant un changement de phase globale (symétrie abélienne $U(1)$),

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha}\psi, \quad \partial_\mu\psi \rightarrow e^{i\alpha}\partial_\mu\psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow e^{-i\alpha}\bar{\psi} \quad (\text{I.3})$$

le lagrangien reste invariant.

Pourtant, sous une transformation plus générale $\psi' = e^{i\alpha(x)}\psi$, dans laquelle la phase dépend des coordonnées (*jauge* locale), le lagrangien n'est plus invariant, il devient :

$$\mathcal{L}_f \rightarrow \mathcal{L}'_f = \mathcal{L}_f - \bar{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)\partial_\mu\alpha(x) \quad (\text{I.4})$$

Pour préserver l'invariance de jauge locale, il faut introduire un nouveau champ vectoriel (champ de jauge) et remplacer la dérivée ∂_μ par une dérivée \mathcal{D}_μ dite covariante :

$$\partial_\mu \rightarrow \mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (\text{I.5})$$

où A_μ est le potentiel du champ électromagnétique et e la constante de couplage. L'invariance du lagrangien est conservée si l'on impose :

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \left(\frac{1}{e}\right)\partial_\mu\alpha(x) \quad (\text{I.6})$$

L'invariance du lagrangien sous l'action d'un changement local de phase fait apparaître un couplage $e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu$ entre un champ A_μ (photon) et le fermion, proportionnel à la constante de couplage e .

En effet, d'après le théorème de Noether, cette invariance de la symétrie de *jauge* implique la conservation d'une quantité, pour l'interaction électromagnétique il s'agit de la charge électrique.

Pour construire le lagrangien qui décrit l'interaction électromagnétique, il est nécessaire d'ajouter un terme, invariant de Jauge, correspondant à l'énergie cinétique du photon. On obtient finalement :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (\text{I.7})$$

avec $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ est le tenseur électromagnétique.

Dans le cadre de la théorie des groupes, la transformation de jauge que nous venons d'étudier correspond au groupe de symétrie $U(1)_{em}$.

2.3. Interaction forte

L'interaction forte peut aussi être insérée dans un cadre théorique similaire à l'interaction électromagnétique, cette fois-ci basée sur le groupe de jauge $SU(3)$ décrivant la couleur des quarks. On écrit le lagrangien d'un quark libre de manière analogue au lagrangien de l'électron libre [3] :

$$\mathcal{L}_{qj}(x) = \bar{q}_j(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q_j(x) \quad (\text{I.8})$$

L'indice j correspond à la charge de couleur que porte le quark q .

Comme précédemment, on demande que ce lagrangien soit invariant sous une transformation de jauge locale :

$$q_j(x) \rightarrow e^{i\alpha_a(x)T_a}q_j(x) \quad (\text{I.9})$$

où les T_a sont les huit matrices $\frac{\lambda_a}{2}$, les λ_a étant les matrices de Gell-Mann [3]. Il est à noter que le groupe $SU(3)$ est non-abélien, puisque les générateurs du groupe T_a ne commutent pas entre eux,

$$[T_i, T_j] = if_{ijk}T_k \quad (\text{I.10})$$

f_{ijk} sont les constantes de structure du groupe.

Pour que le lagrangien reste invariant sous la transformation (I.9), on doit introduire la dérivée covariante :

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + igT_aG_\mu^a \quad (\text{I.11})$$

où g est une constante de couplage et les G_μ^a sont des champs vectoriels de *jauge* qui se transforment comme suit :

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha_a - f_{abc}\alpha_bG_\mu^c \quad (\text{I.12})$$

Ces huit champs apparaissent comme médiateurs de l'interaction forte entre les quarks. Ce sont les gluons. Il nous reste à introduire le terme dynamique de ces champs pour obtenir le lagrangien de la QCD :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}_j(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q_j - g(\bar{q}\gamma_\mu T_a q)G_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (\text{I.13})$$

où $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf^{abc}G_{b,\mu}G_{c,\nu}$.

Ce tenseur, $G_{\mu\nu}^a$, contient des termes d'auto-interaction $gf^{abc}G_{b,\mu}G_{c,\nu}$ qui impliquent des interactions entre les bosons de Jauge de type gluon-gluon-gluon et gluon-gluon-gluon-gluon.

2.4. Interaction électrofaible

Les interactions faible et électromagnétique peuvent être décrites simultanément [5, 6] en utilisant le produit direct de leur groupe de symétrie respectif : $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Le courant neutre d'hypercharge lié à cette interaction, invariant sous $SU(2)_L$, est donné par :

$$j_\mu^Y = \bar{\psi} \gamma_\mu Y \psi \quad (\text{I.14})$$

L'hypercharge Y vérifie la formule de Gell-Mann-Nishijima : $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$ où Q est la charge électrique et I_3 est la charge neutre faible.

On procède de manière analogue que pour QED et QCD . On introduit le lagrangien défini par,

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_L (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_L + \bar{\psi}_R (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_R \quad (\text{I.15})$$

On considère,

$$\begin{aligned} \psi_L &= \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L && \text{doublet d'isospin} \\ \psi_R &= e_R, u_R, d_R && \text{singlet d'isospin} \end{aligned}$$

ψ_L et ψ_R se transforment respectivement sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et $U(1)_Y$ selon,

$$\begin{aligned} \psi_L &\rightarrow \psi'_L = e^{i\vec{\theta}(x) \cdot \vec{T} + i\alpha(x)Y} \psi_L \\ \psi_R &\rightarrow \psi'_R = e^{i\alpha(x)Y} \psi_R \end{aligned}$$

Afin de préserver l'invariance de Jauge locale du lagrangien, il faut introduire quatre nouveaux champs vectoriels associés aux quatre générateurs du groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$: un triplet d'isospin \vec{W}_μ et un singlet B_μ puis remplacer ∂_μ par les dérivées covariantes D_μ ,

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 \vec{T} \cdot \vec{W}_\mu + ig_2 \frac{Y}{2} B_\mu \quad SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (\text{I.16})$$

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_2 \frac{Y}{2} B_\mu \quad U(1)_Y \quad (\text{I.17})$$

g_1, g_2 sont les constantes de couplage associées aux groupes de symétries $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. L'invariance de Jauge est conservée si l'on impose que ces champs vectoriels se transforment comme :

$$B_\mu \rightarrow B_\mu - \frac{1}{g_2} \partial_\mu \alpha(x) \quad (\text{I.18})$$

$$W_\mu^i \rightarrow W_\mu^i - \frac{1}{g_1} \partial_\mu \theta^i - \epsilon^{ijk} \theta_j(x) W_{k,\mu} \quad (\text{I.19})$$

Afin de construire le lagrangien, il est nécessaire d'ajouter les termes cinétiques des quatre nouveaux champs invariants de Jauge. On obtient finalement,

$$\mathcal{L}_{EWK} = \bar{\psi}_L \gamma^\mu (i\partial_\mu - g_1 \vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - g_2 \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_L + \bar{\psi}_R \gamma^\mu (i\partial_\mu - g_2 \frac{Y}{2} B_\mu) \psi_R \quad (\text{I.20})$$

$$- \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (\text{I.21})$$

où

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (\text{I.22})$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g_1 \epsilon^{ijk} W_{j,\mu} W_{k,\nu} \quad (\text{I.23})$$

On remarque l'absence des termes de masse dans le lagrangien donné par l'équation (I.21). En effet, ces termes ne sont pas invariants sous une transformation locale de Jauge car le terme de la masse dans le lagrangien,

$$m\psi\bar{\psi} = m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \quad (\text{I.24})$$

couple les composantes de chiralité droite, ψ_R , et de gauche, ψ_L , qui se transforment différemment sous $SU(2)_L \times U(1)$.

Nous allons voir dans la suite comment les fermions et les bosons de Jauge W^\pm et Z^0 acquièrent leurs masses en introduisant le mécanisme de brisure spontanée de symétrie électrofaible ou le mécanisme de Higgs-Brout-Englert.

3. Mécanisme de Higgs-Brout-Englert

Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible [53,54], consiste à introduire un nouveau doublet complexe de champ scalaire, d'hypercharge $Y = 1$, invariant sous $SU(2) \times U(1)$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

Le lagrangien associé à ce champ est :

$$\mathcal{L} = |(\mathcal{D}_\mu\Phi)|^2 - V(\Phi) \quad (\text{I.25})$$

où \mathcal{D}_μ est la dérivée covariante et V est le potentiel scalaire, dont on choisit une forme générale :

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4, \quad \lambda > 0 \quad (\text{I.26})$$

Pour $\mu^2 < 0$, le potentiel admet un minimum correspondant à un état d'énergie non nulle. Il existe une infinité d'états fondamentaux représentés par la figure (I.2) vérifiant :

$$|\Phi|^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda} = \frac{v^2}{2} \quad (\text{I.27})$$

Avec $\langle 0 | \Phi^0 | 0 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}$ qui est l'énergie du vide responsable de la brisure de symétrie électrofaible.

En développant l'expression de ϕ au voisinage du minimum, on obtient

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

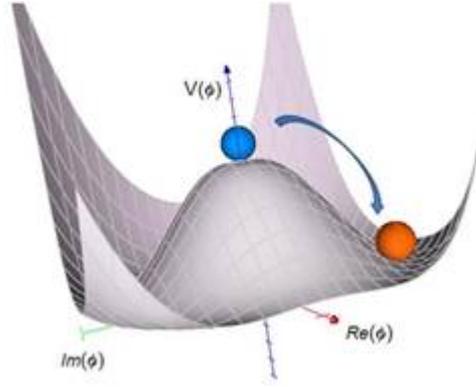


FIGURE I.2 – Potentiel de Higgs en forme de chapeau mexicain.

Nous sommes donc en présence de quatre degrés de liberté associés au champ scalaire complexe. Les trois degrés de liberté scalaires qui correspondent aux modes de bosons de Goldstone G et G^\pm sont transférés dans les composantes longitudinales des vecteurs de jauge Z^0 et W^\pm . La composante restante donne naissance au boson du Higgs. Le terme cinétique du lagrangien devient,

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{cin} &= |(\mathcal{D}_\mu \Phi)|^2 \\
 &= |(\partial_\mu - i\frac{g_1}{2}\tau^k W_\mu^k - ig_2\frac{Y}{2}B_\mu)\Phi|^2 \\
 &= \left(\frac{1}{2}\right) \begin{pmatrix} 0 & \frac{v+H}{2} \end{pmatrix} |(\partial_\mu - i\frac{g_1}{2}\tau^k W_\mu^k - ig_2\frac{Y}{2}B_\mu)| \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{2} \end{pmatrix} \quad (I.28)
 \end{aligned}$$

En développant l'équation (I.28), ce mécanisme fait apparaître les champs physiques suivants :

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad Z_\mu = \frac{g_1 W_\mu^3 - g_2 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad A_\mu = \frac{g_1 W_\mu^3 + g_2 B_\mu}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$$

ainsi que les termes de masse des bosons de jauge :

$$M_W = \frac{1}{2}vg_1, \quad M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_1^2 + g_2^2}, \quad M_\gamma = 0$$

On remarque que le mécanisme de Higgs mélange naturellement les champs de Jauge W_μ^3 et B_μ pour donner naissance aux champs physiques Z_μ et A_μ . Ces deux derniers champs peuvent être réexprimés en fonction de l'angle de mélange électrofaible, ou de Weinberg, dont l'expression en fonction des couplages est donnée par :

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

Nous avons donc réussi, en introduisant un doublet de Higgs scalaire, de donner une masse pour les médiateurs de l'interaction faible W^\pm et Z^0 . Le même champ scalaire permet aussi d'attribuer des masses aux fermions du modèle standard par le biais d'un couplage de type Yukawa.

4. Interaction de Yukawa

Pour faire donc apparaître les masses des fermions, on introduit dans le lagrangien donné par l'équation (I.24) un terme de Yukawa qui couple le champ de Higgs aux fermions, invariant sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$\mathcal{L}_F = -\lambda_e \bar{L} \Phi e_R - \lambda_d \bar{Q} \Phi d_R - \lambda_u \bar{Q} \tilde{\Phi} u_R + h.c. \quad (\text{I.29})$$

λ_f avec $f = (e, d, l)$ est le couplage de Yukawa entre le champ fermionique et le champ de Higgs. Il s'ensuit que le développement de Φ autour de v fait apparaître un terme de masse pour les fermions,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Hee} &= \frac{\lambda_e}{\sqrt{2}}(v + H)(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) \\ &= m_e \bar{e}e + \frac{m_e}{v}(\bar{e}e)H \end{aligned} \quad (\text{I.30})$$

On trouve que les termes de masse sont proportionnels aux couplages de Yukawa λ_f comme suit,

$$m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}}, \quad m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}}. \quad (\text{I.31})$$

En conclusion, le lagrangien de Yukawa fait apparaître des termes de masse pour les quarks et les leptons ainsi que des termes d'interactions entre les fermions et le boson de Higgs, d'intensité proportionnelle à la masse des fermions,

$$H f \bar{f} = \frac{m_f}{v} \quad (\text{I.32})$$

5. Contraintes sur la masse du boson de Higgs

Dans ce paragraphe, nous présentons les contraintes théoriques auxquelles est soumise la masse du boson de Higgs (m_H). Il est à noter que dans le cadre du modèle standard, m_H est exprimée en fonction du paramètre libre λ du potentiel,

$$m_H^2 = 2\lambda v^2$$

5.1. Unitarité

L'unitarité permet de contraindre la masse de Higgs en lui donnant une limite supérieure au delà de laquelle la théorie n'est plus perturbative. En effet, la section efficace de diffusion élastique des bosons vecteurs chargés $\sigma_{(W+W^- \rightarrow W+W^-)}$ augmente avec l'énergie, ce qui viole le principe d'unitarité qui exige la conservation des probabilités. De ce fait, la présence de Higgs est nécessaire afin de restaurer l'unitarité de la théorie en imposant la limite suivante :

$$m_H \leq 860 \text{ GeV} \quad (\text{I.33})$$

En considérant également des contraintes obtenues pour d'autres processus tels que $Z_L Z_L \rightarrow Z_L Z_L$ et $Z_L W_L^\pm \rightarrow Z_L W_L^\pm$, la limite supérieure devient :

$$m_H \leq 710 \text{ GeV} \quad (\text{I.34})$$

5.2. Trivialité

L'équation du groupe de renormalisation (RGE) pour la constante de couplage λ au premier ordre est donnée par [10]

$$\frac{d}{dQ^2} \lambda(Q^2) = \frac{3}{4\pi^2} \lambda^2(Q^2) \quad (\text{I.35})$$

La résolution de cette équation présente la solution suivante,

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left[1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \log \frac{Q^2}{v^2} \right]^{-1} \quad (\text{I.36})$$

qui montre la dépendance de la constante de couplage en énergie.

Si $Q^2 \ll v^2$, le couplage quartique devient très petit, ce qui impliquerait que la théorie deviendrait non interactive, on dit qu'elle est triviale. Pourtant, si $Q^2 \gg v^2$, le couplage quartique augmente et devient infini. Dans ce cas, il est nécessaire de considérer une limite d'énergie qui se nomme pôle de Landau Λ_C au-delà de laquelle le modèle standard n'est plus valide,

$$\Lambda_C = v \exp \left(\frac{4\pi^2}{3\lambda} \right) = v \exp \left(\frac{4\pi^2 v^2}{M_H^2} \right) \quad (\text{I.37})$$

La condition $\lambda(v) > 0$ permet d'avoir une limite supérieure sur la masse du boson de Higgs,

$$\lambda = \frac{M_H^2}{2v^2} < \frac{4\pi^2}{3 \log(\frac{\Lambda_C}{v})}$$

Donc plus l'échelle Λ_C est grande plus le couplage quartique est petit. On en déduit que si le Modèle Standard est valable jusqu'à l'échelle de *Planck*, $\Lambda_C = 10^{19} \text{ GeV}$, la limite supérieure sur la masse du Higgs est de l'ordre de $200 \text{ GeV}/c^2$. Cela semble confirmé par la découverte d'un Higgs d'une masse m_H autour de 125 GeV par les deux collaborations ATLAS et CMS.

6. Découverte du boson de Higgs

Le mécanisme de Higgs a prédit l'existence d'un boson neutre qui n'avait jamais été observé directement.

À cet effet, la découverte du boson de Higgs et l'étude de ses propriétés (masse, couplages, largeurs...) ainsi que la recherche de physique au-delà du modèle standard étaient parmi les

principaux enjeux du LHC. Nous rappelons que les expériences effectuées au LEP ont déjà réussi à fixer une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs [7],

$$m_H > 114 \text{ GeV} \tag{I.38}$$

En outre, les données enregistrées et analysées au LHC privilégient un boson de Higgs de faible masse au lieu d'un Higgs lourd.

Dans cette section, nous allons tout d'abord discuter brièvement les différents modes de production et désintégration du boson de Higgs au LHC et ensuite nous parlerons de la récente découverte par les deux expériences ATLAS [61] et CMS [62] d'une nouvelle particule qui lui est compatible.

6.1. Production du boson de Higgs

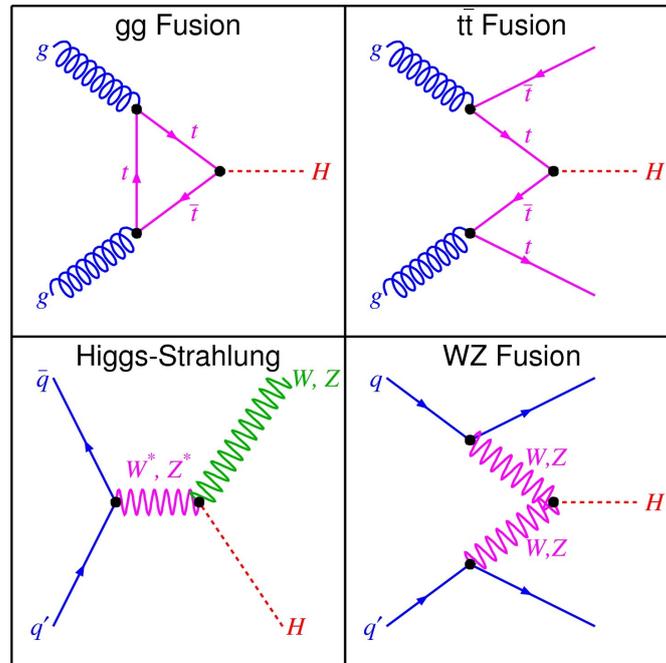


FIGURE I.3 – Diagrammes de Feynman des différents modes de production du boson de Higgs auprès du LHC

Le boson de Higgs peut être produit par différents processus représentés par les diagrammes de Feynman de la figure I.3 :

- ✓ Fusion de gluons (ggF) [8] : Il s'agit du processus le plus important au LHC dans la région de masse allant jusqu'à 1 TeV , voir figure I.4 . Il est induit par l'intermédiaire d'une boucle de quarks lourds (top) virtuels.

- ✓ Fusion de bosons faibles (VBF) [9–12] : Ce mode de production est important si m_H appartient à cet intervalle de masse [100 – 160] GeV. Il est caractérisé par l'émission des bosons de Jauge (W^\pm, Z) virtuels qui fusionnent ensuite pour donner un Higgs et deux quark/anti-quark dans l'état final,

$$pp \rightarrow V^*V^* \rightarrow Hqq \quad (\text{I.39})$$

- ✓ Production associée avec un boson massif W^\pm ou Z (Higgsstrahlung) [13] : L'annihilation des quarks donne un boson virtuel qui se désintègre pour donner un boson réel et un Higgs.

$$pp \rightarrow V^* \rightarrow VH \quad (\text{I.40})$$

- ✓ Production associée à une paire de quarks ($t\bar{t}H$ [14, 15], $b\bar{b}H$ [16, 17]) : une paire de quarks est produite dans l'annihilation des quarks (et des gluons) du proton, le boson de Higgs serait émis par un de ces quarks. Ce mode de production est très intéressant car il permet d'explorer directement le couplage de Higgs avec la particule lourde du modèle standard.

$$pp \rightarrow t\bar{t}H, b\bar{b}H \quad (\text{I.41})$$

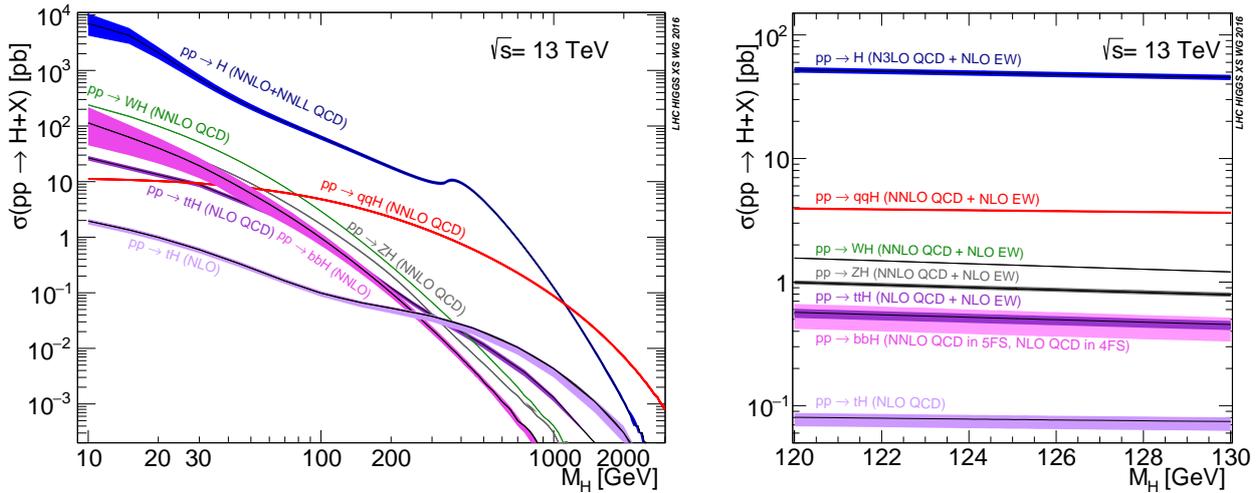


FIGURE I.4 – Sections efficaces des différents modes de production de Higgs.

6.2. Désintégration du boson de Higgs

La largeur totale d'un boson de Higgs d'une masse autour de 125 GeV est prévue d'être autour $\Gamma_H \sim 4$ MeV [18]. En conséquence, le boson de Higgs a une durée de vie très courte ($\tau_H \sim 10^{-22}$ s), ce qui rend l'observation de Higgs presque impossible pour le moment, et on ne peut donc observer que ses désintégrations.

Les rapports de branchement du boson de Higgs du modèle standard sont présentés sur la figure I.6 en fonction de sa masse. Les modes de désintégration présentés sur ces figures

sont : $b\bar{b}$, $WW^{(*)}$, $\tau\tau$, gg , $c\bar{c}$ et $ZZ^{(*)}$. Il convient de noter que même si les divers couplages du boson de Higgs ne changent pas lorsque sa masse change, sa phénoménologie change beaucoup en raison de l'espace de phase associé aux différents modes de désintégration, qui changent radicalement.

On voit que le boson de Higgs se désintègre préférentiellement aux particules élémentaires les plus massives du modèle standard ; les messagers de l'interaction faible (W^\pm , Z_0). En effet, pour un Higgs lourd de masse supérieure à 130 GeV, on voit clairement que les deux canaux $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l\nu l\nu$ et $H \rightarrow ZZ^{(*)}$ sont largement dominants ; voir figure I.6. Pour un Higgs léger, la largeur de désintégration est dominée par le canal $b\bar{b}$, suivi de $\tau\tau$ et du $c\bar{c}$. Bien que de nombreux modes de désintégration aient également des rapports de branchement non négligeables.

De ce point de vue, $m_H = 125$ GeV se trouve dans une zone particulière située entre deux portails, l'un sur la masse légère, où la plupart des bosons de Higgs produits se désintégreraient en une paire de quarks b sans presque aucun signe de bosons de jauge, et l'autre sur la masse lourde où, au contraire, elle se désintégrerait presque exclusivement en bosons de jauge, sans laisser de traces importantes des couplages de Yukawa. Cette particularité, bien qu'elle diminue légèrement chaque rapport de branchement, elle rend simultanément plus d'états finaux disponibles, et donc plus de couplages que l'on peut tester ; voir figure I.3.

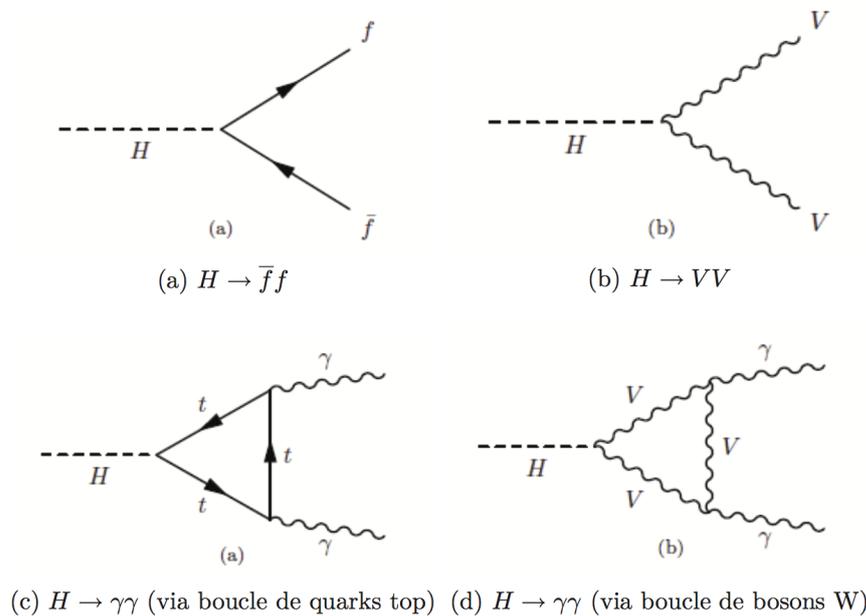


FIGURE I.5 – Diagrammes de Feynman des différents canaux de désintégration de Higgs

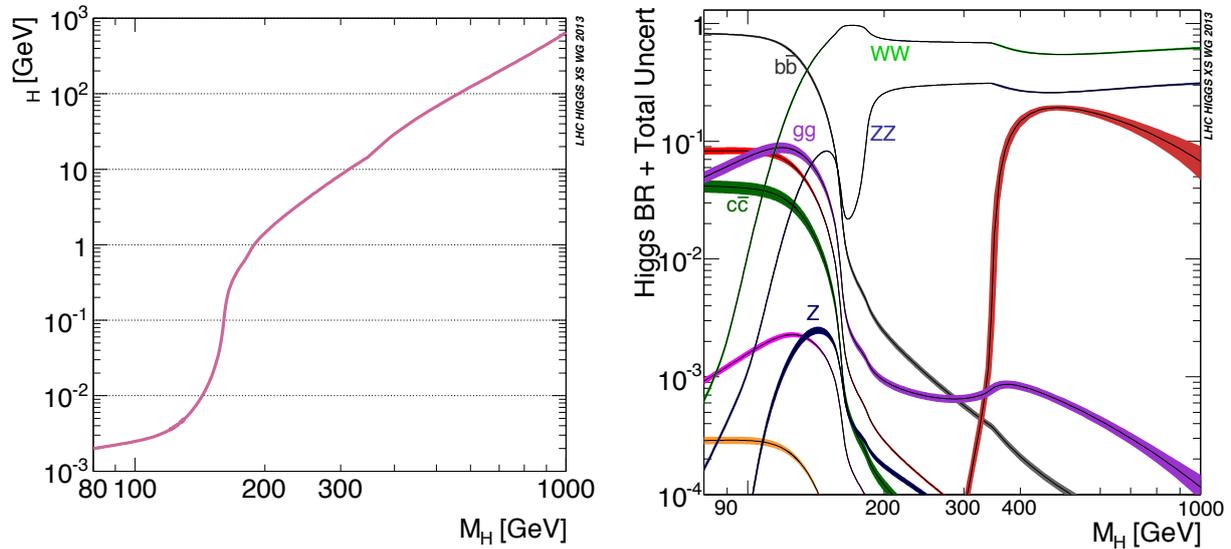


FIGURE I.6 – Largeur totale du boson de Higgs en fonction de sa masse [19] (à gauche). Sur le graphe à droite, on montre les rapports de branchement pour différents canaux de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse [19].

Decay channel	Branching Ratio [%]
Hbb	58.09
$HWW^{(*)}$	21.52
Hgg	8.18
$H\tau\tau$	6.26
Hcc	2.88
$HZZ^{(*)}$	2.64
$H\gamma\gamma$	0.227
$HZ\gamma$	0.154
$H\mu\mu$	0.021

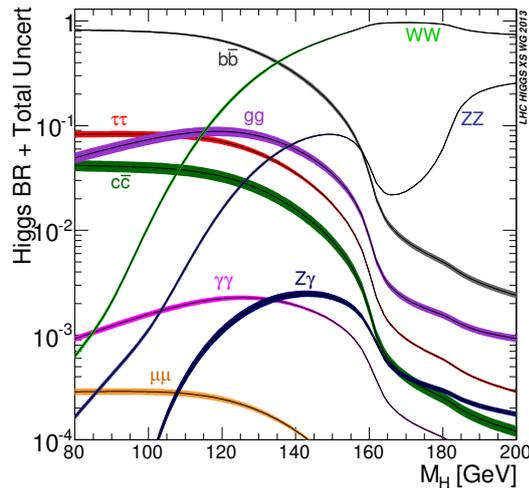


TABLE I.3 – Rapports de branchement des différents canaux de désintégration de Higgs léger en fonction de sa masse (à gauche) et pour $m_H = 125.09$ GeV (voir tableau à droite).

6.3. Découverte du boson de Higgs au LHC

Masse du Higgs

Le 4 juillet 2012, les deux collaborations ATLAS [61] et CMS [62] ont annoncé la découverte d'un boson de Higgs avec une masse autour de 126 GeV avec des propriétés (spin, parité) consistantes avec celles prédites par le modèle standard.

En 2015, les deux expériences ATLAS et CMS ont soumis pour la première fois la combinaison de leurs résultats [20] sur la masse de boson de Higgs recherchée dans les deux canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ qui se trouvent être compatibles entre eux, voir la figure I.7. En effet, ces deux canaux, $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$, se caractérisent par un signal très clair, ce qui leur rendent parmi les canaux les plus prometteurs pour la recherche du boson de Higgs au LHC, pour une masse supérieure à 120 GeV .

La mesure combinée de la masse du boson de Higgs par ATLAS et CMS pour une énergie du centre de masse $\sqrt{s} = 7 \oplus 8 \text{ TeV}$ est [20] :

$$m_H = 125,09 \pm 0,21(\text{stat.}) \pm 0,11(\text{syst.}) \text{ GeV} \quad (\text{I.42})$$

Pour une telle valeur de la masse de Higgs, le couplage scalaire quartique pourrait être autour de $\lambda \simeq 0.129$.

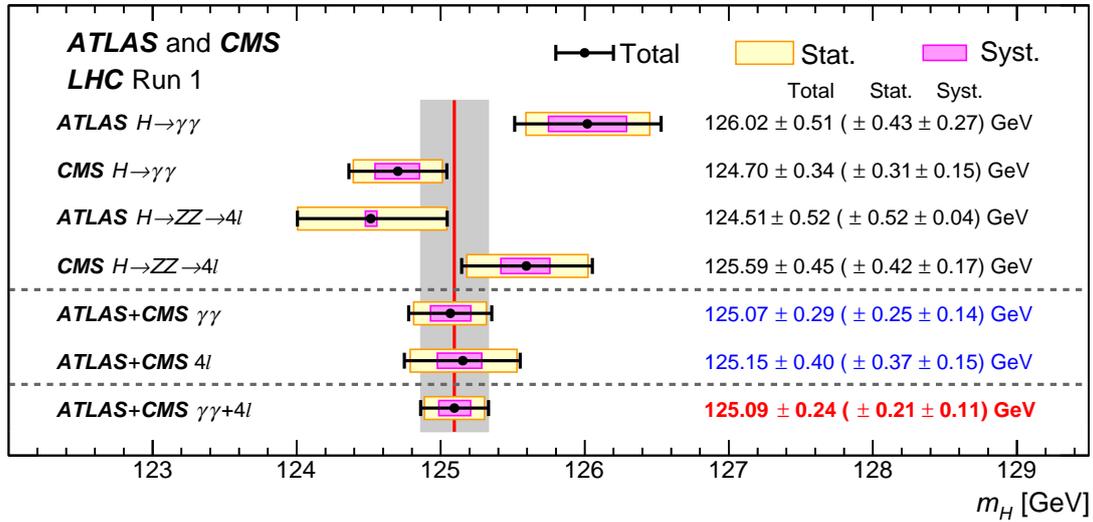


FIGURE I.7 – Mesures de la masse du boson de Higgs par ATLAS et CMS. Les erreurs systématiques, statistiques et totales sont indiquées respectivement par des bandes de couleurs magenta, jaune et noire. La ligne verticale (rouge) et la colonne grise indiquent respectivement la valeur centrale et l'incertitude totale de la mesure combinée [20]

D'autres résultats sont extraits récemment à partir d'analyse des données enregistrées par l'expérience ATLAS dans les deux canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ sur la masse du boson

de Higgs pour des collisions proton-proton de 13 TeV dans le centre de masse et pour une luminosité intégrée de 36.1 fb^{-1} [21], voir figure I.8,

La masse combinée du boson de Higgs est $m_H = 124.86 \pm 0.27\text{ GeV}$, ce qui est en accord avec la masse mesurée par ATLAS et CMS au Run1.

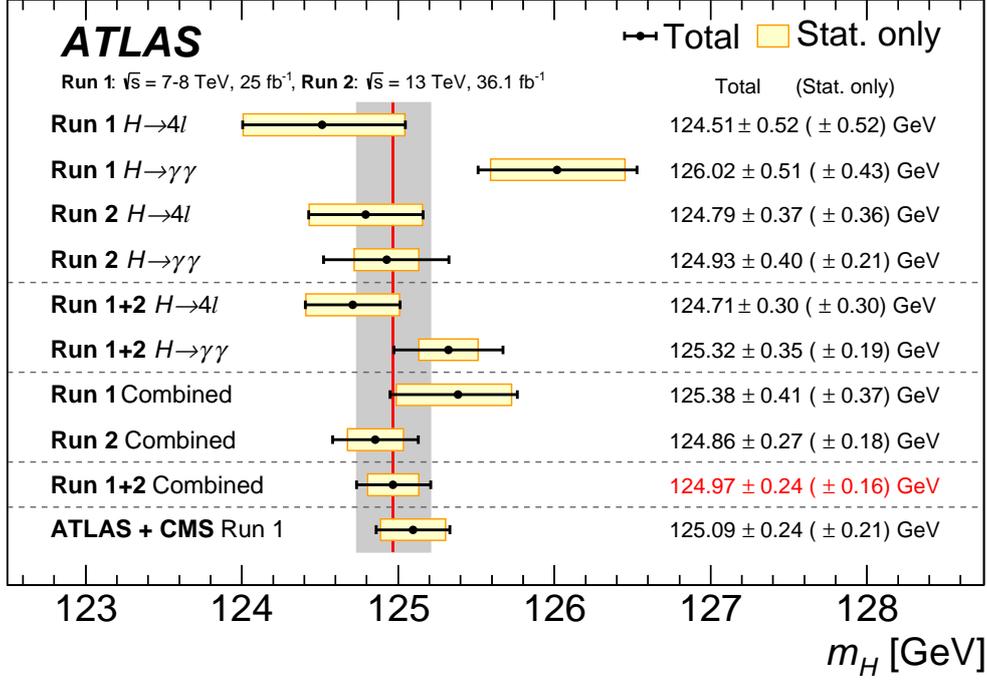


FIGURE I.8 – Mesures de la masse du boson de Higgs à partir des analyses individuelles et combinées, comparées avec la mesure combinée d’ATLAS et CMS au Run1. Les erreurs statistique et totales sont indiquées par des bandes Jaunes et des barres noires respectivement. La ligne verticale (rouge) et la colonne grise indiquent la valeur centrale et l’incertitude totale de la masse de Higgs combinée par l’expérience ATLAS au Run1+2 [21]

Force du signal

L’intensité du signal μ est un paramètre qui permet d’obtenir un premier aperçu sur les propriétés du boson de Higgs. Ce paramètre désigne le rapport entre le signal de Higgs mesuré et celui prédit par le modèle standard. Les intensités du signal correspondantes pour un processus de production, μ_i , et pour un mode de désintégration, μ^f , sont définies comme suit :

$$\mu_i = \frac{\sigma_i}{(\sigma_i)_{SM}} \quad \text{et} \quad \mu^f = \frac{\mathcal{B}^f}{(\mathcal{B}^f)_{SM}} \quad (\text{I.43})$$

\mathcal{B}^f indique les rapports de branchement des différents modes de désintégration du boson de Higgs.

Notez que l'intensité du signal mesurée expérimentalement par ATLAS et CMS est le produit de deux intensités,

$$\mu_i^f = \mu_i \times \mu^f = \frac{\sigma_i \times \mathcal{B}^f}{(\sigma_i)_{SM} \times (\mathcal{B}^f)_{SM}} \quad (\text{I.44})$$

i et f indiquent les différents modes de production, cités dans la section 6.1., et de désintégration du Higgs respectivement. Les états finaux des modes dominants de production de Higgs sont la fusion de gluons (ggF), suivie de la fusion de bosons vecteurs (VBF), de Higgs-strahlung (Vh) et de la production associée avec des paires de quarks. Les canaux les plus accessibles au LHC pour un Higgs de masse entre 125 – 126 (GeV) sont : $\gamma\gamma$, W^+W^- , ZZ , $b\bar{b}$, $\tau\tau$, $\mu\mu$.

Les intensités du signal du meilleur ajustement mesurées individuellement et combinées [1] par les deux collaborations ATLAS et CMS pour les modes de productions ggF , VBF , VH et $t\bar{t}H$ ainsi que pour les canaux de désintégration, sont illustrées par la figure I.9. Ces données correspondent aux collisions proton-proton avec une luminosité intégrée de 25fb^{-1} et une énergie dans le centre de masse \sqrt{s} de $7 \oplus 8$ TeV.

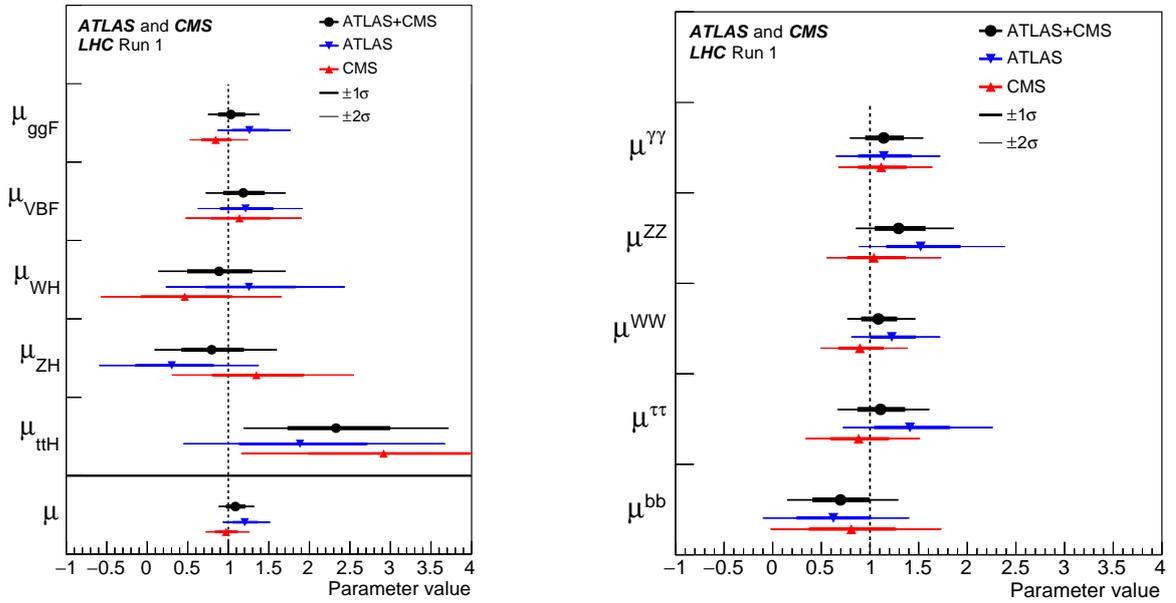


FIGURE I.9 – Valeurs observées du meilleur ajustement d'intensité du signal combinées pour chaque mode de production et de désintégration du Higgs par ATLAS et CMS au Run1 [1], Les résultats de chaque expérience sont également présentés. Les barres d'erreur indiquent les intervalles de 1σ (lignes épaisses) et 2σ (lignes fines), la ligne verticale à $\mu = 1$ correspond à la force du signal de Higgs du MS.

D'après la figure I.9, on remarque que le taux de production de Higgs combiné par les deux expériences ATLAS et CMS, $\mu = 1,09^{+0,11}_{-0,07}$ [1], est bien compatible avec le modèle standard à un niveau de confiance moins de 68%. La même observation vaut pour les intensités du signal mesurées pour les modes de désintégration qui semble être aussi en cohérent avec le MS. Il est également important de noter que la sensibilité est encore très faible dans de nombreux

canaux et que des écarts importants par rapport aux prédictions du MS sont en principe toujours possibles.

Les récentes mesures prises par les collaborations ATLAS et CMS à 13 TeV au Run2 sont illustrées par les deux figures I.10 et I.11 . On voit que les principaux modes de production ont été observés. De plus, il est clair que les différents modes de production et de désintégration concordent avec les prédictions du modèle standard de la physique des particules.

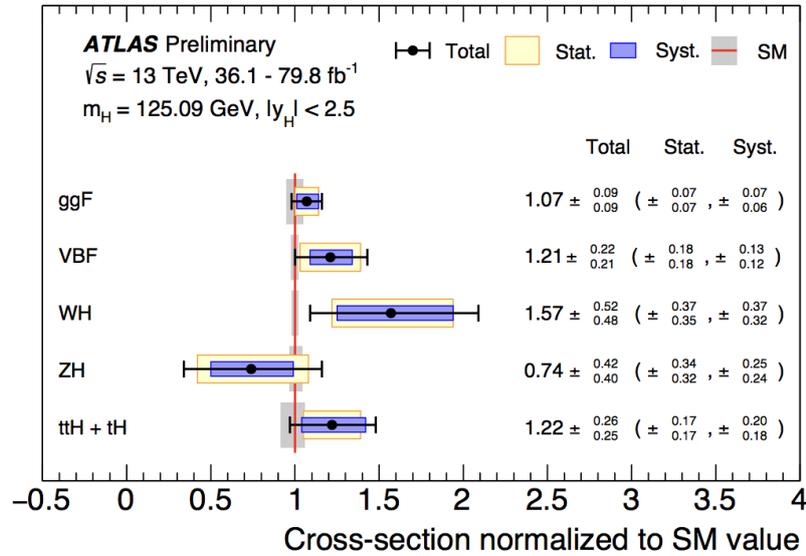


FIGURE I.10 – Sections efficaces associées aux principaux modes de production du boson de Higgs mesurées par ATLAS à 13 TeV , les barres d’erreur sont indiquées et leurs natures sont distinguées par différentes couleurs.

Couplages de Higgs

La prochaine étape pourrait consister à tester la compatibilité des couplages de Higgs aux fermions et aux bosons de Jauge avec les prédictions du modèle standard en mesurant les intensités du signal.

Les figures ci dessous, présentées par les deux collaborations ATLAS et CMS dont l’énergie du centre de masse est $\sqrt{s} = 13\text{ TeV}$, montrent la corrélation entre les deux paramètres reliés au couplage du boson de Higgs aux fermions (κ_f) et aux bosons vecteurs (κ_V). On voit que les propriétés de Higgs sont en accord avec les prédictions du modèle standard, fig I.12, fig I.13. Noter que ces mesures sont plus précises par rapport au Run1.

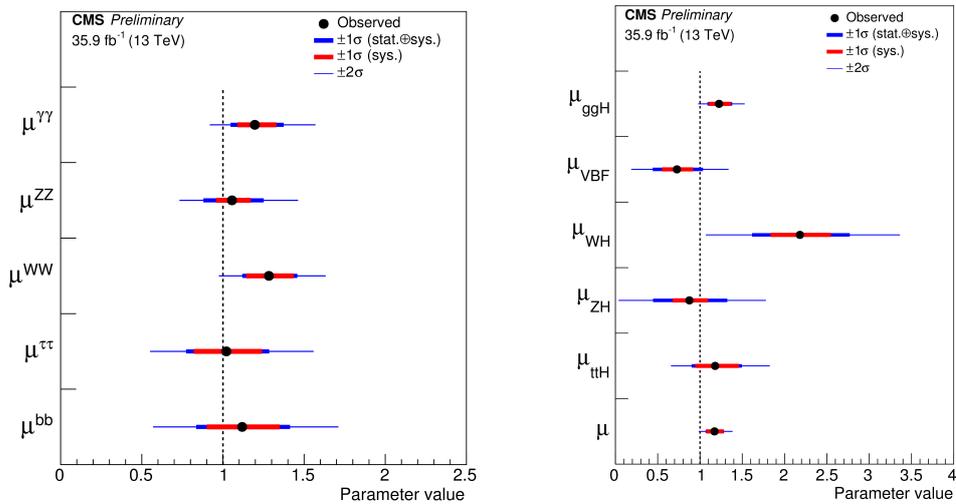


FIGURE I.11 – Valeurs observées du meilleur ajustement d’intensité du signal pour chaque mode de production et de désintégration de Higgs par CMS dont l’énergie du centre de masse est \sqrt{s} de 13 TeV et une luminosité intégrée de $35.9 fb^{-1}$. Les barres d’erreur indiquent les intervalles de 1σ (lignes épaisses) et 2σ (lignes fines), la ligne verticale à $\mu = 1$ correspond à la force du signal de Higgs du MS.

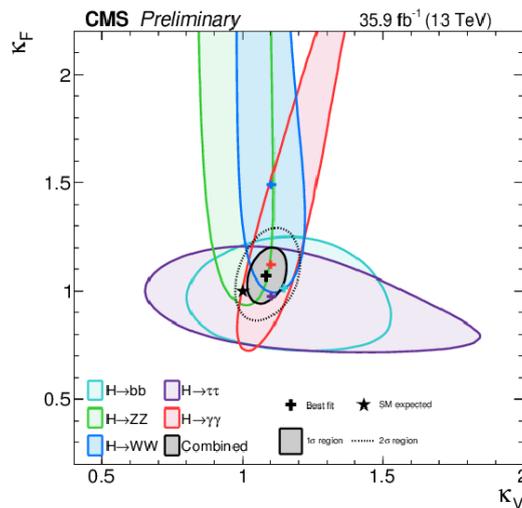


FIGURE I.12 – Mesures prises par CMS de l’intensité du couplage du boson de jauge (en abscisse (κ_V)) et du boson de Higgs aux fermions (en ordonnée (κ_f)) rapportées aux valeurs attendues dans le cadre du modèle standard, l’étoile correspondant au MS et le meilleur ajustement correspondant au signe plus en noir. Les incertitudes sont représentées par les ellipses en traits pleins lorsque le niveau de confiance est de 68% et en traits pointillés pour un niveau de confiance de 95%.

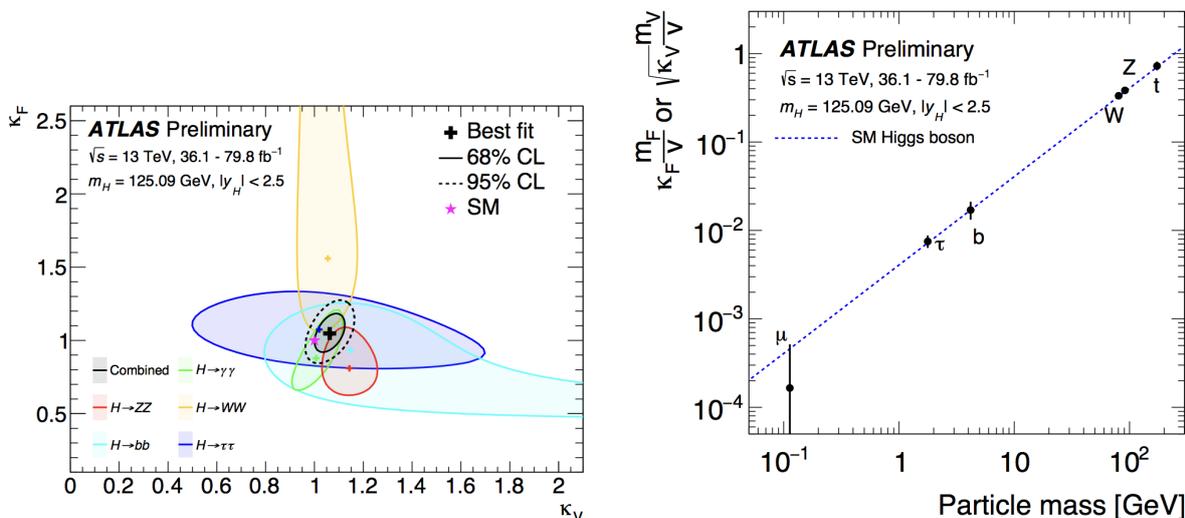


FIGURE I.13 – Mesure de l'intensité du couplage du boson de Higgs aux particules du modèle standard en fonction de la masse de ces particules (gauche), Mesures de l'intensité du couplage du boson de Higgs aux fermions (κ_f) et aux bosons vecteurs de jauge (κ_V) rapportées aux valeurs attendues dans le cadre du modèle standard, l'étoile noire correspondant au MS et le meilleur ajustement correspondant au signe plus en noir (droite). Les deux mesures sont présentées par ATLAS à $\sqrt{s} = 13$ TeV.

7. Conclusion

En conclusion, le modèle standard de la physique des particules basé sur la symétrie de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ a été fermement établi comme la théorie des interactions forte et électrofaible.

En réalité, il a fallu beaucoup de temps, d'efforts et un grand nombre de recherches expérimentales après la formulation du mécanisme de Higgs, avant l'observation d'une nouvelle particule à une masse de 125 GeV par les deux collaborations d'ATLAS et de CMS en Juillet 2012.

Néanmoins, il existe encore plusieurs problèmes non résolus que la théorie n'a pas encore expliqué. Ces questions comprennent : le problème des masses de neutrinos [22], de l'énergie noire et de la matière noire [23], l'asymétrie baryon-antibaryon [24], le problème de la hiérarchie et de naturalité [25] et finalement l'inclusion de la gravité quantique [26]. En conséquence, il existe de nombreuses théories au delà du modèle standard permettant de résoudre certains de ces problèmes et qui prédisent une nouvelle physique qui comporte non seulement un Higgs mais plusieurs.

Généralités sur le Modèle Standard plus deux Singlets (TRSM)

“Un problème sans solution est un problème mal posé.”
Albert Einstein (1879-1955)

Dans ce chapitre, nous discutons les motivations théoriques et les implications des extensions du secteur scalaire du modèle standard minimal (MSM). La plus simple de ces extensions qui peut remédier au problème de la matière noire (DM), à savoir le modèle à deux singlets de Higgs (*TRSM*), est décrite en détails. Après présentation du potentiel scalaire le plus général de ce modèle, les conditions de minimisation, on décrira en détail le spectre de masse pour les différents bosons de ce modèle.

1. Alternatives et/ou extensions du *MSM*

1.1. Introduction

Les résultats expérimentaux ont montré que le *MSM*, avec un seul doublet de Higgs, est en excellent accord avec toutes les données des expériences effectuées au sein de LEP II, Tevatron et SLD, et par conséquent ce modèle est, sans conteste, un des plus grandes réussites en physique des particules de la 2^{ème} partie du *XX* siècle. Le *MSM* permet d'expliquer l'essentiel des phénomènes propres à la physique des particules et a notamment réussi à prédire l'existence et les propriétés des bosons *W* et *Z*, des gluons et des quarks charme et top. Cependant, malgré son succès, il reste une théorie effective d'une théorie plus vaste et générale qui reste à découvrir. Dans ce modèle, il y a un seul doublet (un seul boson) du Higgs *SU(2)*, responsable de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, qui génère à la fois les masses pour les bosons de jauge, via le mécanisme de Higgs, et aux fermions par l'intermédiaire du lagrangien de Yukawa. On se retrouve donc avec deux contraintes : la première est liée

au secteur bosonique se traduisant par le fait qu'on doit avoir le rapport $\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} \approx 1$ (rapport entre le courant neutre et courant chargé à petit moment de transfert), qui est en bon accord avec l'expérience. Alors que la seconde contrainte est liée au secteur fermionique, où on doit garantir l'absence de courant neutre changeant de saveur (FCNC). Aussi, certaines brèches restent à combler, entre autres, le boson de Higgs que les expériences ATLAS et CMS de LHC annonçaient observer une particule similaire à celui-ci, ce qui a été confirmé le 14 Mars 2013 après l'analyse complète des données auprès du LHC, tel boson est nécessaire pour expliquer la brisure de la symétrie électrofaible. De plus, lorsqu'on tente de corriger sa masse pour tenir compte de son énergie d'auto-interaction, des divergences surviennent, ce qui constitue le problème dit de l'ajustement fin, qui représente le côté technique de ce qu'on nomme le problème de hiérarchie associé à la grande disparité des échelles électrofaible, forte et de Planck. Ensuite, il y a toujours le problème de masse pour les neutrinos, les expériences [27] ont montré que ces particules peuvent osciller et par suite acquièrent une masse même s'elle est faible, ce qui est en contradiction avec le *MSM*. Finalement, il s'avère impossible d'inclure la gravité au *MSM*, car ceci aboutirait nécessairement à une théorie non-renormalisable. Ainsi, malgré les succès du *MSM*, il est nécessaire de chercher une physique plus générale qui comble les lacunes de ce dernier et qui préserve ses succès en assurant les deux contraintes de départ.

Plusieurs alternatives ont été proposées dans ce sens, qui suggèrent comment le mécanisme de brisure de symétrie peut se produire sans l'existence d'un champ de Higgs, citons comme exemple : Technicouleur [28, 29] qui répond à la brisure de symétrie électrofaible en cachant telle symétrie et générant les masses m_Z et m_W grâce à la dynamique des nouvelles interactions de jauge. Il y a aussi les modèles composites de boson vecteurs W et Z , et aussi les dimensions supplémentaires : modèles qui se basent sur la cinquième composante du champ de jauge pour jouer le rôle de boson de Higgs.

En parallèle avec ces alternatives, il y en a des extensions dans lesquelles les gens étendent le secteur scalaire de Higgs. En effet, la supersymétrie (*SUSY*) représente le candidat le plus sérieux, elle étend le modèle standard en ajoutant une classe supplémentaire de symétries au lagrangien. Ces symétries échangent les particules fermioniques avec celles bosoniques, et prédisent l'existence des particules supersymétriques : sparticules, qui sont les sleptons, squarks, neutralinos et charginos. D'où, chaque particule dans le modèle standard aurait un superpartenaire dont le spin diffère par $\frac{1}{2}$ de la particule ordinaire.

L'un des grands intérêts de la supersymétrie, au niveau phénoménologique, vient de la stabilisation du boson de Higgs, et donc la hiérarchie des masses des particules élémentaires, aussi en grande partie motivée par la solution élégante qu'elle offre au problème d'ajustement fin. De plus, elle repose sur un cadre très général qui peut être appliqué à de nombreuses théories physiques et mathématiques.

Il y a aussi les théories non-supersymétriques telles que : Grand Unification [30], qui prévoit la création des monopôles magnétiques dans l'univers primitif, et l'instabilité du proton, ce qui n'a pas été observé avant. D'ailleurs, ces interactions doivent devenir fort et confinant (et donc inobservables) à basses énergies comme il été prévu expérimentalement. Cette approche dynamique est naturelle et sert à éviter le problème d'hiérarchie de masses du modèle standard [31]. Modèle à deux doublet (2HDM) : qui est équivalent au modèle standard, sauf qu'il y a

un doublet de Higgs de plus. Bien qu'il est implementé par le MSSM, il remédie autant des choses de manière indépendamment. Pour cette raison et d'autres, il est l'une des extensions les plus étudiés du Modèle Standard. Le secteur de Higgs étendu a cinq bosons de Higgs, alors que le modèle standard prédit un seul. Le Modèle Triplet de Higgs (HTM) qui se caractérise par la présence d'un Higgs doublement chargé $H^{\pm\pm}$. Et il y a aussi modèle standard étendu par deux champs singlets réels (TRSM) qui est l'objet de ce travail.

1.2. Motivations pour le TRSM

Les extensions du SM par des champs singlets scalaires sont parmi les modèles les plus simples possibles au-delà du SM (BSM). Le potentiel scalaire général du SM étendu par n champs singlets scalaires réels S_i ($i \in [1, \dots, n]$) prend la forme suivante :

$$V(H, S_i) = V_{SM}(H) + V_{singlets}(H, S_i) \quad (\text{II.1})$$

avec $V_{SM}(H)$ désigne le potentiel scalaire du SM donné par l'équation [I.26](#),

$$\begin{aligned} V_{singlets}(H, S_i) = & a_i S_i + m_{ij} S_i S_j + T_{ijk} S_i S_j S_k + \lambda_{ijkl} S_i S_j S_k S_l \\ & + T_{iHH} S_i (H^\dagger H) + T_{ijHH} S_i S_j (H^\dagger H) \end{aligned} \quad (\text{II.2})$$

Ici, H décrit le champ doublet scalaire $SU(2)_L$ du SM. Dans de tels modèles. Si le modèle singlet de Higgs ($n = 1$) possède une symétrie \mathbb{Z}_2 , le singlet scalaire lui-même pourrait être un candidat de matière noire [\[32\]](#). Sans une symétrie \mathbb{Z}_2 , les termes d'auto-couplage cubiques et linéaires sont autorisés dans le potentiel scalaire et par conséquent, il permet une forte transition de phase électrofaible du premier ordre [\[33, 34\]](#).

Expérimentalement, les extensions de SM par des champs singlets peuvent être explorées de deux manières complémentaires au LHC. Tout d'abord, des mesures précises des taux de signal de Higgs h_{125} sondent la structure du mélange entre le doublet et les champs singlets, ainsi que de nouveaux modes de désintégration possibles du boson de Higgs observé vers de nouveaux états scalaires légers. Deuxièmement, des recherches directes de nouveaux scalaires peuvent révéler l'existence de bosons de Higgs, principalement de type singlet. Pour ces derniers, les perspectives de découverte dépendent du mélange entre les champs singlets et le doublet et de la masse des nouveaux scalaires. En général, les désintégrations directes vers les états finaux des particules de SM ainsi que vers deux états scalaires plus légers ("désintégrations de Higgs à Higgs") sont possibles. Alors que certaines des anciennes désintégrations sont déjà recherchées par les expériences du LHC, les recherches actuelles sur les désintégrations de Higgs à Higgs se concentrent presque exclusivement sur les signatures $h_i \rightarrow h_{125} h_{125}$ (où h_i désigne le nouvel état de Higgs avec une masse supérieure à 250 GeV) [\[35, 36\]](#), $h_{125} \rightarrow h_i h_i$ (avec la masse de h_i inférieure à $62,5 \text{ GeV}$) [\[37, 38\]](#). Le modèle, cependant, présente également des désintégrations de Higgs en bosons scalaires non identiques ("désintégrations asymétriques") $h_{125} \rightarrow h_i h_j$, des désintégrations de Higgs impliquant uniquement des bosons de Higgs non SM, ainsi que la possibilité de désintégrations successives en cascade de Higgs à Higgs. Toutes ces signatures de désintégration n'ont pas encore été explorées expérimentalement en détail. Nous les discuterons en détail dans ce travail et montrerons qu'ils conduisent à des nouvelles

signatures de collisionneurs avec des taux de signal importants qui sont expérimentalement intéressants pour l'analyse des données du Run-II ainsi que pour les futures exécutions du LHC.

2. Secteur Scalaire de TRSM

2.1. Introduction

Afin de rechercher une grande variété de processus phénoménologiques, on considère l'une des extensions simples du modèle standard qui est définie par un doublet complexe H d'hypercharge $Y = 1$ et par addition de deux champs scalaires réels S_1 et S_2 :

$$H = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad S_1, \quad S_2 \quad (\text{II.3})$$

qui transforment sous la symétrie discrète $\mathbb{Z}_2^{(0)} \otimes \mathbb{Z}_2^{(1)}$:

$$\begin{aligned} \mathbb{Z}_2^{(0)} : \quad & (S_1, S_2) \rightarrow (-S_1, S_2) \\ \mathbb{Z}_2^{(1)} : \quad & (S_1, S_2) \rightarrow (S_1, -S_2) \end{aligned} \quad (\text{II.4})$$

Nous appelons ce modèle *TRSM*. La partie du lagrangien qui comprend les champs H , S_1 et S_2 , invariant par rapport à la symétrie de jauge d'électrofaible $SU_T(2) \otimes U_Y(1)$ est donnée par :

$$\mathcal{L} = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \partial_\mu S_i \partial^\mu S_i - V(H, S_1, S_2) \quad (\text{II.5})$$

Aucun singlets ne contribue aux interactions de jauge, ce qui expliquerait sa dérivée partielle de cette manière dans l'équation ci-dessus. $D_\mu = \partial_\mu + ig_2 T^i W_\mu^i + ig_1 Y B_\mu$ est la dérivée covariante. Le potentiel scalaire renormalisable invariant sous $\mathbb{Z}_2^{(0)} \otimes \mathbb{Z}_2^{(1)}$ donné dans l'éq 2.1. est exprimé comme suit :

$$\begin{aligned} V(H, S_i) = & \mu_H^2 H^\dagger H + \lambda_H (H^\dagger H)^2 + \sum_{i=2}^2 (\mu_{S_i}^2 S_i^2 + \frac{\lambda_i}{2} S_i^4) \\ & + \lambda_3 (S_1 S_2)^2 + H^\dagger H (\lambda_4 S_1^2 + \lambda_5 S_2^2) \end{aligned} \quad (\text{II.6})$$

Ici, μ_H^2 et $\mu_{S_i}^2$, ($i = 1, 2$) sont des paramètres du potentiel de dimension de masse des champs H , S_1 et S_2 respectivement. $\lambda_H, \lambda_{i=1..5}$ sont des couplages quartiques du potentiel sans dimension.

Le potentiel scalaire $V(H, S_i)$ brise la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$ quand le doublet H et les singlets S_1 et S_2 de Higgs acquièrent leurs valeurs moyennes dans le vide $v_{EW}(= 246 \text{ GeV})$, v_1 et v_2 , respectivement.

$$\langle H \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_{EW} \end{pmatrix}, \quad \langle S_1 \rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad \langle S_2 \rangle = \frac{v_2}{\sqrt{2}} \quad (\text{II.7})$$

Nous développons le potentiel en série de Taylor en puissance des champs, on obtient :

$$V = V_{const} + V_{linear} + V_{masse} + V_{cubic} + V_{quartic} \quad (\text{II.8})$$

avec V_{cubic} et $V_{quartic}$ sont des termes d'interactions faisant intervenir 3 et 4 champs, le terme V_{linear} est donné par :

$$V_{linear} = T_h \phi_h + T_1 \phi_1 + T_2 \phi_2 \quad (\text{II.9})$$

avec ϕ_h , ϕ_1 et ϕ_2 représentent la partie réelle des composantes neutres Φ^0 , S_1 et S_2 , respectivement :

$$\begin{aligned} T_h &= \frac{v_{EW}^2}{\sqrt{2}} (2\mu_H^2 + 2\lambda_H v_{EW}^2 + \lambda_4 v_1^2 + \lambda_5 v_2^2) \\ T_1 &= v_1^2 (2\mu_{S_1}^2 + \lambda_4 v_{EW}^2 + \lambda_1 v_1^2 + \lambda_3 v_2^2) \\ T_2 &= v_2^2 (2\mu_{S_2}^2 + \lambda_5 v_{EW}^2 + \lambda_3 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2) \end{aligned} \quad (\text{II.10})$$

Le potentiel V_{linear} est proportionnel linéairement aux champs ϕ_H , ϕ_1 et ϕ_2 . Le minimum de potentiel peut être obtenu en calculant $\frac{\partial V}{\partial \phi_H}|_{vev} = \frac{\partial V}{\partial \phi_1}|_{vev} = \frac{\partial V}{\partial \phi_2}|_{vev} = 0$. D'après 2.1., on obtient les relations suivant :

$$\begin{aligned} T_h &= 2\mu_H^2 + 2\lambda_H v_{EW}^2 + \lambda_4 v_1^2 + \lambda_5 v_2^2 = 0 \\ T_1 &= 2\mu_{S_1}^2 + \lambda_4 v_{EW}^2 + \lambda_1 v_1^2 + \lambda_3 v_2^2 = 0 \\ T_2 &= 2\mu_{S_2}^2 + \lambda_5 v_{EW}^2 + \lambda_3 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 = 0 \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

Ces conditions nous permettent de fixer μ_H^2 , $\mu_{S_1}^2$ et $\mu_{S_2}^2$ en fonction des autres paramètres du potentiel comme suit :

$$\begin{aligned} -2\mu_H^2 &= 2\lambda_H v_{EW}^2 + \lambda_4 v_1^2 + \lambda_5 v_2^2 \\ -2\mu_{S_1}^2 &= \lambda_4 v_{EW}^2 + \lambda_1 v_1^2 + \lambda_3 v_2^2 \\ -2\mu_{S_2}^2 &= \lambda_5 v_{EW}^2 + \lambda_3 v_1^2 + \lambda_2 v_2^2 \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

Puisque tous les paramètres dans le potentiel scalaire sont supposés réels, on n'a pas parlé de violation de CP, ce qui rend le modèle très attractif et simple.

2.2. Spectre de masse du TRSM

En effet, sur les 6 degrés de liberté induits par le doublet et les singlets de Higgs, 3 sont absorbés pour donner la masse aux bosons de jauge faible W^\pm et Z^0 , tandis que les trois champs non physiques impliquant les mêmes charges électriques ($Q = 0$) se mélangent, conduisant aux trois bosons de Higgs physiques massifs CP-even comme suit :

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \\ h_3 \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} \phi_H \\ \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}, \quad (\text{II.13})$$

avec R est une matrice unitaire 3×3 donnée par :

$$R = \begin{pmatrix} c_1 c_2 & s_1 c_2 & s_2 \\ -(c_1 s_2 s_3 + s_1 c_3) & c_1 c_3 - s_1 s_2 s_3 & c_2 s_3 \\ -c_1 s_2 c_3 + s_1 s_3 & -(c_1 s_3 + s_1 s_2 c_3) & c_2 c_3 \end{pmatrix} \quad (\text{II.14})$$

Les notations courtes c_i et s_i représentent $\cos \alpha_i$ et $\sin \alpha_i$, respectivement, où les angles de mélange α_i ($i = 1, 2, 3$), sont choisis de sorte qu'elle situent dans l'intervalle $[-\pi/2, \pi/2]$.

Normalement, dans un lagrangien simple contenant qu'un seul champ (Modèle Standard), la masse de la particule peut être lue directement. Dans notre cas, nous avons trois champs (Doublet H et deux Singlets $S_{1,2}$) mélangé dans nos termes de potentiel. Nous introduisons donc la matrice quartique de masse suivant :

$$M_{ab}^2 = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_a \partial \phi_b} \Big|_{\langle \phi_H \rangle = v_{EW}, \langle \phi_1 \rangle = v_1 \text{ et } \langle \phi_2 \rangle = v_2} \quad (\text{II.15})$$

Alors, pour déterminer la structure en masse du secteur scalaire de Higgs il faut diagonaliser la matrice M_{ab}^2 . En outre, Elle nous renseigne aussi bien sur les états physiques que sur les masses propres correspondantes.

Pour faciliter les calculs, on peut regrouper les termes en puissance des champs en gardant seulement les termes ayant une dérivée d'ordre inférieur à 3. Les termes d'ordre 0 ne sont pas importants puisque ce sont des constantes et ceux d'ordre 1 donneront 0 puisque nous situons au minimum du potentiel, donc nous gardons juste les termes d'ordre 2 (termes de mass) comme suit :

$$V_{masse} = (\phi_h \quad \phi_1 \quad \phi_2) M_S^2 \begin{pmatrix} \phi_h \\ \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \quad (\text{II.16})$$

où M_S^2 est la matrice de masse 3×3 calculer au minimum du potentiel définie par :

$$M_S^2 = \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_h^2} & \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_h \partial \phi_1} & \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_h \partial \phi_2} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_1 \partial \phi_h} & \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_1^2} & \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_1 \partial \phi_2} \\ \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_2 \partial \phi_h} & \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_2 \partial \phi_1} & \frac{\partial^2 V}{\partial \phi_2^2} \end{pmatrix} \quad (\text{II.17})$$

En utilisant le potentiel 2.1. et les équations de minimisation 2.1., on trouve :

$$M_S^2 = \begin{pmatrix} \lambda_H v_{EW}^2 & \sqrt{2} \lambda_4 v_{EW} v_1 & \sqrt{2} \lambda_5 v_{EW} v_2 \\ \sqrt{2} \lambda_4 v_{EW} v_1 & 2 \lambda_1 v_1^2 & \sqrt{2} \lambda_3 v_1 v_2 \\ \sqrt{2} \lambda_4 v_{EW} v_2 & \sqrt{2} \lambda_3 v_1 v_2 & 2 \lambda_2 v_2^2 \end{pmatrix} \quad (\text{II.18})$$

Les états propres de cette matrice sont obtenus en faisant une transformation orthogonale à l'aide de la matrice de rotation donnée dans l'équation II.14 comme suit :

$$diag(m_{h_1}^2, m_{h_2}^2, m_{h_3}^2) = R M_S^2 R^T \quad (\text{II.19})$$

2.3. Les couplages λ_i en terme des masses physiques

Comme décrit précédemment, il existe 6 paramètres quartiques caractérisant le potentiel de TRSM. Ainsi, ces paramètres peuvent être exprimés en terme des masses physiques $m_{h_i}^2$, ($i = 1, 2, 3$), les angles de mélange α et les $vevs$ (v_{EW} , v_1 et v_2). En tenant compte des conditions de minimisation EWSB (l'éqs 2.1.) qui donnent les masses et l'éq 2.2.. On obtient ces expressions :

$$\begin{aligned}
 \lambda_H &= \frac{1}{2v_{EW}^2} \sum_{i=1}^3 R_{i1}^2 m_{h_i}^2, & \lambda_1 &= \frac{1}{v_1^2} \sum_{i=1}^3 R_{i2}^2 m_{h_i}^2, \\
 \lambda_2 &= \frac{1}{v_2^2} \sum_{i=1}^3 R_{i3}^2 m_{h_i}^2, & \lambda_3 &= \frac{1}{v_1 v_2} \sum_{i=1}^3 R_{i2} R_{i3} m_{h_i}^2, \\
 \lambda_4 &= \frac{1}{v_1 v_{EW}} \sum_{i=1}^3 R_{i1} R_{i2} m_{h_i}^2, & \lambda_5 &= \frac{1}{v_2 v_{EW}} \sum_{i=1}^3 R_{i1} R_{i3} m_{h_i}^2.
 \end{aligned} \tag{II.20}$$

D'après ce qui précède, il est clair que les différents paramètres dans le potentiel jouent un rôle très important dans la détermination du spectre de masse dans ce modèle. En effet, cette détermination exigerait non seulement des contraintes pour les états de Higgs, mais aussi la détermination expérimentale des masses et des couplages de ces états entre eux, et avec le secteur de jauge du modèle.

2.4. Couplages des bosons de Higgs dans TRSM

Couplages avec les bosons de Jauge

Dans ce paragraphe, on va déterminer les différents couplages des bosons de Higgs physiques h_i , ($i = 1, 2, 3$) aux bosons de jauge (W^\pm , Z^0 , γ). Ces couplages sont obtenus à partir du terme cinétique du lagrangien donné par l'éq 2.1. faisant intervenir la dérivée covariante, comme au Modèle Standard :

$$\mathcal{L}_s = (D_\mu H)^\dagger D^\mu H \tag{II.21}$$

Si on choisit une direction particulière, la symétrie est brisée et le champ de Higgs dans le vide est défini généralement par :

$$H = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_{EW} + \phi_H) \end{pmatrix} \tag{II.22}$$

En utilisant l'équation II.13, on exprime le doublet H de Higgs dans la base des états physiques comme suite :

$$H = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v_{EW} + \sum_{i=1}^3 R_{i1} h_i) \end{pmatrix} \tag{II.23}$$

En remplaçant l'expression de D_μ dans l'équation II.21 en tenant compte les matrices de Pauli (τ^1, τ^2 et τ^3), le lagrangien cinétique (éq II.21) devient :

$$\mathcal{L}_s = \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu - i \frac{e}{\sin 2\theta w} Z_\mu & -\frac{i}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \\ -\frac{i}{\sqrt{2}} W_\mu^- & \partial_\mu + ie A_\mu + ie \cot 2\theta w Z_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (v_{EW} + \sum_{i=1}^3 R_{i1} h_i) \end{pmatrix} \right|^2 \quad (\text{II.24})$$

Si on développe les calculs en faisant intervenir les champs de Higgs physiques, on obtient deux types de couplages :

- 1- Contient un seul Higgs et deux bosons de Jauge $V_\mu V_\nu h_i$
- 2- Ainsi que le couplage entre deux bosons de Higgs et deux bosons de Jauge $V_\mu V_\nu h_i h_j$. Il est intéressant de faire ici quelques remarques sur ces couplages :

→ Dans le cas des couplages $V_\mu V_\nu h_i$

Les photons sont non massifs, on n'a pas donc les couplages $h_i - \gamma\gamma$ et $h_i - Z\gamma$

Les couplages $g_{h_1 V_\mu V_\nu}$, $g_{h_2 V_\mu V_\nu}$ et $g_{h_3 V_\mu V_\nu}$ sont complémentaires :

$$\sum_i^3 g_{h_i V_\mu V_\nu}^2 = g_{SM}^2 \quad (\text{II.25})$$

→ L'invariance sous CP interdit les couplages de type $V_\mu h_i h_j$

Couplages des bosons de Higgs aux fermions

Le lagrangien qui couple les fermions et les bosons de Higgs est donné par le lagrangien de Yukawa suivant :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{i,j}^3 (-\lambda_u^{ij} \bar{Q}_L^i H^c u_R^j - \lambda_d^{ij} \bar{Q}_L^i H d_R^j - \lambda_e^{ij} \bar{L}_L^i H e_R^j) + cc \quad (\text{II.26})$$

avec λ sont les couplages de Yukawa, Q et L représentent les doublets de chiralité gauche, alors que u_R , d_R et e_R sont les singlets de chiralité droite des familles de quarks et de leptons.

On substitue H dans \mathcal{L}_{Yukawa} par son expression II.23, et après la brisure de symétrie électrofaible (SSB), on obtient les termes d'interaction de Higgs avec les fermions :

$$\mathcal{L}_{h_i f f} = - \sum_i^3 \frac{m_f}{v_{EW}} R_{i1} h_i f \bar{f} \quad (\text{II.27})$$

Dans ce modèle, tous les couplages des états propres de masse h_i aux particules de SM sont hérités du doublet de Higgs H par la rotation aux états propres de masse, de sorte que :

$$g_i \equiv R_{i1} g^{SM} \quad (\text{II.28})$$

Les règles de Feynman pour tous les couplages possibles des particules scalaires h_i aux particules de SM sont données par :

$$g_{h_i VV} = ig_{\mu\nu} \frac{2m_V^2}{v_{EW}} R_{i1}, \quad g_{h_i ff} = i \frac{m_f}{v_{EW}} R_{i1}, \quad g_{h_i h_i VV} = ig_{\mu\nu} \frac{2m_V^2}{v_{EW}^2} R_{i1}^2 \quad (\text{II.29})$$

Les couplages de Higgs

Avec la découverte de la particule de Higgs dans ATLAS et CMS avec une masse $\sim 125 \text{ GeV}$, et afin d'établir le mécanisme de Higgs pour la brisure de la symétrie électrofaible, nous devons mesurer non seulement les couplages de Higgs aux fermions et les bosons de jauge, mais aussi l'auto-couplage triple et quartique du boson de Higgs qui est nécessaires à la reconstruction potentielle de Higgs. La mesure des couplages triples et quartiques, si précis assez, peut aider à distinguer entre les différentes extensions SM. Ainsi, présentent un intérêt phénoménologique particulier dans le *TRSM*.

Nous substituons H dans le potentiel donné dans l'éq 2.1. par son expression dans la base physique (l'éq II.23), puis, en utilisant l'éq II.20, ils peuvent être exprimés directement en fonction des paramètres du modèle. Le couplage c_{ijj} de $h_i h_j h_j$ est défini par :

$$V \supset \frac{h_i h_j^2}{2} \left(\sum_a \frac{R_{ia} R_{ja}^2}{v_a} \right) (m_{h_i}^2 + 2m_{h_j}^2) \equiv \frac{1}{2} c_{ijj} h_i h_j h_j \quad (\text{II.30})$$

De même, le couplage c_{ijk} de trois scalaires différents $h_i h_j h_k$ est donné par :

$$V \supset h_i h_j h_k \left(\sum_a \frac{R_{ia} R_{ja} R_{ka}}{v_a} \right) \left(\sum_b m_{h_b}^2 \right) \equiv \frac{1}{2} c_{ijk} h_i h_j h_k \quad (\text{II.31})$$

De la même manière, l'auto-couplage triple c_{iii} de Higgs donné par :

$$V \supset \frac{h_i^3}{2} \left(\sum_a \frac{R_{ia}^3}{v_a} \right) m_{h_i}^2 \equiv \frac{1}{3!} c_{iii} h_i^3 \quad (\text{II.32})$$

où les expressions de c_{iii} , c_{ijj} et c_{ijk} sont donnée dans annexe 10.

3. Contraintes théoriques et expérimentales du Modèle TRSM

Cette section est consacrée à un aperçu sur les contraintes théoriques et expérimentales qui peuvent limiter l'espace des paramètres du notre modèle baptisé *TRSM*. La plupart de ces contraintes proviennent des implications phénoménologiques de la présence des nouveaux états scalaires h_1 , h_2 et h_3 , (BFB) pour que le potentiel soit borné inférieurement, structure de vide, aussi contraintes d'unitarité.

3.1. Introduction

En général, toutes les extensions du SM sont soumises à un grand nombre de contraintes théoriques et expérimentales. De manière assez générale, les conditions suivantes doivent être remplies pour avoir une description perturbative fiable du modèle :

- (i) Le potentiel scalaire du modèle à deux singlets de Higgs doit être borné inférieurement dans toutes les directions.
- (ii) La matrice de tous les processus de diffusion scalaires $2 \rightarrow 2$ doit être unitaire, cette condition est imposée en utilisant l'unitarité perturbative, qui donne une limite supérieure aux coefficients de l'expansion partielle des ondes pour la matrice de diffusion M_i
- (iii) Nous forçons également le potentiel à être perturbatif en imposant que tous les couplages quartiques du potentiel scalaire dans l'éq 2.1. doivent être inférieures à 4π .

Lors de l'étude des contraintes d'unitarité, souvent on considère juste les diffusions élastiques entre les champs physiques $S_1 S_2 \rightarrow S_3 S_4$ (S_i est un scalaire de Higgs) pour déterminer des limites sur les masses des bosons de Higgs. Dans la deuxième section, on va rappeler les contraintes d'unitarité pour le MSM en calculant les différents processus de diffusion scalaire. Dans la troisième section, on suivra la même démarche pour le TRSM en considérant la matrice scalaire S la plus générale et complète, qui tient compte des canaux des processus de diffusion scalaire-scalaire, scalaire-boson de jauge, et entre deux bosons de jauge. Enfin, Nous fournissons plus de détails sur les contraintes BFB.

3.2. Contraintes d'unitarité dans le MSM

Dans le Modèle Standard, le boson de Higgs ne permet pas seulement de donner une masse aux particules, il sert aussi à régulariser la section efficace de diffusion des processus des di-bosons (comme à $W^+ W^- \rightarrow W^+ W^-$). L'unitarité de la matrice S de diffusion $SS^+ = 1$, garantit la conservation de la normalisation et de l'orthogonalité des états correspondants aux canaux des processus de diffusion. En prenant comme principe de base que l'unitarité doit être asymptotiquement conservée à très haute énergie, nous allons étudier les contraintes d'unitarité en calculant les processus de diffusion scalaires. L'amplitude M d'un processus de diffusion peut se développer sur la base des polynômes de Legendre comme suit :

$$M(s, t, u) = 16\pi \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) P_J(\cos \theta) a_J(s) \quad (\text{II.33})$$

où s, t, u sont les variables de Mandelstam, $a_J(s)$ est l'amplitude d'onde partielle de moment angulaire orbital J . P_J sont les polynômes de Legendre et θ est l'angle de diffusion.

À très haute énergie, le théorème d'équivalence montre que l'amplitude d'un processus de diffusion, contenant un ou plusieurs bosons de jauge longitudinaux V_L^μ , est approximativement égale à l'amplitude, purement scalaire dans laquelle les bosons de jauge ont été remplacés par les bosons de Goldstone correspondant. On a donc l'approximation suivante :

$$M(V_L^1 V_L^2 \rightarrow V_L^3 V_L^4) \approx M(G_1 G_2 \rightarrow G_3 G_4) \quad (\text{II.34})$$

où V_L^i sont les bosons de jauge vectoriels longitudinaux, G_i sont les bosons de Goldstone correspondant. La section efficace différentielle est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} |M^2| \quad (\text{II.35})$$

avec $d\Omega = 2\pi d \cos \theta$. En utilisant l'orthogonalité des polynômes de Legendre, et on remplaçant l'amplitude M dans II.35, on trouve :

$$\sigma = \frac{16\pi}{s} \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) |a_J(s)|^2 \quad (\text{II.36})$$

Le théorème optique permet de lier la section efficace σ à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion par :

$$\sigma = \frac{1}{s} \text{Im}[M(\theta = 0)] \quad (\text{II.37})$$

qui implique les conditions d'unitarité pour les ondes partielles a_l :

$$\begin{aligned} |a_J(s)|^2 &= (\text{Re}(a_J))^2 + (\text{Im}(a_J))^2 = \text{Im}(a_J) \\ \Rightarrow (\text{Re}(a_J))^2 + (\text{Im}(a_J) - \frac{1}{2})^2 &= \frac{1}{4} \end{aligned} \quad (\text{II.38})$$

L'équation II.38 n'est que l'équation d'un cercle de rayon $1/2$ et de centre $(0, 1/2)$ dans le plan $[\text{Re}(a_J), \text{Im}(a_J)]$. La partie réelle est donc comprise entre $-1/2$ et $1/2$, alors :

$$|\text{Re}(a_J)| < 1/2 \quad (\text{II.39})$$

Si l'on considère l'amplitude de l'onde partielle S , dominé par $J = 0$, et les masses externes (boson scalaire) sont nulles, alors :

$$a_0 = \frac{1}{16\pi^2 s} \int_{-s}^0 dt |M| = -\frac{m_h^2}{16\pi v^2} \left(2 + \frac{m_h^2}{s - m_h} - \frac{m_h^2}{s} \text{Ln}\left(1 + \frac{s}{m_h^2}\right) \right) \quad (\text{II.40})$$

À très hautes énergies $s \gg m_h^2$, la contribution dominante dans l'amplitude du processus de diffusion à deux corps est celle qui correspond au diagramme du couplage quartique Q entre $S_1 S_2 S_3 S_4$. Par conséquent, la contrainte d'unitarité $|a_0| < 1$, cette équation nous permet d'obtenir la limite supérieure sur la masse de boson de Higgs :

$$|a_0| \approx \frac{m_h^2}{8\pi v^2} < \frac{1}{2} \quad (\text{II.41})$$

Donc

$$m_h^2 < 4\pi v^2 \approx (870 \text{ GeV})^2 \quad (\text{II.42})$$

Le canal $W_L^+ W_L^-$ considéré ici peut être couplé aux canaux $Z_L Z_L$, HH , $Z_L H$, $W_L^+ H$ et $W_L^+ Z_L$, les deux derniers chargés ne se couplent pas aux première neutres à cause de la conservation de la charge. Tenant compte de ces canaux, l'amplitude de diffusion est engendrée par une matrice (6×6) diagonale en bloc, une matrice (4×4) qui correspond aux canaux neutres, et l'autre (2×2) correspond à ceux chargés. On peut avoir l'amplitude de diffusion qui correspond au processus $W_L^+ W_L^+ \rightarrow W_L^+ W_L^+$ dans le Modèle Standard, en remplaçant le doublet de Higgs dans le potentiel I.26 :

$$H = \left(\begin{array}{c} \phi^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + h + i\phi^0) \end{array} \right)$$

Ce qui donne à l'aide de *mathematica* les couplages quartiques suivantes :

$$\begin{aligned} \phi^+\phi^-\phi^+\phi^- &= 4\lambda & \phi^+\phi^-\phi^0\phi^0 &= 2\lambda & \phi^+\phi^-hh &= 2\lambda \\ \phi^0\phi^0\phi^0\phi^0 &= 6\lambda & \phi^0\phi^0hh &= 2\lambda & hhhh &= 6\lambda \end{aligned}$$

où $m_h^2 = 4\lambda v^2$, alors la matrice de diffusion totale écrite dans la base $\{W_L^+W_L^-, \frac{1}{\sqrt{2}}Z_LZ_L, \frac{1}{\sqrt{2}}HH, Z_LH, W_L^+H, W_L^+Z_L\}$ (le facteur $\frac{1}{\sqrt{2}}$ pour des particules identiques), prend la forme :

$$a_0 = \frac{m_h^2}{v^2} \begin{pmatrix} 1 & \frac{\sqrt{2}}{4} & \frac{\sqrt{2}}{4} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\sqrt{2}}{4} & \frac{3}{4} & \frac{1}{4} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{\sqrt{2}}{4} & \frac{1}{4} & \frac{3}{4} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \quad (\text{II.43})$$

Cette matrice admet six valeurs propres. Pour que les différents canaux de diffusion cités déjà satisfassent aux contraintes d'unitarité, il suffit que la valeur propre maximale la respecte :

$$\begin{aligned} |Q(S_1S_2S_3S_4)| &< 8\pi \\ \frac{3m_h^2}{2v^2} < 8\pi &\rightarrow m_h^2 < \frac{16}{3}\pi v^2 = (710\text{GeV})^2 \end{aligned} \quad (\text{II.44})$$

D'après les limites précédentes sur la masse du boson de Higgs, on déduit que la limite engendrée dans le cas couplé est légèrement inférieure à celle donnée dans le cas non couplé. Cela en générale veut dire que la masse de Higgs ne peut pas dépasser ces bornes. Mais, cela nous indique les limites de validité de la théorie de perturbation. En effet, pour un Higgs de masse plus grande que les bornes, le secteur électrofaible deviendra fortement interagissant. Par conséquent, si $m_h \ll \sqrt{s}$ l'équation II.40 devient :

$$a_0 \simeq -\frac{s}{32\pi v^2} \quad (\text{II.45})$$

Donc, la condition d'unitarité devient :

$$\sqrt{s} < \sqrt{s_c} = \sqrt{16\pi v^2} = 1.7\text{TeV} \quad (\text{II.46})$$

où s_c est l'énergie critique au centre de masse pour laquelle l'unitarité est violée.

3.3. Contraintes dans le TRSM

Contraintes d'unitarité dans le TRSM

De même que dans le *MSM*, ces contraintes d'unitarité proviennent de l'amplitude de diffusion des bosons de jauge longitudinaux et de l'amplitude de diffusion des bosons scalaires.

Pour contraindre les paramètres de potentiels scalaires du *TRSM*, on peut exiger que l'unitarité au niveau de l'arbre soit préservée dans une variété de processus de diffusion : diffusion scalaire-scalaire, diffusion boson de jauge-boson de jauge, et diffusion scalaire-boson de jauge. Afin de construire ces contraintes d'unitarité, nous adopterons la technique introduite dans [39] et on va se limiter aux processus de diffusion purement scalaires dominés par les interactions quartiques, avec la contrainte imposée aux couplages quartiques $Q(S_1 S_2 S_3 S_4)$ à quatre particules scalaires S_1, S_2, S_3 et S_4 qui vérifient $|Q| < 8\pi$.

Ces processus de diffusion scalaires donnent une matrice S exprimée dans la base des champs physique difficile à diagonaliser, il faut donc l'exprimer dans la base des champs non physique. Pour cela on donne le doublet de Higgs H et les singlets S_1 et S_2 dans la base non physique $(a, a^*, b, b^*, S_1, S_2)$.

Pour obtenir les contraintes d'unitarité sur les masses scalaires, nous allons adopter la technique mentionnée dans la référence [99] :

$$H = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}, \quad H^\dagger = (a^* \quad b^*), \quad S_1 = S_1^*, \quad S_2 = S_2^* \quad (\text{II.47})$$

où a and b sont des champs complexe, donc :

$$V_4 = \frac{\lambda_H}{2} (a^* a^* a a + b^* b^* b b + 2a^* b^* a b) + \frac{\lambda_1}{2} S_1^4 + \frac{\lambda_2}{2} S_2^4 + \lambda_3 S_1^2 S_2^2 + (a^* a + b^* b)(\lambda_4 S_1^2 + \lambda_5 S_2^2) \quad (\text{II.48})$$

Il existe sept canaux de diffusion à deux particules (Q est la charge électrique, T_3 est la troisième composante de l'isospin faible)

1. Le canal $Q = 2, T_3 = 1$, avec un seul état aa
2. Le canal $Q = 0, T_3 = -1$, avec un seul état bb
3. Le canal $Q = 1, T_3 = 0$, avec un seul état ab
4. Le canal $Q = 1, T_3 = 1$, avec un seul état ab^*
5. Le canal $Q = 1, T_3 = 1/2$, avec avec deux états aS_1 et aS_2
6. Le canal $Q = 0, T_3 = -1/2$, avec avec deux états bS_1 et bS_2
7. Le canal $Q = 0, T_3 = 0$, avec cinq états $S_1^2, S_2^2, S_1 S_2, a^* a$ et $b^* b$

Afin de dériver les conditions d'unitarité, il faut écrire les matrices de diffusion pour les paires d'un état entrant et d'un état sortant avec les mêmes Q et T_3 .

Il y a sept canaux de diffusion à deux particules. L'ensemble complet des processus de diffusion scalaire peut être exprimer comme une matrice de $S(8 \times 8)$ composée de 3 sous-matrice $[M(1 \times 1), M(2 \times 2), M(5 \times 5)]$. Elles sont exprimées dans des différentes bases en

terme de champs non physique, qui ne se couple pas entre elles et elle est facile à diagonaliser, ceci est dû à la conservation de la charge qui exige d'avoir la même nombre de charge dans l'état initiale que dans l'état finale. Les éléments de ces sous-matrices sont les couplages quartiques dans les processus de diffusion.

On trouve la première sous-matrice M_1 correspond au processus de diffusion pour les canaux 1, 2, 3 et 4 prend la forme suivante :

$$M_1 = (\lambda_H) \quad (\text{II.49})$$

La seconde sous-matrice M_2 correspond aux processus de diffusion pour les canaux 5 et 6 possède la forme suivante :

$$M_2 = \begin{pmatrix} 2\lambda_4 & 0 \\ 0 & 2\lambda_5 \end{pmatrix} \quad (\text{II.50})$$

La sous-matrice M_2 possède les 2 valeurs propres distinctes suivantes :

$$e_1 = 2\lambda_4, \quad \text{et} \quad e_2 = 2\lambda_5 \quad (\text{II.51})$$

La troisième sous-matrice M_3 , correspondant aux processus de diffusion pour le canal 7 est donnée par :

$$M_3 = \begin{pmatrix} 6\lambda_1 & 2\lambda_3 & 0 & \sqrt{2}\lambda_4 & \sqrt{2}\lambda_4 \\ 2\lambda_3 & 6\lambda_2 & 0 & \sqrt{2}\lambda_5 & \sqrt{2}\lambda_5 \\ 0 & 0 & 4\lambda_3 & 0 & 0 \\ \sqrt{2}\lambda_4 & \sqrt{2}\lambda_5 & 0 & 2\lambda_H & \lambda_H \\ \sqrt{2}\lambda_4 & \sqrt{2}\lambda_5 & 0 & \lambda_H & 2\lambda_H \end{pmatrix} \quad (\text{II.52})$$

La matrice II.52 est similaire à la matrice suivante :

$$M_3 = \begin{pmatrix} 6\lambda_1 & 2\lambda_3 & 2\lambda_4 & 0 & 0 \\ 2\lambda_1 & 6\lambda_3 & 2\lambda_5 & 0 & 0 \\ 2\lambda_4 & 2\lambda_5 & 3\lambda_H & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 4\lambda_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \lambda_H \end{pmatrix} \quad (\text{II.53})$$

Il est clair que la matrice M_1 admet 5 valeurs propres distinctes données comme suit :

$$e_3 = 4\lambda_3, \quad \text{et} \quad e_4 = \lambda_H \quad (\text{II.54})$$

Ainsi les valeurs propres de la matrice suivante :

$$M_3 = \begin{pmatrix} 6\lambda_1 & 2\lambda_3 & 2\lambda_4 \\ 2\lambda_1 & 6\lambda_3 & 2\lambda_5 \\ 2\lambda_4 & 2\lambda_5 & 3\lambda_H \end{pmatrix} \quad (\text{II.55})$$

Grâce à un programme de *Mathematica*, on montre que la sous-matrice II.55 possède trois autres valeurs propres e_5 , e_6 et e_7 .

Les conditions d'unitarité sont les suivantes : les valeurs propres de toutes les matrices de diffusion doivent être inférieures à 8π :

$$|M_i| < 8\pi \quad (\text{II.56})$$

Ainsi, dans notre cas :

$$|\lambda_H| < 4\pi, \quad (\text{II.57})$$

$$|\lambda_3|, |\lambda_4|, |\lambda_5| < 8\pi, \quad (\text{II.58})$$

$$|x_{1,2,3}| < 16\pi \quad (\text{II.59})$$

où $x_{1,2,3} \equiv e_{5,6,7}$ sont les racines d'une équation polynomial d'ordre 3 suivant :

$$\begin{aligned} P(x) = & x^3 + x^2(-12\lambda_H - 6\lambda_1 - 6\lambda_2) + x [72\lambda_H(\lambda_1 + \lambda_2) - 4(\lambda_4^2 + \lambda_5^2) \\ & + 36\lambda_1\lambda_2 - \lambda_3^2] + 12\lambda_H\lambda_3^2 + 24\lambda_4^2\lambda_2 + 24\lambda_5^2\lambda_2 - 8\lambda_4\lambda_5\lambda_3 - 432\lambda_H\lambda_1\lambda_2. \end{aligned} \quad (\text{II.60})$$

De plus, les contraintes d'unitarité ci-dessus doivent être complétées par les contraintes *BFB*, ce qui sera discuté dans le paragraphe suivant.

Contraintes BFB dans le TRSM

La stabilité du vide exige que le potentiel scalaire du modèle *TRSM* donné dans l'équation (2.1.) doit être borné inférieurement dans toutes les directions de l'espace-champ quand les champs scalaires deviennent assez-large. Ces contraintes qu'on va les noter dans ce qui suit par *BFB* sont déjà étudiés à l'arbre dans nombreux papiers. Dans cette section, on va dériver à l'arbre toutes les conditions *BFB* (Bounded-from-below) nécessaires, suffisantes, et qui restent valides dans toutes les directions de l'espace champs, afin que le potentiel précédent soit borné inférieurement.

Il est évident que pour des valeurs assez-large des champs (c-à-d quand les masses des champs physiques deviennent plus grandes), le potentiel scalaire de l'éq (2.1.) est généralement dominé par les termes quartiques des champs non-physiques. Il est donné par :

$$V_4 = \frac{\lambda_H}{2}(H^\dagger H)^2 + \frac{\lambda_1}{2}S_1^4 + \frac{\lambda_2}{2}S_2^4 + \lambda_3(S_1S_2)^2 + H^\dagger H(\lambda_4S_1^2 + \lambda_3S_2^2) \quad (\text{II.61})$$

Alors pour procéder au cas le plus général, nous adoptons une paramétrisation différente des champs qui se révèle pour permettre de résoudre le problème complet. Nous allons définir alors une paramétrisation :

$$X = H^\dagger H, \quad Y = S_1^2 \quad \text{et} \quad Z = S_2^2 \quad (\text{II.62})$$

Avec cette paramétrisation V_4 peut être reformulée sous la forme simple suivante :

$$V_4 = \frac{\lambda_H}{2}X^2 + \frac{\lambda_1}{2}Y^2 + \frac{\lambda_2}{2}Z^2 + \lambda_3(YZ) + X(\lambda_4Y + \lambda_3Z) \quad (\text{II.63})$$

On peut écrire :

$$V_4 = \frac{1}{2} (X \ Y \ Z) \begin{pmatrix} \lambda_H & \lambda_4 & \lambda_5 \\ \lambda_4 & \lambda_1 & \lambda_3 \\ \lambda_5 & \lambda_3 & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} \quad (\text{II.64})$$

avec X , Y et Z sont des quantités définies positives indépendantes les unes des autres. Pour que V_4 soit positif, la matrice carrée dans l'équation (II.64) doit être *copositive* [40]. Une matrice symétrique réelle M est *copositive* si $x^T M x > 0$ pour tout vecteur x avec des composantes non négatives. Une condition nécessaire pour qu'une matrice réelle $n \times n$ soit *copositive* est que toutes ses $(n-1) \times (n-1)$ sous-matrices principales soient également *copositives*.

L'étude de V_4 (l'éq II.64) sera donc suffisante pour obtenir toutes les contraintes. Afin d'entamer cette étude, on va considérer les cas suivants :

1. Si on considère l'espace des champs en tenant compte juste les composantes identiques XX , YY et ZZ , on trouve :

$$(\lambda_H), \quad (\lambda_1), \quad (\lambda_2) \quad (\text{II.65})$$

2. Si on prend l'espace des champs en tenant compte des composantes différentes XY , XZ et YZ :

$$\begin{pmatrix} \lambda_H & \lambda_4 \\ \lambda_4 & \lambda_1 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \lambda_H & \lambda_5 \\ \lambda_5 & \lambda_2 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_3 \\ \lambda_3 & \lambda_2 \end{pmatrix} \quad (\text{II.66})$$

Une matrice réelle 1×1 (a) est *copositive* si $a > 0$, une matrice réelle 2×2 $\begin{pmatrix} a & c \\ c & b \end{pmatrix}$ est *copositive* si $a > 0$, $b > 0$ et $c > -\sqrt{ab}$.

Par conséquent, pour que le potentiel soit borné inférieurement ($V_4 > 0$), cela conduit aux conditions BFB suivantes [81] :

$$\begin{aligned} \lambda_H, \lambda_1, \lambda_2 &> 0 \\ a_1 &\equiv \lambda_4 + \sqrt{\lambda_H \lambda_1} > 0 \\ a_2 &\equiv \lambda_5 + \sqrt{\lambda_H \lambda_2} > 0 \\ a_3 &\equiv \lambda_3 + \sqrt{\lambda_1 \lambda_2} > 0 \\ a_4 &\equiv \sqrt{\lambda_H \lambda_1 \lambda_2} + \lambda_4 \sqrt{\lambda_2} + \lambda_5 \sqrt{\lambda_1} + \lambda_3 \sqrt{\lambda_H} \\ &+ 2\sqrt{a_1 a_2 a_3} > 0, \end{aligned} \quad (\text{II.67})$$

Bien que cela fournisse un moyen d'évaluation très efficace et fiable, *BFB* reste une condition insuffisante pour contraindre les paramètres d'espace.

On peut rappeler que les couplages quartiques impliquant S_i^2 et S_i^4 sont particulièrement intéressants, c'est pourquoi les contraintes ci-dessus sont étroitement corrélées avec la perturbativité, où les valeurs absolues de tous les couplages quartiques sans dimension doivent être inférieure à 4π ($\lambda_{H,1..5} \leq 4\pi$)

Contraintes expérimentales dans le TRSM

Une théorie BSM avec un secteur scalaire étendu ne peut être phénoménologiquement viable que si (i) elle présente un boson de Higgs cohérent avec les propriétés observées du boson de Higgs au LHC, et (ii) les états scalaires restants du modèle sont pas en conflit avec les résultats nuls dans les recherches de collisionneurs pour des états scalaires supplémentaires. Pour ce dernier, outre l'expérience actuelle avec collisionneur (LHC), il peut également être important de tenir compte des limites des expériences passées avec des collisionneurs (LEP, Tevatron). Il est alors intéressant de se demander comment ces contraintes de collisionneur se comparent à d'autres sondes complémentaires pour les effets BSM , et quelles sont les perspectives futures d'une découverte/exclusion du modèle.

Les contraintes expérimentales suivantes sont prises en compte au niveau de confiance de 95% CL. :

- 1- Les paramètres obliques Il convient de souligner que, puisque les champs singlets ne contribuent pas aux masses de bosons de jauge, il n'y a pas de déviation de la prédiction du paramètre ρ dans le TRSM et le SM. Ainsi, en supposant que le $U_{TRSM} \approx 0$, les seules corrections radiatives des paramètres électrofaibles au sein de ce modèle proviennent des paramètres obliques S et T , où la contribution majeure provient des boucles impliquant les nouveaux scalaires singlets. Dans notre étude, nous adopterons la définition générale introduite dans [82], et en accord avec la matrice de rotation donnée par l'éq II.14, les expressions correspondantes sont indiquées comme :

$$\begin{aligned}
 S_{\text{TRSM}} = & \left\{ (R_{11}^2 + R_{21}^2 - 1) \ln(m_{h_1}^2) + (R_{12}^2 + R_{22}^2) \ln(m_{h_2}^2) \right. \\
 & + (R_{13}^2 + R_{23}^2) \ln(m_{h_3}^2) + (c_1^2 c_2^2 - 1) G(m_{h_1}^2, m_Z^2) \\
 & \left. + s_1^2 c_2^2 G(m_{h_2}^2, m_Z^2) + s_2^2 G(m_{h_3}^2, m_Z^2) \right\} / (24\pi)
 \end{aligned} \tag{II.68}$$

$$\begin{aligned}
 T_{\text{TRSM}} = & 3 \left\{ (1 - c_1^2 c_2^2) \left[F(m_Z^2, m_{h_1}^2) - F(m_W^2, m_{h_1}^2) \right] \right. \\
 & + s_1^2 c_2^2 \left[F(m_Z^2, m_{h_2}^2) - F(m_W^2, m_{h_2}^2) \right] \\
 & \left. + s_2^2 \left[F(m_Z^2, m_{h_3}^2) - F(m_W^2, m_{h_3}^2) \right] \right\} / (16\pi s_w^2 m_W^2)
 \end{aligned} \tag{II.69}$$

où R_{ij} sont les éléments de la matrice II.14 et $G(I, J)$ et $F(I, J)$ sont deux fonctions mathématiques données par [83] :

$$\begin{aligned}
 G(I, J) = & -\frac{79}{3} + 9\frac{I}{J} - 2\frac{I^2}{J^2} + \left(-10 + 18\frac{I}{J} - 6\frac{I^2}{J^2} + \frac{I^3}{J^3} \right. \\
 & \left. - 9\frac{I+J}{I-J} \right) \ln(J) + \left(12 - 4\frac{I}{J} + \frac{I^2}{J^2} \right) \frac{f(I, I^2 - 4IJ)}{J} \\
 F(I, J) = & \begin{cases} \frac{I+J}{2} - \frac{IJ}{I-J} \ln \frac{I}{J} & \Leftarrow I \neq J, \\ 0 & \Leftarrow I = J. \end{cases}
 \end{aligned} \tag{II.70}$$

avec

$$f(t, r) \equiv \begin{cases} \sqrt{r} \ln \left| \frac{t - \sqrt{r}}{t + \sqrt{r}} \right| & \Leftarrow r > 0, \\ 0 & \Leftarrow r = 0, \\ 2\sqrt{-r} \arctan \frac{\sqrt{-r}}{t} & \Leftarrow r < 0. \end{cases} \quad (\text{II.71})$$

Expérimentalement, nous avons [84] :

$$T = 0.07 \pm 0.06 \quad , \quad S = 0.02 \pm 0.07 \quad (\text{II.72})$$

Les TRSM appartiennent à la région autorisée 2σ de ces paramètres obliques.

- 2- En accord avec la masse du boson W observée $M_W = 80.035 \pm 0.015 \text{ GeV}$ [85].
- 3- En accord avec les limites des recherches directes sur la particule de Higgs au LEP, Tevatron, et le LHC utilisant *HiggsBounds5.2.0beta* [87].
- 4- En accord avec les intensités de signal observées de Higgs de 125 GeV utilisant *HiggsSignals-2.2.0beta* [88].

4. Conclusion

Notre objectif dans ce chapitre était l'étude des généralités sur le modèle standard plus deux singlets. Dans un premier temps, et après une introduction de quelques alternatives et/ou extensions du *MSM*, nous avons décrit le *TRSM*, en tant qu'extension nonsupersymétrique du *MSM* et en définissant le potentiel scalaire ainsi que le secteur scalaire et leur matrice de masse. Cette extension contient trois champs de Higgs scalaires neutres qui se mélangent, après avoir développé ses *vevs*, conduisant à trois bosons de Higgs, à savoir, h_1 , h_2 et h_3 . Par la suite, nous étudions les contraintes théoriques et expérimentales qui y inclussent : les contraintes d'unitarité perturbative, les contraintes *BFB* pour que le potentiel soit borné inférieurement (Boundedness from below), perturbativité et la stabilité du vide, en examinant tout le secteur scalaire de Higgs. En se basant sur ces contraintes, on a établi les bornes théoriques sur les masses des bosons de Higgs physiques en tenant compte des dernières contraintes expérimentales du LHC.

Critères de naturalité et phénoménologie

*“Soit A un succès dans la vie. Alors $A = x + y + z$, où
 $x = travailler$, $y = s’amuser$, $z = se taire.$ ”
Albert Einstein (1879-1955)*

1. Les conditions de Veltman

1.1. Introduction

Malgré ses succès expérimentaux, le modèle standard avec un seul doublet de Higgs a pas mal de questions qui n’ont pas de réponse. Deux de ces questions majeures sont le problème de la hiérarchie et l’existence de la matière noire (DM). On pourrait même ajouter l’origine de la masse des neutrinos, il est certain que MSM n’est qu’une théorie effective d’une théorie plus complète qui demeure inconnue. A cet égard, La masse du boson de Higgs reçoit une correction quantique quadratiquement divergente ($m_H^2 \rightarrow m_H^2 + \delta m_H^2$), car il n’y a pas de symétrie pour protéger la masse scalaire, comme la symétrie de jauge pour les bosons de jauge ou la symétrie chirale pour les fermions, recevoir des corrections quantiques additives proportionnelles à Λ^2 .

Dés le début, l’annulation des divergences quadratiques a été et continue d’être importante pour aider notre compréhension de la physique fondamentale des particules. La première étude précise du sujet dans le modèle standard (SM) a été initialement émise par Decker et Pestieau [59]. Avant d’être élaborés par Veltman [60], dans lequel ils ont démontré que les contributions à la divergence quadratique de la masse du Higgs provenant à la fois des secteurs fermioniques et bosoniques pouvaient être annulées, fournissant ainsi des bornes sur les paramètres libres du modèle. En termes explicites, la masse du boson de Higgs est stabilisée à l’échelle électrofaible si $\delta m_H^2 < m_H^2$. Ainsi, cette inégalité n’est pas satisfaite dans le SM pour $\Lambda \geq 760 \text{ GeV}$ [50].

Et maintenant que le boson de Higgs est bien établi par les expériences du Grand collisionneur de hadrons (LHC) [61, 62] avec des mesures plus précises [63], ainsi que le fait qu’aucune autre nouvelle particule ne s’est encore matérialisée au LHC, toute extension au-delà du SM

(BSM) qui est abordée doit tenir compte de ce critère pour poursuivre la recherche d'une nouvelle physique. En effet, utiliser cette annulation comme contrainte supplémentaire révèle l'intérêt d'inclure un multiplet spécifique dans le secteur SM qui correspond aux restrictions existantes.

1.2. La condition de Veltman dans le MSM

Dans le SM, avec le potentiel scalaire de la forme :

$$V(H) = -\mu_H^2 H^\dagger H + \lambda_H (H^\dagger H)^2, \quad (\text{III.1})$$

la masse du boson de Higgs reçoit une correction quadratique divergente à une boucle,

$$m_H^2 = (m_H^2)_{\text{barre}} + \mathcal{O}(\lambda_H, g_i)\Lambda^2 \quad (\text{III.2})$$

où $m_H = \sqrt{2\lambda_H}v_H$ ($v_H = 246 \text{ GeV}$) est la masse physique de Higgs, λ_H est l'auto-couplage de Higgs et g_i sont les couplages renormalisés du SM. Λ étant l'échelle de coupure. Au fond, l'étude de Veltman [60] qui est une supposition sur les divergences quadratiques et les pôles en moins de quatre dimensions, va au coeur de notre objectif, se demandant si leur fameuse relation de masse tient. Par conséquent, en prenant comme exemple $d = 4$, une telle relation reflétera la correction quantique significative que la masse du boson du Higgs de SM reçoit à une boucle indépendamment de la procédure de régularisation. Une telle approche conduit à [60] :

$$\delta m_H^2 = \frac{\Lambda^2}{16\pi^2} \left(6\lambda_H + \frac{3}{4}g_1^2 + \frac{9}{4}g_2^2 - 6g_t^2 \right) \quad (\text{III.3})$$

avec g_1 et g_2 étant respectivement les constantes de couplage associée aux groupes $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$, g_t est la constante de couplage de Yukawa. Cette correction doit être réglée sur $\simeq 0$ pour que la masse de Higgs soit naturelle.

L'autre approche semble très attrayante, étant donné que (i) il pourrait y avoir de lourds degrés de liberté qui se couplent au Higgs et apparaissent dans l'échelle de basse énergie, et (ii) envisager également la possibilité de distinguer les corrections radiatives quadratiques des logarithmiques, en élargissant le formalisme de régularisation dimensionnelle. Ainsi, le réglage fin peut s'expliquer par l'étude des pôles indépendants de la jauge qui se produisent dans les corrections de L-boucles au lagrangien nu lorsque la dimension de l'espace-temps approche $d_L = 4 - 2/L$. De cette manière, le pôle d_1 de la correction à une boucle de la masse du Higgs a été évalué de telle sorte que δm_H^2 soit légèrement modifié comme [69] :

$$\delta m_H^2 \propto 3m_H^2 + 3m_W^2 + m_Z^2 - 3\text{Tr}(I_n)m_t^2 \quad (\text{III.4})$$

où $\text{Tr}(I_n)$ est la trace de Dirac associée aux boucles de fermions. Néanmoins, la masse de Higgs correspondante que nous obtiendrions sera $\approx 314 \text{ GeV}$, ce qui est en contradiction flagrante avec les données expérimentales, alors une nouvelle physique est nécessaire pour augmenter la contribution du SM.

Parallèlement, des théories BSM visant à résoudre le problème des divergences quadratiques ont été postulées. Il existe essentiellement deux classes de telles théories :

- 1- Théories où le Higgs est composé dans l'infrarouge par une forte dynamique. Par conséquent, aux hautes énergies, le Higgs se dissout en ses constituants, seule la matière fermionique est présente et il n'y a pas de divergences quadratiques. Cette solution n'est pas liée à la condition de Veltman et nous ne nous en préoccupons pas.
- 2- Théories avec des champs supplémentaires et une symétrie supplémentaire telles que les nouveaux champs avec des couplages basés sur la symétrie annulent les divergences quadratiques de l'énergie propre de Higgs. Le prototype de telles théories est la supersymétrie et en particulier l'extension supersymétrique minimale du modèle standard (MSSM). Contrairement à la solution précédente, la théorie reste perturbative jusqu'aux hautes échelles. Dans ce travail, nous étudierons ce type de solutions.

1.3. Les conditions de Veltman modifiées (mVC) dans le TRSM

La présence de deux champs singlets scalaires réels S_1 et S_2 , avec des *vevs* (v_1, v_2 respectivement) modifié la condition de Veltman pour la masse de Higgs, non seulement en raison de leurs couplages direct au doublet de Higgs de SM H , mais aussi à cause de leurs mélanges avec la composante neutre CP-pair du doublet, ce qui permet des interactions au niveau de l'arbre du nouveau scalaire avec les champs SM. Nous portons nos calculs jusqu'à l'ordre d'une boucle.

La méthode pour collecter les divergences quadratiques dans un cadre de régularisation dimensionnelle est due à Veltman et nécessite une gymnastique dimensionnelle puisque la dimension spatio-temporelle pour capter les divergences quadratiques dépend du nombre de boucles [III.1](#). Mais l'idée d'utiliser les divergences quadratiques pour obtenir des informations physiques est beaucoup plus ancienne et remonte aux travaux pionniers de Stueckelberg en les années trente du *XXe* siècle. Dans le cadre d'une théorie renormalisable (ce qui est notre cas), il n'est pas évident que les déductions issues d'un tel concept soient pertinentes. En effet elle prévoit des relations entre les masses ou/et les constantes de couplage de la théorie, ce qui pourrait donner du crédit à une symétrie sous-jacente et hypothétique.

Même si les paramètres introduits par le potentiel scalaire pourrait déterminer à partir des exigences données ci-dessus, et de son apparition dans les couplages des champs doublet et singlets, des contraintes fortes sur ces paramètres liées au problème de réglage fin provenant des corrections radiatives à la masse de Higgs peut dériver en utilisant un nouvel argument tel que les conditions d'annulation quadratiques de Veltman. À cet égard, l'approche de régularisation dimensionnelle classique serait beaucoup plus cohérente et particulièrement adaptée pour préserver la symétrie de jauge locale du lagrangien. Par conséquent, en travaillant au niveau d'une boucle au sein du TRSM, dans une régularisation dimensionnelle complexe $d_L = 4 - 2/L$, de sorte que les divergences quadratiques globales sont relevées exclusivement. Les contributions pertinentes peuvent illustrer par les schémas de la [Fig.III.2](#), où les lignes droites, ondulées, en tirets courts et en tirets longs représentent respectivement les contributions du fermion, du boson vecteur, du scalaire et du fantôme de Faddeev-Popov. Par

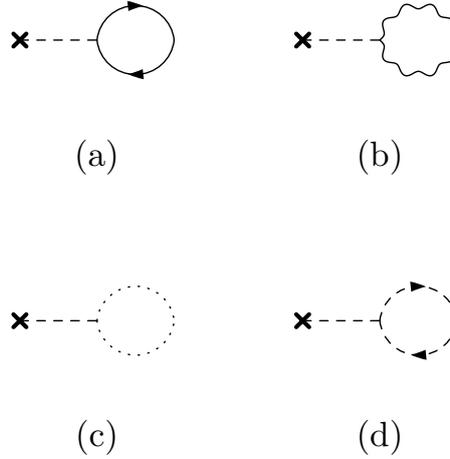


FIGURE III.1 – Diagrammes de Feynman contribuant au résidu de "tadpole" à l'ordre d'une boucle. La ligne droite- (a), ondulant- (b), court-pointillé- (c) long - pointillé (d) représentent respectivement les contributions des fermions ; bosons vecteurs, bosons scalaires et des fantômes.

conséquent, le résidu à une boucle correspondant est donné par :

$$\Delta_1 = \sum_i V_i A(m_i^2) \quad (\text{III.5})$$

Pour vérifier les conditions de Veltman, il faut calculer les divergences quadratiques qui apparaissent dans les "tadpoles" des trois Higgs CP-pair neutres de notre modèle, à savoir h_1 , h_2 et h_3 , de plus, il convient de noter qu'aucune contribution QCD n'apparaît au niveau de la boucle, donc seule la partie électrofaible du modèle TRSM est concernée dans cette procédure. Puisqu'il n'y a pas de couplages dérivés, il est facile de comprendre comment calculer chaque diagramme (voir l'annexe 10. pour tous les sommets pertinents nécessaires à un tel calcul). Outre la constante de couplage, il suffit de considérer le propagateur du champ dans la boucle, où la contribution de chaque boucle peut s'écrire sous une forme simple en terme de la fonction de Passarino-Veltman $A_0(m^2) = \frac{i}{16\pi^2} \int \frac{d^m q}{q^2 - m^2}$ [86].

Pour obtenir les résultats finaux, il suffit de sommer tous les diagrammes possibles, en tenant compte du -1 pour les boucles fermioniques (dont les fantômes de Faddeev-Popov), du facteur de symétrie s_i du diagramme i et éventuellement du facteur de couleur pour les quarks que nous oublions pour la concision. En effet, pour la particule de Higgs h_i , ($i = 1,2,3$) on obtient :

$$T_{h_i} = \sum_{j=1}^9 c_j s_j t_j - \sum_{fermions} c_{10} s_{10} t_{10} - \sum_{j=11}^{12} c_j s_j t_j \quad (\text{III.6})$$

où les couplages c_j , les facteurs de symétrie s_j et les boucles propagatrices t_j sont donnés en annexe 10.. Cette formule conduit dans un espace-temps à 2 dimensions à une formule assez large dépendant de nombreux paramètres du modèle ainsi que des angles de mélange.

Aussi, nous voudrions clarifier un point très important, à savoir que, en s'appuyant sur la renormalisabilité des théories spontanément brisées, où les divergences quadratiques dans le "tadpole" sont équivalentes à celles de l'énergie scalaire propre, une telle annulation ne dépend pas de brisure de symétrie, et ainsi nos résultats pourraient être obtenus dans la phase de symétrie ininterrompue. De plus, il s'avère que les combinaisons entre les trois "tadpoles" possibles et les éléments de la matrice R_{α_i} induisent une simplification, et on se retrouve avec des expressions courtes qui n'ont pas de dépendance à l'angle de mélange, données par :

$$\begin{aligned}\delta m_{h_1}^2 &\sim 2m_W^2 + m_Z^2 - 3 \text{Tr}(I_n) m_f^2 + (6\lambda_H + \lambda_4 + \lambda_5) v_{EW}^2, \\ \delta m_{h_2}^2 &\sim (3\lambda_1 + \lambda_3 + 2\lambda_4) v_1^2, \\ \delta m_{h_3}^2 &\sim (3\lambda_2 + \lambda_3 + 2\lambda_5) v_2^2\end{aligned}\tag{III.7}$$

En conséquence, étant donné que les contributions à la condition de Veltman (VC) par d'autres fermions sont considérablement faibles par rapport à celle du quark top, elles ne sont pas prises en compte. La condition de Veltman modifiée dans le cadre de $TRSM$ pour h_1 qui devrait être annulée, ou du moins maintenue à un niveau gérable, se lit comme suit :

$$\delta m_{h_1}^2 \sim 2m_W^2 + m_Z^2 - 3 \text{Tr}(I_n) m_t^2 + (6\lambda_H + \lambda_4 + \lambda_5) v_{EW}^2\tag{III.8}$$

où nous choisissons $\text{Tr}(I_n) = 2^{n/2}$. Il pourrait sembler à première vue que l'absence du couplage λ_H dans les deux dernières équations de III.7 est évident, puisqu'un tel paramètre est purement une interaction quartique du doublet, et de la même manière, l'absence de λ_1 , λ_2 et λ_3 est naturel dans $\delta m_{h_1}^2$, puisque ces trois couplages ne concernent que les champs singlets. Dans ce sens, si l'on considère qu'il n'y a pas de mélange entre le doublet H et les champs singlet $S_{1,2}$, qui s'obtient en prenant simultanément $\lambda_4, \lambda_5 \rightarrow 0$, on peut signaler deux remarques :

- i) La correction $\delta m_{h_1}^2$ sera similaire à celui de Refs. [60, 69, 89], est donnée par :

$$3h - 3 \text{Tr}(I_n) t + 2c^2 + 1 = 0,$$

avec $h \equiv m_{h_1}^2/m_Z^2$, $t \equiv m_t^2/m_Z^2$ et $c^2 \equiv \cos^2 \theta_w$.

- ii) De même, les divergences quadratiques pour les bosons de Higgs h_2 et h_3 se réduisent à $(3\lambda_1 + 2\lambda_4)v_1^2$ et $(3\lambda_2 + 2\lambda_5)v_2^2$, qui concordent avec les résultats [72, 91–94].

D'un niveau plus basique, on peut imaginer que les relations trouvées par cette méthode sont indicatives et pourraient fournir des ordres de grandeur, des bornes ou des contraintes et nous suivrons cette ligne dans ce travail. C'est plus ou moins le point de vue de certains scientifiques où ils appliquent l'annulation des divergences quadratiques. Ils utilisent la méthode du cut-off pour régulariser les intégrales divergentes bien que nous avons utilisé la méthode de Veltman.

2. Analyse phénoménologique

2.1. Introduction

La découverte marquante du LHC [51, 52] du boson de Higgs en juillet 2012 avec une masse de 125 GeV a été une grande mutation dans la physique moderne des particules car elle nous fournit une compréhension approfondie du mécanisme de brisure de symétrie électrofaible (EWSB) qui est décrit dans le modèle standard de la physique des particules par le mécanisme de Brout-Englert Higgs [53, 54]. Après quelques années de données accumulées, les propriétés de cette nouvelle particule sont en excellent accord avec la prédiction du modèle standard [55].

Comme il est décrit dans le premier chapitre, il y a plusieurs manières de produire le boson de Higgs. Ce boson peut aussi se désintégrer en donnant différentes particules dans l'état final. Il est évident que dans un environnement hadronique comme le LHC, certains modes de production de Higgs suivis de sa désintégration peuvent donner des produits qui sont plus ou moins faciles à identifier et à extraire du bruit de fond des autres réactions produites par des collisions hadroniques. A cet égard, la désintégration du Higgs en deux photons $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ resteront les canaux les plus préférables étant donné la clarté du signal ainsi que le faible bruit de fond qu'ils présentent.

Malgré la perspective très excitantes des données attendues lors de la prochaine run du LHC, on reste pour l'heure actuelle libre d'interpréter les résultats actuels que ce soient pointant vers un boson de Higgs du *MSM* au voisinage de $125 \sim 126 \text{ GeV}$, ou à un boson de Higgs d'un modèle au delà du *MSM* autour de $125 \sim 126 \text{ GeV}$. Les mesures expérimentales obtenues par ATLAS et CMS de $H \rightarrow W^*W^*$ [41], $H \rightarrow Z^*Z^*$ [42], $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ [43], $H \rightarrow b\bar{b}$ [44] et $H \rightarrow \gamma\gamma$ [45], tout en tenant compte des erreurs expérimentales peuvent être interprétés en terme de Higgs standard à l'exception du canal de désintégration en deux photons qui d'après les résultats de ATLAS peut être vu comme une indication de la présence d'une nouvelle physique au delà du *MSM* ou simplement du à des fluctuations statistiques.

Le modèle *TRSM* permet de définir des scénarios de référence afin de motiver et permettre des études expérimentales dédiées aux signatures de la production directe de double, triple ou quartique d'états finaux scalaires selon les modes de désintégration "symétriques" ou "asymétriques" suivants :

$$pp \rightarrow h_i \rightarrow h_j h_j \quad (\text{III.9})$$

$$pp \rightarrow h_i \rightarrow h_j h_k \rightarrow h_k h_k h_k \quad (\text{III.10})$$

$$pp \rightarrow h_i \rightarrow h_j h_j \rightarrow h_k h_k h_k h_k \quad (\text{III.11})$$

où, dans le cas symétrique, l'équation, III.9 $i = 2, j = 1$ ou $i = 3, j \in \{1, 2\}$, tandis que dans l'équations III.10 et III.11. i, j et k sont toujours 3, 2 et 1 respectivement. Le h_{125} peut être l'un des trois états scalaires h_i ($i \in \{1, 2, 3\}$). Dans ce contexte, les processus de type symétrique conduisant à la production de paires de h_{125} sont déjà en cours d'investigation,

pour les recherches récentes du LHC Run-II [46, 47]. Dans le présent chapitre, nous concentrons sur la production d'un seul scalaire h_i suivi d'une désintégration "symétrique" en états scalaires identiques. Ce processus a fait l'objet de plusieurs travaux précédents [48, 49], pour des discussions récentes.

Les collaborations expérimentales du LHC ont déjà largement scruté des modèles qui permettent plusieurs particules scalaires dans l'état final, y compris des recherches de processus avec la production di-scalaire symétrique via des résonances :

$$pp \rightarrow h_2 \rightarrow h_1 h_1 \quad (\text{III.12})$$

où h_1 ou h_2 jouent le rôle du scalaire de SM h_{125} . Par ailleurs, dans [58], la collaboration ATLAS a également interprété leurs résultats pour le mode de production et de désintégration ci-dessus pour les scalaires purs au-delà du SM (BSM), c'est-à-dire que ni h_1 ni h_2 n'assument le rôle du boson de Higgs de SM.

2.2. Évaluation numérique

Dans cette discussion numérique, les valeurs expérimentales utilisées pour les paramètres physiques sont données comme suit : La constante de structure fine est $\alpha^{-1} = \frac{4\pi}{e^2} = 128$, les masses des bosons de jauge sont $m_Z = 91,1875 \text{ GeV}$ et $m_W = 80.45 \text{ GeV}$, la masse du quark top est $m_t = 173 \text{ GeV}$, et la constante de Fermi est $G_F = 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$.

Dans cette étude numérique on a tenu compte de toutes les contraintes qu'on a déjà vu dans la section 3. Et nous avons fait varier de façon *aléatoire* l'ensemble des paramètres du TRSM chacun dans le domaine correspondant.

En principe, n'importe lequel des trois scalaires peut jouer le rôle du boson de Higgs découverte par les expériences LHC, tant que les autres paramètres sont définis de manière à ce que toutes les contraintes expérimentales soient remplies. Ici, cependant, nous nous concentrons sur le scénario où l'état h_1 est identifié avec le boson de Higgs de modèle standard, et nous avons défini les nouveaux scalaires physiques h_1 et h_2 de telle sorte que leurs masses satisfont les inégalités suivante :

$$m_{h_1} < m_{h_2} < m_{h_3} \quad (\text{III.13})$$

Comme décrit précédemment, il existe 9 paramètres réels caractérisant le TRSM. Cependant, l'identification de h_1 comme le boson de Higgs de MS :

$$\begin{aligned} m_{h_1} &\simeq 125 \text{ GeV} \\ v_{EW} &\simeq 246 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (\text{III.14})$$

Cela nous laisse avec 7 paramètres indépendants, que nous choisissons comme :

$$m_{h_2}, m_{h_3}, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, v_1, v_2 \quad (\text{III.15})$$

Dans ce modèle, tous les couplages du boson scalaire h_i ($i \in \{1, 2, 3\}$) aux particules de modèle standard sont donnés par la prédiction SM redimensionnée par un facteur commun donné par :

$$\kappa_i = R_{i1} \quad (\text{III.16})$$

où R_{i1} désigne les éléments de la matrice donnée par l'équation II.14. En raison de l'orthogonalité de la matrice de rotation, les facteurs κ_i sont soumis à la règle de somme :

$$\sum_{i=1}^3 \kappa_i^2 = 1 \quad (\text{III.17})$$

Avec ces informations, la phénoménologie d'un boson de Higgs h_i du TRSM peut être entièrement obtenue à partir des prédictions pour un boson de Higgs de SM h_{SM} de même masse. Tout au long de ce travail, nous utilisons l'approximation de largeur étroite pour factoriser les sections efficaces de production et les rapports de branchement (BR).

Par exemple, pour un certain processus de production, la section efficace, σ , pour h_i de masse m_{h_i} peut être obtenue à partir de la section efficace de production du Higgs dans SM correspondante, σ^{SM} , en redimensionnant simplement :

$$\sigma(pp \rightarrow h_i)(m_{h_i}) = \kappa_i^2 \sigma^{SM}(pp \rightarrow h_i)(m_{h_i}) \quad (\text{III.18})$$

De la même façon, la largeur partielle de désintégration de la particule scalaire h_i aux particules de SM est donnée par :

$$\Gamma(h_i \rightarrow F^{SM})(m_{h_i}) = \kappa_i^2 \Gamma(h_{SM} \rightarrow F^{SM})(m_{h_i}) \quad (\text{III.19})$$

De plus, la largeur de désintégration totale de la particule scalaire h_i peut être écrite dans *TRSM* :

$$\Gamma_{h_i} = \kappa_i^2 \Gamma^{SM}(m_{h_i}) + \sum_{j,k \neq i} \Gamma_{h_i \rightarrow h_j h_k} \quad (\text{III.20})$$

En utilisant les résultats de l'équation III.19. On peut obtenir le rapport de branchement correspondant au processus $h_i \rightarrow xy$ pour $x, y \neq h_j$ ($j \neq i$) comme suit :

$$BR(h_i \rightarrow xy) = \frac{\Gamma_{h_i \rightarrow xy}}{\kappa_i^2 \Gamma^{SM}(m_{h_i}) + \sum_{j,k \neq i} \Gamma_{h_i \rightarrow h_j h_k}} \quad (\text{III.21})$$

Les rapports de branchement de désintégration de la particule h_i en deux bosons scalaires $h_i \rightarrow h_j h_k$ sont obtenus de manière équivalente via :

$$BR(h_i \rightarrow h_j h_k) = \frac{\Gamma_{h_i \rightarrow h_j h_k}}{\Gamma_{h_i}} \quad (\text{III.22})$$

En désignant la somme de ces taux de désintégration de la "nouvelle physique" (NP) aux états finaux des bosons scalaires comme :

$$BR(h_i \rightarrow NP) = \sum_{j,k} BR(h_i \rightarrow h_j h_k) \quad (\text{III.23})$$

Finalement, les BRs de désintégration de h_i aux n'importe quel état final F_{SM} composé entièrement des fermions et des bosons de jauge de SM sont donnés par :

$$BR(h_i \rightarrow F_{SM}) = (1 - BR(h_i \rightarrow NP))BR(h_{SM} \rightarrow F_{SM}) \quad (\text{III.24})$$

2.3. Analyse : Implication pour les masses des particules scalaires

Dans cette section, nous concentrerons notre analyse sur la condition de Veltman modifiée donnée dans l'éq III.7

Même ainsi, pour la restriction de l'espace des paramètres de $TRSM$ autorisé, l'expression approximative de $\lambda_4 + \lambda_5$ à partir de $\delta m_{h_i}^2$ donnée dans l'éq III.8 pourrait être utilisée, afin d'annuler les divergences quadratiques :

$$\delta m_{h_i}^2 = 0 \Rightarrow \lambda_4 + \lambda_5 = (6 m_t^2 - 2 m_W^2 - m_Z^2 - 3 m_{h_1}^2)/v_{EW}^2 \sim 1.82, \quad (\text{III.25})$$

Ci-après, nous examinerons quel effet la mVC ci-dessus aura sur l'espace des paramètres du $TRSM$. Pour ce faire, nous supposons que les divergences quadratiques $\delta m_{h_i}^2$ ne doit pas dépasser l'échelle de masse de Higgs, et à cette fin, nous avons autorisé chaque $\delta m_{h_i}^2/m_{h_i}^2$ varier dans une certaine range ϵ^2 . De plus, pour appliquer les contraintes actuelles dans toutes nos analyses, il est important de mentionner qu'une enquête plus approfondie est effectuée en interfaçant le modèle avec les packages HiggsBounds-5.2.0beta [87] et HiggsSignals2.2.0beta [88]. HiggsBounds prend en entrée une sélection de prédictions du secteur de Higgs pour n'importe quel modèle, puis utilise les limites expérimentales de la section efficace topologique des recherches sur le boson de Higgs au LEP, au Tevatron et au LHC pour déterminer si ce point de paramètre a été exclu à 95% C.L. HiggsSignals effectue un test statistique des prédictions du secteur de Higgs des modèles arbitraires avec les mesures des taux de signal et des masses du boson de Higgs du Tevatron et du LHC. HiggsBounds renvoie un booléen correspondant au fait que le secteur de Higgs passe ou non les contraintes à 95% C.L. (vrai) ou non (faux). HiggsSignals renvoie une valeur de probabilité (p-value) correspondant à la qualité de l'ajustement du secteur de Higgs sur plusieurs observables "pic" de SM. Le code contient des recherches jusqu'à la pleine luminosité du LHC Run II, et nous renvoyons le lecteur à la documentation du code pour plus de détails.

Comme indiqué ci-dessus, nous considérons principalement le cas où h_1 imite le boson de Higgs observé au LHC, c'est-à-dire, $h_{125} = h_1$, les valeurs des paramètres sont choisies de telle sorte que les couplages de h_1 aux particules de SM soient presque identiques aux prédictions SM. Nous commençons notre discussion par un point très important qui concerne la variation

de la déviance quadratique dans le plan (λ_4, λ_5) . Nous traçons sur la Fig. III.2, la variation de la correction radiative à une boucle de $\delta m_{h_1}^2$ dans le plan (λ_4, λ_5) , la ligne pointillée indique la valeur de $\lambda_4 + \lambda_5 = 1.82$ afin d'annuler la divergence quadratique pour l'état h_1 (i.e $\delta m_{h_1}^2 = 0$). Comme illustré sur la figure III.2, la valeur la plus basse possible pour λ_4 est ≈ -1.4 , ce qui correspond à une limite supérieure pour λ_5 de l'ordre de ≈ 3.3 , puis λ_4 augmente presque inversement avec λ_5 , elle se termine à ≈ 2.45 pour $\lambda_5 \approx -0.68$. De plus, il convient de noter que tous les couplages restants, c'est-à-dire λ , λ_1 et λ_2 , ne sont pas impactés par la contrainte mVC, à l'exception de λ_3 , dont la plage autorisée est réduite, nous ne l'avons trouvé nulle part en dehors de l'intervalle $[-0.57, 1.18]$

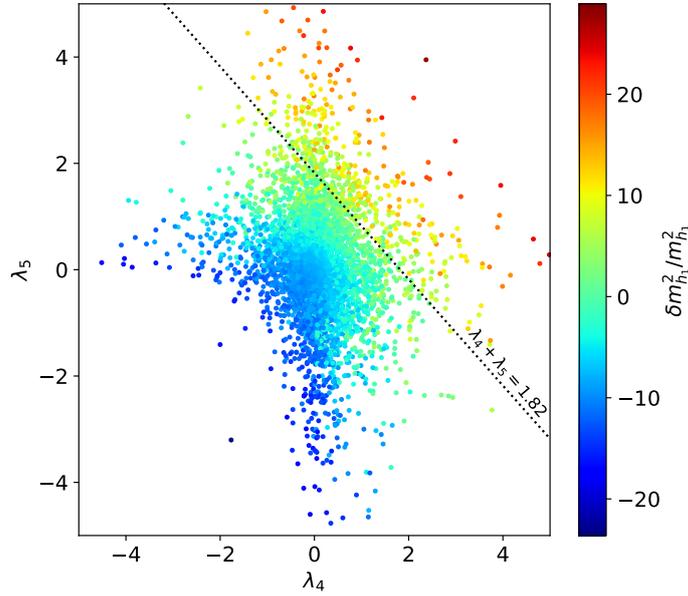


FIGURE III.2 – La correction $\delta m_{h_1}^2 / m_{h_1}^2$ dans le *TRSM* représenté sous la forme d'un nuage de points dans le plan (λ_4, λ_5) . On prend $m_{h_1} = 125.09$ GeV, $130 \text{ GeV} \leq m_{h_2} + 2.5 \text{ GeV} \leq m_{h_3} \leq 1.2 \text{ TeV}$ et $10 \text{ GeV} \leq v_1, v_2 \leq 1.2 \text{ TeV}$.

Deuxièmement, comme pour les masses des états de Higgs, on peut observer que l'annulation de la divergence quadratique pour h_1 apparaît possible sur toute la gamme autorisée de m_{h_2} , ce qui la rend non affectée par les mVC, comme on peut le voir sur la Fig III.3, alors que pour m_{h_3} elle ne peut se produire que sur une valeur minimale. C'est, en fait une caractéristique remarquable des effets du mVC sur le spectre des masses scalaires, notamment la dépendance de la masse de "NP" à $\lambda_4 + \lambda_5$, qui est plus forte pour m_{h_3} que pour m_{h_2} , si la mVC doit être rempli, la limite inférieure sur m_{h_3} doit s'étendre à 500 GeV . Néanmoins, ces plages résultantes globales sont compatibles avec les limites d'exclusion du LHC pour les résonances lourdes qui se désintégrant en une paire d'états finaux des bosons de jauge Z/W [95, 96].

Comme pour les autres paramètres, en supposant que le processus de production de fusion gluon-gluon est dominant, nous soulignons que la réalisation du mVC peut impliquer un

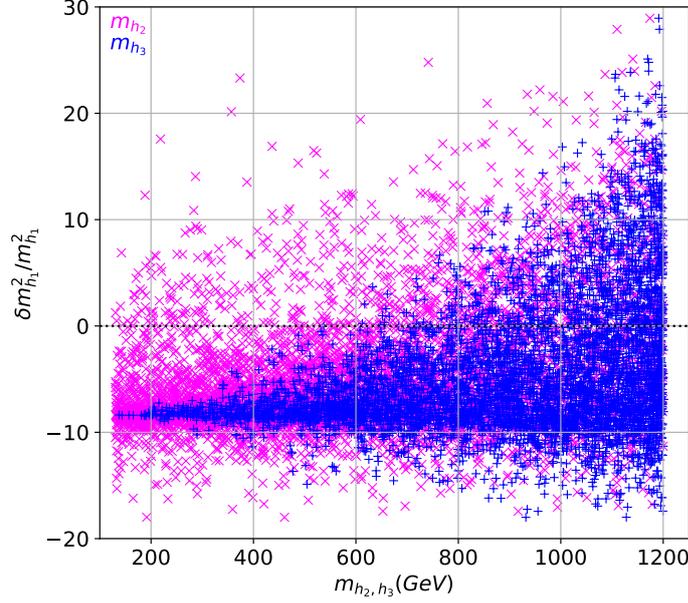


FIGURE III.3 – La variation de correction $\delta m_{h_1}^2 / m_{h_1}^2$ en fonction des masses des bosons de Higgs, m_{h_2, h_3} , les paramètres du module sont choisis comme ceux dans la Figure III.2.

examen approfondi de l'angle de mélange α_i , ($i = 1, 2, 3$), qui devrait fournir des informations théoriques sur la force du signal la mieux adaptée du h_1 pour la production de ggF . Ce dernier est directement lié à α_1 et α_2 dans le TRSM, et s'exprime sous la forme :

$$\mu_{ggF} = \frac{\sigma_{ggF}}{\sigma_{ggF}^{SM}} = \kappa_1 = \cos^2 \alpha_1 \cos^2 \alpha_2 \quad (\text{III.26})$$

Tandis que sa valeur expérimentale mise à jour est :

$$\mu_{ggF} = \begin{cases} 1.04_{-0.09}^{+0.09}, & \text{ATLAS [97]} \\ 1.22_{-0.12}^{+0.14}, & \text{CMS [98]} \end{cases} \quad (\text{III.27})$$

À cet égard, le panneau supérieur de la Fig. III.4 montre que nos prédictions théoriques s'écartent significativement des mesures expérimentales de CMS, alors que pour ATLAS, elles sont en ligne à 1σ . Par contre, concernant la désintégration gluonique, $h_1 \rightarrow gg$, toutes les amplitudes $A_{\frac{1}{2}}$ d'ordre le plus bas pour les contributions fermioniques sont décalées des mêmes couplages réduits, $\cos \alpha_1 \cos \alpha_2$. C'est ce qui justifie le fait que κ_1 resterait inférieur à l'unité sur tout les paramètres d'espace du TRSM. De plus, nous notons ici que la plage autorisée pour les angles de mélange serait $-\pi/9 \leq \alpha_1, \alpha_2 \leq \pi/9$ à 1σ .

Cependant, les critères de naturalité pourraient drastiquement influencer la situation. Pour clarifier davantage ce point, nous affichons dans le panneau inférieur de la Fig. III.4 la prévalence de $\delta m_{h_1}^2/m_{h_1}^2$ dans le plan $[\alpha_1, \alpha_2]$. A première vue, contrairement au meilleur ajustement κ , qui retrouve sa valeur standard pour $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$, aucune annulation exacte des divergences quadratiques ne peut être obtenue dans une telle limite d’alignement (le composé doublet pur h_1 reste instable aux corrections ultraviolettes), encore plus lorsque les deux angles de mélange varient simultanément dans un intervalle négatif. D’autre part, les divergences quadratiques deviennent moins perceptibles une fois que α_1 et α_2 deviennent positifs, et leur annulation restreignent α_1 et α_2 se situer dans des intervalles plus réduits $0 \leq \alpha_1 \leq \pi/12$ et $0 \leq \alpha_2 \leq \pi/13$. Finalement, il pourrait être intéressant d’étudier d’autres processus de production de Higgs sous-dominants, car ils sont tous sensibles à la même combinaison d’angles de mélange. Cependant, nous laissons l’exploration détaillée des perspectives des différents modes de production à des études futures.

De plus, le fait que les couplages de Higgs trilinéaire g_3 et quartique g_4 soient les plus importants que la nouvelle physique devrait déterminer en ce qui concerne leur rôle crucial dans la détermination de toute extension BSM, le TRSM a fourni un cadre utile pour aborder ça. Pour notre part, nous avons étudié l’effet de mVC sur ces couplages qui devraient s’écarter de SM. La figure III.5 ci-dessous illustre ces couplages normalisés à leur valeur dans le SM. Un petit coup d’œil avant d’imposer mVC montre que g_3 est toujours positif et prend des valeurs plus proches de sa valeur dans le SM, afin que le g_3 ne dépasse pas 20% en dessous de sa valeur SM, alors que g_4 peut atteindre 11 fois sa valeur dans le SM, $g_4 \approx 11g_4^{SM}$.

Cependant, une fois les conditions de Veltman s’appliquent, le couplage g_3 diminue légèrement ($0.83 \leq g_3/g_3^{SM} \leq 0.98$), donnant une réduction significative pour le couplage quartique g_4 , tel que, ($2 \leq g_4/g_4^{SM} \leq 6.1$). Néanmoins, cette contrainte attendue sur ce dernier est assez faible, et il conviendrait donc de la restreindre en fonction des valeurs particulières de g_3 . Par exemple, en prenant $g_3 \approx 0.96g_3^{SM}$ imposer que $g_4/g_4^{SM} \in [2, 2.5]$, qui, même s’il ne s’agit peut-être pas d’une plage suffisamment large, est compatible au niveau 1σ avec les récentes bornes indirectes sur les autocouplages quartiques de Higgs [100, 101]. Pour les masses du boson de Higgs, la mVC semble favoriser que m_{h_2} se situe à peu près entre l’échelle électrofaible et 1 TeV , comme mentionné ci-dessus, tandis que le Higgs lourd h_3 doit avoir une masse suffisamment élevée, i.e. $0.85\text{ TeV} \leq m_{h_3} \leq 1.15\text{ TeV}$

2.4. Phénoménologie

Dans cette section, nous définissons deux scénarios de référence

Chaque scénario se concentre sur une nouvelle signature et présente un rendement de signal maximal auquel on peut s’attendre dans le modèle tout en respectant les contraintes décrites dans la section 3.

Nous utilisons une approche factorisée basée sur l’approximation de la largeur. Pour chaque scénario de référence, nous montrerons à la fois que le $BR(h_i \rightarrow h_j h_k)$ ($i, j, k \in \{1, 2, 3\}, i \neq j, k$) et la section efficace sont lié de sorte que :

$$\sigma(pp \rightarrow h_i \rightarrow h_j h_k) = \kappa_i^2 \sigma(gg \rightarrow h_{SM})|_{M_i} \cdot BR(h_i \rightarrow h_j h_k) \quad (\text{III.28})$$

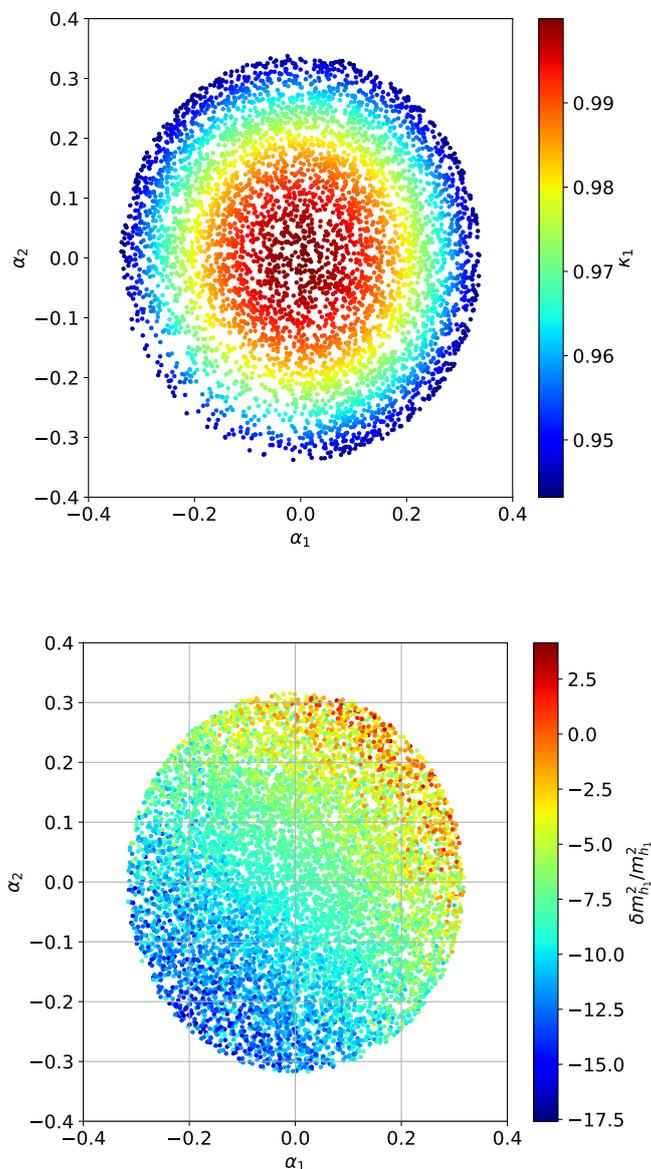


FIGURE III.4 – Force du signal μ_{ggF} (panneau supérieur) et $\delta m_{h_1}^2 / m_{h_1}^2$ correction radiative (panneau inférieur) représenté sous forme de nuage des points dans le plan (α_1, α_2) au sein du TRSM. Les paramètres du modèle sont choisis comme ceux de la Figure III.2

Il convient de noter que la mVC, bien qu'il ne puisse pas être exactement comme cela sonne, peut avoir un impact significatif sur certaines recherches expérimentales où $h_2 = h_{125}$ ou $h_3 = h_{125}$. Pour maintenir ce point, nous étudions deux points à savoir **BP1** et **BP2**, qui sont déjà discutés sans mVC et référencés **BP4** et **BP5** dans la Réf [81], et nous montrons comment la situation changera lorsque la mVC sera atteint. Un bref aperçu des scénarios de référence est donné dans le tableau III.1, et pour les deux BPs nous fixons $\delta m_{h_i}^2 / m_{h_i}^2 < \epsilon^2$.

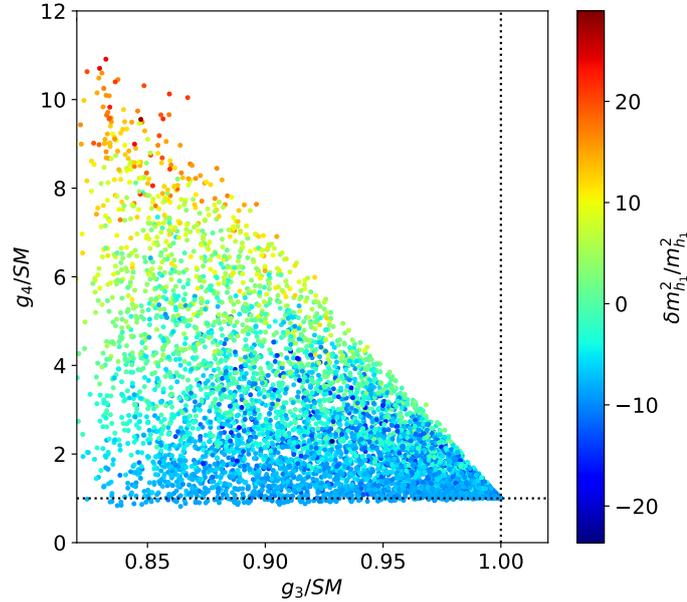


FIGURE III.5 – La correction $\delta m_{h_1}^2/m_{h_1}^2$ dans le plan $(g_3/g_3^{SM}, g_4/g_4^{SM})$. Les paramètres du modèle sont choisis comme ceux de la Figure III.2

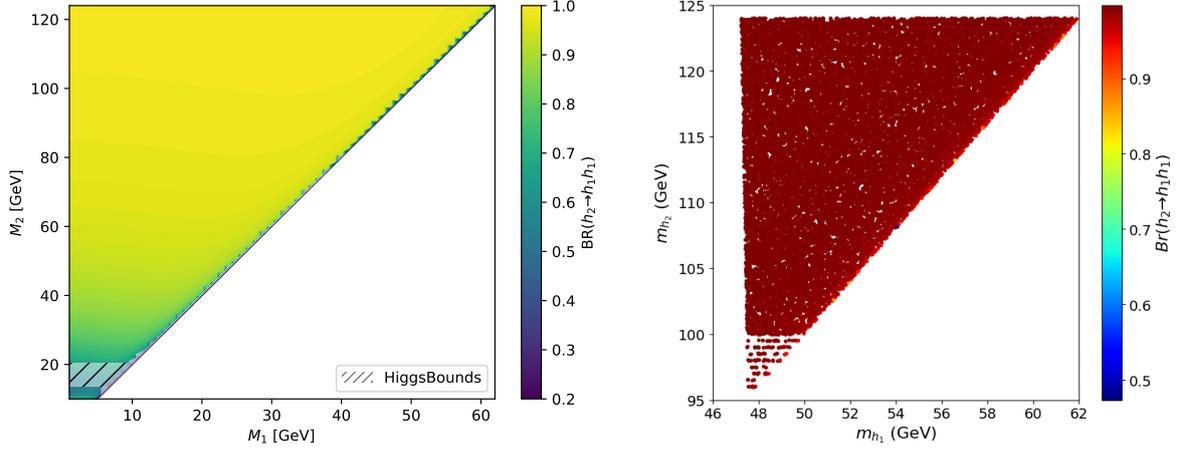
Dans le premier scénario de référence, **BP1**, nous identifions l'état scalaire le plus lourd h_3 avec h_{125} et nous concentrons sur la production de h_2 suivi de sa désintégration $h_2 \rightarrow h_1 h_1$. Les valeurs des paramètres (voir tableau III.1) sont choisies de telle sorte que les couplages de h_3 aux particules de SM soient quasiment identiques aux prédictions de SM, $\kappa_3 \simeq 1$.

La figure III.6 montre la phénoménologie de **BP1**. Le rapport de branchement $BR(h_2 \rightarrow h_1 h_1)$ est représenté sur la figure III.6 (à gauche), sans mVC [81] sur la figure III.6 (à droite), nous montrons le rapport de de branchement correspondant lorsque les conditions de Veltman modifiées seront atteints en fonction de m_{h_1} et m_{h_2} , comme le montre la figure III.6 (à gauche), le $BR(h_2 \rightarrow h_1 h_1)$ est supérieur à 50% dans tout le plan paramétrique autorisé. Pour $m_{h_2} \geq 40 \text{ GeV}$ la valeur maximale du rapport de branchement reste la plupart du temps au dessus 90%. Cependant, lorsqu'on applique les mVC, on pourrait en conclure qu'il y a une réduction drastique de la gamme autorisée pour les masses des bosons de Higgs h_1 et h_2 comme le montre la figure III.6 (à droite) de sorte que les limites inférieures sont très sensibles aux mVC et se réduisent à $47,5 \text{ GeV}$ et 96 GeV , respectivement, par rapport à **BP4** dans la réf [81] (figure III.6). Par conséquent, les effets sur le rapport de branchement $BR(h_2 \rightarrow h_1 h_1)$ sont assez évidentes.

De la même manière, nous avons étudié la section efficace de production de $h_1 h_1$ selon le processus $pp \rightarrow h_2 \rightarrow h_1 h_1$ dans le cas **BP1** sans mVC figure III.7 (à gauche) et avec mVC (à droite). Il est clair que les mVC ont un impact important sur le $BR(h_2 \rightarrow h_1 h_1)$ et la section efficace de production de $h_1 h_1$. En effet, pour le premier, h_2 se désintègre majoritairement vers $h_1 h_1$ avec un rapport de branchement supérieur à 95% ce qui se traduit par un taux de signal

Paramètres	Scénario de référence	
	BP1	BP2
m_{h_1} [GeV]	[1, 62]	[1, 124]
m_{h_2} [GeV]	[1, 124]	125.09
m_{h_3} [GeV]	125.09	[126, 500]
α_1	-1.284	-1.498
α_2	1.309	0.251
α_3	-1.519	0.271
v_1 [GeV]	990	50
v_2 [GeV]	310	720
In Ref [81]	BP4	BP5

TABLE III.1 – Valeurs des paramètres de modèle pour deux scénarios de référence.


 FIGURE III.6 – Les spectres de masse des bosons de Higgs $h_{1,2}$ pour **BP1**. Le code couleur indique $BR(h_2 \rightarrow h_1 h_1)$ sans mVC (panneau de gauche) et avec mVC (panneau de droite).

supérieur à $100 pb$ dans la région de faible masse $m_{h_2} \lesssim 20 GeV$, comme le montre la figure III.7 (à droite). Cependant, cette région des paramètres est en partie limitée par les recherches LEP pour $e^+e^- \rightarrow h_2 Z \rightarrow Z(\bar{b}b)$ [102]. De plus, lorsque nous appliquons les mVC, les taux de signal ne doivent pas dépasser $\mathcal{O}(3.5 pb)$, comme indiqué dans le panneau à gauche de la figure III.7.

De plus, si la désintégration $h_2 \rightarrow h_1 h_1$ est cinématiquement fermée, $m_{h_2} < 2m_{h_1}$, les deux scalaires h_1 et h_2 se désintègrent directement aux particules de SM, avec des BRs identiques à celui du boson de Higgs de SM avec la masse correspondante.

Les BRs pour les modes de désintégration de l'état $h_1 h_1$ aux particules de SM sont discutés dans la référence [81]. Ils ont trouvé que la désintégration en $b\bar{b}\bar{b}\bar{b}$ est dominante, suivie de $b\bar{b}\tau^+\tau^-$.

Une analyse similaire a été réalisée pour **BP2**. Dans ce plan de référence, nous identifions

$h_2 \equiv h_{125}$ et considérons la production du scalaire le plus lourd h_3 suivi de sa désintégration symétrique vers le scalaire le plus léger via le processus $h_3 \rightarrow h_1 h_1$.

La phénoménologie de **BP2** est illustrée dans la figure III.8, sur le panneau de gauche, on présente la variation du rapport de branchement $BR(h_3 \rightarrow h_1 h_1)$ dans le cas où il n'y a pas la conditions de Veltman [81], le panneau de droite présente le rapport de branchement lorsque les mVC entrent en jeu dans le plan (m_{h_3}, m_{h_1}) . La région des paramètres à $m_{h_1} \gtrsim 120 \text{ GeV}$ et $m_{h_2} \gtrsim 350 \text{ GeV}$ est contrainte par les recherches du LHC pour la production résonnante de double Higgs [56, 57]. Le $BR(h_3 \rightarrow h_1 h_1)$ représenté sur la figure III.8 (à gauche) dépasse 85% et approche 100% pour les faibles valeurs de m_{h_3} . Alors, ici, l'effet de mVC est quelque peu remarquable, bien que les mVC soient appliqués, le rapport de branchement dépasse 97,5% lorsque $m_{h_3} < 150 \text{ GeV}$. comme le montre le panneau à gauche de la figure III.8.

Similaire à **BP1**, nous avons étudié la section efficace de production du processus $pp \rightarrow$

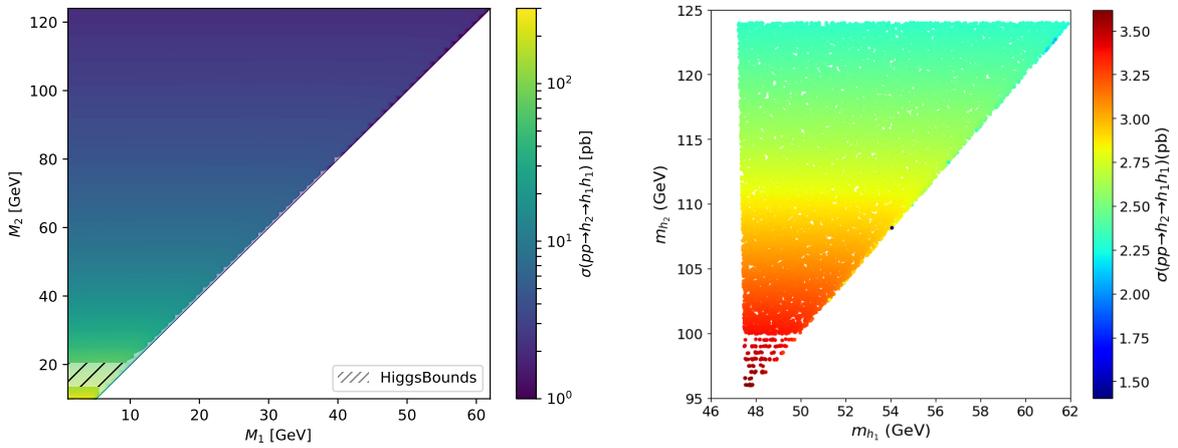


FIGURE III.7 – Les spectres de masse des bosons de Higgs $h_{1,2}$ pour **BP1**. Le code couleur indique $\sigma(pp \rightarrow h_2 \rightarrow h_1 h_1)$ sans mVC (panneau de gauche) et avec mVC (panneau de droite).

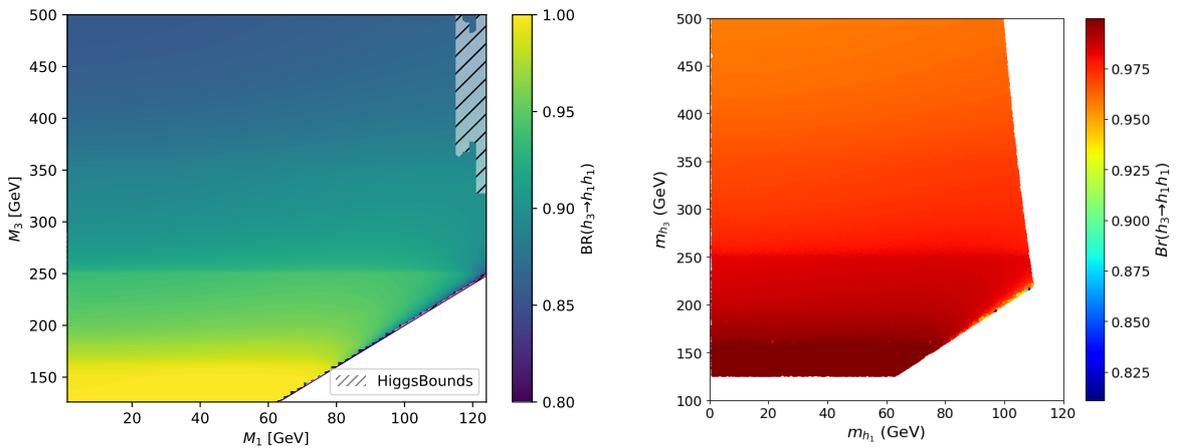


FIGURE III.8 – Les spectres de masse des bosons de Higgs $h_{1,3}$ pour **BP2**. Le code couleur indique $BR(h_3 \rightarrow h_1 h_1)$ sans mVC (panneau de gauche) et avec mVC (panneau de droite).

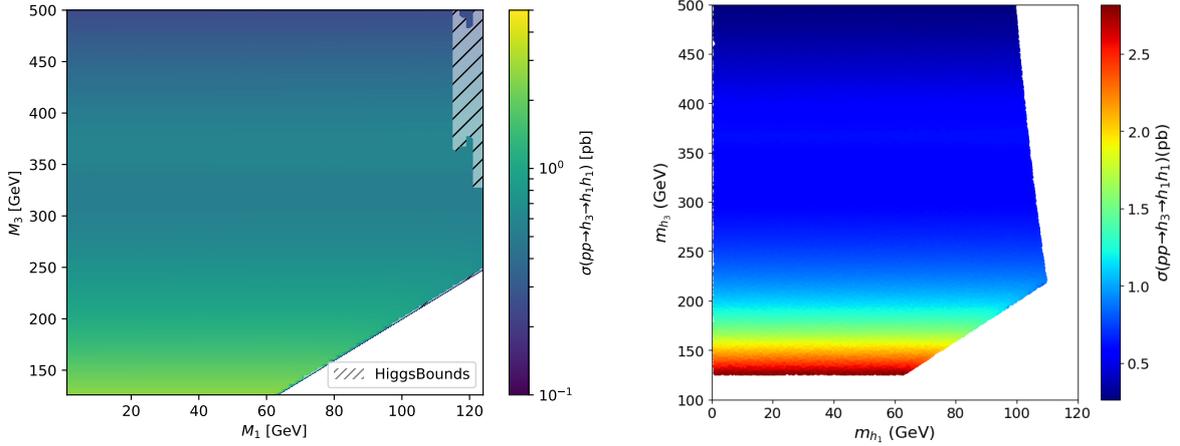


FIGURE III.9 – Les spectres de masse des bosons de Higgs $h_{1,3}$ pour **BP2**. Le code couleur indique $\sigma(pp \rightarrow h_3 \rightarrow h_1 h_1)$ sans mVC (panneau de gauche) et avec mVC (panneau de droite).

$h_3 \rightarrow h_1 h_1$ dans le cas de **BP2** en l'absence des mVC, figure III.9 (à gauche), et en présence des mVC, figure III.9 (à droite). Comme le montre la partie gauche de la figure III.9, lorsque l'absence des mVC, nous obtenons des taux de signal de $\mathcal{O}(0.1 - 1 pb)$ avec des valeurs maximales d'environ $3 pb$ dans la région de faible masse $m_{h_3} \lesssim 150 GeV$. Cette valeur maximale est soumise à une réduction de $3 pb$ à $2,7 pb$ lorsque les conditions du mVC modifiées sont considérées comme indiqué dans la partie droite de la figure III.9.

Les BRs de l'état à deux particules $h_1 h_1$ peuvent à nouveau être trouvés dans la réf [81]. Ils sont identiques à ceux discutés pour **BP4** puisque les BRs de h_1 sont toujours identiques à ceux d'un boson de Higgs de SM de même masse. Cependant, maintenant le scénario s'étend aux valeurs assez grandes de m_{h_1} qui peut atteindre jusqu'à $125 GeV$, et avec l'augmentation de m_{h_1} , l'état final $b\bar{b}W^+W^-$ devient considérable.

3. Conclusion

Bien que le Modèle Standard Minimal (*MSM*) des interactions électrofaibles est en accord parfait avec les résultats expérimentaux, il doit être étendu pour rendre compte de certains problèmes qui demeurent encore sans solutions dans le MSM, comme l'oscillations des neutrinos, la matière noire, problème de la hiérarchie de jauge..

À présent, nous avons présenté la phénoménologie du collisionneur d'une simple extension du SM, où deux champs singlets scalaires réels S_1 et S_2 sont ajoutés au secteur scalaire. Dans ce modèle à deux singlets réels, nous avons imposé une symétrie \mathbb{Z}_2 discrète pour chaque champ scalaire qui est spontanément brisée par la valeur moyenne de vide du champ de singlet. Par conséquent, tous les champs scalaires se mélangent, conduisant aux trois états neutres de Higgs CP-pair h_i ($i = 1, 2, 3$). N'importe lequel de ces états peut être identifié avec le boson de Higgs de masse $\simeq 125 GeV$ observé au LHC. Ensuite, nous déterminons l'expression des conditions de Veltman modifiées dans le cadre de TRSM qui est une contrainte théorique supplémentaire

qui peut limiter l'espace des paramètres de notre modèle. En se basant sur ces contraintes, on a établi les bornes théoriques sur les masses des bosons de Higgs physiques, les couplages quartiques du potentiel et les angles de mélange en présence de mVC et en tenant compte des dernières contraintes expérimentales du LHC.

Le modèle conduit à une phénoménologie de collision intéressante pour la recherche des états de Higgs supplémentaires. Suite à la production unique d'un des états scalaires de Higgs, h_i , cet état peut soit se désintégrer directement aux particules de SM, soit se désintégrer en deux états de Higgs plus légers, $h_i \rightarrow h_j h_k$, où les états les plus légers peuvent soit être identiques (désintégrations du boson de Higgs en Higgs "symétriques" avec $j=k=1, 2$), ou différentes (désintégrations Higgs en Higgs "asymétriques" avec $j=1, k=2$). Alors, à cet égard, on a identifié deux scénarios distincts pour la recherche des états scalaires supplémentaires. Dans le premier scénario, nous identifions l'état scalaire le plus lourd h_3 avec h_{125} et nous concentrons sur la production de h_2 suivi de sa désintégration $h_2 \rightarrow h_1 h_1$. Les résultats numériques montrent que les limites inférieures des bosons de Higgs h_1 et h_2 sont très sensibles aux mVC et se réduisent à $47,5 \text{ GeV}$ et 96 GeV , de plus, la valeur maximale de la section efficace du processus $pp \rightarrow h_2 \rightarrow h_1 h_1$ est soumise à une réduction de 100 pb à $3,5 \text{ pb}$ lorsque les conditions du mVC modifiées sont considérées. D'autre part, le deuxième scénario se concentre sur le cas où h_2 est la particule de Higgs du modèle standard et on considère la production de la particule scalaire lourde h_3 suivi de sa désintégration symétrique vers la particule la plus légère via le processus $h_3 \rightarrow h_1 h_1$. Alors, ici, l'effet de mVC est quelque peu remarquable, bien que les mVC soient appliqués, le rapport de branchement dépasse 97,5% correspond à une limite supérieure pour $\sigma(pp \rightarrow h_3 \rightarrow h_1 h_1)$ de l'ordre de $\approx 3 \text{ pb}$.

Processus de diffusion assistée par laser

“Dans la nature, tout a toujours une raison. Si tu comprends cette raison, tu n’as plus besoin de l’expérience.”
Léonard De Vinci (1452-1519)

1. Introduction

Après sa découverte dans les années soixante du XXe siècle [103], la technologie laser était et reste au centre des préoccupations des scientifiques car elle reçoit une grande attention parmi eux. Son importance réside non seulement dans l’étude des phénomènes physiques associés au laser, mais aussi dans l’aide à notre compréhension de la physique fondamentale des particules et de la physique atomique. Depuis 1960, l’étude des processus assistés par laser a été un domaine actif de recherche théorique [104, 105] et expérimentale [106, 107]. Les premières études approfondies de l’interaction laser-matière en physique atomique non relativiste ont été émises par Francken et Joachain [108]. Ensuite, pour une bonne compréhension du comportement des particules et de leurs propriétés, certains physiciens ont élaboré l’interaction laser-atome en régime relativiste. Ils ont d’abord étudié les effets du champ laser sur les processus de diffusion de la physique atomique relativiste [109, 110]. Ensuite, ils ont étudié certains processus de désintégration assistés par laser. Dans la réf [111], il a été constaté que le champ laser a une influence significative sur le comportement et les propriétés du pion, il prolonge la durée de vie de cette particule et améliore ses modes de désintégration. Depuis quelques années, on s’est particulièrement intéressé à l’étude des interactions électron-positron en présence d’un champ extérieur, ceci est réalisé en s’appuyant sur des sources laser de haute intensité qui fournissent au faisceau incident e^+e^- hautes énergies cinétiques.

En raison des avancées significatives réalisées par la technologie laser ces derniers temps [112], il devient possible d’encourager la production assistée par laser des particules élémentaires lourdes. A cet égard, des nombreux travaux théoriques ont été consacrés à l’étude de la production de paires de Higgs neutres [113], la production de paires de Higgs chargées [114], la

production d'un boson de Higgs chargé en association avec un boson de jauge $H^\pm W^\mp$ [115] et la production Higgs-Strahlung [116]. De plus, il est montré que le champ laser diminue la section efficace totale de production des particules élémentaires lourdes.

2. Cinématique d'une réaction - Variables de Mandelstam

Le but de la cinématique d'une réaction "contrairement à la dynamique" est d'étudier les phénomènes de diffusion indépendamment des interactions qui les induisent. Le plus important de ces problèmes de cinématique consiste à transformer les résultats du calcul ou de mesure d'une référence à l'autre.

Toute réaction est soumise aux lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion totales indépendamment des détails des interactions. Il est donc utile de comprendre comment décrire la cinématique dans les réactions puisque l'état d'énergie et d'impulsion dans lequel vont se trouver les particules finales devra obéir à ces lois.

Par ailleurs, les propriétés combinées d'invariance par rapport à une transformation de Lorentz et de conservation de certaines quantités cinématiques s'avèrent très utiles dans l'analyse de la cinématique des processus de diffusion. En effet, dans un processus subatomique, les conditions suivantes sont respectées :

- On peut définir un ou des invariants de Lorentz, c'est-à-dire des quantités indépendantes du système de référence (référentiel du laboratoire ou du centre de masse).
- Le quadri-impulsion est conservé dans une réaction.

Mandelstam a défini des variables cinématiques qui permettent d'analyser la cinématique des processus de diffusion en prenant en compte ces deux propriétés. En physique théorique, les variables de Mandelstam sont des quantités numériques qui rendent compte de la conservation de l'énergie et la quantité de mouvement, ainsi que de l'invariance de Lorentz dans les réactions entre particules.

Par exemple, dans une réaction impliquant deux particules initiales (1 et 2) et deux particules finales (3 et 4),

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4. \quad (\text{IV.1})$$

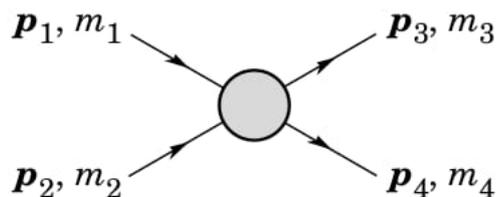


FIGURE IV.1 – Processus à quatre corps : $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$.

À partir des quadri-impulsions des particules p_i :

$$p_i = (E_i, \vec{p}_i),$$

où l'indice i désigne chacune des particules, donc ici $i = 1, 2, 3, 4$, on peut définir les trois quantités invariantes de Lorentz, les variables de Mandelstam s , t et u :

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2, \\ t &= (p_3 - p_1)^2 = (p_4 - p_2)^2, \\ u &= (p_3 - p_2)^2 = (p_4 - p_1)^2. \end{aligned} \tag{IV.2}$$

Alors :

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2, \\ &= p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2, \\ &= m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1E_2 - \vec{p}_1\vec{p}_2), \\ &= m_3^2 + m_4^2 + 2(E_3E_4 - \vec{p}_3\vec{p}_4). \end{aligned} \tag{IV.3}$$

De la même façon :

$$\begin{aligned} t &= (p_3 - p_1)^2 = m_1^2 + m_3^2 - 2(E_1E_3 - \vec{p}_1\vec{p}_3), \\ &= (p_4 - p_2)^2 = m_2^2 + m_4^2 - 2(E_2E_4 - \vec{p}_2\vec{p}_4). \end{aligned} \tag{IV.4}$$

$$\begin{aligned} u &= (p_3 - p_2)^2 = m_2^2 + m_3^2 - 2(E_2E_3 - \vec{p}_2\vec{p}_3), \\ &= (p_4 - p_1)^2 = m_1^2 + m_4^2 - 2(E_1E_4 - \vec{p}_1\vec{p}_4). \end{aligned} \tag{IV.5}$$

Comme on l'a vu auparavant, ces variables sont des invariants de Lorentz puisque ce sont des produits scalaires de quadri-impulsions. Notons que ces variables de Mandelstam vérifient la relation suivante :

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2. \tag{IV.6}$$

En effet :

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2, \\ t &= (p_1 - p_3)^2 = p_1^2 + p_3^2 - 2p_1p_3, \\ u &= (p_1 - p_4)^2 = p_1^2 + p_4^2 - 2p_1p_4. \end{aligned} \tag{IV.7}$$

En les ajoutant, on obtient :

$$s + t + u = 3p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 + p_4^2 + 2p_1(p_2 - p_3 - p_4). \tag{IV.8}$$

Maintenant, en utilisant la conservation de quadri-impulsions :

$$p_1 + p_2 = p_3 + p_4, \tag{IV.9}$$

On sait que :

$$2p_1(p_2 - p_3 - p_4) = -2p_1^2. \quad (\text{IV.10})$$

Donc :

$$s + t + u = p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 + p_4^2. \quad (\text{IV.11})$$

Finalement, en utilisant $p_i^2 = m_i^2$ (avec $c = 1$), on trouve :

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2. \quad (\text{IV.12})$$

Si les masses des quatre particules sont identiques, c'est-à-dire que la masse de la particule $m_i = m$ pour tout i ($i = 1, 2, 3, 4$), l'équation ci-dessus devient :

$$s + t + u = 4m^2. \quad (\text{IV.13})$$

2.1. Système du centre de masse (4-corps)

Le système du centre de masse (SCM), appelé aussi repère d'impulsion nulle, est un référentiel pour lequel la somme des impulsions des particules initiales ou finales est nulle.

$$\sum \vec{P}_{initial} = \sum \vec{P}_{final} = \vec{0}. \quad (\text{IV.14})$$

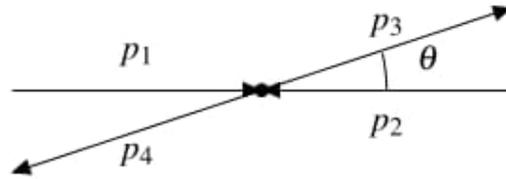


FIGURE IV.2 – Collision dans le repère du centre de masse.

On peut établir un certain nombre de relations pour un système à quatre corps dans le SCM. Pour la variable s :

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2, \\ &= (E_{1CM} + E_{2CM}, \vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2, \\ &= (E_{1CM} + E_{2CM})^2, \\ &= E_{CM}^2. \end{aligned} \quad (\text{IV.15})$$

La variable s est alors le carré de la somme des énergies initiales ou finales dans le SCM. De même pour la variable t :

$$\begin{aligned} t &= (p_3 - p_1)^2, \\ &= (E_3 - E_1, \vec{p}_3 - \vec{p}_1)^2, \\ &= (E_3 - E_1)^2 - (\vec{p}_3 - \vec{p}_1)^2. \end{aligned} \quad (\text{IV.16})$$

La variable t est donc le carré du transfert d'énergie-impulsion.

En terme des variables de Mandelstam, l'énergie et l'impulsion s'écrivent comme suit :

$$\begin{aligned}
 E_{1CM} &= (s + m_1^2 - m_2^2)/2\sqrt{s}, \\
 E_{2CM} &= (s + m_2^2 - m_1^2)/2\sqrt{s}, \\
 E_{3CM} &= (s + m_3^2 - m_4^2)/2\sqrt{s}, \\
 E_{4CM} &= (s + m_4^2 - m_3^2)/2\sqrt{s},
 \end{aligned}
 \tag{IV.17}$$

et

$$\begin{aligned}
 |\vec{p}_{1CM}| &= |\vec{p}_{2CM}| = \sqrt{\lambda(s, m_1^2, m_2^2)}/2\sqrt{s}, \\
 |\vec{p}_{3CM}| &= |\vec{p}_{4CM}| = \sqrt{\lambda(s, m_3^2, m_4^2)}/2\sqrt{s},
 \end{aligned}
 \tag{IV.18}$$

où :

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz.$$

Preuve :

À titre d'exemple, démontrons la première des relations (IV.17).

Pour ce faire, nous avons besoin de la relation pour la variable s dans le SCM :

$$\begin{aligned}
 s &= (p_1 + p_2)^2, \\
 &= p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2, \\
 &= m_1^2 + m_2^2 + 2E_{1CM}E_{2CM} - 2\vec{p}_1\vec{p}_2, \\
 &= m_1^2 + m_2^2 + 2E_{1CM}E_{2CM} + 2\vec{p}_1^2.
 \end{aligned}$$

Or, d'après (IV.15) :

$$E_{2CM} = \sqrt{s} - E_{1CM},$$

et en utilisant la relation :

$$\vec{p}_i^2 = E_{iCM}^2 - m_i^2. \tag{IV.19}$$

Alors :

$$\begin{aligned}
 s &= m_1^2 + m_2^2 + 2E_{1CM}\sqrt{s} - 2E_{1CM}^2 + 2E_{1CM}^2 - 2m_1^2, \\
 &= -m_1^2 + m_2^2 + 2E_{1CM}\sqrt{s}.
 \end{aligned}$$

Ce qui implique :

$$E_{1CM} = (s + m_1^2 - m_2^2)/2\sqrt{s}.$$

En ce qui concerne les relations (IV.18), il suffit d'utiliser la relation (IV.19) et remplacer E_{iCM} par son expression.

2.2. Système du laboratoire (4-corps, cible fixe)

Par tradition, le système du laboratoire (SL), appelé aussi le repère de la cible fixe, est le système dans lequel une des deux particules initiales, la cible, est au repos avant la collision. Ce n'est évidemment pas le cas pour les expériences se déroulant dans des collisionneurs, puisque les deux particules initiales sont en mouvement dans ce repère.

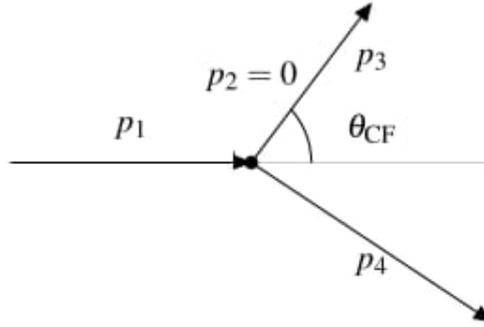


FIGURE IV.3 – Collision dans le repère du laboratoire (cible fixe).

Dans ce cas, on considère une des particules initiales, soit la particule 2, au repos. Alors, on peut leur attribuer les quadri-impulsions suivantes :

$$p_1 = (E_{1SL}, 0, 0, p_{1SL}), \quad (\text{IV.20})$$

$$p_2 = (m_2, 0, 0, 0), \quad (\text{IV.21})$$

$$p_3 = (E_{3SL}, \vec{p}_{3SL}), \quad (\text{IV.22})$$

$$p_4 = (E_{4SL}, \vec{p}_{4SL}), \quad (\text{IV.23})$$

où $|\vec{p}_1| = p_{1SL}$ est l'impulsion longitudinale dont la direction coïncide avec l'axe des z par convention.

Alors, le calcul des variables de Mandelstam dans le repère de la cible fixe mène à :

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2, \\ &= p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 p_2, \\ &= m_1^2 + m_2^2 + 2m_2 E_{1SL}. \end{aligned} \quad (\text{IV.24})$$

$$\begin{aligned} t &= (p_3 - p_1)^2, \\ &= m_1^2 + m_3^2 - 2E_{1SL} E_{3SL} + 2p_{1SL} |\vec{p}_{3SL}| \cos \theta_{SL}. \end{aligned} \quad (\text{IV.25})$$

$$u = \sum_{i=1}^4 m_i^2 - s - t, \quad (\text{IV.26})$$

et encore une fois $E_{iSL}^2 = p_{iSL}^2 + m_i^2$ pour $i = 1, 2, 3, 4$.

Dans le SL, l'énergie et impulsion s'écrivent, en fonction des variables de Mandelstam, comme suit :

$$E_{1SL} = (s - m_1^2 - m_2^2)/2m_2, \quad (\text{IV.27})$$

et

$$p_{1SL} = \sqrt{\lambda(s, m_1^2, m_2^2)}/2m_2. \quad (\text{IV.28})$$

L'avantage d'utiliser des invariants de Lorentz dans les calculs cinématiques est maintenant manifeste. Il est possible de calculer ces quantités indépendamment dans un référentiel donné, puis de trouver les énergies et impulsions des particules dans un deuxième référentiel sans utiliser les transformations de Lorentz.

3. Matrice de diffusion S

La matrice de diffusion S est un élément important du traitement quantique des interactions qui est défini comme un opérateur permettant le calcul de l'amplitude de probabilité qu'un état initial donné se transforme en un état final voulu.

Considérons un état $|a\rangle$ qui décrit une ou des particules à un instant t_a et un état $|b\rangle$ qui décrit une ou des particules à un instant t_b . La probabilité de trouver le système dans l'état $|b\rangle$, quand le système était dans un état $|a\rangle$, est donnée par $|C_{fi}(t_b, t_a)|^2$, telle que :

$$C_{fi}(t_b, t_a) = \langle b|U(t_b, t_a)|a\rangle,$$

avec $U(t_b, t_a)$ est un opérateur unitaire ($U^\dagger U = I$) puisqu'il décrit l'évolution temporelle de l'état $|a\rangle$ du temps t_a au temps t_b . Cet opérateur vient directement de l'hamiltonien des interactions V dans la relation :

$$H = H_0 + V.$$

Ce résultat est valide lorsque le potentiel V est suffisamment petit pour être traité comme une perturbation du système. On note ici que V n'agit que dans une partie de l'univers et qu'asymptotiquement, c'est-à-dire dans les limites respectives $t_a \rightarrow -\infty$ et $t_b \rightarrow +\infty$, H se réduit à H_0 et les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ redeviennent des états propres de H_0 (c'est-à-dire des particules libres ou du moins libres du potentiel d'interaction V) qu'on identifie aux états initial $|i\rangle$ et final $|f\rangle$. On dit que l'interaction est localisée.

L'opérateur S est alors défini comme la limite suivante :

$$S = U(+\infty, -\infty) = \lim_{\substack{t_a \rightarrow -\infty \\ t_b \rightarrow +\infty}} U(t_b, t_a).$$

On définit alors *la matrice de diffusion* S , dont les éléments de matrice sont :

$$S_{fi} = \langle f|U(+\infty, -\infty)|i\rangle = \langle f|S|i\rangle.$$

La matrice S est unitaire. Cette importante propriété découle de la conservation de la probabilité et du fait que la probabilité de trouver le système dans un état final, quel qu'il soit, est

égale à un. Alors :

$$\begin{aligned}
 1 &= \sum_f |C_{fi}(+\infty, -\infty)|^2, \\
 &= \sum_f \langle f|S|i\rangle^+ \langle f|S|i\rangle, \\
 &= \sum_f \langle i|S^+|f\rangle \langle f|S|i\rangle, \\
 &= \sum_f \langle i|S^+S|i\rangle,
 \end{aligned}$$

où nous avons utilisé la relation de fermeture $\sum_f |f\rangle\langle f| = I$. S est donc unitaire.

$$S^+S = I.$$

Dans la première approximation de Born (c'est à dire que la particule incidente interagit une seule fois avec la cible), la matrice de diffusion S peut s'écrire comme suit :

$$\begin{aligned}
 S_{fi} &= \delta_{fi} + iT_{fi}, \\
 &= \delta_{fi} + i(2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) \mathcal{M}_{fi},
 \end{aligned} \tag{IV.29}$$

où T_{fi} est appelée *la matrice de transition* et \mathcal{M}_{fi} les éléments de matrice. P_f et P_i sont les quadrivecteurs d'énergie-impulsion totale des états final et initial et la fonction δ de Dirac,

$$\delta^4(P_f - P_i) = \delta^3(\vec{P}_f - \vec{P}_i) \delta(E_f - E_i),$$

assure que ces quantités sont conservées dans la diffusion.

Dans l'expression (IV.29), on peut facilement identifier le premier terme δ_{fi} de S_{fi} qui laisse l'état initial intact (absence de diffusion), et le second terme qui est responsable des transitions d'un état $|i\rangle$ vers des états $|f\rangle$ distincts de $|i\rangle$. La probabilité de transition correspondante s'écrit, pour $i \neq f$,

$$\begin{aligned}
 P &= |C_{fi}(+\infty, -\infty)|^2, \\
 &= |\langle f|S|i\rangle|^2, \\
 &= [(2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i)]^2 \sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2.
 \end{aligned} \tag{IV.30}$$

De plus, il est possible d'écrire la fonction de Dirac comme suit :

$$\begin{aligned}
 \delta^4(p) &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4x e^{ip \cdot x}, \\
 \delta^4(0) &= \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4x = \frac{1}{(2\pi)^4} VT,
 \end{aligned} \tag{IV.31}$$

où V est le volume d'intégration. En utilisant la propriété de la fonction δ suivante :

$$\begin{aligned}
 [(2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i)]^2 &= (2\pi)^4 \delta^4(0) (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i), \\
 &= VT (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i).
 \end{aligned} \tag{IV.32}$$

Il en découle que le *taux de transition* par unité de volume macroscopique est donné par :

$$\omega_{fi} = \frac{P}{VT} = (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) \sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2. \quad (\text{IV.33})$$

Ce dernier résultat requiert une somme sur les différents états finals. Il est toutefois nécessaire de pondérer cette somme par ce qu'on appelle *l'espace de phase* disponible.

4. Espace de phase

En physique, l'espace de phase est un espace abstrait dont les coordonnées sont les variables dynamiques du système étudié. En mécanique quantique, une particule est décrite par sa position et son impulsion. Or, d'après l'invariance de Poincaré, la probabilité de trouver une particule libre dans un élément de volume de l'espace des positions et des impulsions $d^6V = d^3\vec{x} d^3\vec{p}$ est indépendante de la position et de l'impulsion. Il en découle que le nombre d'états est proportionnel à l'élément de volume, soit :

$$dN = \frac{d^3\vec{x} d^3\vec{p}}{(2\pi)^3}. \quad (\hbar = 1) \quad (\text{IV.34})$$

Le facteur de $(2\pi)^{-3}$ est un facteur de normalisation.

L'espace de phase représente la probabilité de trouver une particule libre avec une impulsion entre p et $p + dp$. L'espace de phase généralisé à n particules indépendantes se lit comme le produit des espaces de phase associés à chaque particule, soit :

$$\begin{aligned} dN_{tot} &= dN_1 dN_2 dN_3 \dots dN_n, \\ &= \prod_{i=1}^n \frac{d^3\vec{p}_i}{(2\pi)^3 2E_i}. \end{aligned} \quad (\text{IV.35})$$

L'élément de volume $d^3\vec{p}$ dans l'espace des impulsions n'est pas un invariant de Lorentz alors que la quantité $d^3\vec{p}/E$ l'est.

5. Section efficace

Nous avons maintenant en main tous les ingrédients nécessaires pour effectuer le calcul de la section efficace. La section efficace est une mesure de la probabilité d'un processus de diffusion. Dans un processus classique (e.g. la lumière qui éclaire un objet), elle correspond à la surface perpendiculaire au flux des projectiles qui décrit la zone d'interaction autour de la cible. Cependant, même si cette analogie est parfois utile, la section efficace est plutôt identifiable à la probabilité de diffusion et ne doit pas être confondue avec la vraie zone d'interaction, c'est-à-dire l'endroit physique où l'interaction est ressentie. Donc, si l'interaction entre les particules est plus importante, la section efficace augmente et la probabilité de diffusion en est d'autant

plus élevée. L'unité de section efficace couramment utilisée au niveau subatomique est le *barn* défini comme suit :

$$1barn = 10^{-24}cm^2 = 10^{-28}m^2. \quad (IV.36)$$

Dans les unités naturelles :

$$1barn = 2568 GeV^{-2}. \quad (IV.37)$$

Les collisions à hautes énergies ont des sections efficaces de l'ordre du *picobarn* ($1pbarn = 10^{-12}barn = 10^{-40}m^2$) ou du *femtobarn* ($1fbarn = 10^{-15}barn = 10^{-43}m^2$).

5.1. Calcul général de la section efficace

Considérons la diffusion mettant en jeu deux particules initiales et $n - 2$ particules finales :

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + \dots + n.$$

Le calcul de la section efficace met en jeu le *taux de transition* par le nombre d'états disponibles dans l'espace de phase. En général, on connaît les énergies et impulsions des particules initiales (e.g. faisceau quasi-monochromatique de particules dans un accélérateur). L'espace de phase pour $n - 2$ particules finales doit par contre être inclus, Il est donné par :

$$d\Phi = dN_3 dN_4 \dots dN_n = \prod_{f=3}^n \frac{d^3\vec{p}_f}{(2\pi)^3 2E_f}. \quad (IV.38)$$

Le taux de transition *pondéré* par l'espace de phase est donné par :

$$\bar{\omega}_{fi} = \frac{P}{VT} d\Phi = (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) \sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2 d\Phi. \quad (IV.39)$$

Pour une densité de *flux* de particules initiales ϕ (c'est-à-dire le nombre de particules incidentes par unité du temps et de surface), la section efficace différentielle s'écrit comme suit :

$$d\sigma = \frac{\bar{\omega}_{fi}}{\phi}. \quad (IV.40)$$

Le *flux* est proportionnel à la vitesse relative projectile-cible, c'est-à-dire :

$$|\vec{v}_1 - \vec{v}_2| = \left| \frac{\vec{p}_1}{E_1} - \frac{\vec{p}_2}{E_2} \right|. \quad (IV.41)$$

Dans le système du laboratoire (cible fixe avec $\vec{v}_2 = \vec{0}$ et $\vec{p}_2 = \vec{0}$), la vitesse relative est simplement :

$$v_1 = \frac{p_{1SL}}{E_{1SL}} = \frac{\sqrt{\lambda(s, m_1^2, m_2^2)}}{2m_2 E_1}, \quad (IV.42)$$

où $E_{2SL} = m_2$.

Cependant, le *flux*, qui s'écrit dans le système du laboratoire $\phi = 2E_1 2E_2 v_1$, est un invariant de Lorentz qui prend la forme générale suivante :

$$\begin{aligned}
 \phi &= 4m_2 p_{1SL}, \\
 &= 4m_2 \sqrt{E_1^2 - m_1^2}, \\
 &= 4\sqrt{m_2^2 E_1^2 - m_1^2 m_2^2}, \\
 &= 4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2},
 \end{aligned} \tag{IV.43}$$

où nous avons utilisé $(p_1 \cdot p_2) = E_1 m_2$.

Finalement, la section efficace devient :

$$d\sigma = \frac{1}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) \sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2 d\Phi. \tag{IV.44}$$

Dans les cas de processus non polarisés, l'expérience mesure la probabilité totale que les particules finales se retrouvent dans n'importe quel état de spin alors qu'on se doit de considérer la probabilité moyenne sur les états de spin possibles des particules initiales, puisqu'on ne sait pas à prime abord dans quels états les particules initiales vont se présenter. Pour y parvenir, il suffit de faire la substitution suivante :

$$\sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2 \rightarrow \overline{\sum_i} \sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2, \tag{IV.45}$$

où $\overline{\sum_i}$ et \sum_f signifient respectivement la moyenne sur les états de spin possibles des particules initiales et la somme sur les états de spin des particules finales. Alors, l'expression générale de la section efficace devient :

$$\overline{d\sigma} = \frac{1}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} (2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i) \overline{\sum_{s_i}} \sum_{s_f} |\mathcal{M}_{fi}|^2 \prod_{f=3}^n \frac{d^3 \vec{p}_f}{(2\pi)^3 2E_f}. \tag{IV.46}$$

5.2. Calcul de la section efficace pour un processus de diffusion de deux particules initiales et deux finales

Considérons le cas d'une collision produisant deux particules finales, par exemple :

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4,$$

avec $P_1 = (E_1, \vec{P}_1)$, $P_2 = (E_2, \vec{P}_2)$, $P_3 = (E_3, \vec{P}_3)$ et $P_4 = (E_4, \vec{P}_4)$.

Dans ce cas particulier, la section efficace est donnée par :

$$\overline{d\sigma} = \frac{(2\pi)^4 \delta^4(P_f - P_i)}{4\sqrt{(P_1 \cdot P_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} \frac{d^3 \vec{P}_3}{2E_3 (2\pi)^3} \frac{d^3 \vec{P}_4}{2E_4 (2\pi)^3} \overline{\sum_i} \sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2. \tag{IV.47}$$

Dans le référentiel du centre de masse (CM), les quadrivecteurs énergie-impulsion vérifient les lois de conservation suivantes :

$$\begin{aligned} P_1 + P_2 &= P_3 + P_4, \\ E_1 + E_2 &= E_3 + E_4 = \sqrt{s}, \\ \vec{P}_1 + \vec{P}_2 &= \vec{P}_3 + \vec{P}_4 = \vec{0}. \end{aligned} \quad (\text{IV.48})$$

On note $|\vec{P}| = |\vec{P}_1| = |\vec{P}_2|$ et $|\vec{P}'| = |\vec{P}_3| = |\vec{P}_4|$. Étant donné que les particules sont sur leurs couches de masse, on peut écrire :

$$\begin{aligned} P^2 &= P_\mu P^\mu = (E, \vec{P})(E, -\vec{P}) = E^2 - \vec{P}^2 = m^2, \\ \Rightarrow E^2 &= m^2 + \vec{P}^2. \end{aligned} \quad (\text{IV.49})$$

L'énergie au centre de masse est donnée par :

$$E_{CM} = E_1 + E_2 = \sqrt{m_1^2 + |\vec{P}_1|^2} + \sqrt{m_2^2 + |\vec{P}_2|^2}. \quad (\text{IV.50})$$

Décomposant la fonction de Dirac en deux parties, temporelle et spatiale, telle que :

$$\begin{aligned} \delta^4(P_f - P_i) \frac{d^3 \vec{P}_4}{E_4} &= \frac{1}{E_4} \delta^0(E_3 + E_4 - E_1 - E_2) \delta^3(\vec{P}_3 + \vec{P}_4 - \vec{P}_1 - \vec{P}_2) d^3 \vec{P}_4, \\ &= \frac{1}{E_4} \delta^0(E_3 + E_4 - E_1 - E_2) \underbrace{\delta^3(0)}_{=1} d^3 \vec{P}_4, \\ &= \frac{\delta^0(E_3 + E_4 - E_1 - E_2)}{E_4} \Big|_{\vec{P}_4 = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 - \vec{P}_3}. \end{aligned} \quad (\text{IV.51})$$

Donc, la section efficace devient :

$$\overline{d\sigma} = \frac{1}{(2\pi)^2 4\phi} \frac{\delta^0(E_3 + E_4 - E_1 - E_2)}{E_3 E_4} d^3 \vec{P}_3 \overline{\sum_i \sum_f} |\mathcal{M}_{fi}|^2. \quad (\text{IV.52})$$

On rappelle que ϕ est le *flux* des particules incidentes donné par :

$$\phi = 4\sqrt{(P_1 \cdot P_2)^2 - m_1^2 m_2^2}. \quad (\text{IV.53})$$

La relation énergie-impulsion pour la particule 3 est donnée par : $E_3^2 = P_3^2 + m_3^2$. Différenciant cette équation, on trouve :

$$2E_3 dE_3 = 2P_3 dP_3, \Rightarrow dP_3 = \frac{E_3}{P_3} dE_3. \quad (\text{IV.54})$$

Le volume sphérique dans l'espace des impulsions est tel que :

$$\begin{aligned} d^3 \vec{P}_3 &= P_3^2 dP_3 d\Omega, \\ &= P_3^2 \frac{E_3 dE_3}{P_3} d\Omega, \\ &= P_3 E_3 dE_3 d\Omega. \end{aligned} \quad (\text{IV.55})$$

Après tous ces changements, la section efficace devient :

$$\overline{d\sigma} = \frac{\overline{\sum_i \sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2} \delta^0(E_3 + E_4 - E_1 - E_2)}{16\pi^2\phi} \frac{P_3 E_3 dE_3 d\Omega}{E_3 E_4}. \quad (\text{IV.56})$$

La section efficace différentielle (SED) est donnée par :

$$\frac{\overline{d\sigma}}{d\Omega} = \frac{\overline{\sum_i \sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2} \delta^0(E_3 + E_4 - E_1 - E_2)}{16\pi^2\phi} \frac{P_3 dE_3}{E_4}, \quad (\text{IV.57})$$

avec $d\Omega = d\cos(\theta)d\varphi$ est l'élément de l'angle solide. Si on pose $E_f = E_3 + E_4$, on aura :

$$\begin{aligned} dE_f &= dE_3 + dE_4 = \frac{P_3}{E_3} dP_3 + \frac{P_4}{E_4} dP_4, \\ &= \frac{E_3 + E_4}{E_3 E_4} P' dP' = \frac{E_f}{E_3 E_4} P' dP', \\ &= \frac{E_f}{E_3 E_4} E_3 dE_3 = \frac{E_f}{E_4} dE_3. \end{aligned} \quad (\text{IV.58})$$

Ce qui implique que :

$$\frac{dE_f}{E_f} = \frac{dE_3}{E_4}. \quad (\text{IV.59})$$

Alors, la (SED) devient :

$$\begin{aligned} \frac{\overline{d\sigma}}{d\Omega} &= \frac{\overline{\sum_i \sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2} P' dE_f \delta^0(E_f - E_i)}{16\pi^2\phi E_f}, \\ &= \frac{\overline{\sum_i \sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2} P'}{16\pi^2\phi} \left. \frac{1}{E_{CM}} \right|_{E_f=E_i=E_{CM}}. \end{aligned} \quad (\text{IV.60})$$

On calcule le flux ϕ :

$$\begin{aligned} \frac{\phi^2}{16} &= (P_1 \cdot P_2)^2 - m_1^2 m_2^2, \\ &= (E_1 E_2 + P^2)^2 - (E_1^2 - P^2)(E_2^2 - P^2), \\ &= E_1^2 E_2^2 + P^4 + 2E_1 E_2 P^2 - E_1^2 E_2^2 - P^4 + P^2 E_1^2 + P^2 E_2^2, \\ &= 2E_1 E_2 P^2 + P^2(E_1^2 + E_2^2), \\ &= P^2(E_1 + E_2)^2, \\ &= P^2 E_{CM}^2. \\ \Rightarrow \phi &= 4PE_{CM} = 4P\sqrt{s}. \end{aligned} \quad (\text{IV.61})$$

Finalement, l'expression générale de la (SED) dans le (SCM) est donnée par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{CM} = \frac{S}{64\pi^2 s} \frac{|P'|}{|P|} \overline{\sum_i \sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2}, \quad (\text{IV.62})$$

avec S est un facteur de symétrie, il est égale à $1/2$ si les deux particules finales (3 et 4) sont identiques, sinon $S = 1$.

La section efficace totale est obtenue en intégrant sur toutes les variables angulaires, ainsi :

$$\bar{\sigma}_{CM} = \int \frac{S}{64\pi^2 s} \frac{|P'|}{|P|} \overline{\sum_i \sum_f |\mathcal{M}_{fi}|^2} d\Omega. \quad (\text{IV.63})$$

6. Production de paires de Higgs doublement chargées dans le Modèle Triplet de Higgs (HTM) via le processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$

Le Modèle Triplet de Higgs est décrit en détail dans les références [122–124]. Ici, nous rappelons brièvement la construction théorique du modèle ainsi que les principaux couplages pertinents pour le présent travail.

6.1. Le potentiel scalaire

Nous considérons un modèle contenant le doublet du SM, H , et un champ scalaire triplet Δ d'hypercharge $Y = 1$, et ils sont donnés par :

$$H = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}, \quad \Delta = \begin{pmatrix} \delta^+/\sqrt{2} & \delta^{++} \\ \delta^0 & -\delta^+\sqrt{2} \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.64})$$

Le lagrangien général renormalisable du modèle HTM est donné par :

$$\mathcal{L} = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) + Tr(D_\mu \Delta)^\dagger (D^\mu \Delta) - \mathcal{L}_Y - V(H, \Delta), \quad (\text{IV.65})$$

où D_μ est la dérivée covariante définie par :

$$\begin{aligned} D_\mu H &= \partial_\mu H + igT^a W_\mu^a H + i\frac{g'}{2} B_\mu H \\ D_\mu \Delta &= \partial_\mu \Delta + ig[T^a W_\mu^a, \Delta] + i\frac{g'}{2} B_\mu \Delta \end{aligned} \quad (\text{IV.66})$$

W_μ^a et B_μ sont deux champs de jauge (isovecteur et isoscalaire respectivement), et $T^a = \frac{\sigma^a}{2}$, (σ^a représentent les matrices de Pauli. $a = 1, 2, 3$). Le terme \mathcal{L}_Y représente le lagrangien de Yukawa. Le potentiel scalaire le plus général est [125] :

$$\begin{aligned} V(H, \Delta) &= -\mu_H^2 H^\dagger H + \frac{\lambda}{4} (H^\dagger H)^2 + \mu_\Delta^2 Tr(\Delta^\dagger \Delta) \\ &+ \lambda_1 (H^\dagger H) Tr(\Delta^\dagger \Delta) + \lambda_2 (Tr \Delta^\dagger \Delta)^2 + \lambda_3 Tr(\Delta^\dagger \Delta)^2 \\ &+ \lambda_4 H^\dagger \Delta \Delta^\dagger H + [\mu (H^T i\tau_2 \Delta^\dagger H) + h.c.] \end{aligned} \quad (\text{IV.67})$$

Dans le potentiel ci-dessus, μ_H^2 et μ_Δ^2 représentent les termes de masse pour le doublet et le triplet scalaire, respectivement. λ , λ_i , $i = 1..4$ sont des couplages sans dimension, tandis que μ désigne un couplage sans dimension qui mélange deux champs de Higgs. Au total, on a dix degrés de liberté ($ddl = 10$). Après la brisure de symétrie électrofaible, les composantes neutres, Φ^0 et δ^0 , peuvent acquérir des *vevs* telles que :

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_\Phi \end{pmatrix}, \quad \Delta = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ v_\Delta & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{IV.68})$$

avec $v^2 = v_\Phi^2 + 2v_\Delta^2 = (246 \text{ GeV})^2$. Le spectre du potentiel scalaire aura sept particules scalaires. En fait, en plus d'une paire de bosons de Higgs doublement chargés $H^{\pm\pm}$, le *HTM* fournit une paire de bosons de Higgs chargés H^\pm qui apparaissent avec le Goldstone chargée G^\pm après une rotation orthogonale en utilisant la matrice de mélange définie par $R_{\beta_\pm} = \{\{\cos \beta_\pm, -\sin \beta_\pm\}, \{\sin \beta_\pm, \cos \beta_\pm\}\}$ où β_\pm désigne l'angle entre les champs non physiques Φ^\pm et δ^\pm tel que $\tan \beta_\pm = \sqrt{2}v_\Delta/v_\Phi$. De manière analogue, les deux scalaires neutres CP-even (h^0, H^0) et les deux pseudo-scalaires neutres CP-odd (G^0, A^0) sont obtenus par une transformation orthogonale utilisant les deux rotations unitaires suivantes, R_α et R_{β_0} , respectivement (voir [124] pour plus de détails).

6.2. Higgs doublement chargé

Il est bien connu que le boson de Higgs doublement chargé $H^{\pm\pm}$ peut être considéré comme une particule typique de ce modèle. Alors, l'observation de cette particule serait un signal sans doute d'une physique au-delà des modèles à doublets de Higgs. En raison de la conservation de charge Q , il est évident que $H^{\pm\pm}$ ne peut pas se coupler à une paire de quarks. Par conséquent, ses modes de désintégrations possibles dans le *HTM* sont les désintégrations :

- 1- En paire de bosons de jauge W^\pm , $H^{\pm\pm} \rightarrow W^\pm W^\pm$.
- 2- En paire de leptons chargés de même signe $H^{\pm\pm} \rightarrow l^\pm l^\pm$.
- 3- En paire de boson de Higgs chargé $H^{\pm\pm} \rightarrow H^\pm H^\pm$.
- 4- $H^{\pm\pm} \rightarrow H^\pm W^{*\pm}$.

La phénoménologie du boson de Higgs doublement chargé aux collisionneurs du LHC a été discutée dans les réfs [117]. Nous soulignons également que le boson de Higgs doublement chargé se couple au photon γ et au boson de jauge Z . Ainsi, si le boson de Higgs doublement chargé est détecté au LHC, il sera nécessaire de déterminer ses couplages dans les futurs collisionneurs linéaires à haute énergie tels que le collisionneur linéaire compact (CLIC) [118], et le collisionneur linéaire international (ILC) [119], qui possèdent un environnement très propre, générant des résultats précis et fonctionnant avec différentes énergies de collision.

De plus, le processus qui agit comme une source de boson de Higgs doublement chargé dans collisionneur e^+e^- est étudié dans les réf [120, 121], et le processus passe par le canal s via un échange virtuel des bosons γ et Z , $e^+e^- \rightarrow \gamma^*, Z^* \rightarrow H^{++}H^{--}$. À cet égard, l'objectif principal de ce travail est d'étudier le processus de production $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ à l'intérieur d'un champ

électromagnétique polarisé circulairement pour analyser théoriquement et analytiquement son effet sur la section efficace de production dans le modèle HTM .

De plus, dans le HTM , les couplages du boson de Higgs doublement chargé avec les bosons de jauge, qui sont liés à notre calcul, peuvent s'écrire sous la forme [126, 127] :

$$A_\nu H^{++} H^{--} = -2ie(p_3 - p_4)^\nu \quad Z_\nu H^{++} H^{--} = -i \frac{e(1 - 2S_W^2)}{S_W C_W} (p_3 - p_4)^\nu \quad (\text{IV.69})$$

Les notations courtes C_W et S_W représentent successivement $\cos(\theta_W)$ et $\sin(\theta_W)$, où θ_W est l'angle de Weinberg. p_3 et p_4 dénotent les quadri-impulsions de H^{++} et H^{--} en dehors du champ laser, respectivement.

6.3. La section efficace différentielle en absence du champ laser

Dans cette section, nous calculons analytiquement la formule générale de la section efficace différentielle (DCS) en absence du champ laser pour la production de Higgs doublement chargé. Ce processus peut être schématisé comme suit :

$$e^+(p_1, s_1) + e^-(p_2, s_2) \rightarrow H^{++}(p_3, s_3) + H^{--}(p_4, s_4) \quad (\text{IV.70})$$

Les p_i ($i = \{1, 2\}$) représentent les quadri-impulsions des particules incidentes (p_1 pour électron) et (p_2 pour le positron), p_3 et p_4 représentent ceux des particules sortantes H^{++} et H^{--} respectivement. En absence du champ laser, l'électron et le positron sont décrits par les fonctions normalisées au volume V :

$$\begin{cases} \psi_{p_1, s_1}(x) = \frac{1}{\sqrt{2E_1 V}} u(p_1, s_1) \exp^{-ip_1 \cdot x} \\ \psi_{p_2, s_2}(x) = \frac{1}{\sqrt{2E_2 V}} v(p_2, s_2) \exp^{-ip_2 \cdot x} \end{cases} \quad (\text{IV.71})$$

$u(p_1, s_1)$ et $v(p_2, s_2)$ sont les bispinors de Dirac du fermion et de l'antifermion, s_i ($i = 1, 2$) indiquent leurs états de spin. Les bosons de Higgs doublement chargés $H^{\pm\pm}$ sont des particules massives de spin 0, ils sont décrits par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \varphi_{p_3, s_3}(y) = \frac{1}{\sqrt{2E_{H^{--}} V}} \exp^{-ip_3 \cdot y} \\ \varphi_{p_4, s_4}(y) = \frac{1}{\sqrt{2E_{H^{++}} V}} \exp^{-ip_4 \cdot y} \end{cases} \quad (\text{IV.72})$$

Dans la première approximation de Born, l'élément de la matrice S_{fi} pour la production de paires de Higgs doublement chargé via le processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ en absence du champ laser peut être écrit comme :

$$\begin{aligned} S_{fi}(e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}) &= \int d^4x \int d^4y \left\{ \bar{\psi}_{p_2, s_2}(x) \left(\frac{-ie}{2C_W S_W} \gamma^\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \right) \psi_{p_1, s_1}(x) D_{\mu\nu}(x-y) \right. \\ &\times \varphi_{p_3}^*(y) \left(-i \frac{e(1 - 2S_W^2)}{S_W C_W} \right) ((p_3 - p_4)^\nu) \varphi_{p_4}(y) + \bar{\psi}_{p_2, s_2}(x) (-ie\gamma^\mu) \\ &\times \left. \psi_{p_1, s_1}(x) G_{\mu\nu}(x-y) \varphi_{p_3, s_3}^*(y) (-2ie(p_3 - p_4)^\nu) \varphi_{p_4, s_4}(y) \right\}, \quad (\text{IV.73}) \end{aligned}$$

où $g_v^e = -1 + 4 \sin^2(\theta_W)$ et $g_a^e = 1$ représentent respectivement les constantes de couplage vecteur et vecteur axial. Les facteurs $D_{\mu\nu}(x-y)$ et $G_{\mu\nu}(x-y)$ sont les propagateurs de Feynman pour les bosons Z et γ , respectivement. Leurs expressions sont données par :

$$D_{\mu\nu}(x-y) = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{e^{-iq(x-y)}}{q^2 - M_Z^2} \left(-ig_{\mu\nu} + i(1-\xi) \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2} \right), \quad (\text{IV.74})$$

$$G_{\mu\nu}(x-y) = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{e^{-iq(x-y)}}{q^2} \left(-ig_{\mu\nu} + i(1-\xi) \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right), \quad (\text{IV.75})$$

avec $\xi = 1$ pour la jauge de Feynman ou $\xi = 0$ pour la jauge de Landau. q indique la quadri-impulsion du hors-shell V ($V = Z$ ou γ). Nous substituons les expressions des fonctions d'onde (équations (IV.81) et (IV.72)) et des propagateurs de Feynman (équations (IV.74) et (IV.75)) dans l'équation (IV.73). Ainsi, on obtient :

$$\begin{aligned} S_{fi} = & \int \int \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} d^4x d^4y \left\{ \frac{1}{2V\sqrt{E_1 E_2}} \bar{v}(p_2, s_2) \left(\frac{-ie}{2C_W S_W} \gamma^\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \right) u(p_1, s_1) \right. \\ & \times \frac{\left(-ig_{\mu\nu} + i(1-\xi) \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2} \right)}{q^2 - M_Z^2} \exp^{-iq(x-y)} \exp^{+ip_2x} \exp^{-ip_1x} \\ & \times \frac{1}{2V\sqrt{E_{H^{++}} E_{H^{--}}}} \left(-i \frac{e(1-2S_W^2)}{S_W C_W} (p_3 - p_4)^\nu \right) \exp^{-ip_3y} \exp^{+ip_4y} \\ & + \frac{1}{2V\sqrt{E_1 E_2}} \bar{v}(p_2, s_2) (-ie\gamma^\mu) u(p_1, s_1) \frac{\left(-ig_{\mu\nu} + i(1-\xi) \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right)}{q^2} \exp^{-iq(x-y)} \\ & \left. \times \exp^{+ip_2x} \exp^{-ip_1x} \frac{1}{2V\sqrt{E_{H^{++}} E_{H^{--}}}} \left(-2ie(p_3 - p_4)^\nu \right) \exp^{-ip_3y} \exp^{+ip_4y} \right\} \quad (\text{IV.76}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S_{fi} = & \int \int \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} d^4x d^4y \left\{ \frac{1}{2V\sqrt{E_1 E_2}} \bar{v}(p_2, s_2) \left(\frac{-ie}{2C_W S_W} \gamma^\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \right) u(p_1, s_1) \right. \\ & \times \frac{\left(-ig_{\mu\nu} + i(1-\xi) \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2} \right)}{q^2 - M_Z^2} \frac{1}{2V\sqrt{E_{H^{++}} E_{H^{--}}}} \left(-i \frac{e(1-2S_W^2)}{S_W C_W} (p_3 - p_4)^\nu \right) \\ & \times \exp^{-i(p_1+p_2)x} \exp^{+i(p_3+p_4)y} \exp^{-iq(x-y)} \\ & + \frac{1}{2V\sqrt{E_1 E_2}} \bar{v}(p_2, s_2) (-ie\gamma^\mu) u(p_1, s_1) \frac{\left(-ig_{\mu\nu} + i(1-\xi) \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right)}{q^2} \frac{1}{2V\sqrt{E_{H^{++}} E_{H^{--}}}} \\ & \left. \times \left(-2ie(p_3 - p_4)^\nu \right) \exp^{-i(p_1+p_2)x} \exp^{+i(p_3+p_4)y} \exp^{-iq(x-y)} \right\} \quad (\text{IV.77}) \end{aligned}$$

En utilisant les propriétés suivantes de la fonction de Dirac :

$$\begin{aligned} \int d^4y e^{i(p_3+p_4+q)y} &= (2\pi)^4 \delta^4(p_3 + p_4 + q) \\ \int d^4x e^{i(-p_1-p_2-q)x} &= (2\pi)^4 \delta^4(-p_1 - p_2 - q) \end{aligned} \quad (\text{IV.78})$$

et on utilise aussi :

$$\int \frac{d^4 q}{q^2} (2\pi)^4 \delta^4(-p_1 - p_2 - q) \delta^4(p_3 + p_4 + q) = \frac{(2\pi)^4}{q^2} \delta^4(p_3 + p_4 - p_1 - p_2) \quad (\text{IV.79})$$

Par conséquent, l'élément de la matrice de transition devient :

$$S_{fi}(e^+ e^- \rightarrow H^{++} H^{--}) = \frac{(2\pi)^4 \delta^4(p_3 + p_4 - p_1 - p_2)}{4V^2 \sqrt{E_1 E_2 E_{H^{++}} E_{H^{--}}}} (A_Z + A_\gamma) \quad (\text{IV.80})$$

A_Z et A_γ indiquent l'amplitude de diffusion totale provenant de la contribution du boson Z et le boson γ , respectivement, en l'absence du champ électromagnétique, et ils sont donnés par :

$$\begin{cases} A_\gamma = \frac{2e^2}{q^2} [\bar{v}(p_2, s_2)(\not{p}_3 - \not{p}_4)u(p_1, s_1)] \\ A_Z = \left(\frac{e}{2C_W S_W} \right) \left(\frac{e(1-2S_W^2)}{S_W C_W} \right) \left(\frac{1}{q^2 - M_Z^2} \right) [\bar{v}(p_2, s_2)(\not{p}_3 - \not{p}_4)(g_v^e - g_a^e \gamma^5)u(p_1, s_1)] \end{cases} \quad (\text{IV.81})$$

Pour exprimer la SED en l'absence du champ laser, nous multiplions l'élément de la matrice au carré $|S_{fi}|^2$ par la densité des états finaux, et divisons par l'intervalle de temps d'observation T et le flux des particules entrantes $|J_{\text{inc.}}| = \sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_e^4} / (E_1 E_2 V) = |\mathbf{p}_1| / (E_1 V)$ et enfin il faut faire la moyenne sur les spins initiaux et faire la somme sur les spins finaux. Ensuite, nous obtenons

$$\begin{aligned} d\bar{\sigma}(e^+ e^- \rightarrow H^{++} H^{--}) &= \frac{|S_{fi}|^2}{|J_{\text{inc.}}| T} \times \int \frac{V d^3 p_3}{(2\pi)^3} \times \int \frac{V d^3 p_4}{(2\pi)^3} \\ &= \frac{1}{16V^4 E_1 E_2 E_{H^{++}} E_{H^{--}}} |A_Z + A_\gamma|^2 \frac{E_1 E_2 V^2}{\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_e^4}} \\ &\quad \times \int \frac{V d^3 p_3}{(2\pi)^3} \times \int \frac{V d^3 p_4}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4(p_3 + p_4 - p_1 - p_2) \\ &= \frac{1}{16\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_e^4}} |A_Z + A_\gamma|^2 \int \frac{d^3 p_3}{(2\pi^2) E_{H^{++}}} \int \frac{d^3 p_4}{E_{H^{--}}} \delta^4(p_3 + p_4 - p_1 - p_2) \end{aligned} \quad (\text{IV.82})$$

En suit, à l'aide de la formule suivante :

$$\frac{d^3 p_4}{E_{H^{--}}} = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} d^4 p_4 \delta(p_4^2 - M_{H^{++}}^2) \Theta(p_4^0), \quad \text{avec} \quad \Theta(p_4^0) = \begin{cases} 1 & \text{avec } p_4^0 > 0 \\ 0 & \text{avec } p_4^0 < 0 \end{cases} \quad (\text{IV.83})$$

la section efficace devient :

$$\begin{aligned} d\bar{\sigma} &= \frac{1}{16\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_e^4}} |A_Z + A_\gamma|^2 \int \frac{d^3 p_3}{(2\pi^2) E_{H^{++}}} d^4 p_4 \delta(p_4^2 - M_{H^{++}}^2) \delta^4(p_3 + p_4 - p_1 - p_2) \\ &= \frac{1}{16\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_e^4}} |A_Z + A_\gamma|^2 \int \frac{d^3 p_3}{(2\pi^2) E_{H^{++}}} \delta(p_4^2 - M_{H^{++}}^2) \Big|_{p_3 + p_4 - p_1 - p_2 = 0} \\ &= \frac{1}{16\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_e^4}} |A_Z + A_\gamma|^2 \int \frac{|\mathbf{p}_3|^2 d|\mathbf{p}_3| d\Omega}{(2\pi^2) E_{H^{++}}} \delta((p_1 + p_2 - p_3)^2 - M_{H^{++}}^2) \end{aligned} \quad (\text{IV.84})$$

où nous avons utilisé $d^3p_3 = |\mathbf{p}_3|^2 d|\mathbf{p}_3| d\Omega$.

L'intégration sur $d|\mathbf{p}_3|$ peut être effectuée en utilisant la formule familière suivante :

$$\int dx f(x) \delta(g(x)) = \frac{f(x)}{|g'(x)|} \Big|_{g(x)=0}. \quad (\text{IV.85})$$

Donc, on obtient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{16\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_e^4}} |A_Z + A_\gamma|^2 \frac{|\mathbf{p}_3|^2}{(2\pi^2)E_{H^{++}}} \frac{1}{|g'(|\mathbf{p}_3|)|} \Big|_{g(|\mathbf{p}_3|)=0} \quad (\text{IV.86})$$

avec

$$g'(|\mathbf{p}_3|) = -\frac{2|\mathbf{p}_3|(\sqrt{s})}{\sqrt{|\mathbf{p}_3|^2 + M_{H^{++}}^2}} \quad (\text{IV.87})$$

où \sqrt{s} représente l'énergie au centre de masse et $g(|\mathbf{p}_3|)$ est donné par :

$$\begin{aligned} g(|\mathbf{p}_3|) &= (p_3 + p_4 - p_1 - p_2)^2 - M_Z^2 \\ &= 2m_e^{*2} + M_{H^{++}}^2 - M_Z^2 + s - 2m_e^2 - 2\sqrt{s}\sqrt{|\mathbf{p}_3|^2 + M_{H^{++}}^2} \end{aligned}$$

avec $p_4^2 = (p_1 + p_2 - p_3)^2$.

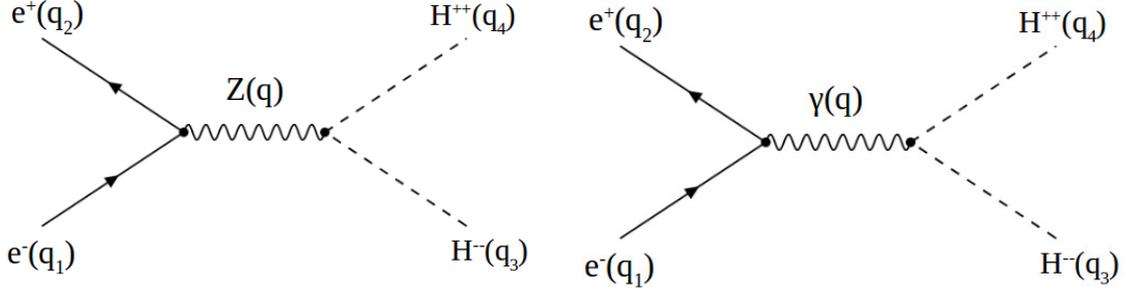
7. Production de paires de Higgs doublement chargées dans le Modèle Triplet de Higgs (*HTM*) via le processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ en présence d'un champ laser

Cette section donne un aperçu général et détaillé d'une étude théorique de la production de paires de Higgs doublement chargées $H^{\pm\pm}$ en présence d'un champ laser intense dans le système centre de masse à travers l'annihilation e^+e^- dans le cadre du modèle Triplet de Higgs (*HTM*).

7.1. La section efficace assistée par laser

Élément de matrice de transition S_{fi} assisté par le champ laser

Dans cette partie, nous essaierons d'établir toutes les expressions théoriques des grandeurs nécessaires pour calculer la section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ au niveau de l'arbre en présence d'un champ laser. Les diagrammes de Feynman de ce processus sont illustrés dans la figure [IV.4](#).


 FIGURE IV.4 – Les diagrammes de Feynman de premier ordre du processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$.

Dans cette étude, nous avons considéré à la fois les bosons de Higgs produits $H^{\pm\pm}$ et le faisceau incident e^+e^- à l'intérieur d'un champ laser qui est considéré comme une onde électromagnétique plane, monochromatique et polarisée circulairement, dont le quadri-potential classique peut être exprimé dans une notation unifiée telle que :

$$A^\mu = \eta_1^\mu \cos \phi + \eta_2^\mu \sin \phi, \quad (\text{IV.88})$$

avec $\phi = (k \cdot x)$ est la phase du champ laser. $k = (\omega, 0, 0, \omega)$ est le quadri-vecteur d'onde et ω est la fréquence de laser. Les quadri-vecteurs η_1 et η_2 sont orthogonaux, et choisis tels que $\eta_1^\mu = (0, \eta, 0, 0)$ et $\eta_2^\mu = (0, 0, \eta, 0)$. Ainsi, ils vérifient les conditions suivantes : $(\eta_1 \cdot \eta_2) = (\eta_2 \cdot \eta_1) = 0$ et $\eta_1^2 = \eta_2^2 = \eta^2 = -|\eta|^2 = -(\epsilon_0/\omega)^2$, avec ϵ_0 est l'amplitude du champ électrique. La jauge de Lorentz $k_\mu \cdot A^\mu = 0$, appliquée au quadri-potential implique $(k \cdot \eta_1) = 0$ et $(k \cdot \eta_2) = 0$. La fonction qui décrit l'électron dans le champ électromagnétique est une solution de l'équation de Dirac en présence du champ laser suivante :

$$[(\hat{P} - eA)^2 - m^2 - \frac{1}{2}ieF_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu}]\psi(x) = 0, \quad (\text{IV.89})$$

avec $\hat{P} = i\partial$ et $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ représente le tenseur électromagnétique. La solution générale de cette équation est la fonction d'onde de Dirac-Volkov relativiste normalisée [128], qui décrit les particules incidentes dans le champ laser :

$$\begin{cases} \psi_{p_1, s_1}(x) = \left[1 - \frac{e\cancel{k}\cancel{A}}{2(k \cdot p_1)}\right] \frac{u(p_1, s_1)}{\sqrt{2Q_1V}} \exp^{iS(q_1, s_1)} \\ \psi_{p_2, s_2}(x) = \left[1 + \frac{e\cancel{k}\cancel{A}}{2(k \cdot p_2)}\right] \frac{v(p_2, s_2)}{\sqrt{2Q_2V}} \exp^{iS(q_2, s_2)} \end{cases} \quad (\text{IV.90})$$

où le premier terme représente l'état de l'électron, et le second représente l'état du positron. x indique la coordonnée spatio-temporelle de l'électron et du positron. $u(p_1, s_1)$ et $v(p_2, s_2)$ sont leurs bispineurs de Dirac, avec s_i ($i = 1, 2$) désignent leurs spins qui satisfont aux règles de somme suivantes $\sum_s u(p_1, s_1)\bar{u}(p_1, s_1) = (\not{p}_1 - m_e)$ et $\sum_s v(p_2, s_2)\bar{v}(p_2, s_2) = (\not{p}_2 + m_e)$. $p_1 = (E_1, |p_1|, 0, 0)$ et $p_2 = (E_2, -|p_1|, 0, 0)$ font référence à leurs quadri-impulsions libres correspondantes dans le cadre du centre de masse. En présence du champ électromagnétique,

l'électron et le positron obtiennent une énergie efficace non nulle donnée par Q_i ($i = 1, 2$). Nous définissons les arguments des termes exponentiels dans l'équation (IV.90) tel que :

$$\begin{aligned} S(q_{1,2}, x) &= -(p_{1,2} \cdot x) - \int_0^{(k \cdot x)} \left(\frac{e(p_{1,2} \cdot A)}{(k \cdot p_{1,2})} - \frac{e^2 A^2}{2(k \cdot p_{1,2})} \right) d\phi, \\ &= -(q_{1,2} \cdot x) - \frac{e(\eta_1 \cdot p_{1,2})}{k \cdot p_{1,2}} \sin(\phi) + \frac{e(\eta_2 \cdot p_{1,2})}{k \cdot p_{1,2}} \cos(\phi). \end{aligned} \quad (\text{IV.91})$$

Alors :

$$\begin{cases} S(q_1, s_1) = -q_1 x + \frac{e(\eta_1 \cdot p_1)}{k \cdot p_1} \sin \phi - \frac{e(\eta_2 \cdot p_1)}{k \cdot p_1} \cos \phi, \\ S(q_2, s_2) = +q_2 x + \frac{e(\eta_1 \cdot p_2)}{k \cdot p_2} \sin \phi - \frac{e(\eta_2 \cdot p_2)}{k \cdot p_2} \cos \phi, \end{cases} \quad (\text{IV.92})$$

avec q_i ($i = 1, 2$) = $p_i + e^2 \eta^2 / 2(k \cdot p_i)k$ représente la quantité de mouvement effective de l'électron et du positron à l'intérieur du champ laser telle que :

$$q_i^2 = m_e^{*2} = m_e^2 + e^2 \eta^2. \quad (\text{IV.93})$$

Ici, m_e^* est la masse effective des particules incidentes. e est la charge de l'électron, et m_e désigne sa masse. $Q_i = E_i + \frac{e^2 \eta^2}{2k \cdot p_i} \omega$ est la composante temporelle de q_i et E_i représente l'énergie de la particule en dehors du champ laser.

La paire de Higgs produite H^{++} et H^{--} sont des particules chargées, et à l'intérieur d'un champ laser $A(\phi)$, l'hamiltonien de Klein-Gordon pour une particule de masse m et de charge électrique e s'exprime comme suit :

$$H(y) = -\Pi_\mu \Pi^\mu + m^2, \quad \Pi_\mu = i\partial_\mu - eA_\mu(\phi), \quad (\text{IV.94})$$

où les solutions de Volkov de l'équation suivante :

$$H(y)\varphi(y) = 0, \quad (\text{IV.95})$$

sont exprimées en états de Klein-Gordon-Volkov [129] pour H^{++} et H^{--} comme suit :

$$\varphi_{p_3}(y) = \frac{1}{\sqrt{2Q_{H^{--}}V}} \exp^{iS(q_3, s_3)}, \quad \varphi_{p_4}(y) = \frac{1}{\sqrt{2Q_{H^{++}}V}} \exp^{iS(q_4, s_4)} \quad (\text{IV.96})$$

Ici, y est la coordonnée spatio-temporelle des particules sortantes. q_i ($i = 3, 4$) = $p_i + \beta e^2 \eta^2 / 2(k \cdot p_i)k$ est la quantité de mouvement effective du boson de Higgs doublement chargé, avec, $p_3 = (E_{H^{--}}, |p_3| \cos \theta, |p_3| \sin \theta, 0)$ et $p_4 = (E_{H^{++}}, -|p_4| \cos \theta, -|p_4| \sin \theta, 0)$ sont les quadri-impulsions libres des bosons de Higgs doublement chargés, avec $E_{H^{--}}$ et $E_{H^{++}}$ sont leurs énergies correspondantes en l'absence du champ laser. En présence du champ laser, les bosons de Higgs doublement chargés H^{--} et H^{++} acquièrent les énergies $Q_{H^{--}}$ et $Q_{H^{++}}$, respectivement. Dans l'équation (IV.96), les arguments du terme exponentiel sont donnés par :

$$\begin{cases} S(q_3, s_3) = -q_3 y + \frac{\beta e(\eta_1 \cdot p_3)}{k \cdot p_3} \sin \phi - \frac{\beta e(\eta_2 \cdot p_3)}{k \cdot p_3} \cos \phi, \\ S(q_4, s_4) = +q_4 y + \frac{\beta e(\eta_1 \cdot p_4)}{k \cdot p_4} \sin \phi - \frac{\beta e(\eta_2 \cdot p_4)}{k \cdot p_4} \cos \phi, \end{cases} \quad (\text{IV.97})$$

où $\beta = 2$ désigne le nombre des charges du boson de Higgs doublement chargé. À l'intérieur du champ électromagnétique, les couplages du boson de Higgs doublement chargé aux bosons de jauge électrofaible sont donnés par :

$$A_\nu H^{++} H^{--} = -2ie [(q_3 - q_4)^\nu - \beta e \Delta k^\nu], \quad (\text{IV.98})$$

et

$$Z_\nu H^{++} H^{--} = -i \frac{e(1 - 2S_W^2)}{S_W C_W} [(q_3 - q_4)^\nu - \beta e \Delta k^\nu]. \quad (\text{IV.99})$$

La quantité Δ s'exprime comme suit :

$$\Delta = \left[\left(\frac{p_3 \cdot \eta_1}{k \cdot p_3} + \frac{p_4 \cdot \eta_1}{k \cdot p_4} \right) \cos(\phi) + \left(\frac{p_3 \cdot \eta_2}{k \cdot p_3} + \frac{p_4 \cdot \eta_2}{k \cdot p_4} \right) \sin(\phi) \right]. \quad (\text{IV.100})$$

En utilisant les couplages de jauge donnés par les équations (IV.98, IV.99), l'élément de matrice de diffusion [130] de la production de paires de bosons de Higgs doublement chargé assistée par laser dans *HTM* peut être écrit comme :

$$\begin{aligned} S_{fi} &= \int d^4x \int d^4y \left\{ \bar{\psi}_{p_2, s_2}(x) \left(\frac{-ie}{2C_W S_W} \gamma^\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \right) \psi_{p_1, s_1}(x) D_{\mu\nu}(x-y) \right. \\ &\times \varphi_{p_3}^*(y) \left(-i \frac{e(1 - 2S_W^2)}{S_W C_W} ((q_3 - q_4)^\nu - \beta e \Delta k^\nu) \varphi_{p_4}(y) + \bar{\psi}_{p_2, s_2}(x) (-ie \gamma^\mu) \right. \\ &\times \left. \left. \psi_{p_1, s_1}(x) G_{\mu\nu}(x-y) \varphi_{p_3}^*(y) (-2ie((q_3 - q_4)^\nu - \beta e \Delta k^\nu)) \varphi_{p_4}(y) \right\} \end{aligned} \quad (\text{IV.101})$$

Après avoir présenté une brève description de la procédure utilisée pour analyser les effets du champ laser sur le processus IV.4, nous substituons les expressions des fonctions d'onde (équations (IV.90) et (IV.96)) et des propagateurs de Feynman (équations (IV.74) et (IV.75)) dans l'équation (IV.101). Ainsi, on obtient :

$$\begin{aligned}
 S_{fi}(e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}) &= \int \int \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} d^4x d^4y \left\{ \frac{1}{2V\sqrt{Q_1Q_2}} \bar{v}(p_2, s_2) \left[1 + \frac{e\mathcal{A}k}{2(k.p_2)} \right] \right. \\
 &\times \left(\frac{-ie}{2C_W S_W} \gamma^\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \right) \left[1 - \frac{e\mathcal{A}k}{2(k.p_1)} \right] u(p_1, s_1) \\
 &\times \frac{\left(-ig_{\mu\nu} + i(1-\xi) \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2} \right)}{q^2 - M_Z^2} \exp^{-iq(x-y)} \\
 &\times \exp^{i(q_2x + \frac{e(\eta_1.p_2)}{k.p_2} \sin\phi - \frac{e(\eta_2.p_2)}{k.p_2} \cos\phi)} \\
 &\times \exp^{i(-q_1x + \frac{e(a_1.p_1)}{k.p_1} \sin\phi - \frac{e(a_2.p_1)}{k.p_1} \cos\phi)} \\
 &\times \frac{1}{\sqrt{2Q_{H^{--}}V}} \left(-i \frac{e(1-2S_W^2)}{S_W C_W} ((q_3 - q_4)^\nu - \beta e \Delta k^\nu) \frac{1}{\sqrt{2Q_{H^{++}}V}} \right. \\
 &\times \exp^{i(-q_3y + \frac{\beta e(\eta_1.p_3)}{k.p_3} \sin\phi - \frac{\beta e(\eta_2.p_3)}{k.p_3} \cos\phi)} \\
 &\times \exp^{i(+q_4y + \frac{\beta e(\eta_1.p_4)}{k.p_4} \sin\phi - \frac{\beta e(\eta_2.p_4)}{k.p_4} \cos\phi)} \\
 &+ \frac{1}{2V\sqrt{Q_1Q_2}} \bar{v}(p_2, s_2) \left[1 + \frac{e\mathcal{A}k}{2(k.p_2)} \right] (-ie\gamma^\mu) \left[1 - \frac{e\mathcal{A}k}{2(k.p_1)} \right] u(p_1, s_1) \\
 &\times \frac{\left(-ig_{\mu\nu} + i(1-\xi) \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right)}{q^2} \exp^{-iq(x-y)} \\
 &\times \exp^{i(q_2x + \frac{e(\eta_1.p_2)}{k.p_2} \sin\phi - \frac{e(\eta_2.p_2)}{k.p_2} \cos\phi)} \\
 &\times \exp^{i(-q_1x + \frac{e(a_1.p_1)}{k.p_1} \sin\phi - \frac{e(a_2.p_1)}{k.p_1} \cos\phi)} \\
 &\times \frac{1}{\sqrt{2Q_{H^{--}}V}} \left(-2ie((q_3 - q_4)^\nu - \beta e \Delta k^\nu) \frac{1}{\sqrt{2Q_{H^{++}}V}} \right. \\
 &\times \exp^{i(-q_3y + \frac{\beta e(\eta_1.p_3)}{k.p_3} \sin\phi - \frac{\beta e(\eta_2.p_3)}{k.p_3} \cos\phi)} \\
 &\times \left. \left. \exp^{i(+q_4y + \frac{\beta e(\eta_1.p_4)}{k.p_4} \sin\phi - \frac{\beta e(\eta_2.p_4)}{k.p_4} \cos\phi)} \right\}. \tag{IV.102}
 \end{aligned}$$

Soit :

$$\begin{cases}
 S(q_1, s_1) + S(q_2, s_2) = -(q_1 + q_2)x - e \left(\frac{(\eta_1.p_1)}{(k.p_1)} - \frac{(\eta_1.p_2)}{(k.p_2)} \right) \sin\phi + e \left(\frac{(\eta_2.p_1)}{(k.p_1)} - \frac{(\eta_2.p_2)}{(k.p_2)} \right) \cos\phi \\
 S(q_3, s_3) + S(q_4, s_4) = -(q_3 + q_4)x - \beta e \left(\frac{(\eta_1.p_3)}{(k.p_3)} - \frac{(\eta_1.p_4)}{(k.p_4)} \right) \sin\phi + \beta e \left(\frac{(\eta_2.p_3)}{(k.p_3)} - \frac{(\eta_2.p_4)}{(k.p_4)} \right) \cos\phi
 \end{cases} \tag{IV.103}$$

On pose :

$$\alpha_1 = e \left(\frac{(\eta_1.p_1)}{(k.p_1)} - \frac{(\eta_1.p_2)}{(k.p_2)} \right), \quad \alpha_2 = e \left(\frac{(\eta_2.p_1)}{(k.p_1)} - \frac{(\eta_2.p_2)}{(k.p_2)} \right), \tag{IV.104}$$

et

$$\alpha_3 = \beta e \left(\frac{(\eta_1.p_3)}{(k.p_3)} - \frac{(\eta_1.p_4)}{(k.p_4)} \right), \quad \alpha_4 = \beta e \left(\frac{(\eta_2.p_3)}{(k.p_3)} - \frac{(\eta_2.p_4)}{(k.p_4)} \right). \tag{IV.105}$$

Alors :

$$\begin{cases} S(q_1, s_1) + S(q_2, s_2) = -(q_1 + q_2)x - z \sin(\phi - \phi_0) \\ S(q_3, s_3) + S(q_4, s_4) = -(q_3 + q_4)x - z' \sin(\phi - \phi'_0) \end{cases} \quad (\text{IV.106})$$

où :

$$\begin{cases} z = \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}, & \phi_0 = \arctan(\alpha_1/\alpha_2) \\ z' = \sqrt{\alpha_3^2 + \alpha_4^2}, & \phi'_0 = \arctan(\alpha_3/\alpha_4) \end{cases} \quad (\text{IV.107})$$

Avec ceci, l'élément de la matrice de diffusion devient :

$$\begin{aligned} S_{fi} &= \int \int \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} d^4 x d^4 y \left\{ \frac{1}{2V\sqrt{Q_1 Q_2}} \bar{v}(p_2, s_2) \left[1 + b_{p_2} (\eta_1 \not{k} \cos \phi + \eta_2 \not{k} \sin \phi) \right] \right. \\ &\times \left(\frac{-ie}{2C_W S_W} \gamma^\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \right) \left[1 - b_{p_1} (\eta_1 \not{k} \cos \phi + \eta_2 \not{k} \sin \phi) \right] u(p_1, s_1) \\ &\times \frac{\left(-ig_{\mu\nu} + i(1 - \xi) \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2} \right)}{q^2 - M_Z^2} \\ &\times \frac{1}{\sqrt{2Q_{H--V}}} \left(-ie \frac{e(1 - 2S_W^2)}{S_W C_W} ((q_3 - q_4)^\nu - \beta e \Delta k^\nu) \frac{1}{\sqrt{2Q_{H++V}}} \right. \\ &+ \frac{1}{2V\sqrt{Q_1 Q_2}} \bar{v}(p_2, s_2) \left[1 + b_{p_2} (\eta_1 \not{k} \cos \phi + \eta_2 \not{k} \sin \phi) \right] (-ie \gamma^\mu) \\ &\times \left[1 - b_{p_1} (\eta_1 \not{k} \cos \phi + \eta_2 \not{k} \sin \phi) \right] u(p_1, s_1) \\ &\times \frac{\left(-ig_{\mu\nu} + i(1 - \xi) \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right)}{q^2} \\ &\times \frac{1}{\sqrt{2Q_{H--V}}} \left(-2ie ((q_3 - q_4)^\nu - \beta e \Delta k^\nu) \right) \frac{1}{\sqrt{2Q_{H++V}}} \\ &\times \exp^{-i((q_1+q_2)y - z \sin(\phi - \phi_0))} \exp^{-i((q_3+q_4)y - z' \sin(\phi - \phi'_0))} \end{aligned} \quad (\text{IV.108})$$

avec $b_{p_1} = e/2(k.p_1)$ et $b_{p_2} = e/2(k.p_2)$.

$$\begin{aligned}
 S_{fi}(e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}) &= \int \int \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} d^4x d^4y \left\{ \frac{1}{2V\sqrt{Q_1Q_2}} \bar{v}(p_2, s_2) \left(\frac{-ie}{2C_W S_W} \right) \right. \\
 &\times \left[\kappa_0^\mu + \kappa_1^\mu \cos \phi + \kappa_2^\mu \sin \phi \right] u(p_1, s_1) \\
 &\times \frac{\left(-ig_{\mu\nu} + i(1-\xi) \frac{q_\mu q_\nu}{M_Z^2} \right)}{q^2 - M_Z^2} \\
 &\times \frac{1}{\sqrt{2Q_{H^{--}}V}} \left(-i \frac{e(1-2S_W^2)}{S_W C_W} (\Lambda_0^\nu - \beta e \Delta k^\nu) \right) \frac{1}{\sqrt{2Q_{H^{++}}V}} \\
 &+ \frac{1}{2V\sqrt{Q_1Q_2}} \bar{v}(p_2, s_2) (-ie) \left[\lambda_0^\mu + \lambda_1^\mu \cos \phi + \lambda_2^\mu \sin \phi \right] u(p_1, s_1) \\
 &\times \frac{\left(-ig_{\mu\nu} + i(1-\xi) \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right)}{q^2} \\
 &\times \frac{1}{\sqrt{2Q_{H^{--}}V}} \left(-2ie(\Lambda_0^\nu - \beta e \Delta k^\nu) \right) \frac{1}{\sqrt{2Q_{H^{++}}V}} \\
 &\times \exp^{-i((q_1+q_2)y-z \sin(\phi-\phi_0))} \exp^{-i((q_3+q_4)y-z' \sin(\phi-\phi'_0))} \quad (IV.109)
 \end{aligned}$$

Les fonctions $\iota(\phi) = \exp^{-iz \sin(\phi-\phi_0)}$, $\iota'(\phi) = \exp^{-iz' \sin(\phi-\phi'_0)}$, $\sin(\phi)\iota(\phi)$, $\cos(\phi)\iota(\phi)$, $\sin(\phi)\iota'(\phi)$ et $\cos(\phi)\iota'(\phi)$ peuvent être développées en séries de Fourier sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \iota(\phi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_{0n}(z) \exp(-in\phi) \\ \cos(\phi)\iota(\phi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_{1n}(z) \exp(-in\phi) \\ \sin(\phi)\iota(\phi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} B_{2n}(z) \exp(-in\phi) \end{cases} \quad (IV.110)$$

et

$$\begin{cases} \iota'(\phi) = \sum_{n'=-\infty}^{+\infty} B_{0n'}(z') \exp(-in'\phi) \\ \cos(\phi)\iota'(\phi) = \sum_{n'=-\infty}^{+\infty} B_{1n'}(z') \exp(-in'\phi) \\ \sin(\phi)\iota'(\phi) = \sum_{n'=-\infty}^{+\infty} B_{2n'}(z') \exp(-in'\phi) \end{cases} \quad (IV.111)$$

Les six quantités $B_{0n}(z)$, $B_{1n}(z)$, $B_{2n}(z)$, $B_{0n'}(z')$, $B_{1n'}(z')$ et $B_{2n'}(z')$ sont exprimées en termes des fonctions de Bessel par :

$$\left. \begin{cases} B_{0n}(z) \\ B_{1n}(z) \\ B_{2n}(z) \end{cases} \right\} = \left. \begin{cases} J_n(z) e^{-in\phi_0} \\ \frac{1}{2} (J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0}) \\ \frac{1}{2i} (J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0}) \end{cases} \right\} \quad (IV.112)$$

et

$$\left. \begin{cases} B_{0n'}(z') \\ B_{1n'}(z') \\ B_{2n'}(z') \end{cases} \right\} = \left. \begin{cases} J_{n'}(z') e^{-in'\phi_0} \\ \frac{1}{2} (J_{n'+1}(z') e^{-i(n'+1)\phi_0} + J_{n'-1}(z') e^{-i(n'-1)\phi_0}) \\ \frac{1}{2i} (J_{n'+1}(z') e^{-i(n'+1)\phi_0} - J_{n'-1}(z') e^{-i(n'-1)\phi_0}) \end{cases} \right\} \quad (IV.113)$$

avec (z, z') dénotent les arguments des fonctions de Bessel, et (ϕ_0, ϕ'_0) leurs phases, respectivement. Après calcul, on constate que l'élément de matrice de diffusion devient :

$$S_{fi}^{n,n'} = \frac{(2\pi)^4 \delta^4(q_3 + q_4 - q_1 - q_2 - (n + n')k)}{4V^2 \sqrt{Q_1 Q_2 Q_{H^-} Q_{H^+}}} (M_Z^{n,n'} + M_\gamma^{n,n'}) \quad (\text{IV.114})$$

Dans l'expression d'élément de matrice de diffusion ci-dessus (équation IV.114), $M_Z^{n,n'}$ désigne l'amplitude de diffusion totale provenant de la contribution du boson Z , tandis que $M_\gamma^{n,n'}$ vient de l'échange de γ à l'intérieur du champ électromagnétique, et ils sont donnés par :

$$\begin{aligned} M_Z^{n,n'} &= \frac{e^2}{2C_W S_W} \frac{(1 - 2S_W^2)}{S_W C_W} \frac{1}{(q_1 + q_2 + (n + n')k)^2 - M_Z^2} \left\{ \left[\Lambda_0^\mu J_{n'}(z') e^{-in'\phi'_0} \right. \right. \\ &+ \frac{1}{2} \Lambda_1^\mu \left(J_{n'+1}(z') e^{-i(n'+1)\phi'_0} + J_{n'-1}(z') e^{-i(n'-1)\phi'_0} \right) \\ &+ \left. \left. \frac{1}{2i} \Lambda_2^\mu \left(J_{n'+1}(z') e^{-i(n'+1)\phi'_0} - J_{n'-1}(z') e^{-i(n'-1)\phi'_0} \right) \right] \bar{v}(p_2, s_2) \right. \\ &\times \left[\kappa_0^\mu J_n(z) e^{-in\phi_0} + \frac{1}{2} \kappa_1^\mu \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) \right. \\ &+ \left. \left. \frac{1}{2i} \kappa_2^\mu \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) \right] u(p_1, s_1) \right\}, \quad (\text{IV.115}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_\gamma^{n,n'} &= \frac{2e^2}{(q_1 + q_2 + (n + n')k)^2} \left\{ \left[\Lambda_0^\mu J_{n'}(z') e^{-in'\phi'_0} + \frac{1}{2} \Lambda_1^\mu \left(J_{n'+1}(z') e^{-i(n'+1)\phi'_0} \right. \right. \right. \\ &+ \left. \left. J_{n'-1}(z') e^{-i(n'-1)\phi'_0} \right) + \frac{1}{2i} \Lambda_2^\mu \left(J_{n'+1}(z') e^{-i(n'+1)\phi'_0} - J_{n'-1}(z') e^{-i(n'-1)\phi'_0} \right) \right] \\ &\times \bar{v}(p_2, s_2) \left[\lambda_0^\mu J_n(z) e^{-in\phi_0} + \frac{1}{2} \lambda_1^\mu \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) \right. \\ &+ \left. \left. \frac{1}{2i} \lambda_2^\mu \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) \right] u(p_1, s_1) \right\}. \quad (\text{IV.116}) \end{aligned}$$

Ici, n est interprété comme le nombre de photons échangés entre les faisceaux incidents e^+e^- et le champ laser, tandis que n' est le nombre de photons transférés avec les bosons de Higgs produits $H^{++}H^{--}$. Les huit quantités qui apparaissent dans les équations IV.115 et IV.116

s'expriment comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \kappa_0^\mu = \gamma^\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) + 2b_{p_1} b_{p_2} \eta^2 k^\mu \not{k} (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \\
 \kappa_1^\mu = b_{p_1} \gamma^\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \not{k} \eta_1 - b_{p_2} \eta_1 \not{k} \gamma^\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \\
 \kappa_2^\mu = b_{p_1} \gamma^\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \not{k} \eta_2 - b_{p_2} \eta_2 \not{k} \gamma^\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \\
 \lambda_0^\mu = \gamma^\mu + 2b_{p_1} b_{p_2} \eta^2 k^\mu \not{k} \\
 \lambda_1^\mu = b_{p_1} \gamma^\mu \not{k} \eta_1 - b_{p_2} \eta_1 \not{k} \gamma^\mu \\
 \lambda_2^\mu = b_{p_1} \gamma^\mu \not{k} \eta_2 - b_{p_2} \eta_2 \not{k} \gamma^\mu \\
 \Lambda_0^\mu = (q_3 - q_4)_\mu \\
 \Lambda_1^\mu = -\beta e \left(\frac{p_3 \cdot \eta_1}{k \cdot p_3} + \frac{p_4 \cdot \eta_1}{k \cdot p_4} \right) k^\mu \\
 \Lambda_2^\mu = -\beta e \left(\frac{p_3 \cdot \eta_2}{k \cdot p_3} + \frac{p_4 \cdot \eta_2}{k \cdot p_4} \right) k^\mu,
 \end{array} \right. \quad (\text{IV.117})$$

La section efficace différentielle :

En général, dans le système centre de masse, la section efficace est calculée en divisant le carré de l'élément de la matrice $S_{fi}^{n,n'}$ (l'équation IV.114) par VT pour obtenir la probabilité de transition par volume, par la densité de particules $\rho = V^{-1}$, et par le courant des particules incidentes $|J_{inc}|$. Enfin, en faisant la somme sur les états finaux et la moyenne sur les états initiaux. nous obtenons la section efficace différentielle partielle comme suit :

$$d\sigma_{n,n'} = \frac{|S_{fi}^{n,n'}|^2}{VT} \frac{1}{|J_{inc}|} \frac{1}{\varrho} V \int \frac{d^3 q_3}{(2\pi)^3} V \int \frac{d^3 q_4}{(2\pi)^3}, \quad (\text{IV.118})$$

avec $|J_{inc}| = (\sqrt{(q_1 q_2)^2 - m_e^{*4}} / Q_1 Q_2 V)$, alors :

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{n,n'}(e^+ e^- \rightarrow H^{++} H^{--}) &= \frac{[(2\pi)^4 \delta^4(q_3 + q_4 - q_1 - q_2 - (n + n')k)]^2}{16V^4 Q_1 Q_2 Q_{H^{--}} Q_{H^{++}}} \overline{|M_Z^{n,n'} + M_\gamma^{n,n'}|^2} \\
 &\times \frac{1}{VT} \frac{Q_1 Q_2 V}{\sqrt{(q_1 q_2)^2 - m_e^{*4}}} \frac{1}{\varrho} V \int \frac{d^3 q_3}{(2\pi)^3} V \int \frac{d^3 q_4}{(2\pi)^3}. \quad (\text{IV.119})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{n,n'}(e^+ e^- \rightarrow H^{++} H^{--}) &= \frac{[(2\pi)^4 \delta^4(q_3 + q_4 - q_1 - q_2 - (n + n')k)]^2}{16Q_{H^{--}} Q_{H^{++}}} \overline{|M_Z^{n,n'} + M_\gamma^{n,n'}|^2} \\
 &\times \frac{1}{VT} \frac{1}{\sqrt{(q_1 q_2)^2 - m_e^{*4}}} \int \frac{d^3 q_3}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 q_4}{(2\pi)^3}. \quad (\text{IV.120})
 \end{aligned}$$

En utilisant la propriété suivante de la fonction de Dirac :

$$[(2\pi)^4 \delta^4(q_3 + q_4 - q_1 - q_2 - (n + n')k)]^2 = (2\pi)^4 VT \delta^4(q_3 + q_4 - q_1 - q_2 - (n + n')k), \quad (\text{IV.121})$$

la section efficace différentielle devient :

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{n,n'}(e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}) &= \frac{[(2\pi)^4\delta^4(q_3 + q_4 - q_1 - q_2 - (n + n')k)]}{16Q_{H^{--}}Q_{H^{++}}} |\overline{M_Z^{n,n'}} + M_\gamma^{n,n'}|^2 \\
 &\times \frac{1}{\sqrt{(q_1q_2)^2 - m_e^{*4}}} \int \frac{d^3q_3}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3q_4}{(2\pi)^3}. \quad (\text{IV.122})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{n,n'}(e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}) &= \frac{1}{16\sqrt{(q_1q_2)^2 - m_e^{*4}}} |\overline{M_Z^{n,n'}} + M_\gamma^{n,n'}|^2 \int \frac{d^3q_3}{(2\pi)^2 Q_{H^{--}}} \int \frac{d^3q_4}{Q_{H^{++}}} \\
 &\times \delta^4(q_3 + q_4 - q_1 - q_2 - (n + n')k). \quad (\text{IV.123})
 \end{aligned}$$

A l'aide de la formule suivante [130] :

$$\frac{d^3q_4}{Q_{H^{++}}} = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} d^4q_4 \delta(q_4^2 - M_{H^{\pm\pm}}^{*2}) \Theta(q_4^0), \quad \text{avec} \quad \Theta(q_4^0) = \begin{cases} 1 & \text{avec } q_4^0 > 0 \\ 0 & \text{avec } q_4^0 < 0 \end{cases} \quad (\text{IV.124})$$

la section efficace différentielle partielle devient :

$$\begin{aligned}
 d\sigma_{n,n'}^-(e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}) &= \frac{1}{8\sqrt{(q_1q_2)^2 - m_e^{*4}}} |\overline{M_Z^{n,n'}} + M_\gamma^{n,n'}|^2 \int \frac{d^3q_3}{(2\pi)^2 Q_{H^{--}}} \\
 &\times \int_{-\infty}^{+\infty} d^4q_4 \delta(q_4^2 - M_{H^{\pm\pm}}^{*2}) \delta^4(q_3 + q_4 - q_1 - q_2 - (n + n')k). \quad (\text{IV.125})
 \end{aligned}$$

En utilisant $d^3q_3 = |\mathbf{q}_3|^2 d|\mathbf{q}_3| d\Omega_f$, on a :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma_{n,n'}^-}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}) &= \frac{1}{8\sqrt{(q_1q_2)^2 - m_e^{*4}}} |\overline{M_Z^{n,n'}} + M_\gamma^{n,n'}|^2 \frac{|\mathbf{q}_3|^2}{(2\pi)^2 Q_{H^{--}}} \\
 &\times \int \delta((q_1 + q_2 + (n + n')k - q_3)^2 - M_{H^{\pm\pm}}^{*2}) d|\mathbf{q}_3|. \quad (\text{IV.126})
 \end{aligned}$$

L'intégration sur $d|\mathbf{q}_3|$ peut être effectuée en utilisant la formule suivante [130] :

$$\int dx f(x) \delta(g(x)) = \frac{f(x)}{|g'(x)|} \Big|_{g(x)=0}. \quad (\text{IV.127})$$

Enfin, la section efficace différentielle assistée par laser correspondant à la production de paires des bosons de Higgs doublement chargés via l'annihilation e^+e^- est donnée par :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma_{n,n'}}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}) &= \frac{1}{16\sqrt{(q_+q_-)^2 - m_e^{*4}}} |\overline{M_Z^{n,n'}} + M_\gamma^{n,n'}|^2 \frac{2|\mathbf{q}_3|^2}{(2\pi)^2 Q_{H^{--}}} \\
 &\times \frac{1}{|g'(|\mathbf{q}_3|)|_{g(|\mathbf{q}_3|)=0}}, \quad (\text{IV.128})
 \end{aligned}$$

avec

$$|g'(|\mathbf{q}_3|)| = -2 \left[\left(\sqrt{s} + (n + n')\omega + \frac{e^2\eta^2}{2} \frac{4}{\sqrt{s}} \right) \right] \frac{|\mathbf{q}_3|}{\sqrt{|\mathbf{q}_3|^2 + M_{H^{\pm\pm}}^{*2}}}, \quad (\text{IV.129})$$

avec $M_{H^{\pm\pm}}^{*2} = M_{H^{\pm\pm}}^2 + \beta e^2 \eta^2$ est la masse du Higgs doublement chargé $H^{\pm\pm}$ à l'intérieur du champ laser. Pour trouver l'expression de la quantité $|M_\gamma^{n,n'} + M_Z^{n,n'}|^2$ donnée dans l'équation IV.128, nous avons utilisé le programme FeynCalc [131], et son expression est donnée en annexe 10. Nous avons vérifié l'invariance de jauge de la section efficace totale, et pour des raisons de simplicité, nous avons considéré la jauge de Feynman, $\xi = 1$, dans nos calculs. On sait que l'effet du champ laser sur la particule chargée est causé par sa masse effective acquise à l'intérieur du champ laser. De plus, cette masse acquise est importante d'autant que la masse des particules est petite et en augmentant l'intensité du champ laser. Nous illustrons dans le tableau suivant, l'effet de l'intensité du champ laser à la fois sur la masse de l'électron et sur la masse de Higgs doublement chargé.

TABLE IV.1 – Les masses effectives de particules incidentes et diffusées à l'intérieur d'un champ laser pour différentes intensités et fréquences du champ électromagnétique.

La fréquence	$\varepsilon_0[V.cm^{-1}]$	$m_e^*[GeV]$	$M_{H^{\pm\pm}}^*[GeV]$
$\omega = 0.117 eV$	10	0.511×10^{-3}	300
	\vdots	\vdots	\vdots
	10^6	0.511×10^{-3}	300
	10^7	0.511035×10^{-3}	300
	10^8	0.514486×10^{-3}	300
	10^9	0.786491×10^{-3}	300
	10^{10}	6.00048×10^{-3}	300
$\omega = 1.17 eV$	10	0.511×10^{-3}	300
	\vdots	\vdots	\vdots
	10^6	0.511×10^{-3}	300
	10^7	0.511×10^{-3}	300
	10^8	0.51104×10^{-3}	300
	10^9	0.51449×10^{-3}	300
	10^{10}	0.78649×10^{-3}	300

Il ressort de ce tableau que, pour les intensités considérées dans ce travail, le champ électromagnétique n'a aucun effet sur la masse de Higgs doublement chargée. Pour cette raison, nous ne considérerons que le faisceau e^+e^- à l'intérieur du champ laser.

8. Résultats et discussion

Dans cette section, nous présentons et analysons les résultats de nos calculs pour le processus de production du boson de Higgs doublement chargé par e^+e^- annihilation dans le cadre du centre de masse. Nos calculs se concentrent sur le cas où le 4-vecteur d'onde du champ laser est pris parallèle à l'axe z . De plus, on peut obtenir la section efficace totale en effectuant une intégration numérique de la section efficace différentielle, donnée par l'équation

(IV.128), sur l'angle solide $d\Omega$. Pour l'analyse numérique, nous prenons les paramètres du SM de PDG [132] tels que $m_e = 0.511 \text{ MeV}$, $M_Z = 91.1875 \text{ GeV}$, et l'angle de mélange $\sin^2 \theta_W = 0.23126$. Comme nous l'avons montré dans l'équation IV.128, en plus de la masse du boson de Higgs doublement chargé $M_{H^{\pm\pm}}$ et l'énergie de collision e^+e^- , la section efficace dépend des paramètres du champ électromagnétique tels que le nombre de photons échangés n , l'intensité du champ laser ε_0 et sa fréquence ω . Avant de présenter les résultats de notre analyse numérique, nous souhaitons tester nos calculs théoriques pour la section efficace totale assistée par laser obtenue. Nous avons donc choisi de comparer nos résultats numériques avec les résultats obtenus dans [126]. Pour ce faire, nous avons pris les conditions suivantes : l'intensité du champ laser est égale à zéro, et nous considérons qu'aucun photon n'est transféré entre le système physique et le champ laser ($n = 0$).

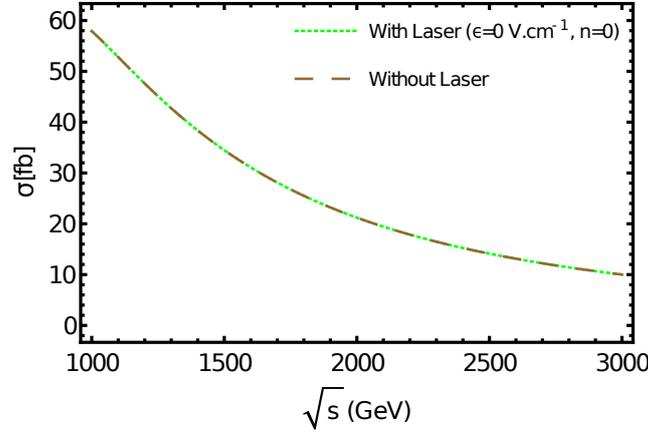


FIGURE IV.5 – La section efficace totale du processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ en fonction de \sqrt{s} avec et sans champ laser en choisissant les paramètres laser comme $\varepsilon_0 = 0 \text{ V.cm}^{-1}$ et $n = 0$, M_H est pris comme 300 GeV .

Dans la figure IV.5, nous comparons la section efficace totale assistée par laser du processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ en présence d'un champ laser polarisé circulairement avec sa section efficace totale sans champ correspondante [126]. Comme nous l'avons vu dans la section précédente 7.1., la présence d'un champ laser implique un calcul long et compliqué. Il est donc difficile de vérifier analytiquement nos calculs, et cette technique de comparaison nous donne la possibilité de tester la validité de nos résultats. Nous observons clairement sur la Fig. IV.5 que si l'on considère que les paramètres du champ laser sont nuls, les deux sections efficaces totales sont très proches, et ce résultat est en excellent accord avec notre calcul théorique. Maintenant, nous allons concentrer notre analyse sur l'effet d'un champ électromagnétique polarisé circulairement sur le processus de diffusion IV.4. Nous commençons notre discussion par un point très important qui concerne le comportement de la section efficace totale, qui correspond à chaque conservation de quadri-impulsions $\delta(p_3 + p_4 - q_1 - q_2 - nk) = 1$, en fonction du nombre de photons échangés.

TABLE IV.2 – Section efficace totale assistée par laser en fonction du nombre de photons échangés pour différentes intensités du champ laser et fréquences. L'énergie du centre de masse et la masse de Higgs doublement chargé sont choisies comme $\sqrt{s} = 1000 \text{ GeV}$ et $M_{H^{\pm\pm}} = 300 \text{ GeV}$, respectivement.

$\varepsilon_0(V.cm^{-1})$	$\sigma[\text{fb}]$ CO_2 Laser		$\sigma[\text{fb}]$ Nd :YAG laser		$\sigma[\text{fb}]$ He :Ne Laser	
	n	$\omega = 0.117 \text{ eV}$	n	$\omega = 1.17 \text{ eV}$	n	$\omega = 2 \text{ eV}$
10^5	± 1300	0	± 18	0	± 8	0
	± 1050	0	± 15	0	± 6	0
	± 900	0.00043251	± 12	0.319588	± 4	2.41077
	± 600	0.0426101	± 8	5.45433	± 3	8.64928
	± 300	0.0268137	± 4	1.95167	± 2	12.1979
	0	0.0347302	0	3.60327	0	8.35336
10^6	± 6000	0	± 150	0	± 50	0
	± 5100	0	± 120	0	± 40	0
	± 4000	0.000585962	± 90	0.756126	± 30	0.660953
	± 2000	0.000651189	± 60	0.425914	± 20	0.666273
	± 1000	0.000741295	± 30	0.122119	± 10	0.255696
	0	0.0030297	0	0.145686	0	0.915362
10^7	± 12000	0	± 1300	0	± 500	0
	± 9150	0	± 1100	0	± 400	0
	± 6000	0.000360217	± 900	0.000432513	± 300	0.0122968
	± 3000	0.000294922	± 600	0.0426101	± 200	0.0969274
	± 1000	0.000268565	± 300	0.0268137	± 100	0.0261197
	0	0.000347827	0	0.0347302	0	0.0989345

Nous illustrons, dans le tableau IV.2, la variation de la section efficace totale partielle du processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ en fonction du nombre de photons échangés n . Cette variation est présentée pour différentes intensités du champ laser et fréquences. Le transfert de photons entre le champ laser et le processus de diffusion indique que les particules entrantes interagissent avec le champ laser. De plus, on voit que pour l'intensité du champ laser, $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$, et pour une fréquence laser spécifique $\omega = 0.117 \text{ eV}$, un nombre important de photons peut être échangé (± 1050 photons) entre le champ laser et le système physique en collision. De plus, ce nombre de photons échangés est augmenté avec l'augmentation de l'intensité du champ laser. Par exemple, pour $\varepsilon_0 = 10^6 \text{ V.cm}^{-1}$, la plus grande valeur du nombre de photons pouvant être échangés est égale à ± 5100 , alors que le nombre limite est ± 9150 pour le cas où $\varepsilon_0 = 10^7 \text{ V.cm}^{-1}$. Ce résultat indique que les particules incidentes interagissent fortement dans des intensités du champ laser élevées. Ainsi, l'effet du champ électromagnétique sur le processus de diffusion des électrons et des positrons devient prééminent et important, par conséquent, la section efficace totale sera affectée et modifiée. Par exemple, la figure IV.6 montre la variation de la section efficace totale en fonction du nombre de photons laser absorbés ($n > 0$) ou émis ($n < 0$) pour $\omega = 2 \text{ eV}$ et pour deux puissances laser connues différentes. On peut voir sur la figure IV.6 (panneau de gauche) que le nombre maximum de photons pouvant être transférés

et dont la section efficace totale partielle s'annule pour $\varepsilon_0 = 10^7 V.cm^{-1}$ est supérieur à ce qui correspond à $\varepsilon_0 = 10^6 V.cm^{-1}$ (panneau de droite). Ces résultats sont donc en bon accord avec ceux donnés dans le tableau IV.2.

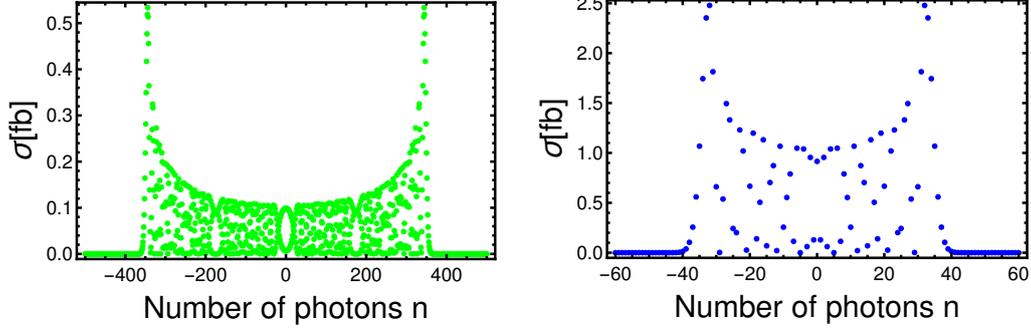


FIGURE IV.6 – La section efficace totale assistée par laser en fonction du nombre de photons échangés en prenant l'énergie du centre de masse et la masse de Higgs comme $\sqrt{s} = 1 TeV$ et $M_{H^{\pm\pm}} = 300 GeV$, respectivement. Le **laser He:Ne** ($\omega = 2 eV$) est utilisé dans les deux figures avec $\varepsilon_0 = 10^7 V.cm^{-1}$ (panneau de gauche) et $\varepsilon_0 = 10^6 V.cm^{-1}$ (panneau de droite).

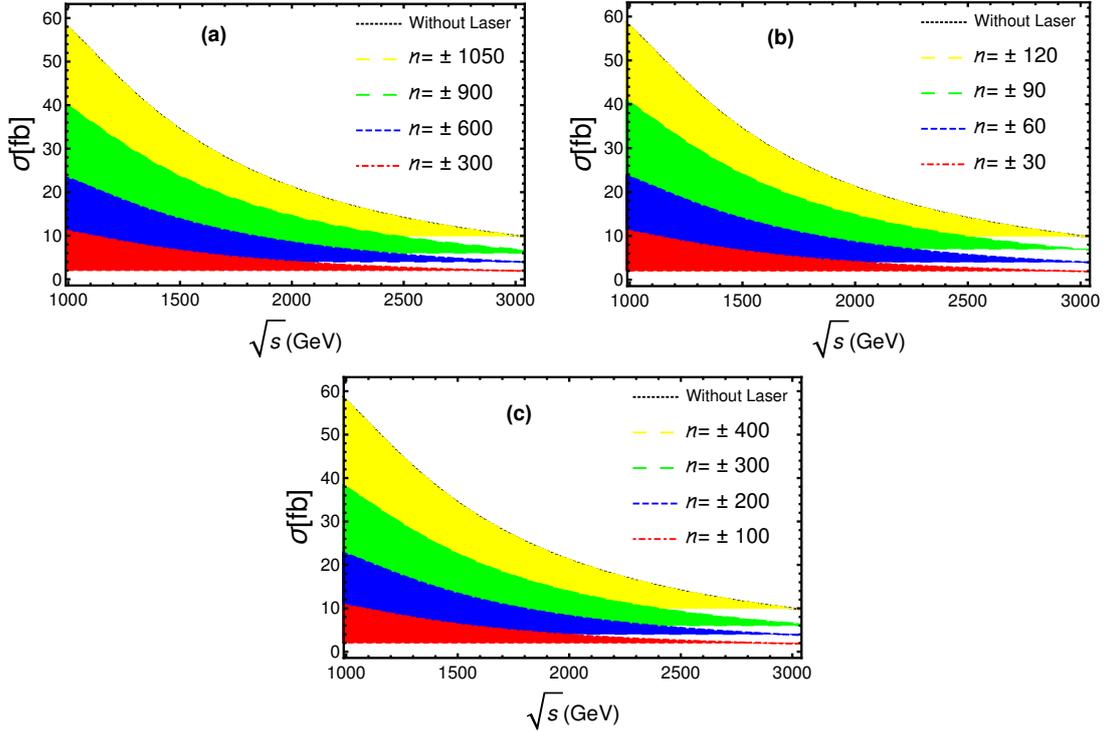


FIGURE IV.7 – La section efficace totale assistée par laser du processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ en fonction de l'énergie du centre de masse pour différents nombres de photons échangés et en prenant $M_{H^{\pm\pm}} = 300 GeV$. L'intensité du champ laser et sa fréquence sont choisies comme : $\varepsilon_0 = 10^5 V.cm^{-1}$ et ($\omega = 0.117 eV$) dans (a); $\varepsilon_0 = 10^6 V.cm^{-1}$ et ($\omega = 1.17 eV$) dans (b); $\varepsilon_0 = 10^7 V.cm^{-1}$ et ($\omega = 2 eV$) dans (c).

Dans la figure IV.7, nous traçons la dépendance de la section efficace totale assistée par laser sur l'énergie du centre de masse pour différents paramètres du champ laser. Nous utilisons différentes couleurs pour montrer clairement l'influence du champ laser sur l'ordre de grandeur de la section efficace totale. Comme on peut le voir, en raison de la suppression de l'espace de phase, la section efficace totale σ diminue en augmentant \sqrt{s} . De plus, dans tous les cas, l'échange d'un grand nombre de photons donnera toujours des valeurs assez grandes de section efficace jusqu'à ce que n atteigne "± cutoff". Par exemple, dans la figure IV.7(b), dans lequel $\varepsilon_0 = 10^6 \text{ V.cm}^{-1}$ et $\omega = 1.17 \text{ eV}$, la section efficace totale reste sous 24 fb pour $n = \pm 60$, alors qu'il atteint jusqu'à 40 fb pour $n = \pm 90$. La sommation sur ± le nombre de cutoff est appelée règle de somme [133], et il conduit à une section efficace qui est égale à sa section efficace sans champ correspondante dans toutes les énergies du centre de masse. Un autre point important qui devrait être discuté, ici, est que les paramètres du laser ont un grand effet sur l'ordre de grandeur de la section efficace. En comparant les figures IV.7(a) et IV.7(c), pour le même nombre de photons échangés tels que $n = \pm 300$, on observe que la valeur maximale de la section efficace reste la plupart du temps sous 12 fb pour $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ et $\omega = 0.117 \text{ eV}$, et il augmente à environ 38 fb pour $\varepsilon_0 = 10^7 \text{ V.cm}^{-1}$ et $\omega = 2 \text{ eV}$.

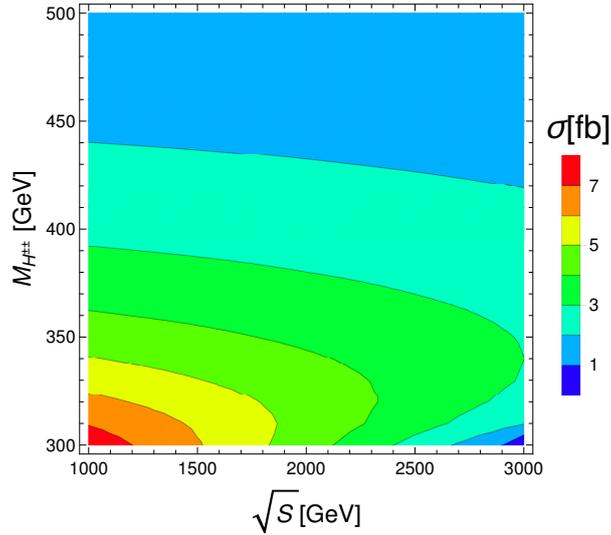


FIGURE IV.8 – La section efficace totale assistée par laser du processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ en fonction de la masse de Higgs doublement chargé et l'énergie de collision en sommant n de -20 à 20 et en prenant l'intensité du champ laser et sa fréquence comme $\varepsilon_0 = 10^6 \text{ V.cm}^{-1}$ et $\omega = 1.17 \text{ eV}$, respectivement.

TABLE IV.3 – La section efficace totale assistée par laser de la production de $H^{++}H^{--}$ à $\sqrt{s} = 1 \text{ TeV}$ pour certaines valeurs typiques de $M_{H^{++}}$. Les paramètres du laser et le nombre de photons échangés sont choisis comme : $\varepsilon_0 = 10^6 \text{ V.cm}^{-1}$, $\omega = 1.17 \text{ eV}$ et $n = \pm 20$.

$M_{H^{++}} [\text{GeV}]$	320	340	360	380	400	420	440	460	480	500
$\sigma [\text{fb}]$	7.021	6.399	5.754	5.089	4.407	3.709	2.992	2.249	1.443	1.132

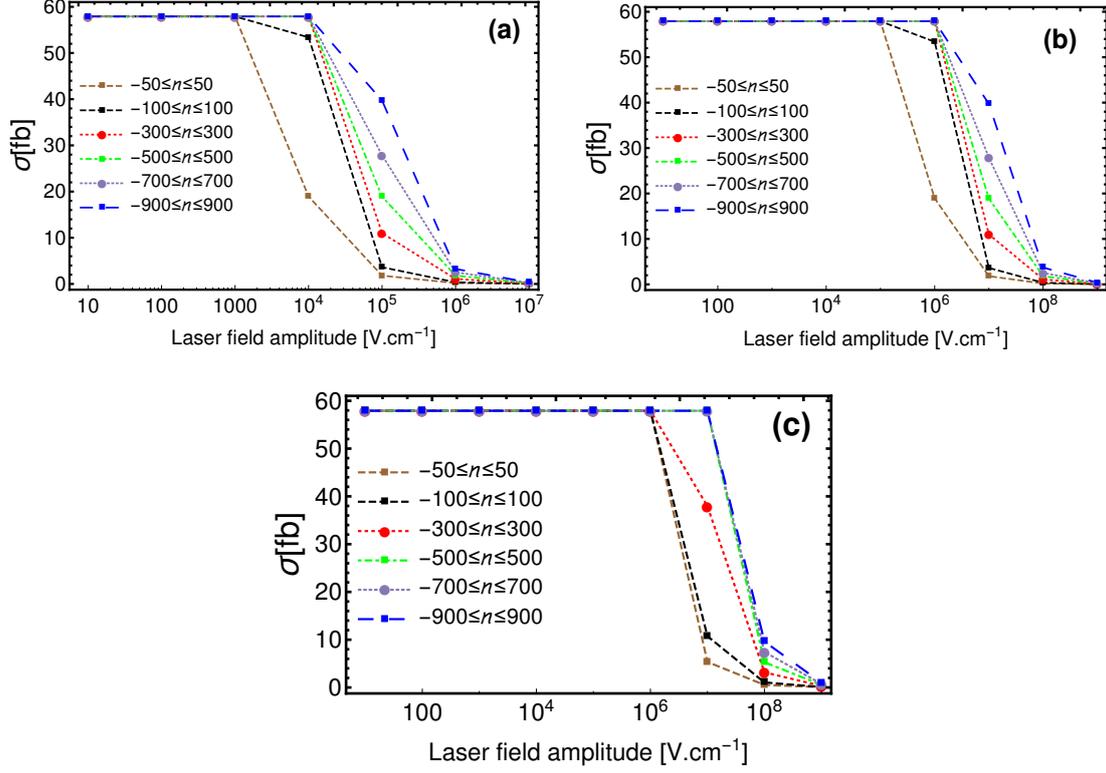


FIGURE IV.9 – La section efficace totale assistée par laser en fonction de l’intensité du champ laser pour différents nombres de photons échangés. L’énergie centre de masse et la masse de Higgs sont pris comme $\sqrt{s} = 1000 \text{ GeV}$ et $M_{H^{\pm\pm}} = 300 \text{ GeV}$, respectivement, pour toutes les courbes. Les fréquences du laser dans (a), (b) et (c) sont $\omega = 0.117 \text{ eV}$, $\omega = 1.17 \text{ eV}$ et $\omega = 2 \text{ eV}$, respectivement.

Afin d’étudier la variation de la section efficace totale σ en fonction de l’énergie du centre de masse et la masse de Higgs doublement chargé, nous présentons sur la figure IV.8 la section efficace totale assistée par laser dans le plan $(M_{H^{\pm\pm}}, \sqrt{s})$. Les résultats numériques pour certaines valeurs typiques de $M_{H^{\pm\pm}}$ sont également donnés dans le tableau IV.3 où $\sqrt{s} = 1000 \text{ GeV}$. D’après la figure IV.8, on peut voir que pour une masse légère de Higgs doublement chargée, la section efficace totale est assez importante. Cela impose une contrainte sur \sqrt{s} . A savoir, pour $M_{H^{\pm\pm}} < 310 \text{ GeV}$, \sqrt{s} est obligé d’être dans la gamme de $1000 \sim 1200 \text{ GeV}$. La gamme de \sqrt{s} devient plus grande tant que la masse de Higgs doublement chargée augmente. Par conséquent, la section efficace totale diminue. Il est remarquable qu’il existe une petite région de boson de Higgs doublement chargé, c’est-à-dire, la masse du boson de Higgs doublement chargé peut être d’environ 300 GeV , et avec un grand \sqrt{s} ($\sqrt{s} > 2900 \text{ GeV}$) dont la section efficace totale est inférieure à 1 fb . Dans le tableau IV.3, il est clair que la section efficace totale assistée par laser diminue d’environ 7.02 fb à environ 1.13 fb à mesure que $M_{H^{\pm\pm}}$ passe de 320 GeV à 500 GeV . Nous mentionnons que les masses de Higgs doublement chargé choisies dans le tableau IV.3 sont cohérentes avec les contraintes HTM [126]. Avant de terminer cette section, nous présentons sur la figure IV.9 l’influence de l’amplitude du champ laser sur la section efficace pour différentes fréquences connues et différents nombres de photons échangés

qui sont indiqués dans chaque schéma par le même type de lignes. D'après cette figure, il est évident que, pour les petites intensités du laser (i.e $\varepsilon_0 < 10^3 \text{ V.cm}^{-1}$), toutes les courbes sont très similaires. Cela signifie que l'impact du champ laser sur les particules entrantes est fortement supprimé. Par conséquent, aucun photon ne sera transféré entre le champ laser et le système physique de collision. À partir de la figure IV.9(a), où $\omega = 0.117 \text{ eV}$, les deux courbes qui correspondent à $n = \pm 50$ et $n = \pm 100$ commencent à s'écarter lorsque $\varepsilon_0 \geq 10^3 \text{ V.cm}^{-1}$, tandis que les autres courbes commencent à s'écarter l'une de l'autre lorsque $\varepsilon_0 \geq 10^4 \text{ V.cm}^{-1}$. Par conséquent, la section efficace totale assistée par laser diminue jusqu'à ce qu'elle devient nulle. De plus, en comparant les figures IV.9(a) et IV.9(b), on remarque que, pour un même nombre de photons échangés tel que $n = \pm 900$, l'ordre de grandeur de la section efficace totale s'annule d'autant que l'intensité du champ laser est très proche de 10^7 V.cm^{-1} et 10^9 V.cm^{-1} pour $\omega = 0.117 \text{ eV}$ et $\omega = 1.17 \text{ eV}$, respectivement.

9. Production du boson de Higgs chargé via le processus $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ en présence d'un champ laser

9.1. Aperçu de la théorie

Nous considérons le processus qui agit comme une source de production de bosons de Higgs chargés en association avec un boson W :

$$e^-(p_1, s_1) + e^+(p_2, s_2) \rightarrow W^\mp(k_1, \lambda) + H^\pm(k_2), \quad (\text{IV.130})$$

où p_1 et p_2 sont les quadri-impulsions libres de l'électron et du positron incidents. k_1 et k_2 indiquent respectivement la quadri-impulsion libre du boson W et le Higgs chargé. De toute évidence, le boson de Higgs chargé associé à un boson W est produit via le processus du canal s médié par l'échange virtuel des bosons γ et Z . Ces processus sont décrits par les diagrammes de Feynman qui sont représentés dans la figure IV.10.

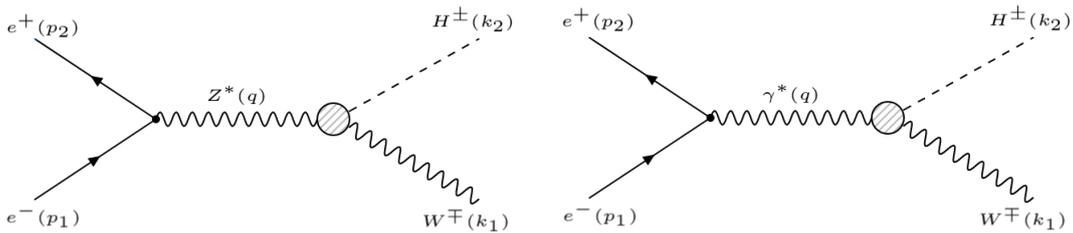


FIGURE IV.10 – Les diagrammes de Feynman pour la production du boson de Higgs chargé en association avec un boson W dans le canal s lors de la collision e^-e^+ (annihilation) à l'ordre le plus bas par le processus $e^-e^+ \rightarrow H^\pm W^\mp$.

Le Lagrangien effectif nécessaire dans notre étude [134, 135] est donné par l'expression

suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff} &= gM_W f_{HWV} H^\pm W_\mu^\mp V^\mu + g_{HWV} H^\pm F_V^{\mu\nu} F_{W\mu\nu} \\ &+ (ih_{HWV} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F_V^{\mu\nu} F_W^{\rho\sigma} + h.c), \end{aligned} \quad (\text{IV.131})$$

où, $V = (Z, \gamma)$. $F_V^{\mu\nu}$ et $F_W^{\mu\nu}$ représentent les tenseurs d'intensité du champ pour les bosons de jauge faible (Z et W). Rappelons que le tenseur antisymétrique $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ est défini de manière à satisfaire $\epsilon_{0123} = 1$. Il convient de noter que f_{HWV} est le coefficient de l'opérateur de dimension trois, tandis que g_{HWV} et h_{HWV} sont ceux des opérateurs de dimension cinq. Par conséquent, seul le facteur de forme f_{HWV} peut apparaître au niveau de l'arbre. En plus de tout ce qui a été mentionné précédemment, l'électron et le positron sont intégrés dans un champ laser polarisé circulairement qui est choisi le long de l'axe z , son vecteur de polarisation est donné par $k = \omega(1, 0, 0, 1)$ où $k^2 = 0$, et il est décrit par le quadri-potentiel classique donné dans l'équation IV.88.

L'élément de matrice de diffusion au niveau de l'arbre [138] pour le processus représenté par la figure IV.10 peut être exprimé comme suit :

$$\begin{aligned} S_{fi}(e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp) &= \int d^4x \int d^4y \left\{ \bar{\psi}_{p_2, s_2}(x) \left(\frac{-ie}{2C_W S_W} \gamma^\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \right) \psi_{p_1, s_1}(x) \right. \\ &\times D_{\mu\nu}(x-y) \varphi_{k_1, \lambda}^{*\nu}(y) (igM_W f_{HWZ}) \varphi_{k_2}^*(y) + \bar{\psi}_{p_2, s_2}(x) (-ie\gamma^\mu) \psi_{p_1, s_1}(x) \\ &\left. \times G_{\mu\nu}(x-y) \varphi_{k_1, \lambda}^{*\nu}(y) (igM_W f_{HW\gamma}) \varphi_{k_2}^*(y) \right\} \end{aligned} \quad (\text{IV.132})$$

Dans l'équation ci-dessus, les notations courtes C_W et S_W représentent respectivement $\cos\theta_W$ et $\sin\theta_W$, où θ_W est l'angle de Weinberg. x désigne les coordonnées spatio-temporelles de l'électron et du positron, tandis que y est les coordonnées spatio-temporelles du bosons de Higgs chargé et du boson W . $g_v^e = -1 + 4 \sin^2\theta_W$ et $g_a^e = 1$ sont les constantes de couplage vecteur et vecteur axial. g est le couplage électrofaible défini par $g^2 = e^2 / \sin^2\theta_W = 8G_F M_Z^2 \cos^2\theta_W / \sqrt{2}$. Dans la jauge de Feynman, les propagateurs des bosons Z^* et γ respectivement sont donnés par [138] :

$$D_{\mu\nu}(x-y) = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2 - M_Z^2} e^{-iq(x-y)} \quad (\text{IV.133})$$

$$G_{\mu\nu}(x-y) = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{-ig_{\mu\nu}}{q^2} e^{-iq(x-y)} \quad (\text{IV.134})$$

Ici, q est la quadri-impulsion des propagateurs de bosons V ($V = Z$ ou γ). La quantité $\psi_{p_1, s_1}(x)$ est l'état de Dirac-Volkov [138] de l'électron, tandis que $\psi_{p_2, s_2}(x)$ est l'état de Dirac-Volkov du positron en présence du champ laser. Leurs expressions peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \psi_{p_1, s_1}(x) = \left[1 - \frac{e\mathbf{k}\cdot\mathbf{A}}{2(k\cdot p_1)} \right] \frac{u(p_1, s_1)}{\sqrt{2Q_1 V}} \exp^{iS(q_1, s_1)} \\ \psi_{p_2, s_2}(x) = \left[1 + \frac{e\mathbf{k}\cdot\mathbf{A}}{2(k\cdot p_2)} \right] \frac{v(p_2, s_2)}{\sqrt{2Q_2 V}} \exp^{iS(q_2, s_2)} \end{cases} \quad (\text{IV.135})$$

Dans cette étude, nous considérons qu'il n'y a pas d'interaction entre les particules produites et le champ laser. Par conséquent, ils sont décrits par les états de Klein-Gordon tels que :

$$\varphi_{k_1, \lambda}^\mu(y) = \frac{\epsilon^\mu(k_1, \lambda)}{\sqrt{2E_{W^\mp}V}} e^{-ik_1 y}, \quad \varphi_{k_2}(y) = \frac{1}{\sqrt{2E_{H^\pm}V}} e^{-ik_2 y}, \quad (\text{IV.136})$$

avec, $k_1 = (E_{W^\mp}, |k_1| \cos \theta, |k_1| \sin \theta, 0)$ et $k_2 = (E_{H^\pm}, -|k_2| \cos \theta, -|k_2| \sin \theta, 0)$ sont respectivement les quadri-impulsions libres du boson W et du boson de Higgs chargé. $\epsilon^\mu(k_1, \lambda)$ représente le vecteur de polarisation du boson W et λ sa polarisation. Ensuite, pour déterminer l'expression de l'élément de la matrice de diffusion, nous allons insérer les équations données par [IV.133](#), [IV.134](#), [IV.135](#) et [IV.136](#) dans l'équations [IV.132](#), et on obtient :

$$S_{fi}^n(e^+ e^- \rightarrow H^\pm W^\mp) = \frac{(2\pi)^4 \delta^4(k_1 + k_2 - q_1 - q_2 - nk)}{4V^2 \sqrt{Q_1 Q_2 E_{H^\pm} E_{W^\mp}}} (M_Z^n + M_\gamma^n), \quad (\text{IV.137})$$

où n indique le nombre de photons échangés entre le champ laser et le système physique de collision. Les deux parties qui constituent l'amplitude de diffusion totale M_Z^n et M_γ^n proviennent de la contribution du boson Z et de la contribution de l'échange de photons libres, respectivement. La première partie peut être exprimée en termes de fonctions de Bessel comme suit :

$$\begin{aligned} M_Z^n &= \frac{e}{2C_W S_W} g M_W F_{HWZ} \frac{\epsilon^{*\mu}(k_1, \lambda)}{(q_1 + q_2 + nk)^2 - M_Z^2} \left\{ \bar{v}(p_2, s_2) \right. \\ &\times \left[\kappa_\mu^0 J_n(z) e^{-in\phi_0}(z) + \frac{1}{2} \kappa_\mu^1 \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) \right. \\ &\left. \left. + \frac{1}{2i} \kappa_\mu^2 \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) \right] u(p_1, s_1) \right\}, \end{aligned} \quad (\text{IV.138})$$

où, les quantités κ_μ^0 , κ_μ^1 et κ_μ^2 peuvent s'écrire comme suit :

$$\begin{cases} \kappa_\mu^0 = \gamma_\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) + 2a_{p_1} a_{p_2} \eta^2 k_\mu \not{k} (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \\ \kappa_\mu^1 = a_{p_1} \gamma_\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \not{k} \not{\eta}_1 - a_{p_2} \not{\eta}_1 \not{k} \gamma_\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \\ \kappa_\mu^2 = a_{p_1} \gamma_\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5) \not{k} \not{\eta}_2 - a_{p_2} \not{\eta}_2 \not{k} \gamma_\mu (g_v^e - g_a^e \gamma^5), \end{cases} \quad (\text{IV.139})$$

avec $a_{p_i} = e/2(kp_i)$ ($i = 1, 2$). De même, on obtient M_γ^n comme :

$$\begin{aligned} M_\gamma^n &= \frac{e}{(q_1 + q_2 + nk)^2} g M_W F_{HW\gamma} \epsilon^{*\mu}(k_1, \lambda) \left\{ \bar{v}(p_2, s_2) \left[\xi_\mu^0 J_n(z) e^{-in\phi_0}(z) \right. \right. \\ &+ \frac{1}{2} \xi_\mu^1 \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) + \frac{1}{2i} \xi_\mu^2 \\ &\left. \left. \times \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) \right] u(p_1, s_1) \right\}. \end{aligned} \quad (\text{IV.140})$$

Dans l'équation IV.140, les facteurs ξ_μ^0 , ξ_μ^1 et ξ_μ^2 sont liés aux matrices de Dirac comme suit :

$$\begin{cases} \xi_\mu^0 = \gamma_\mu + 2a_{p_1}a_{p_2}\eta^2 k_\mu \not{k} \\ \xi_\mu^1 = a_{p_1}\gamma_\mu \not{k} \not{\eta}_1 - a_{p_2}\not{\eta}_1 \not{k} \gamma_\mu \\ \xi_\mu^2 = a_{p_1}\gamma_\mu \not{k} \not{\eta}_2 - a_{p_2}\not{\eta}_2 \not{k} \gamma_\mu. \end{cases} \quad (\text{IV.141})$$

Les deux facteurs de forme F_{HWZ} et $F_{HW\gamma}$ dans les équations IV.138 et IV.140 sont successivement liés aux coefficients f_{HWZ} et $f_{HW\gamma}$ qui apparaissent dans le Lagrangien effectif donné par l'équation IV.131. De plus, la raison de l'invariance de jauge $U(1)_{em}$ impose que le facteur de forme $F_{HW\gamma}$ soit supprimé dans tout modèle étendu au-delà du SM au niveau de l'arbre. Ainsi, les couplages du boson Z ont une contribution dominante. Cependant, en raison de la violation de la symétrie custodiale dans le terme cinétique, tous les facteurs de forme contenant F_{HWZ} sont nuls au niveau de l'arbre dans certains modèles de Higgs étendus avec seulement deux champs scalaires de doublet tels que deux-Higgs-doublet modèle (2HDM) et au-delà. Les modèles les plus simples dans lesquels le facteur de forme F_{HWZ} apparaît au niveau de l'arbre sont donnés dans [136, 137]. L'argument de la fonction de Bessel z et la phase ϕ_0 sont déterminés par, $z = \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}$ et $\phi_0 = \arctan(\alpha_2/\alpha_1)$, où :

$$\alpha_1 = \frac{e(\eta_1 \cdot p_1)}{(k \cdot p_1)} - \frac{e(\eta_1 \cdot p_2)}{(k \cdot p_2)} \quad \alpha_2 = \frac{e(\eta_2 \cdot p_1)}{(k \cdot p_1)} - \frac{e(\eta_2 \cdot p_2)}{(k \cdot p_2)}.$$

En utilisant la définition générale de la section efficace différentielle dans le repère du centre de masse donnée par :

$$d\sigma_n = \frac{|S_{fi}^n|^2}{VT} \frac{1}{|J_{inc}|} \frac{1}{\rho} V \int \frac{d^3k_2}{(2\pi)^3} V \int \frac{d^3k_1}{(2\pi)^3}. \quad (\text{IV.142})$$

Alors, après quelques simplifications et en sommant sur les états finaux et en faisant la moyenne sur les états initiaux, la section efficace différentielle devient :

$$\begin{aligned} d\bar{\sigma}_n(e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp) &= \frac{1}{16\sqrt{(q_1 q_2)^2 - m_e^{*4}}} |\overline{M_Z^n + M_\gamma^n}|^2 \int \frac{|\mathbf{k}_2|^2 d|\mathbf{k}_2| d\Omega}{(2\pi)^2 E_{H^\pm}} \int \frac{d^3k_1}{E_{W^\mp}} \\ &\times \delta^4(k_1 + k_2 - q_1 - q_2 - nk). \end{aligned} \quad (\text{IV.143})$$

L'intégrale restante sur d^3k_1 peut être estimée en utilisant la formule bien connue [138] donnée par :

$$\int d\mathbf{y} f(\mathbf{y}) \delta(g(\mathbf{y})) = \frac{f(\mathbf{y})}{|g'(\mathbf{y})|_{g(\mathbf{y})=0}}. \quad (\text{IV.144})$$

Enfin, nous trouvons l'expression finale de la section efficace différentielle comme suit :

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega}(e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp) = \frac{1}{16\sqrt{(q_- q_+)^2 - m_e^{*4}}} |\overline{M_Z^n + M_\gamma^n}|^2 \frac{2|\mathbf{k}_2|^2}{(2\pi)^2 E_{H^\pm}} \frac{1}{|g'(|\mathbf{k}_2|)|_{g(|\mathbf{k}_2|)=0}} \quad (\text{IV.145})$$

où la fonction $g'(|\mathbf{k}_2|)$ est donnée par :

$$|g'(|\mathbf{k}_2|)| = -4 \left[\frac{(\sqrt{s} + n\omega)|\mathbf{k}_2|}{2\sqrt{|\mathbf{k}_2|^2 + M_{H^\pm}^2}} - \frac{|\mathbf{k}_2|}{\sqrt{|\mathbf{k}_2|^2 + M_{H^\pm}^2}} \frac{e^2 \eta^2}{\sqrt{s}} \right]. \quad (\text{IV.146})$$

En utilisant les outils FeynCalc [139], nous avons dérivé l'expression de la quantité $|\overline{M_Z^n + M_\gamma^n}|^2$ donnée dans l'équation IV.145 (voir annexe 10.).

9.2. Résultats et discussion

Dans cette section, nous avons effectué une analyse numérique systématique pour étudier le scénario qui peut conduire à une section efficace significative pour le processus de production du boson de Higgs chargé associé à un boson W lors de la collision e^+e^- (annihilation) à l'ordre le plus bas. Comme nous l'avons montré dans l'équation IV.145, dans le repère du centre de masse, cette section efficace dépend de la masse du boson de Higgs chargé M_{H^\pm} , l'énergie du centre de masse \sqrt{s} et les paramètres du champ laser comme le nombre de photons échangés n , l'intensité du champ laser ε_0 et sa fréquence ω . De plus, nous pouvons obtenir la section efficace totale en intégrant numériquement l'équation IV.145 sur l'angle solide défini par $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\phi$, où θ est l'angle entre l'impulsion des bosons de Higgs sortants et l'axe du faisceau. Les paramètres de SM utilisés dans notre analyse : $m_e = 0.511 \text{ MeV}$, $M_Z = 91.1875 \text{ GeV}$, $M_W = 80.379 \text{ GeV}$ et $\theta_W = 28.75^\circ$ sont ceux du PDG [140]. Comme mentionné précédemment, nous supposons que $G_{HWV} = H_{HWV} = 0$. Par conséquent, la section efficace est proportionnelle à F_{HWV} , $V = (Z \text{ ou } \gamma)$. Tout au long de ce travail, nous avons considéré deux exemples de points de référence, à savoir $F_{HW\gamma} = 1$ et $F_{HW\gamma} = 0$, tandis que $F_{HWZ} = 1$ [136].

TABLE IV.4 – La section efficace totale assistée par laser en fonction du nombre de photons échangés pour différentes intensités du champ laser et fréquences en prenant $F_{HW\gamma} = 1$. L'énergie du centre de masse et la masse de Higgs chargé sont choisies comme suit : $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$; $M_{H^\pm} = 200 \text{ GeV}$.

$\varepsilon_0 (V.cm^{-1})$	$\sigma[\text{fb}]$ He :Ne Laser		$\sigma[\text{fb}]$ Nd :YAG laser		$\sigma[\text{fb}]$ CO ₂ Laser	
	n	$\omega = 2 \text{ eV}$	n	$\omega = 1.17 \text{ eV}$	n	$\omega = 0.117 \text{ eV}$
10^5	± 7	0	± 20	0	± 1200	0
	± 6	0	± 15	0	± 1100	0
	± 5	1.44717	± 12	1.24094	± 900	0.00167942
	± 4	9.36089	± 9	20.568	± 600	0.165453
	± 3	33.5847	± 6	0.893134	± 300	0.104116
	± 2	47.3638	± 3	2.63859	± 100	0.0191935
	0	32.4356	0	13.9913	0	0.134855
10^6	± 40	0	± 120	0	± 6000	0
	± 35	0	± 110	0	± 5100	0
	± 32	9.62478	± 80	1.98117	± 4000	0.00227526
	± 24	0.782794	± 60	1.6538	± 3000	0.0141595
	± 16	4.39571	± 40	1.02198	± 2000	0.00252853
	± 8	3.06533	± 20	1.30663	± 1000	0.000287841
	0	3.5543	0	0.565689	0	0.0117641

TABLE IV.5 – La section efficace totale assistée par laser en fonction du nombre de photons échangés pour différentes intensités du champ laser et fréquences en prenant $F_{HW\gamma} = 0$. L'énergie du centre de masse et la masse de Higgs chargé sont choisies comme suit : $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$; $M_{H^\pm} = 200 \text{ GeV}$.

$\varepsilon_0 (V.cm^{-1})$	$\sigma[\text{fb}]$		$\sigma[\text{fb}]$		$\sigma[\text{fb}]$	
	n	He :Ne Laser $\omega = 2 eV$	n	Nd :YAG laser $\omega = 1.17 eV$	n	CO_2 Laser $\omega = 0.117 eV$
10^5	± 7	0	± 20	0	± 1200	0
	± 6	0	± 15	0	± 1100	0
	± 5	1.19267	± 12	1.02271	± 900	0.00138408
	± 4	7.71467	± 9	16.9509	± 600	0.136356
	± 3	27.6784	± 6	0.736066	± 300	0.0858061
	± 2	39.0343	± 3	2.17457	± 100	0.0158181
	0	26.7314	0	11.5307	0	0.111139
10^6	± 40	0	± 120	0	± 6000	0
	± 35	0	± 110	0	± 5100	0
	± 32	7.93215	± 80	1.63275	± 4000	0.00187531
	± 24	0.645131	± 60	1.36296	± 3000	0.0116694
	± 16	3.62268	± 40	0.842252	± 2000	0.00208386
	± 8	2.52625	± 20	1.07684	± 1000	0.000237221
	0	2.92923	0	0.46206	0	0.0096528

Dans les tableaux [IV.4](#) et [IV.5](#), nous présentons la variation de la section efficace totale du processus $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ en fonction du nombre de photons échangés à l'intérieur du champ électromagnétique. Cette variation est présentée pour différents paramètres du laser tels que l'intensité du champ laser et sa fréquence. Le tableau [IV.4](#) illustre le cas où $F_{HW\gamma} = 1$, tandis que le tableau [IV.5](#) représente les résultats obtenus pour $F_{HW\gamma} = 0$. Comme nous pouvons le voir sur ces tableaux, le nombre de photons qui peuvent être échangés varie en changeant les paramètres du laser et par conséquent, la section efficace totale partielle change. De plus, lorsque l'on augmente le nombre de photons échangés, cette section efficace totale diminue progressivement jusqu'à devenir nulle. Ce résultat nous permet de définir les "cutoffs" comme la plus grande valeur du nombre de photons pouvant être échangés et pour laquelle la section efficace totale devient nulle. De plus, on remarque que la section efficace prend les mêmes valeurs pour l'absorption des photons ($+n$) ainsi que pour l'émission des photons ($-n$). On remarque également que la valeur du cutoff augmente tant que l'on augmente l'intensité du champ laser ou en diminuant sa fréquence. De plus, en comparant les cutoffs donnés dans les tableaux [IV.4](#) et [IV.5](#) pour une valeur spécifiée de ε_0 et ω , nous pouvons voir qu'ils ne changent pas. Par exemple, pour $\varepsilon_0 = 10^6 V.cm^{-1}$ et $\omega = 2 eV$, les "cutoffs" sont égaux à : ± 35 pour les deux $F_{HW\gamma} = 1$ et $F_{HW\gamma} = 0$. Par conséquent, le cutoff ne dépend pas du choix de $F_{HW\gamma}$, et cela ne dépend que des paramètres du champ laser. Pour bien discuter ces résultats, nous avons tracé sur la figure [IV.16](#) la variation de la section efficace totale en fonction du nombre de photons échangé pour les deux $F_{HW\gamma} = 1$ (courbe verte) et $F_{HW\gamma} = 0$ (courbe bleue). Les paramètres laser sont choisis comme $\varepsilon_0 = 10^6 V.cm^{-1}$ et $\omega = 1.17 eV$. Comme

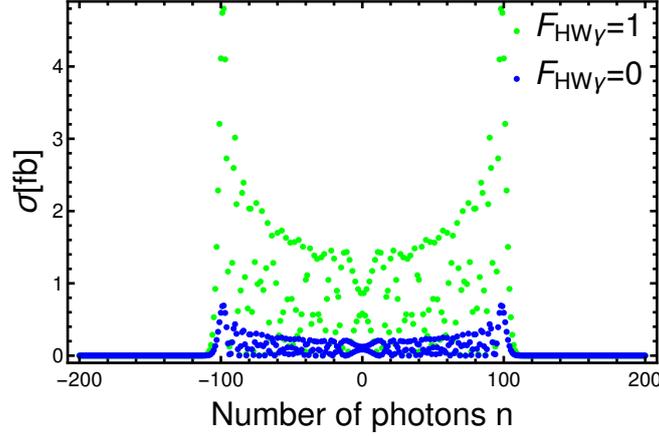


FIGURE IV.11 – La section efficace totale assistée par laser en fonction du nombre de photons échangés dans le cas où $F_{HWZ} = 1$. La couleur verte montre le cas $F_{HW\gamma} = 1$, et le bleu montre le cas $F_{HW\gamma} = 0$. L'intensité du champ laser et sa fréquence sont choisies comme $\varepsilon_0 = 10^6 \text{ V.cm}^{-1}$ et $\omega = 1.17 \text{ eV}$. L'énergie du centre de masse et la masse de Higgs chargé sont prises comme $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$ et $M_{H^\pm} = 200 \text{ GeV}$.

on peut le voir sur cette figure, le nombre maximal de photons transférés entre le faisceau laser et le système de collision, ce qui annule la section efficace totale partielle dans les deux cas $F_{HW\gamma} = 1$ et $F_{HW\gamma} = 0$, est égal à ± 110 . Ces résultats sont donc en bon accord avec ceux donnés dans les tableaux IV.4 et IV.5. Dans la figure IV.11, la masse de Higgs chargé est choisie comme $M_{H^\pm} = 200 \text{ GeV}$ ce qui est cohérent avec les contraintes THDM [141]. Maintenant, nous allons discuter la dépendance de la section efficace totale assistée par laser du processus $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ sur l'énergie du centre de masse pour différents nombres de photons transférés et pour différentes intensités du champ laser et fréquences dans le cas $F_{HWZ} = 1$ et $F_{HW\gamma} = 0$. La phénoménologie de ces scénarios est illustrée dans la figure IV.12. Commençons notre discussion avec la section efficace totale sans champ. Comme le montre cette figure, la section efficace augmente considérablement pour les régions à faible énergie du centre de masse $\sqrt{s} < 326 \text{ GeV}$ jusqu'à ce qu'il atteigne son maximum à $\sqrt{s} \simeq 326 \text{ GeV}$, puis, il diminue progressivement tant que \sqrt{s} augmente. L'existence du pic à $\sqrt{s} \simeq 326 \text{ GeV}$ est une conséquence de la concurrence entre l'élargissement de l'espace de phase et la suppression du canal s autant que \sqrt{s} augmente [142, 143]. Après avoir appliqué le champ laser polarisé circulairement, on remarque que le comportement de la section efficace de production en fonction de \sqrt{s} pour différentes valeurs des paramètres du laser et différents nombres de photons échangés sont assez similaires. Cependant, par rapport à sa section efficace sans champ correspondante, on peut voir que la section efficace assistée par laser diminue de plusieurs ordres de grandeur. La valeur maximale de la section efficace peut dépasser 66 fb pour $n = \pm 4$, et il diminue à environ 60 fb et 50 fb pour $n = \pm 3$ et $n = \pm 2$, respectivement. Comme le montre la figure IV.12(a) dans lequel $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ et $\omega = 2 \text{ eV}$, la valeur maximale est atteinte vers 68 fb pour la région des valeurs assez grandes de n ($n = \pm 6$). Dans cette région, la section efficace totale sera égale à sa section efficace totale correspondante sans champ dans toutes les énergies du centre de masse. Cela signifie que l'effet du champ laser sur les particules

incidentes est fortement supprimé. En conséquence, aucun photon ne sera échangé entre le champ laser et les particules incidentes. Dans les figures IV.12(b), IV.12(c) et IV.12(d), la section efficace totale augmente tant que le nombre n augmente jusqu'à $n = \pm \text{cutoff}$ similaire à la figure IV.12(a). Cette sommation sur le nombre $\pm \text{cutoff}$ est appelée règle de somme [144], et il conduit à une section efficace qui est égale à la section efficace sans champ dans toute l'énergie du centre de masse. De plus, la section efficace totale dépend fortement des valeurs de l'amplitude du champ laser et de sa fréquence. En comparant les figures IV.12(a) et IV.12(b), on remarque que, pour une même amplitude du champ laser qui est $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ et pour le même nombre de photons échangés tels que $n = \pm 3$, la section correspondante est d'environ 61 fb pour $\omega = 2 \text{ eV}$ et 14 fb pour $\omega = 1.17 \text{ eV}$. Un autre point important à mentionner ici est que le pic ne change pas pour tous les paramètres du champ laser. Ce résultat nous pousse à poser une question importante qui est : comment ces paramètres libres peuvent-ils modifier le comportement et les propriétés de la section efficace du processus étudié ?

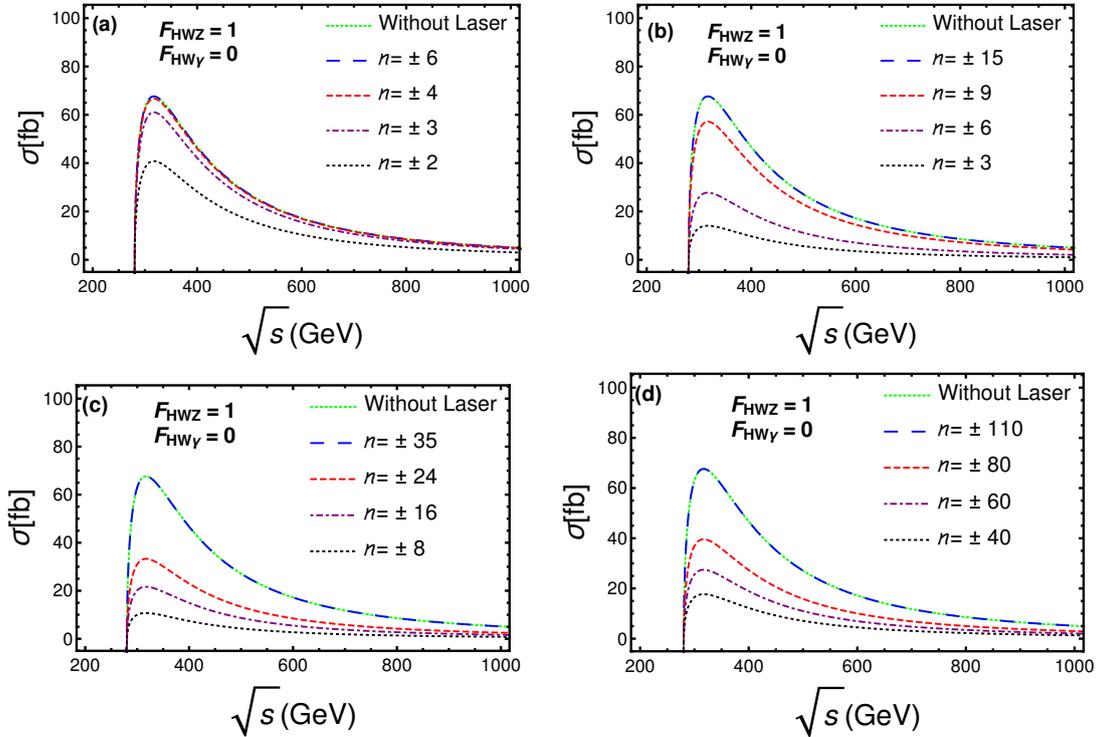


FIGURE IV.12 – La dépendance de la section efficace totale assistée par laser du processus $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ sur \sqrt{s} dans le cas où $F_{HWZ} = 1$ et $F_{HW\gamma} = 0$ pour différents nombres de photons échangés et en prenant la masse de Higgs chargé comme $M_{H^\pm} = 200 \text{ GeV}$. L'intensité du champ laser et sa fréquence sont choisies comme suit : (a) : $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$, $\omega = 2 \text{ eV}$; (b) : $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$, $\omega = 1.17 \text{ eV}$; (c) : $\varepsilon_0 = 10^6 \text{ V.cm}^{-1}$, $\omega = 2 \text{ eV}$; (d) : $\varepsilon_0 = 10^6 \text{ V.cm}^{-1}$, $\omega = 1.17 \text{ eV}$.

Pour répondre à cette question, commençons par l'analyse de la dépendance de la section efficace totale à la masse du Higgs chargé. La figure IV.13 montre la variation de la section efficace totale en fonction de M_{H^\pm} pour trois fréquences laser connues (panneau de gauche)

et pour différentes intensités du champ laser (panneau de droite) en sommant n de -4 à $+4$. D'après cette figure, on trouve que la section efficace totale de $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ atteint jusqu'à $85 \sim 86 \text{ fb}$. Cette valeur maximale de la section efficace est atteinte dans la gamme des masses intermédiaires de H^\pm ($M_{H^\pm} \sim 150 - 176 \text{ GeV}$) pour $\omega = 2 \text{ eV}$ et $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$. Par conséquent, la section efficace diminue en augmentant la masse du Higgs chargé. Cet effet est dû au fait que la section est inversement proportionnelle à la masse M_{H^\pm} . Une autre observation importante qui devrait être discutée ici est que l'ordre de grandeur de la section efficace diminue rapidement tant que la fréquence laser diminue (panneau de gauche). Par exemple, dans la région des masses faibles ($M_{H^\pm} < 160 \text{ GeV}$), la section efficace totale atteint jusqu'à 85 fb pour $\omega = 2 \text{ eV}$, alors qu'il reste sous 24 fb pour $\omega = 1.17 \text{ eV}$. En plus, pour $\omega = 0.117 \text{ eV}$, l'ordre de la section efficace totale est très proche de zéro. Cela est dû à la présence d'une forte corrélation entre le nombre de photons nécessaires pour remplir la règle de somme bien connue et la fréquence ω . En général, ce nombre augmente d'autant que la fréquence du champ laser diminue. Dans le panneau de droite de la figure IV.13, nous pouvons voir que l'ordre de grandeur de la section efficace diminue en augmentant l'intensité du champ laser, en particulier, tant que $\varepsilon_0 \geq 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$. Cependant, nous constatons que la section efficace assistée par laser est égale à sa section efficace sans champ correspondante pour $\varepsilon_0 \leq 10^4 \text{ V.cm}^{-1}$. Par conséquent, le champ électromagnétique n'affecte pas la section efficace assistée par laser intégrée aux faibles intensités. Pour confirmer ces résultats, nous avons effectué la même analyse pour les mêmes intensités du champ laser et fréquences. Dans la figure IV.14, nous avons tracé la variation de la section efficace totale assistée par laser en fonction de l'énergie du centre de masse pour différentes intensités du champ électromagnétique (panneau de gauche) et différentes fréquences (panneau de droite). Comme le montre cette figure, le pic ne change pas pour tous les paramètres du champ laser. Par conséquent, cela confirme la validité de nos résultats précédents.

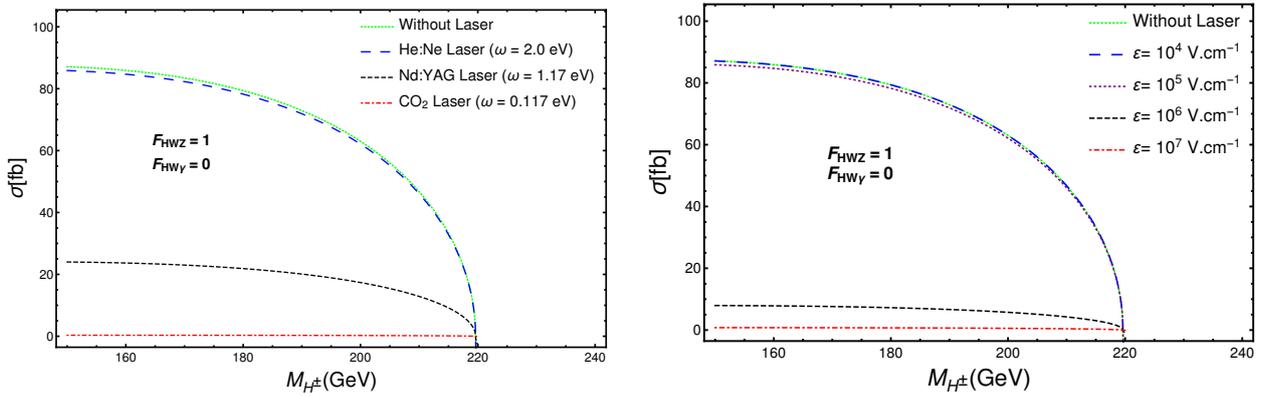


FIGURE IV.13 – La section efficace totale assistée par laser du processus $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ en fonction de la masse du boson de Higgs chargé pour différentes intensités du champ laser et fréquences dans le cas où $F_{HWZ} = 1$ et $F_{HW\gamma} = 0$. Le \sqrt{s} et n sont pris comme 300 GeV et ± 4 , respectivement. (panneau de gauche) $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$; (panneau de droite) $\omega = 2 \text{ eV}$.

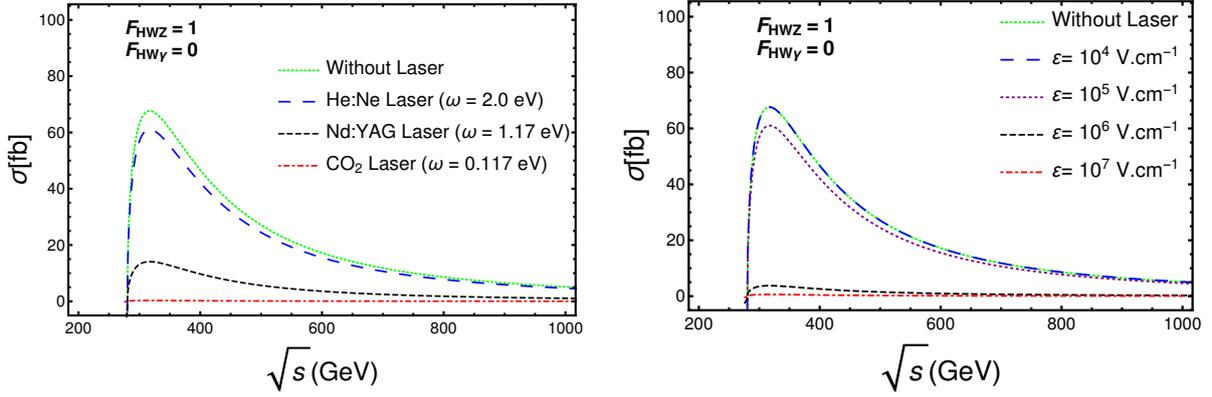


FIGURE IV.14 – La section efficace totale assistée par laser du processus $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ en fonction de l'énergie du centre de masse pour différentes intensités du champ laser et fréquences dans le cas où $F_{HWZ} = 1$ et $F_{HW\gamma} = 0$. La masse de Higgs chargé et le nombre de photons échangés sont choisis comme $M_{H^\pm} = 200 \text{ GeV}$ et $n = \pm 4$, respectivement. (panneau de gauche) $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$; (panneau de droite) $\omega = 2 \text{ eV}$.

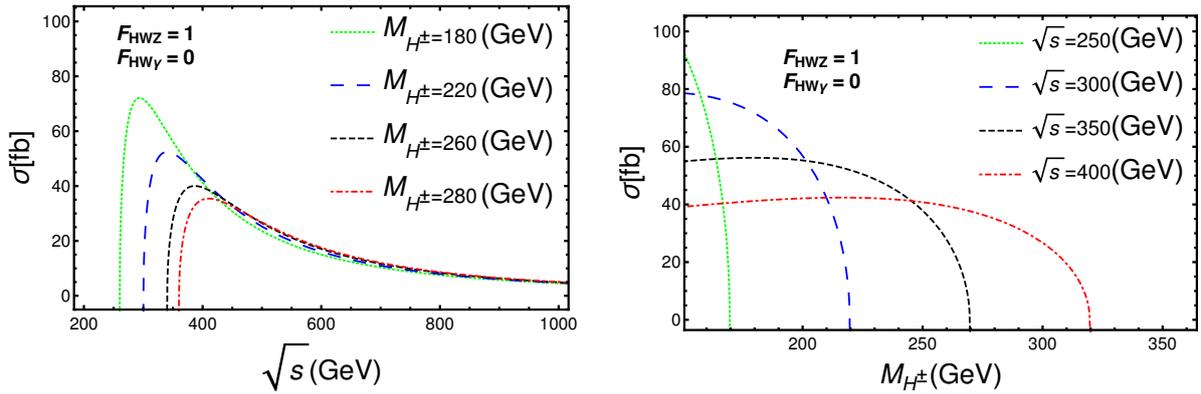


FIGURE IV.15 – La section efficace totale assistée par laser du processus $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ pour certaines valeurs typiques de M_{H^\pm} (panneau de gauche) et \sqrt{s} (panneau de droite) dans le cas où $F_{HWZ} = 1$ et $F_{HW\gamma} = 0$. Le nombre de photons échangés, l'intensité du champ laser et sa fréquence sont choisies telles que : $n = \pm 4$, $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ et $\omega = 2 \text{ eV}$, respectivement.

Comme dernier résultat, nous illustrons sur la figure IV.15 la dépendance de la section efficace totale assistée par laser sur l'énergie du centre de masse et la masse de Higgs chargé pour différentes fréquences et pour certaines valeurs typiques de M_{H^\pm} (panneau de gauche) et énergies du centre de masse (panneau de droite). Les paramètres du champ laser sont pris tels que $\varepsilon_0 = 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$ et $\omega = 2 \text{ eV}$. Comme nous pouvons le voir sur le panneau de gauche de la figure IV.15, pour les valeurs faibles de \sqrt{s} ($\sqrt{s} < 430 \text{ GeV}$), le scénario $M_{H^\pm} = 180 \text{ GeV}$ domine, suivi par $M_{H^\pm} = 220 \text{ GeV}$ et donc $M_{H^\pm} = 260 \text{ GeV}$. De plus, il y a un pic à $\sqrt{s} \simeq 290 \text{ GeV}$ pour $M_{H^\pm} = 180 \text{ GeV}$ alors qu'il est situé à $\sqrt{s} \simeq 335 \text{ GeV}$, $\sqrt{s} \simeq 385 \text{ GeV}$ et

$\sqrt{s} \simeq 420 \text{ GeV}$ pour $M_{H^\pm} = 220 \text{ GeV}$, $M_{H^\pm} = 260 \text{ GeV}$ et $M_{H^\pm} = 280 \text{ GeV}$, respectivement. Alors qu'aux grandes valeurs de \sqrt{s} ($\sqrt{s} > 430 \text{ GeV}$), on voit que les courbes qui représentent la dépendance \sqrt{s} de la section efficace sont très proches les unes des autres pour toutes les valeurs de M_{H^\pm} . Dans la figure IV.15 (panneau de droite), nous pouvons voir que l'ordre de grandeur de la section efficace dépend de l'énergie du centre de masse. Par exemple, ses valeurs maximales sont $\sigma \simeq 90 \text{ fb}$, $\sigma \simeq 78 \text{ fb}$, $\sigma \simeq 57 \text{ fb}$ et $\sigma \simeq 43 \text{ fb}$ pour $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$, $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$, $\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} = 400 \text{ GeV}$, respectivement. En comparant ces courbes, on peut en déduire que la section efficace diminue rapidement pour $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$, alors qu'elle diminue lentement pour des énergies élevées dans le centre de masse (effet de seuil).

10. Conclusion

La recherche d'un nouvel état du boson de Higgs pourrait révéler les premiers signes d'une nouvelle physique au-delà du modèle standard (BSM). Dans cette partie, nous avons présenté un calcul détaillé sur la production de paire de bosons de Higgs doublement chargé dans le cadre du modèle HTM et la production d'un boson de Higgs chargé en association avec un boson W auprès de collisionneurs e^+e^- en présence d'un champ électromagnétique polarisé circulairement. Nous avons trouvé que la section efficace des processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ et $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ dépend de nombreux paramètres du champ laser tels que l'intensité et la fréquence, ainsi le nombre de photons échangés entre le champ électromagnétique et le processus de diffusion, les résultats numériques montrent que l'échange d'un grand nombre de photons signifie que les particules incidentes interagissent fortement dans les intensités du champ laser élevées. De plus, nous avons fourni des résultats numériques pour la section efficace pour les deux processus en fonction des masses $M_{H^{++}}$ et M_{H^\pm} pour différents paramètres du champ laser connus et l'énergie du centre de masse. Nous avons trouvé que la section efficace totale diminue à l'intérieure du champ laser.

Conclusion Générale et Perspectives

Dans sa globalité, le contenu de cette thèse se compose de deux parties, la première partie aborde l'étude des effets des conditions de Veltman modifiées (mVC) sur les paramètres du modèle standard étendu par deux champs singlets scalaires réels (TRSM). La deuxième partie porte sur l'étude des processus d'interactions électron-positron en présence d'un champ électromagnétique.

Tout au long des chapitres composant la première partie de ce travail, nous avons effectué une étude détaillée à l'arbre du potentiel scalaire de Higgs étendu par deux singlets S_1 et S_2 , en tenant compte l'ensemble des paramètres libres du potentiel. Le Modèle Standard plus deux Singlets (TRSM) est un bon candidat pour prendre le relais du MSM et qui peut remédier au problème de la matière noire (DM). Le TRSM n'est sûrement pas la théorie ultime, mais un modèle phénoménologique qui peut être testé auprès des futurs collisionneurs, surtout après l'annonce du 04 Juillet 2012, et la découverte d'une nouvelle particule scalaire de masse se situant entre 125 et 126 GeV , dont les caractéristiques ressemblent à celles du boson de Higgs du MSM. Comme les résultats des expériences ATLAS et CMS sont en bon accord avec les prédictions du MSM, il est certains que les futures expériences (LHC avec 14 TeV et le collisionneur linéaire internationale ILC) vont raffiner les mesures avec une précision de l'ordre du millième voir même plus. Toutefois, les particules scalaires supplémentaires s'elles ne sont pas très lourdes vont probablement être produites et leurs masses, leurs couplages aux autres particules du modèle vont être mesurées avec précision. Le TRSM sera l'objet de plusieurs recherches actives auprès du LHC.

Après avoir présenté le modèle et son fondement, nous avons déterminé analytiquement les contraintes d'unitarité pour les divers couplages scalaires, et résolu complètement les conditions pour que le potentiel soit borné inférieurement dans toutes les directions.

Dans la troisième chapitre, nous avons déterminé analytiquement les expressions des conditions de Veltman modifiées dans le TRSM (mVC). La combinaison de ces conditions avec les autres contraintes théoriques, qu'on a pris en compte dans les études phénoménologiques, réduit les régions physiques permises dans l'espace de paramètres du modèle, ainsi que les bornes théoriques supérieures (resp. inférieures) pour les masses du boson de Higgs \mathcal{CP}_{pair} légers (resp. lourds). Dans un premier temps, la particule la plus légère est le boson de Higgs h_1 , se comportant comme un Higgs standard avec une masse d'environ 125 GeV , alors que les

autres bosons de Higgs restent généralement trop lourds et ne sont contraint par aucune étude phénoménologique dans ce cas. En plus, pour les masses des états de Higgs, nous avons trouvé que l'annulation de la divergence quadratique pour h_1 apparaît possible sur toute la gamme autorisée de m_{h_2} , ce qui la rend non affectée par les mVC, alors que pour m_{h_3} elle ne peut se produire que sur une valeur minimale.

Dans ce chapitre, nous avons également étudié les effets de mVC sur les processus de diffusion purement scalaires. On a identifié deux scénarios distincts pour la recherche des états scalaires supplémentaires. Dans le premier scénario, nous identifions l'état scalaire le plus lourd h_3 avec h_{125} et nous concentrons sur la production de h_2 , nous avons également examiné les effets de mVC sur les masses des bosons lourds h_1 et h_2 . Les résultats numériques ont montré une réduction drastique du spectre de masse des bosons h_1 et h_2 lorsque les conditions du mVC modifiées sont considérées. Par conséquent, les effets sur le rapport de branchement $BR(h_2 \rightarrow h_1 h_1)$ et la section efficace $\sigma(pp \rightarrow h_2 \rightarrow h_1 h_1)$ sont assez évidents. D'autre part, le deuxième scénario se concentre sur le cas où h_2 est la particule de Higgs du modèle standard et on considère la production du particule scalaire lourd h_3 suivi de sa désintégration symétrique vers la particule la plus légère via le processus $h_3 \rightarrow h_1 h_1$. Alors, lorsque l'absence des mVC, nous obtenons des taux de signal de $\mathcal{O}(0.1 - 1 pb)$ avec des valeurs maximales d'environ $3 pb$ dans la région de faible masse $m_{h_3} \lesssim 150 GeV$ [81]. Cette valeur maximale est soumise à une réduction de $3 pb$ à $2.7 pb$ lorsque les conditions de Veltman modifiées sont considérées.

En outre, dans la deuxième partie de notre travail, on a étudié les processus de diffusion assistée par laser. Dans un premier temps, nous étudions en détail la production de paires de Higgs doublement chargées aux futurs collisionneurs électron-positron en présence d'un champ électromagnétique polarisé circulairement dans le cadre de HTM. Nous calculons la section efficace totale du processus $e^+e^- \rightarrow H^{++}H^{--}$ à l'intérieur du champ laser. Ensuite, nous étudions la dépendance de la section efficace de production à l'énergie de collision e^+e^- et $M_{H^{\pm\pm}}$, ainsi qu'aux paramètres du champ laser tels que le nombre de photons échangés, l'intensité du champ laser et sa fréquence. Les résultats numériques montrent qu'il existe une corrélation entre le nombre de photons échangés et l'intensité du champ laser. Plus précisément, ce nombre augmente tant que l'intensité du champ laser augmente. De plus, tant que le nombre n prend des valeurs élevées, la section efficace totale assistée par laser augmente jusqu'à devenir égale à sa section efficace sans champ correspondante. Nous avons fourni des résultats numériques pour σ en fonction de $M_{H^{\pm\pm}}$ pour différentes fréquences connues à $\sqrt{s} = 1000 GeV$. Nous avons constaté que la section efficace totale varie dans la plage de $7 \sim 1.13 fb$ avec un incrément de $M_{H^{\pm\pm}}$ de 300 à 500 GeV . Enfin, nous indiquons que le comportement de la section efficace totale ne change pas pour les petites intensités du champ électromagnétique, alors qu'il est affecté et modifié pour les fortes intensités du champ laser.

Dans le dernier chapitre, de la même manière, nous avons étudié le processus qui agit comme une source de boson de Higgs chargé associé au boson W à l'arbre en présence d'un champ électromagnétique à polarisation circulaire. En analysant théoriquement ce processus, nous avons présenté la dépendance de la section efficace totale partielle au nombre de photons échangés, et nous avons montré que le nombre maximum de photons pouvant être échangés ne dépend que des paramètres du champ laser. Ensuite, nous avons trouvé qu'il existe une forte corrélation entre l'ordre de grandeur et les paramètres du champ laser tels que le nombre de

photons échangés, l'intensité du champ laser et sa fréquence. Plus précisément, cet ordre de grandeur de la section efficace totale assistée par laser diminue tant que l'intensité du champ laser augmente ou en diminuant sa fréquence. Cependant, les rayonnements de faible intensité n'ont aucun effet sur la section efficace. De plus, nous avons montré que, pour une intensité et une fréquence du champ laser données, la section efficace totale assistée par laser diminue rapidement pour $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$ par rapport aux valeurs élevées de l'énergie du centre de masse.

Ces résultats illustrent clairement comment un champ électromagnétique pourrait modifier totalement les propriétés standards des processus quantiques. Néanmoins, ces résultats restent purement théorique et ils nécessitent une investigation expérimentale dans le future proche. Nous espérons que ce travail ouvrira la voie aux d'autres travaux dans le futur. Comme perspectives futures de ce travail, nous appliquerons le même concept aux d'autres processus de diffusion et considérerons les autres polarisations du champ électromagnétique.

Annexe A

Grand Collisionneur de Hadrons : LHC

Le Grand Collisionneur de Hadrons LHC (Large Hadron Collider), est un accélérateur de particules mis en fonctionnement le 10 septembre 2008 et inauguré officiellement le 21 octobre 2008 au CERN, et situé dans la région frontalière entre la France et la Suisse entre la périphérie nord-ouest de Genève et le pays de Gex (France). C'est le plus puissant accélérateur de particules construit à ce jour. Il est même présenté comme le plus grand dispositif expérimental jamais construit pour valider des théories physiques.

Le but de ce projet est de fournir aux physiciens un outil capable de produire un milliard d'interactions par seconde avec une énergie jamais atteinte auparavant.

Le LHC est principalement constitué de deux anneaux dans lesquels circuleront en sens inverse des paquets de protons (ses deux faisceaux de protons, accélérés à une vitesse proche de celle de la lumière, vont circuler en sens opposé dans l'anneau de 27 km , enfoui à 100 mètres). Ces deux anneaux, à l'intérieur desquels se trouvent les deux tubes à vide, sont entourés de 9000 aimants supraconducteurs, pièces les plus complexes du LHC, pouvant générer des champs magnétiques très élevés, environ équivalents à 175 000 fois celui de la Terre, permettant ainsi d'incurver la trajectoire des particules. Pour atteindre leur état supraconducteur, les aimants doivent être refroidis à une température proche du zéro absolu, soit $1,9\text{ K}$. Le LHC est ainsi un des lieux les plus froids de la galaxie. En plus de ces 9000 aimants supraconducteurs, 1800 autres aimants normaux devront être installés afin d'y faire circuler l'hélium liquide, substance permettant de maintenir l'accélérateur à une température de 1.9 K . Les tubes à vide, sont à l'état dit ultravide, dans le but d'éviter d'éventuelles collisions avec une molécule de gaz.

Quatre endroits, sont installés sur cet accélérateur, à ces endroits ont été placé des détecteurs, à savoir ATLAS (A Toroïdal LHC Apparatus), CMS (Compact Muon Spectrometer), ALICE (A Large Ion Collider Experiment), et enfin LHCb (LHC Beauty Experiment). Ces quatre détecteurs de particules ont chacun des rôles bien déterminés :

- 1- Atlas : Il a la forme d'un cylindre d'un diamètre de 25 mètres, d'une longueur d'environ 46 mètres et d'une masse de 7 000 tonnes. Il s'agit d'un détecteur de particules semblable à CMS, mais de plus grande taille et de conception différente. Il a pour tâche de détecter le boson de Higgs, des particules supersymétriques. Atlas mesurera la charge et l'énergie des particules éventuellement détectées afin de dresser leur portrait. La construction et l'installation d'Atlas, le plus gros détecteur des quatre, ont pris deux ans, coutée 337 millions d'euros, et réuni 2500 scientifiques de 35 nationalités différentes.
- 2- CMS : Le détecteur a une forme cylindrique d'un diamètre de 15 mètres, d'une longueur d'environ 21 mètres et d'une masse de 14000 tonnes. CMS a plus ou moins le même objectif qu'Atlas, la découverte du boson de Higgs. Il fonctionnera du coup de la

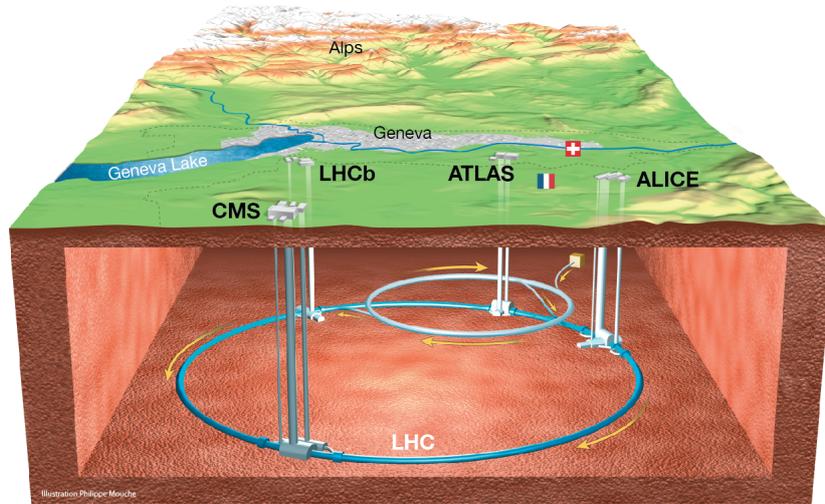


FIGURE IV.16 – Présentation du LHC. Vue des quatre détecteurs du LHC : ALICE, ATLAS, CMS et LHCb.

même manière qu'Atlas. Il a coûté 312 millions d'euros et réunit 2000 scientifiques de 38 nationalités différentes.

- 3- Alice : Ce détecteur a une hauteur de 16 mètres et une longueur d'environ 26 mètres, et une masse de 10 000 tonnes. Alice étudiera la matière lors des premiers instants après le Big-bang, en étudiant, après refroidissement, l'événement produit à partir de la recombinaison des quarks et des gluons après la collision. La collaboration regroupe plus de 1 000 physiciens issus de 111 laboratoires et universités différents dans 31 pays .
- 4- LHCb : Ce détecteur a une hauteur de 10 mètres et une longueur d'environ 21 mètres, et une masse de 5 600 tonnes. Le détecteur de LHCb a pour objectif de percer le mystère de la disparition de l'antimatière dans notre univers. Ce détecteur mesurera quant à lui le nombre de particules de matière et d'antimatière produites lors de la désintégration de mésons b, formés lors des collisions entre protons. L'instrument a coûté 47 millions d'euros et réunit plus de 1 565 scientifiques, ingénieurs et techniciens originaires de 20 pays

Durant ses trois premières années de fonctionnement, le LHC a dépassé toutes les attentes en fournissant aux expériences bien plus de données que prévu initialement. Les physiciens utilisent le femtobarn inverse (fb^{-1}) comme unité de mesure de la quantité de données. Pour mettre les choses en perspective, la particule dont la découverte a été annoncée le 4 juillet 2012 a été trouvée après l'analyse de $12 fb^{-1}$ de données.

Les physiciens continuent d'analyser toutes les caractéristiques du nouveau boson et l'on peut donc s'attendre à de nouveaux résultats, même pendant l'arrêt, le CERN envisage son avenir sur un terme plus long.

Annexe B

Règles de Feynman

Dans cette annexe, nous donnons les couplages utilisés pour calculer les divergences quadratiques des trois Higgs neutres h_1 , h_2 et h_3 . On note $c_{h_i F_i \bar{F}_i}$ les couplages de Higgs h_i avec F_i , où F_i désigne les différents champs du modèle TRSM, à savoir bosons scalaires et vectoriels, fermions, champs de Goldstone G_i et champs fantômes de Faddeev-Popov η_i . On donne aussi les valeurs t_i de la boucle due au propagateur de la particule F_i qui multiplié par 2 en cas de champs chargés, et le facteur de symétrie s_i .

$$\begin{aligned}
c_{h_1 h_1 h_1} &= -6i \left(\lambda v_{EW} R_{11}^3 + 4\lambda_1 v_1 R_{12}^3 + 4\lambda_2 v_2 R_{13}^3 + 4\lambda_3 R_{12} R_{13} (v_1 R_{13} + v_2 R_{12}) \right. \\
&\quad \left. + 2\lambda_4 R_{11} R_{12} (v_{EW} R_{12} + v_1 R_{11}) + 2\lambda_5 R_{11} R_{13} (v_{EW} R_{13} + v_2 R_{11}) \right) \\
c_{h_2 h_2 h_2} &= -6i \left(\lambda v_{EW} R_{21}^3 + 4\lambda_1 v_1 R_{22}^3 + 4\lambda_2 v_2 R_{23}^3 + 4\lambda_3 R_{22} R_{23} (v_1 R_{23} + v_2 R_{22}) \right. \\
&\quad \left. + 2\lambda_4 R_{21} R_{22} (v_{EW} R_{22} + v_1 R_{21}) + 2\lambda_5 R_{21} R_{23} (v_{EW} R_{23} + v_2 R_{21}) \right) \\
c_{h_3 h_3 h_3} &= -3i \left(\lambda v_{EW} R_{31}^3 + 4\lambda_1 v_1 R_{32}^3 + 4\lambda_2 v_2 R_{33}^3 + 4\lambda_3 R_{32} R_{33} (v_1 R_{33} + v_2 R_{32}) \right. \\
&\quad \left. + 2\lambda_4 R_{31} R_{32} (v_{EW} R_{32} + v_1 R_{31}) + 2\lambda_5 R_{31} R_{33} (v_{EW} R_{33} + v_2 R_{31}) \right)
\end{aligned} \tag{IV.147}$$

$$\begin{aligned}
t_{1h_1 h_1} &= iA_0(m_{h_1}^2) \\
t_{2h_2 h_2} &= iA_0(m_{h_2}^2) \\
t_{3h_3 h_3} &= iA_0(m_{h_3}^2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
c_{h_1 G^0 G^0} &= -i(\lambda v_{EW} R_{11} + 2\lambda_4 v_1 R_{12} + 2\lambda_5 v_2 R_{13}) \\
c_{h_2 G^0 G^0} &= -i(\lambda v_{EW} R_{21} + 2\lambda_4 v_1 R_{22} + 2\lambda_5 v_2 R_{23}) \\
c_{h_3 G^0 G^0} &= -i(\lambda v_{EW} R_{31} + 2\lambda_4 v_1 R_{32} + 2\lambda_5 v_2 R_{33}) \\
t_{1G^0 G^0} &= t_{2G^0 G^0} = t_{3G^0 G^0} = iA_0(\xi_Z m_Z^2)
\end{aligned} \tag{IV.148}$$

$$\begin{aligned}
c_{h_1 G^+ G^-} &= -i(\lambda v_{EW} R_{11} + 2\lambda_4 v_1 R_{12} + 2\lambda_5 v_2 R_{13}) \\
c_{h_2 G^+ G^-} &= -i(\lambda v_{EW} R_{21} + 2\lambda_4 v_1 R_{22} + 2\lambda_5 v_2 R_{23}) \\
c_{h_3 G^+ G^-} &= -i(\lambda v_{EW} R_{31} + 2\lambda_4 v_1 R_{32} + 2\lambda_5 v_2 R_{33}) \\
t_{1G^+ G^-} &= t_{2G^+ G^-} = t_{3G^+ G^-} = 2 \times iA_0(\xi_W m_W^2)
\end{aligned} \tag{IV.149}$$

$$\begin{aligned}
c_{h_1 h_2 h_2} &= -i \left[3\lambda v_{EW} R_{11} R_{21}^2 + 12\lambda_1 v_1 R_{12} R_{22}^2 + 2 \left(6\lambda_2 v_2 R_{13} R_{23}^2 + 2\lambda_3 (v_1 R_{23} (2R_{13} R_{22} + R_{12} R_{23}) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + v_2 R_{22} (R_{13} R_{22} + 2R_{12} R_{23})) + \lambda_4 (v_{EW} R_{22} (2R_{12} R_{21} + R_{11} R_{22}) + v_1 R_{21} (R_{12} R_{21} + 2R_{11} R_{22})) \right) \right. \\
&\quad \left. + \lambda_5 (v_{EW} R_{23} (2R_{13} R_{21} + R_{11} R_{23}) + v_2 R_{21} (R_{13} R_{21} + 2R_{11} R_{23})) \right] \\
c_{h_1 h_3 h_3} &= -i \left[3\lambda v_{EW} R_{11} R_{31}^2 + 12\lambda_1 v_1 R_{12} R_{32}^2 + 2 \left(6\lambda_2 v_2 R_{13} R_{33}^2 + 2\lambda_3 (v_1 R_{33} (2R_{13} R_{32} + R_{12} R_{33}) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + v_2 R_{32} (R_{13} R_{32} + 2R_{12} R_{33})) + \lambda_4 (v_{EW} R_{32} (2R_{12} R_{31} + R_{11} R_{32}) + v_1 R_{31} (R_{12} R_{31} + 2R_{11} R_{32})) \right) \right. \\
&\quad \left. + \lambda_5 (v_{EW} R_{33} (2R_{13} R_{31} + R_{11} R_{33}) + v_2 R_{31} (R_{13} R_{31} + 2R_{11} R_{33})) \right] \\
t_{1h_2 h_2} &= iA_0(m_{h_2}^2) \\
t_{1h_3 h_3} &= iA_0(m_{h_3}^2)
\end{aligned} \tag{IV.150}$$

$$\begin{aligned}
c_{h_1 ZZ} &= igm_W R_{11}/c_W^2 \\
c_{h_2 ZZ} &= igm_W R_{21}/c_W^2 \\
c_{h_3 ZZ} &= igm_W R_{31}/c_W^2 \\
t_{1ZZ} = t_{2ZZ} = t_{3ZZ} &= -i((n-1)A_0(m_Z^2) + \xi_Z A_0(\xi_Z m_Z^2))
\end{aligned} \tag{IV.151}$$

$$\begin{aligned}
c_{h_1 W^+ W^-} &= igm_W R_{11} \\
c_{h_2 W^+ W^-} &= igm_W R_{21} \\
c_{h_3 W^+ W^-} &= igm_W R_{31} \\
t_{1W^+ W^-} = t_{2W^+ W^-} = t_{3W^+ W^-} &= 2 \times (-i((n-1)A_0(m_W^2) + \xi_W A_0(\xi_W m_W^2)))
\end{aligned} \tag{IV.152}$$

$$\begin{aligned}
c_{h_1 t\bar{t}} &= \frac{-i}{2} g R_{11} m_t / m_W \\
c_{h_2 t\bar{t}} &= \frac{-i}{2} g R_{21} m_t / m_W \\
c_{h_3 t\bar{t}} &= \frac{-i}{2} g R_{31} m_t / m_W \\
t_{1ZZ} = t_{2ZZ} = t_{3ZZ} &= i2m_t A_0(m_t^2)
\end{aligned} \tag{IV.153}$$

$$\begin{aligned}
c_{h_1 \eta^\pm \bar{\eta}^\pm} &= \frac{-i}{2} gm_W R_{11} \xi_W \\
c_{h_2 \eta^\pm \bar{\eta}^\pm} &= \frac{-i}{2} gm_W R_{21} \xi_W \\
c_{h_3 \eta^\pm \bar{\eta}^\pm} &= \frac{-i}{2} gm_W R_{31} \xi_W \\
t_{1\eta^\pm \bar{\eta}^\pm} = t_{2\eta^\pm \bar{\eta}^\pm} = t_{3\eta^\pm \bar{\eta}^\pm} &= 2 \times iA_0(\xi_W m_W^2)
\end{aligned} \tag{IV.154}$$

$$\begin{aligned}
c_{h_1\eta^z\bar{\eta}^z} &= \frac{-i}{2}gm_W R_{11}\xi_Z/c_W^2 \\
c_{h_2\eta^z\bar{Z}^\pm} &= \frac{-i}{2}gm_W R_{21}\xi_Z/c_W^2 \\
c_{h_3\eta^z\bar{\eta}^z} &= \frac{-i}{2}gm_W R_{31}\xi_Z/c_W^2 \\
t_{1\eta^z\bar{\eta}^z} &= t_{2\eta^z\bar{\eta}^z} = t_{3\eta^z\bar{\eta}^z} = iA_0(\xi_Z m_Z^2)
\end{aligned} \tag{IV.155}$$

$$\begin{aligned}
c_{h_2h_1h_1} &= -i \left[3\lambda v_{EW} R_{11}^2 R_{21} + 12\lambda_1 v_1 R_{12}^2 R_{22} + 2 \left(6\lambda_2 v_2 R_{13}^2 R_{23} + 2\lambda_3 (v_1 R_{13} (R_{13} R_{22} + 2R_{12} R_{23}) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + v_2 R_{12} (2R_{13} R_{22} + R_{12} R_{23})) + \lambda_4 (v_{EW} R_{12} (R_{12} R_{21} + 2R_{11} R_{22}) + v_1 R_{11} (2R_{12} R_{21} + R_{11} R_{22})) \right) \right. \\
&\quad \left. + \lambda_5 (v_{EW} R_{13} (R_{13} R_{21} + 2R_{11} R_{23}) + v_2 R_{11} (2R_{13} R_{21} + 2R_{11} R_{23})) \right) \Big] \\
c_{h_2h_3h_3} &= -i \left[3\lambda v_{EW} R_{21} R_{31}^2 + 12\lambda_1 v_1 R_{22} R_{32}^2 + 2 \left(6\lambda_2 v_2 R_{23} R_{33}^2 + 2\lambda_3 (v_1 R_{33} (2R_{23} R_{32} + R_{22} R_{33}) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + v_2 R_{32} (R_{23} R_{32} + 2R_{22} R_{33})) + \lambda_4 (v_{EW} R_{32} (2R_{22} R_{31} + R_{21} R_{32}) + v_1 R_{31} (R_{22} R_{31} + 2R_{21} R_{32})) \right) \right. \\
&\quad \left. + \lambda_5 (v_{EW} R_{33} (2R_{23} R_{31} + R_{21} R_{33}) + v_2 R_{31} (R_{23} R_{31} + 2R_{21} R_{33})) \right) \Big] \\
t_{2h_1h_1} &= iA_0(m_{h_1}^2) \\
t_{2h_3h_3} &= iA_0(m_{h_3}^2)
\end{aligned} \tag{IV.156}$$

$$\begin{aligned}
c_{h_3h_1h_1} &= -i \left[3\lambda v_{EW} R_{11}^2 R_{31} + 12\lambda_1 v_1 R_{12}^2 R_{32} + 2 \left(6\lambda_2 v_2 R_{13}^2 R_{33} + 2\lambda_3 (v_1 R_{13} (R_{13} R_{32} + 2R_{12} R_{33}) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + v_2 R_{12} (2R_{13} R_{32} + R_{12} R_{33})) + \lambda_4 (v_{EW} R_{12} (R_{12} R_{31} + 2R_{11} R_{32}) + v_1 R_{11} (2R_{12} R_{31} + R_{11} R_{32})) \right) \right. \\
&\quad \left. + \lambda_5 (v_{EW} R_{13} (R_{13} R_{31} + 2R_{11} R_{33}) + v_2 R_{11} (2R_{13} R_{31} + R_{11} R_{33})) \right) \Big] \\
c_{h_3h_2h_2} &= -i \left[3\lambda v_{EW} R_{21}^2 R_{31} + 12\lambda_1 v_1 R_{22}^2 R_{32} + 2 \left(6\lambda_2 v_2 R_{23}^2 R_{33} + 2\lambda_3 (v_1 R_{23} (R_{23} R_{32} + 2R_{22} R_{33}) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + v_2 R_{22} (2R_{23} R_{32} + R_{22} R_{33})) + \lambda_4 (v_{EW} R_{22} (R_{22} R_{31} + 2R_{21} R_{32}) + v_1 R_{21} (2R_{22} R_{31} + R_{21} R_{32})) \right) \right. \\
&\quad \left. + \lambda_5 (v_{EW} R_{23} (R_{23} R_{31} + 2R_{21} R_{33}) + v_2 R_{21} (2R_{23} R_{31} + R_{21} R_{33})) \right) \Big] \\
t_{3h_1h_1} &= iA_0(m_{h_1}^2) \\
t_{3h_2h_2} &= iA_0(m_{h_2}^2)
\end{aligned} \tag{IV.157}$$

Avec R_{ij} sont les éléments de la matrice de rotation.

Annexe C

Onde de Dirac-Volkov

C'est dans le champ d'une onde EM plane que l'équation de Dirac pour l'électron admet une solution exacte (onde de Volkov). Le champ d'une onde plane de 4-vecteur d'onde k^μ ($k_\mu k^\mu = k^2 = 0$) ne dépend des coordonnées x^μ que par la combinaison $\phi = k_\mu x^\mu = k \cdot x$ de sorte que le 4-vecteur potentiel est donné par :

$$A^\mu = A^\mu(k \cdot x) = A^\mu(\phi). \quad (\text{IV.158})$$

Ce 4-vecteur satisfait à la condition de jauge de Lorentz :

$$\partial_\mu A^\mu = 0 \quad \text{ou} \quad k^\mu A_\mu = 0. \quad (\text{IV.159})$$

Le tenseur du champ EM est :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (\text{IV.160})$$

L'équation de Dirac pour un électron dans un champ extérieur est donnée par [149] :

$$\{(\hat{p} - eA)^2 - m^2 - \frac{1}{2}ieF_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu}\}\psi = 0, \quad (\text{IV.161})$$

où $e = -|e| < 0$ est la charge de l'électron et $\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$.
Après certain calculs, l'équation (IV.161) devient :

$$[-\partial_\mu \partial^\mu - 2ieA_\mu \partial^\mu - m^2 + e^2 A_\mu A^\mu - ie \not{k} \not{A}']\psi = 0. \quad (\text{IV.162})$$

On cherche une solution de cette équation sous la forme :

$$\psi = \exp(-ipx)F(\phi), \quad (\text{IV.163})$$

où p est un 4-vecteur constant tel que : $p_\mu p^\mu = p^2 = m^2$. En insérant ψ donnée par (IV.163) dans (IV.162), on obtient :

$$\begin{aligned} m^2 \exp(-ipx)F + 2i(pk) \exp(-ipx)F' - m^2 \exp(-ipx)F \\ - 2e(pA) \exp(-ipx)F + e^2 A^2 \exp(-ipx)F - ie \not{k} \not{A}' \exp(-ipx)F = 0, \end{aligned} \quad (\text{IV.164})$$

ou encore :

$$2i(kp)F' + \{-2e(pA) + e^2 A^2 - ie \not{k} \not{A}'\}F = 0. \quad (\text{IV.165})$$

Une solution formelle de cette équation est :

$$F = \exp \left\{ -i \int_0^{kx} \left[\frac{e}{(kp)}(pA) - \frac{e^2}{2(kp)}A^2 \right] d\phi + e \frac{\not{k} \not{A}}{2(kp)} \right\} \frac{u}{\sqrt{(2p_0)}}, \quad (\text{IV.166})$$

où u est un spineur constant à 4 composantes. Dans l'Eq. (IV.166), on a le terme $\exp\{e\cancel{A}/[2(kp)]\}$; toutes les puissances de \cancel{A} supérieure à la première puissance sont nulles parce que :

$$\cancel{A}\cancel{A} = -\cancel{A}^2 = -k^2 A^2 = 0, \quad \text{car } k^2 = 0. \quad (\text{IV.167})$$

Donc :

$$\exp\left\{\frac{e}{2(kp)}\cancel{A}\right\} = 1 + \frac{e}{2(kp)}\cancel{A}, \quad (\text{IV.168})$$

et ψ solution de l'équation de Dirac en présence du champ EM est telle que :

$$\psi_p = \left[1 + \frac{e}{2(kp)}\cancel{A}\right] \frac{u(p)}{\sqrt{2p_0}} e^{is(x)}, \quad (\text{IV.169})$$

avec

$$s(x) = -px - \int_0^{kx} \frac{e}{(kp)} \left[(pA) - \frac{e}{2}A^2\right] d\phi. \quad (\text{IV.170})$$

Pour déterminer les conditions imposées au bispineur constant $u(p)$, on suppose que l'onde s'applique d'une manière adiabatique à partir de $t \rightarrow -\infty$. Alors, $|A| \rightarrow 0$ lorsque $kx \rightarrow \pm\infty$ et ψ doit se réduire à la solution de l'équation de Dirac pour la particule libre et doit satisfaire à l'équation :

$$(\not{p} - m)u(p) = 0. \quad (\text{IV.171})$$

La normalisation des fonctions d'onde ψ_p est donc :

$$\int \psi_{p'}^\dagger(x)\psi_p(x)d\mathbf{x} = \int \bar{\psi}_{p'}\gamma^0\psi_p d\mathbf{x} = (2\pi)^3\delta^3(\mathbf{p}' - \mathbf{p}). \quad (\text{IV.172})$$

C'est la même normalisation que celle des ondes planes libres.

Densité de courant correspondante aux fonctions d'ondes de Volkov

La densité de courant de Dirac correspondante aux fonctions d'onde de Volkov est donnée par [147]

$$j^\mu = \bar{\psi}_p\gamma^\mu\psi_p, \quad (\text{IV.173})$$

avec la fonction d'onde de Dirac-Volkov $\bar{\psi}_p$ est :

$$\bar{\psi}_p = \frac{\bar{u}(p)}{\sqrt{2p_0}} \left\{1 + \frac{e}{2(kp)}\cancel{A}\right\} e^{-is(x)}. \quad (\text{IV.174})$$

En remplaçant $\bar{\psi}_p$ et ψ_p dans l'Eq (IV.173), on obtient

$$j^\mu = \frac{\bar{u}(p)}{\sqrt{2p_0}} \left\{ 1 + \frac{e}{2(kp)} \not{A} \not{k} \right\} e^{-is(x)} \gamma^\mu \left\{ 1 + \frac{e}{2(kp)} \not{k} \not{A} \right\} \frac{u(p)}{\sqrt{2p_0}} e^{is(x)}. \quad (\text{IV.175})$$

Cette expression j^μ se compose de quatre termes. Le premier est :

$$t_1 = \frac{1}{2p_0} [\bar{u}_p \gamma^\mu u_p]. \quad (\text{IV.176})$$

En utilisant l'identité de Gordon :

$$\begin{aligned} \bar{u}_p \gamma^\mu u(p) &= \frac{1}{2m} \bar{u}(p) \{ (p+p)^\mu - \sigma^{\mu\nu} (p-p)_\nu \} u(p), \\ &= \frac{1}{m} p^\mu \bar{u}(p) u(p), \end{aligned} \quad (\text{IV.177})$$

et la relation $\bar{u}(p)u(p) = 2m$ (normalisation de Landau), on trouve :

$$t_1 = \frac{1}{2p_0} \frac{1}{m} p^\mu 2m = \frac{p^\mu}{p_0}. \quad (\text{IV.178})$$

Les deux autres termes sont :

$$\begin{aligned} t_2 &= \frac{1}{2p_0} \bar{u}_p e^{-is(x)} \gamma^\mu c(p) \not{k} \not{A} u_p e^{is(x)}, \\ t_3 &= \frac{1}{2p_0} \bar{u}(p) e^{is(x)} c(p) \not{A} \not{k} \gamma^\mu u(p) e^{is(x)}, \\ t_2 + t_3 &= \frac{c(p)}{2p_0} \bar{u}(p) [\gamma^\mu \not{k} \not{A} + \not{A} \not{k} \gamma^\mu] u(p), \end{aligned} \quad (\text{IV.179})$$

avec $c(p) = e/[2(k.p)]$. Après quelques manipulations, on trouve

$$t_2 + t_3 = \frac{1}{p_0} \left\{ k^\mu e \frac{(p.A)}{(p.k)} - e A^\mu \right\}. \quad (\text{IV.180})$$

Pour le calcul du quatrième terme :

$$t_4 = \frac{c^2(p)}{2p_0} \bar{u}_p \not{A} \not{k} \gamma^\mu \not{k} \not{A} u_p, \quad (\text{IV.181})$$

remarquons que :

$$\begin{aligned} \not{A} \not{k} \gamma^\mu \not{k} \not{A} &= 2k^\mu \not{A} \not{k} \not{A} - \overbrace{\not{A} \not{k} \not{k}}^{=0} \gamma^\mu \not{A}, \\ &= -2k^\mu A^2 \not{k}, \end{aligned} \quad (\text{IV.182})$$

et $\bar{u}_p \not{k} u_p = 2(kp)$. Donc :

$$t_4 = -\frac{e^2 A^2}{2(k.p)} \frac{k^\mu}{p_0}. \quad (\text{IV.183})$$

On obtient alors pour le quadri-courant j^μ :

$$j^\mu = \frac{1}{p_0} \left\{ p^\mu - eA^\mu + \left(e \frac{(p \cdot A)}{(p \cdot k)} - \frac{e^2 A^2}{2(p \cdot k)} \right) k^\mu \right\}. \quad (\text{IV.184})$$

$A^\mu(\phi)$ sont des fonctions quasi-périodiques, leur valeur moyenne (dans le temps) est nulle $\overline{A^\mu} = 0$. Donc, la valeur moyenne de la densité de courant est la suivante :

$$\overline{j^\mu} = \frac{1}{p_0} \left\{ p^\mu - \frac{e^2 \overline{A^2}}{2(k \cdot p)} k^\mu \right\}. \quad (\text{IV.185})$$

On définit :

$$q^\mu = p^\mu - \frac{e^2 \overline{A^2}}{2(k \cdot p)} k^\mu, \quad (\text{IV.186})$$

qui est appelée **la quasi-impulsion**. Son carré donne :

$$q^2 = q^\mu q_\mu = p^2 - e^2 \overline{A^2} = m^2 \left(1 - \frac{e^2 \overline{A^2}}{m^2} \right). \quad (\text{IV.187})$$

On écrit :

$$q^2 = m_*^2, \quad m_* = m \left[1 - \frac{e^2 \overline{A^2}}{m^2} \right]^{1/2}, \quad (\text{IV.188})$$

où m_* est **la masse effective de l'électron dans le champ**. L'équation (IV.185) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\overline{j^\mu} = \frac{q^\mu}{p_0}. \quad (\text{IV.189})$$

La condition de normalisation (IV.172) devient :

$$\int \overline{\psi}_{q'} \gamma^0 \psi_q d\mathbf{x} = (2\pi)^3 \frac{q_0}{p_0} \delta^3(\mathbf{q}' - \mathbf{q}). \quad (\text{IV.190})$$

Annexe D

Dans cette annexe, nous donnons l'expression de la quantité $\left| \overline{M_\gamma^{n,n'} + M_Z^{n,n'}} \right|^2$ qui apparaît dans l'équation (IV.128).

$$\begin{aligned}
\left| \overline{M_\gamma^{n,n'} + M_Z^{n,n'}} \right|^2 &= \frac{1}{4} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{n'=-\infty}^{+\infty} \sum_s |M_\gamma^{n,n'} + M_Z^{n,n'}|^2 = \frac{1}{4} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{n'=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{4e^4}{(q_1 + q_2 + (n+n')k)^4} \text{Tr} \left[\Lambda_{0\mu} J_{n'}(z') e^{-in'\phi'_0} \right. \right. \\
&+ \Lambda_{1\mu} \frac{1}{2} \left(J_{n'+1}(z') e^{-i(n'+1)\phi'_0} + J_{n'-1}(z') e^{-i(n'-1)\phi'_0} \right) + \Lambda_{2\mu} \frac{1}{2i} \left(J_{n'+1}(z') e^{-i(n'+1)\phi'_0} - J_{n'-1}(z') e^{-i(n'-1)\phi'_0} \right) \\
&\times (\not{p}_1 - m_e) \left[\lambda_{0\mu} J_n(z) e^{-in\phi_0} + \lambda_{1\mu} \frac{1}{2} \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) + \lambda_{2\mu} \frac{1}{2i} \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} \right. \right. \\
&- \left. \left. J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) \right] \left[\Lambda_{0\nu} J_{n'}^*(z') e^{+in'\phi'_0} + \Lambda_{1\nu} \frac{1}{2} \left(J_{n'+1}^*(z') e^{+i(n'+1)\phi'_0} + J_{n'-1}^*(z') e^{+i(n'-1)\phi'_0} \right) \right. \\
&- \Lambda_{2\nu} \frac{1}{2i} \left(J_{n'+1}^*(z') e^{+i(n'+1)\phi'_0} - J_{n'-1}^*(z') e^{+i(n'-1)\phi'_0} \right) \left] (\not{p}_2 + m_e) \left[\lambda_{0\nu} J_n^*(z) e^{+in\phi_0} + \lambda_{1\nu} \frac{1}{2} \left(J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} \right. \right. \\
&+ \left. \left. J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0} \right) - \lambda_{2\nu} \frac{1}{2i} \left(J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0} \right) \right] \left. \right] + \left(\frac{e^2}{2C_W S_W} \right)^2 \left(\frac{(1-2S_W^2)}{S_W C_W} \right)^2 \\
&\times \left(\frac{1}{(q_1 + q_2 + (n+n')k)^2 - M_Z^2} \right)^2 \text{Tr} \left[\Lambda_{0\mu} J_{n'}(z') e^{-in'\phi'_0} + \Lambda_{1\mu} \frac{1}{2} \left(J_{n'+1}(z') e^{-i(n'+1)\phi'_0} + J_{n'-1}(z') e^{-i(n'-1)\phi'_0} \right) \right. \\
&+ \left. J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right] + \kappa_2^\mu \frac{1}{2i} \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) \left] \left[\Lambda_{0\nu} J_{n'}^*(z') e^{+in'\phi'_0} \right. \right. \\
&+ \Lambda_{1\nu} \frac{1}{2} \left(J_{n'+1}^*(z') e^{+i(n'+1)\phi'_0} + J_{n'-1}^*(z') e^{+i(n'-1)\phi'_0} \right) - \Lambda_{2\nu} \frac{1}{2i} \left(J_{n'+1}^*(z') e^{+i(n'+1)\phi'_0} - J_{n'-1}^*(z') e^{+i(n'-1)\phi'_0} \right) \\
&\times (\not{p}_2 + m_e) \left[\kappa_0^\nu J_n^*(z) e^{+in\phi_0} + \kappa_1^\nu \frac{1}{2} \left(J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0} \right) - \kappa_2^\nu \frac{1}{2i} \left(J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} \right. \right. \\
&- \left. \left. J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0} \right) \right] \left. \right] + \frac{2e^2}{(q_1 + q_2 + (n+n')k)^2} \left(\frac{e^2}{2C_W S_W} \right) \left(\frac{(1-2S_W^2)}{S_W C_W} \right) \frac{1}{(q_1 + q_2 + (n+n')k)^2 - M_Z^2} \\
&\times \text{Tr} \left[\Lambda_{0\mu} J_{n'}(z') e^{-in'\phi'_0} + \Lambda_{1\mu} \frac{1}{2} \left(J_{n'+1}(z') e^{-i(n'+1)\phi'_0} + J_{n'-1}(z') e^{-i(n'-1)\phi'_0} \right) + \Lambda_{2\mu} \frac{1}{2i} \left(J_{n'+1}(z') e^{-i(n'+1)\phi'_0} \right. \right. \\
&- \left. \left. J_{n'-1}(z') e^{-i(n'-1)\phi'_0} \right) \right] (\not{p}_1 - m_e) \left[\lambda_{0\mu} J_n(z) e^{-in\phi_0} + \lambda_{1\mu} \frac{1}{2} \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) \right. \\
&+ \left. \lambda_{2\mu} \frac{1}{2i} \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) \right] \left[\Lambda_{0\nu} J_{n'}^*(z') e^{+in'\phi'_0} + \Lambda_{1\nu} \frac{1}{2} \left(J_{n'+1}^*(z') e^{+i(n'+1)\phi'_0} \right. \right. \\
&+ \left. \left. J_{n'-1}^*(z') e^{+i(n'-1)\phi'_0} \right) - \Lambda_{2\nu} \frac{1}{2i} \left(J_{n'+1}^*(z') e^{+i(n'+1)\phi'_0} - J_{n'-1}^*(z') e^{+i(n'-1)\phi'_0} \right) \right] (\not{p}_2 + m_e) \left[\kappa_0^\nu J_n^*(z) e^{+in\phi_0} \right. \\
&+ \left. \kappa_1^\nu \frac{1}{2} \left(J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0} \right) - \kappa_2^\nu \frac{1}{2i} \left(J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0} \right) \right] \left. \right] \\
&+ \frac{2e^2}{(q_1 + q_2 + (n+n')k)^2} \left(\frac{e^2}{2C_W S_W} \right) \left(\frac{(1-2S_W^2)}{S_W C_W} \right) \frac{1}{(q_1 + q_2 + (n+n')k)^2 - M_Z^2} \text{Tr} \left[\Lambda_{0\mu} J_{n'}(z') e^{-in'\phi'_0} \right. \\
&+ \Lambda_{1\mu} \frac{1}{2} \left(J_{n'+1}(z') e^{-i(n'+1)\phi'_0} + J_{n'-1}(z') e^{-i(n'-1)\phi'_0} \right) + \Lambda_{2\mu} \frac{1}{2i} \left(J_{n'+1}(z') e^{-i(n'+1)\phi'_0} - J_{n'-1}(z') e^{-i(n'-1)\phi'_0} \right) \\
&\times (\not{p}_1 - m_e) \left[\kappa_0^\mu J_n(z) e^{-in\phi_0} + \kappa_1^\mu \frac{1}{2} \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) + \kappa_2^\mu \frac{1}{2i} \left(J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} \right. \right. \\
&- \left. \left. J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0} \right) \right] \left[\Lambda_{0\nu} J_{n'}^*(z') e^{+in'\phi'_0} + \Lambda_{1\nu} \frac{1}{2} \left(J_{n'+1}^*(z') e^{+i(n'+1)\phi'_0} + J_{n'-1}^*(z') e^{+i(n'-1)\phi'_0} \right) \right. \\
&- \Lambda_{2\nu} \frac{1}{2i} \left(J_{n'+1}^*(z') e^{+i(n'+1)\phi'_0} - J_{n'-1}^*(z') e^{+i(n'-1)\phi'_0} \right) \left] (\not{p}_2 + m_e) \left[\lambda_{0\nu} J_n^*(z) e^{+in\phi_0} \right. \right. \\
&+ \left. \left. \lambda_{1\nu} \frac{1}{2} \left(J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0} \right) - \lambda_{2\nu} \frac{1}{2i} \left(J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0} \right) \right] \left. \right] \left. \right\}.
\end{aligned}$$

Annexe E

En utilisant les outils FeynCalc [139], nous avons déduit l'expression de la quantité $|\overline{M_Z^n + M_\gamma^n}|^2$ donnée dans l'équation IV.145, et il peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
|\overline{M_Z^n + M_\gamma^n}|^2 &= \frac{1}{4} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_s |M_Z^n + M_\gamma^n|^2 = \frac{1}{4} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left\{ (2gM_W)^2 (F_{HW\gamma})^2 \frac{e^4}{(q_1 + q_2 + nk)^4} \right. \\
&\times \text{Tr} \left[(\not{p}_1 - m_e) \left[\xi_0^\mu J_n(z) e^{-in\phi_0}(z) + \xi_1^\mu \frac{1}{2} (J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0}) \right. \right. \\
&+ \xi_2^\mu \frac{1}{2i} (J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0}) \left. \left. \right] (\not{p}_2 + m_e) \left[\xi_0^\nu J_n^*(z) e^{+in\phi_0}(z) \right. \right. \\
&+ \xi_1^\nu \frac{1}{2} (J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0}) - \xi_2^\nu \frac{1}{2i} (J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} \\
&- J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0}) \left. \left. \right] \right] \left(-g_{\mu\nu} + \frac{(k_1^\mu \cdot k_1^\nu)}{M_W^2} \right) + (2gM_W)^2 (F_{HWZ})^2 \left(\frac{e}{2C_W S_W} \right)^2 \\
&\times \left(\frac{1}{(q_1 + q_2 + nk)^2 - M_Z^2} \right)^2 \text{Tr} \left[(\not{p}_1 - m_e) \left[\kappa_0^\mu J_n(z) e^{-in\phi_0}(z) + \kappa_1^\mu \frac{1}{2} (J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} \right. \right. \\
&+ J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0}) + \kappa_2^\mu \frac{1}{2i} (J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0}) \left. \left. \right] \right. \\
&\times (\not{p}_2 + m_e) \left[\kappa_0^\nu J_n^*(z) e^{+in\phi_0}(z) + \kappa_1^\nu \frac{1}{2} (J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0}) \right. \\
&- \kappa_2^\nu \frac{1}{2i} (J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0}) \left. \left. \right] \right] \left(-g_{\mu\nu} + \frac{(k_1^\mu \cdot k_1^\nu)}{M_W^2} \right) \\
&+ (2gM_W)^2 (F_{HWZ} F_{HW\gamma}) \frac{e^2}{(q_1 + q_2 + nk)^2} \left(\frac{e}{2C_W S_W} \right) \frac{1}{(q_1 + q_2 + nk)^2 - M_Z^2} \\
&\times \text{Tr} \left[(\not{p}_1 - m_e) \left[\xi_0^\mu J_n(z) e^{-in\phi_0}(z) + \xi_1^\mu \frac{1}{2} (J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0}) \right. \right. \\
&+ \xi_2^\mu \frac{1}{2i} (J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0}) \left. \left. \right] (\not{p}_2 + m_e) \left[\kappa_0^\nu J_n^*(z) e^{+in\phi_0}(z) \right. \right. \\
&+ \kappa_1^\nu \frac{1}{2} (J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0}) - \kappa_2^\nu \frac{1}{2i} (J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} \\
&- J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0}) \left. \left. \right] \right] \left(-g_{\mu\nu} + \frac{(k_1^\mu \cdot k_1^\nu)}{M_W^2} \right) + (2gM_W)^2 (F_{HW\gamma} F_{HWZ}) \frac{e^2}{(q_1 + q_2 + nk)^2} \\
&\times \left(\frac{e}{2C_W S_W} \right) \frac{1}{(q_1 + q_2 + nk)^2 - M_Z^2} \text{Tr} \left[(\not{p}_1 - m_e) \left[\kappa_0^\mu J_n(z) e^{-in\phi_0}(z) \right. \right. \\
&+ \kappa_1^\mu \frac{1}{2} (J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} + J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0}) + \kappa_2^\mu \frac{1}{2i} (J_{n+1}(z) e^{-i(n+1)\phi_0} \\
&- J_{n-1}(z) e^{-i(n-1)\phi_0}) \left. \left. \right] (\not{p}_2 + m_e) \left[\xi_0^\nu J_n^*(z) e^{+in\phi_0}(z) + \xi_1^\nu \frac{1}{2} (J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} \right. \right. \\
&- J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0}) - \xi_2^\nu \frac{1}{2i} (J_{n+1}^*(z) e^{+i(n+1)\phi_0} - J_{n-1}^*(z) e^{+i(n-1)\phi_0}) \left. \left. \right] \right] \left(-g_{\mu\nu} + \frac{(k_1^\mu \cdot k_1^\nu)}{M_W^2} \right) \left. \right\}.
\end{aligned}$$

Bibliographie

- [1] CMS, ATLAS Collaborations, Combination of inclusive and differential $t\bar{t}$ charge asymmetry measurements using ATLAS and CMS data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV, JHEP 04 (2018) [https://doi.org/10.1007/JHEP04\(2018\)033](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2018)033)
- [2] C. Patrignani, Review of Particle Physics, Chin.Phys.C 40, <https://doi.org/10.1088/1674-1137/40/10/100001>
- [3] L. Marleau, Introduction à la physique des particules, Département de physique, de génie physique et d'optique, Université Laval. Québec. Canada.
- [4] A. DJOUADI, The Anatomy of ElectroWeak Symmetry Breaking Tome I : The Higgs boson in the Standard Model, Phy.Rev (2005), [arXiv:hep-ph/0503172v2](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0503172v2)
- [5] L. Sheldon, Glashow, Partial-Symmetries of Weak Interactions, Nuclear Phys, [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2)
- [6] S. Weinberg, A Model of Leptons, Phys. Rev. Lett. 19 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264>
- [7] G. Abbiendi, et al, Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP, Phys.Lett.B 565 (2003), [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(03\)00614-2](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(03)00614-2)
- [8] H. M. Georgi, S. L. Glashow, M. E. Machacek, and D. V. Nanopoulos, Higgs Bosons from Two-Gluon Annihilation in Proton-Proton Collisions, Phys. Rev. Lett. 40, 692, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.40.692>
- [9] J. W. Marciano et A. Sirlin, Electroweak radiative corrections to τ decay, Phys. Rev. Lett. 61 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.1815>
- [10] S. Dawson et S. Willenbrock, Unitarity constraints on heavy Higgs bosons, Phys. Rev. Lett. 62, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.62.1232>
- [11] G. Altarelli, B. Mele et F. Pitolli, Heavy Higgs production at future colliders, Nuclear Physics B (1987), [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(87\)90103-9](https://doi.org/10.1016/0550-3213(87)90103-9)
- [12] Wolfgang Kilian, Michael Krmer, Peter M. Zerwas, Higgs-strahlung and WW fusion in e^+e^- collisions, Phys.Lett.B 373 [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(96\)00100-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(96)00100-1)
- [13] S. L. Glashow, D. V. Nanopoulos, et A. Yildiz, Associated production of Higgs bosons and Z particles, Phys. Rev. D 18, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.18.1724>
- [14] R. Raitio et W. W. Wada, Higgs-boson production at large transverse momentum in quantum chromodynamics, Phys. Rev. D 19, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.19.941>
- [15] J. N. Ng et P. Zakarauskas, QCD-parton calculation of conjoined production of Higgs bosons and heavy flavors in $p\bar{p}$ collisions, Phys. Rev. D 29, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.29.876>

-
- [16] R. M. Barnett, H. E. Haber, D. E. Soper, Ultra-heavy particle production from heavy partons at hadron colliders, Nuclear Physics B (1988), [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(88\)90440-3](https://doi.org/10.1016/0550-3213(88)90440-3)
- [17] D. A. Dicus et S. Willenbrock, Higgs-boson production from heavy-quark fusion, Phys. Rev. D 39, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.39.751>
- [18] V. Barger, M. Ishida, W.Y. Keung, Total Width of 125 GeV Higgs Boson, Phys.Rev.Lett. 108 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.261801>
- [19] S. Heinemeyer et al, Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 3. Higgs Properties, CERN Yellow Reports, <https://doi.org/10.5170/CERN-2013-004>
- [20] 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, <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.191803>
- [21] M. Aaboud et al, Measurements of Higgs boson properties in the diphoton decay channel with $36 fb^{-1}$ of pp collision data at $\sqrt{s} = 13TeV$ with the ATLAS detector, Phys. Rev. D 98 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.052005>
- [22] E. Majorana, Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone, Nuovo Cimento, <https://doi.org/10.1007/BF02961314>
- [23] R. Adam et al, Planck intermediate results. XLVII. Planck constraints on reionization history, Astron.Astrophys. 596 <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628897>
- [24] A.D. Sakharov, Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe, Pisma Zh.Eksp.Teor.Fiz. 5 (1967), <https://doi.10.1070/PU1991v034n05ABEH002497>
- [25] D. Buttazzo et al, Investigating the near-criticality of the Higgs boson, JHEP 12 (2013), [https://doi.org/10.1007/JHEP12\(2013\)089](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2013)089)
- [26] S. Krippendorff et al, Cambridge Lectures on Supersymmetry and Extra Dimensions, <https://doi.org/10.48550/arXiv.1011.1491>
- [27] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda et al, Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, Phys.Rev.Lett. 81 (1998) <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562>
- [28] Christopher T. Hill, Elizabeth H. Simmons, Strong Dynamics and Electroweak Symmetry Breaking, Phys.Rept. 381 (2003) [https://doi.org/10.1016/S0370-1573\(03\)00140-6](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(03)00140-6)
- [29] Jared A. Evans, Jamison Galloway, Markus A. Luty, Ruggero Altair Tacchi, Minimal Conformal Technicolor and Precision Electroweak Tests, JHEP 10 (2010) 086 [https://doi.org/10.1007/JHEP10\(2010\)086](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2010)086)
- [30] Alessio Maiezza, Goran Senjanovi, Juan Carlos Vasquez, Higgs Sector of the Left-Right Symmetric Theory, Phys.Rev.D 95 (2017) <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.095004>
- [31] Isabella Masina, Mariano Quiros, On the Veltman Condition, the Hierarchy Problem and High-Scale Supersymmetry, Phys.Rev.D 88 (2013) <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.093003>
-

-
- [32] Abdessamad Abada, Salah Nasri, Djamel Ghaffor, A Two-Singlet Model for Light Cold Dark Matter, Phys.Rev.D 83 (2011) <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.095021>
- [33] Ashutosh V. Kotwal, Michael J. Ramsey-Musolf, Jose Miguel No, Peter Winslow, Singlet-Catalyzed Electroweak Phase Transitions in the 100 TeV Frontier, Phys.Rev.D 94 (2016) <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.035022>
- [34] Karim Ghorbani, Parsa Hossein Ghorbani, A Simultaneous Study of Dark Matter and Phase Transition : Two-Scalar Scenario, JHEP 12 (2019) [https://doi.org/10.1007/JHEP12\(2019\)077](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2019)077)
- [35] ATLAS Collaboration, “Search for pair production of Higgs bosons in the $b\bar{b}b\bar{b}$ final state using proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ TeV with the ATLAS detector”, Phys.Rev.D 94 (2016) <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.052002>
- [36] ATLAS Collaboration, Combination of searches for Higgs boson pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ with the ATLAS detector, Phys.Lett.B 800 <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.135103>
- [37] CMS Collaboration, Search for an exotic decay of the Higgs boson to a pair of light pseudoscalars in the final state of two muons and two τ leptons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$, JHEP 11 (2018) [https://doi.org/10.1007/JHEP11\(2018\)018](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2018)018)
- [38] CMS Collaboration, Search for light pseudoscalar boson pairs produced from decays of the 125 GeV Higgs boson in final states with two muons and two nearby tracks in pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$, Phys.Lett.B 800 (2020) <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.135087>
- [39] Miguel P. Bento, Howard E. Haber, J. C. Romo, Joo P. Silva, Multi-Higgs doublet models : physical parametrization, sum rules and unitarity bounds, JHEP 11 (2017) [https://doi.org/10.1007/JHEP11\(2017\)095](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2017)095)
- [40] Kristjan Kannike, Vacuum Stability Conditions From Copositivity Criteria, Eur.Phys.J.C 72 <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-2093-z>
- [41] ATLAS Collaboration, Measurement of the production cross section for a Higgs boson in association with a vector boson in the $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ with the ATLAS detector, Phys.Lett.B 798 (2019) <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.134949>
- [42] ATLAS Collaboration, Measurement of ZZ production in the $ll\nu\nu$ final state with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$, JHEP 10 (2019) [https://doi.org/10.1007/JHEP10\(2019\)127](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2019)127)
- [43] ATLAS Collaboration, Measurements of Higgs boson production cross-sections in the $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ decay channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ with the ATLAS detector, JHEP 08 (2022) [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2022\)175](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2022)175)
- [44] ATLAS Collaboration, Study of Higgs-boson production with large transverse momentum using the $H \rightarrow b\bar{b}$ decay with the ATLAS detector
- [45] ATLAS Collaboration, Study of the CP property of the Higgs boson to electroweak boson coupling in the VBF $H \rightarrow \gamma\gamma$ channel with the ATLAS detector
-

-
- [46] ATLAS Collaboration, Combination of searches for Higgs boson pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector, Phys.Lett.B 800 <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.135103>
- [47] CMS Collaboration, Search for Higgs boson pair production in the $\gamma\gamma b\bar{b}$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, Phys.Lett.B 788 <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.10.056>
- [48]] M. Aaboud et al. (ATLAS), JHEP 04, 092 (2019) [https://doi.org/10.1007/JHEP04\(2019\)092](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2019)092)
- [49] A. M. Sirunyan et al. (CMS), Phys. Rev. Lett. 122, 121803 (2019) <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.121803>
- [50] Indrani Chakraborty, Anirban Kundu, Controlling the fine-tuning problem with singlet scalar dark matter, Phys.Rev.D 87 (2013) <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.055015>
- [51] G. Aad *et al.*, [ATLAS], 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, <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>
- [52] S. Chatrchyan *et al.* [CMS], Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Phys. Lett. B **716** (2012) 30, <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>
- [53] F. Englert et R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13, 321 (1964).
- [54] P. W. Higgs, Phys. Lett. 12, 132 (1964).
- [55] G. Aad et al. (ATLAS, CMS), JHEP 08, 045 (2016), [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2016\)045](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2016)045)
- [56] M. Aaboud et al. (ATLAS), Phys. Rev. Lett. 121, 191801 (2018) <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.191801>
- [57]] A. M. Sirunyan et al. (CMS), Phys. Rev. Lett. 122, 121803 (2019), <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.121803>
- [58] Morad Aaboud et al, Search for Higgs boson pair production in the WW^*WW^* decay channel using ATLAS data recorded at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, JHEP 05 (2019) [https://doi.org/10.1007/JHEP05\(2019\)124](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2019)124)
- [59] R. Decker and J. Pestieau, Lepton Selfmass, Higgs Scalar and Heavy Quark Masses, Lett. Nuovo Cim. **29** (1980), 560 <https://doi.org/10.1007/BF02743210>
- [60] M. J. G. Veltman, The Infrared - Ultraviolet Connection, Acta Phys. Polon. B **12** (1981), 437 Print-80-0851 (MICHIGAN). https://doi.org/10.1142/9789814329057_0034
- [61] G. Aad *et al.* [ATLAS], 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 <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020>
- [62] S. Chatrchyan *et al.* [CMS], 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 <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021>
-

-
- [63] A. Sopczak [ATLAS and CMS], Precision measurements in Higgs sector at ATLAS and CMS, PoS **FFK2019** (2020), 006 <https://doi.org/10.22323/1.353.0006>
- [64] W. Siegel, Supersymmetric Dimensional Regularization via Dimensional Reduction, Phys. Lett. B **84** (1979), 193-196 [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(79\)90282-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(79)90282-X)
- [65] M. B. Einhorn and D. R. T. Jones, The Effective potential and quadratic divergences, Phys. Rev. D **46** (1992), 5206-5208 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.46.5206>
- [66] M. S. Al-sarhi, I. Jack and D. R. T. Jones, Quadratic divergences in gauge theories, Z. Phys. C **55** (1992), 283-288 <https://doi.org/10.1007/BF01482591>
- [67] C. G. Bollini and J. J. Giambiagi, Dimensional Renormalization : The Number of Dimensions as a Regularizing Parameter, Nuovo Cim. B **12** (1972), 20-26 <https://doi.org/10.1007/BF02895558>
- [68] M. Oleszczuk, A Symmetry preserving cutoff regularization, Z. Phys. C **64** (1994), 533-538 <https://doi.org/10.1007/BF01560115>
- [69] M. Capdequi Peyranere, J. C. Montero and G. Moultaka, Is natural fine tuning feasible in the Standard Model?, Phys. Lett. B **260** (1991), 138-142 [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(91\)90981-U](https://doi.org/10.1016/0370-2693(91)90981-U)
- [70] G. B. Pivovarov and V. T. Kim, On Naturalness of Scalar Fields and Standard Model, Phys. Rev. D **78** (2008), 016001 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.016001>
- [71] B. Grzadkowski and J. Wudka, Naive solution of the little hierarchy problem and its physical consequences, Acta Phys. Polon. B **40** (2009), 3007-3014 <https://doi.org/10.48550/arXiv.0910.4829>
- [72] C. N. Karahan and B. Korutlu, Effects of a Real Singlet Scalar on Veltman Condition, Phys. Lett. B **732** (2014), 320-324 <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.03.063>
- [73] N. Darvishi and M. Krawczyk, Implication of Quadratic Divergences Cancellation in the Two Higgs Doublet Model, Nucl. Phys. B **926** (2018), 167-178 <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2017.10.027>
- [74] B. Ait-Ouazghour and M. Chabab, The Higgs potential in 2HDM extended with a real triplet scalar : A roadmap, Int. J. Mod. Phys. A **36** (2021) no.19, 2150131 <https://doi.org/10.1142/S0217751X21501311>
- [75] M. Chabab, M. C. Peyranère and L. Rahili, Naturalness in a type II seesaw model and implications for physical scalars, Phys. Rev. D **93** (2016) no.11, 115021 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.115021>
- [76] M. Chabab, M. C. Peyranère and L. Rahili, Probing the Higgs sector of $Y = 0$ Higgs Triplet Model at LHC, Eur. Phys. J. C **78** (2018) no.10, 873 <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6339-2>
- [77] B. W. Lee, Renormalization of Gauge Theories : Unbroken and Broken, Phys. Rev. D **9** (1974), 933-946 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.9.933>
- [78] A. Abada, D. Ghaffor and S. Nasri, A Two-Singlet Model for Light Cold Dark Matter, Phys. Rev. D **83** (2011), 095021 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.095021>
-

-
- [79] A. Ahriche and S. Nasri, Light Dark Matter, Light Higgs and the Electroweak Phase Transition, *Phys. Rev. D* **85** (2012), 093007 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.093007>
- [80] A. Ahriche, A. Arhrib and S. Nasri, Higgs Phenomenology in the Two-Singlet Model, *JHEP* **02** (2014), 042 [https://doi.org/10.1007/JHEP02\(2014\)042](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2014)042)
- [81] T. Robens, T. Stefaniak and J. Wittbrodt, Two-real-scalar-singlet extension of the SM : LHC phenomenology and benchmark scenarios, *Eur. Phys. J. C* **80** (2020) no.2, 151 <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-7655-x>
- [82] W. Grimus, L. Lavoura, O. M. Ogreid and P. Osland, A Precision constraint on multi-Higgs-doublet models, *J. Phys. G* **35** (2008), 075001 <https://doi.org/10.1088/0954-3899/35/7/075001>
- [83] W. Grimus, L. Lavoura, O. M. Ogreid and P. Osland, The Oblique parameters in multi-Higgs-doublet models, *Nucl. Phys. B* **801** (2008), 81-96 <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2008.04.019>
- [84] M. Tanabashi *et al.* [Particle Data Group], Review of Particle Physics, *Phys. Rev. D* **98** (2018) no.3, 030001 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001>
- [85] LHCb collaboration, Measurement of the W boson mass, *JHEP* **01** (2022) [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2022\)036](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2022)036)
- [86] G. Passarino and M. J. G. Veltman, One Loop Corrections for e^+e^- Annihilation Into $\mu^+\mu^-$ in the Weinberg Model, *Nucl. Phys. B* **160** (1979), 151-207 [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(79\)90234-7](https://doi.org/10.1016/0550-3213(79)90234-7)
- [87] P. Bechtle, S. Heinemeyer, O. Stal, T. Stefaniak and G. Weiglein, Applying Exclusion Likelihoods from LHC Searches to Extended Higgs Sectors, *Eur. Phys. J. C* **75** (2015) no.9, 421 <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3650-z>
- [88] P. Bechtle, S. Heinemeyer, O. Stål, T. Stefaniak and G. Weiglein, *HiggsSignals* : Confronting arbitrary Higgs sectors with measurements at the Tevatron and the LHC, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) no.2, 2711 <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2711-4>
- [89] M. Ruiz-Altaba, B. Gonzalez and M. Vargas, TOP AND HIGGS MASSES FROM LOWER DIMENSIONAL DIVERGENCE CANCELLATIONS, CERN-TH-5558-89.
- [90] M. Ruiz-Altaba, B. Gonzalez and M. Vargas, TOP AND HIGGS MASSES FROM LOWER DIMENSIONAL DIVERGENCE CANCELLATIONS, CERN-TH-5558-89.
- [91] A. Kundu and S. Raychaudhuri, Taming the scalar mass problem with a singlet higgs boson, *Phys. Rev. D* **53** (1996), 4042-4048 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.53.4042>
- [92] B. Grzadkowski and J. Wudka, Pragmatic approach to the little hierarchy problem : the case for Dark Matter and neutrino physics, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009), 091802 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.091802>
- [93] F. Bazzocchi and M. Fabbrichesi, A simple inert model solves the little hierarchy problem and provides a dark matter candidate, *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) no.2, 2303 <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2303-3>
-

-
- [94] O. Antipin, M. Mojaza and F. Sannino, Conformal Extensions of the Standard Model with Veltman Conditions, *Phys. Rev. D* **89** (2014) no.8, 085015 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.085015>
- [95] M. Aaboud *et al.* [ATLAS], Combination of searches for heavy resonances decaying into bosonic and leptonic final states using 36 fb^{-1} of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, *Phys. Rev. D* **98** (2018) no.5, 052008 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.052008>
- [96] A. M. Sirunyan *et al.* [CMS], Search for a new scalar resonance decaying to a pair of Z bosons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV, *JHEP* **06** (2018), 127 [https://doi.org/10.1007/JHEP06\(2018\)127](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2018)127)
- [97] [ATLAS], Combined measurements of Higgs boson production and decay using up to 80 fb^{-1} of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV collected with the ATLAS experiment, ATLAS-CONF-2019-005.
- [98] A. M. Sirunyan *et al.* [CMS], Combined measurements of Higgs boson couplings in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV, *Eur. Phys. J. C* **79** (2019) no.5, 421 <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6909-y>
- [99] D. Juriukonis et L. Lavoura, The three- and four-Higgs couplings in the general two-Higgs-doublet model, *JHEP* **12** (2018), 004 [https://doi.org/10.1007/JHEP12\(2018\)004](https://doi.org/10.1007/JHEP12(2018)004)
- [100] S. Borowka, C. Duhr, F. Maltoni, D. Pagani, A. Shivaji and X. Zhao, Probing the scalar potential via double Higgs boson production at hadron colliders, *JHEP* **04** (2019), 016 [https://doi.org/10.1007/JHEP04\(2019\)016](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2019)016)
- [101] B. Di Micco, M. Gouzevitch, J. Mazzitelli, C. Vernieri, J. Alison, K. Androsov, J. Baglio, E. Bagnaschi, S. Banerjee and P. Basler, *et al.* Higgs boson potential at colliders : Status and perspectives, *Rev. Phys.* **5** (2020), 100045 <https://doi.org/10.1016/j.revip.2020.100045>
- [102] S. Schael *et al.* [ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and LEP Working Group for Higgs Boson Searches], Search for neutral MSSM Higgs bosons at LEP, *Eur. Phys. J. C* **47** (2006), 547-587 <https://doi.org/10.1140/epjc/s2006-02569-7>
- [103] T. H. MAIMAN. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature* **187** (1960), 493. <https://doi.org/10.1038/187493a0>
- [104] Y. Attaourti and B. Manaut, Comment on Mott scattering in strong laser fields . *Phys. Rev. A* **68**, 067401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.68.067401>
- [105] Y. Attaourti, S. Taj, and B. Manaut, Semirelativistic model for ionization of atomic hydrogen by electron impact, *Phys. Rev. A* **71**, 062705. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.71.062705>; B. Manaut, S. Taj, and Y. Attaourti, Mott scattering of polarized electrons in a strong laser field, *Phys. Rev. A* **71**, 043401 . <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.71.043401>.
- [106] S. Luan, R. Hippler, and H. O. Lutz, Simultaneous electron-photon excitation of helium ($\hbar\omega = 1.17 \text{ eV}$), *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **24** (1991), 3241 <https://doi.org/10.1088/0953-4075/24/14/017>; B. Wallbank and J. K. Holmes, Low-energy electron-helium scattering in a CO_2 laser field, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **29**, (1996), 5881. <https://doi.org/10.1088/0953-4075/29/23/027>
-

-
- [107] B. A. deHarak, L. Ladino, K. B. MacAdam, and N. L. S. Martin, High-energy electron-helium scattering in a Nd :YAG laser field, Phys. Rev. A **83**, (2011), 022706 <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.83.022706>; L. Treiber, B. Thaler, P. Heim, M. Stadlhofer, R. Kanya, M. K. Zeiler, M. Koch, Observation of laser-assisted electron scattering in superfluid helium, Nat Commun **12**, (2021),4204 <https://doi.org/10.1038/s41467-021-24479-w>
- [108] P. Francken, C. J. Joachain, “Electronatomic-hydrogen elastic collisions in the presence of a laser field,” Phys. Rev. A **35**, 1590 (1987). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.35.1590>
- [109] Y. Attaourti, B. Manaut, and A. Makhoute, Relativistic electronic dressing in laser-assisted electron-hydrogen elastic collisions . Phys. Rev. A **69**, 063407. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.69.063407>
- [110] Y. Attaourti, B. Manaut, and S. Taj, Mott scattering in an elliptically polarized laser field . Phys. Rev. A **70**, 023404. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.70.023404>
- [111] S. Mouslih, M. Jakha, S. Taj, B. Manaut and E. Siher, “Laser-assisted pion decay,” Phys. Rev. D **102** (2020) 073006, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.073006>.
- [112] S.W. Bahk, et al, “Generation and characterization of the highest laser intensities ($10^{22} W/cm^2$)” Optics Lett.**29** (2004) 2837, <http://dx.doi.org/10.1364/OL.29.002837>
- [113] M. Ouhammou, M. Ouali, S. Taj, B. Manaut, “Laser-assisted neutral Higgs-boson pair production in Inert Higgs Doublet Model (IHDM),” Chin. J. Phys, **77** (2022) 826-836 <https://doi.org/10.1016/j.cjph.2021.09.012>.
- [114] M. Ouali, M. Ouhammou, S. Taj, R. Benbrik, B. Manaut, “Laser-assisted charged Higgs pair production in Inert Higgs Doublet Model (IHDM),” Phys.Lett.B **823** (2021) 136761 <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136761>.
- [115] J. Ou aali, M. Ouhammou, M. Ouali, L. Rahili, S. Taj, B. Manaut, Analysis of $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ in the presence of a circularly polarized laser field [arXiv:2112.02684\[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/2112.02684)
- [116] M. Ouhammou, M. Ouali, S. Taj, and B. Manaut, “Higgs-strahlung boson production in the presence of a circularly polarized laser field,” Laser Phys. Lett. **18**, 076002 (2021). <https://doi.org/10.1088/1612-202X/ac0919>.
- [117] Ch. W. Chiang, T. Nomura and K. Tsumura, Search for doubly charged Higgs bosons using the same-sign diboson mode at the LHC, Phys.Rev.D **85** (2012) 095023, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.095023>
- [118] L. Linssen, A. Miyamoto, M. Stanitzki and H. Weerts, ‘*Physics and Detectors at CLIC : CLIC Conceptual Design Report*,’ doi :10.5170/CERN-2012-003, [arXiv:1202.5940\[physics.ins-det\]](https://arxiv.org/abs/1202.5940).
- [119] H. Baer, T. Barklow, K. Fujii, Y. Gao, A. Hoang, S. Kanemura, J. List, H. E. Logan, A. Nomerotski and M. Perelstein, *et al.* “*The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2 : Physics*,” [[arXiv:1306.6352\[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1306.6352)].
- [120] J. Shen, Y. Bi, Y. Yu and Y. Zhang, Production of singly and doubly charged Higgs bosons from Higgs triplet model at future linear colliders, Int.J.Mod.Phys.A **30** (2015) 16 <https://doi.org/10.1142/S0217751X15500967>
-

-
- [121] J. Cao, Y. Gao, J. Shen, Associated production of pairs of doubly charged Higgs bosons in the Higgs triplet model at the ILC, EPL **108** (2014) 3, 31003 <https://doi.org/10.1209/0295-5075/108/31003>
- [122] J. Schechter and J. W. F. Valle, Neutrino masses in $SU(2) \otimes U(1)$ theories, Phys. Rev. D **22** (1980), 2227 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.22.2227>. T. P. Cheng and Ling-Fong Li, Neutrino masses, mixings, and oscillations in $SU(2) \otimes U(1)$ models of electroweak interactions, Phys. Rev. D **22** (1980), 2860 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.22.2860>
- [123] S. Kanemura, K. Yagyu, Radiative corrections to electroweak parameters in the Higgs triplet model and implication with the recent Higgs boson searches, Phys.Rev.D **85** (2012) 115009 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.115009>
- [124] F. Arbabifar, S. Bahrami, M. Frank, Neutral Higgs Bosons in the Higgs Triplet Model with nontrivial mixing, Phys.Rev.D **87** (2013) 1, 015020 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.015020>
- [125] Y. J. Zhang, J. Cao, W. Q. Zhang, Associated Production of the Charged and Neutral Higgs Bosons at the ILC within the Higgs Triplet Model, Int J Theor Phys **55**, 39813992 (2016) <https://doi.org/10.1007/s10773-016-3027-6>
- [126] J. F. Shen and Z. X. Li, Doubly charged Higgs bosons pair production through WW fusion at high-energy e^+e^- linear colliders, EPL, **111** (2015) 31001 <https://doi.org/10.1209/0295-5075/111/31001>
- [127] J. F. Shen, Y. P. Bi, Y. Yu and Y. J. Zhang, Production of singly and doubly charged Higgs bosons from Higgs triplet model at future linear colliders, Int.J.Mod.Phys.A **30** (2015) 16, <https://doi.org/10.1142/S0217751X15500967>
- [128] Volkov D M 1935 Z. Phys. **94**, 250
- [129] C. Szymanowski, V. Vniard, R. Taeb, A. Maquet, and C. H. Keitel, Phys. Rev. A **56**, 3846 (1997).
- [130] W. Greiner and B. Mueller, Gauge Theory of Weak Interactions, 3rd ed. (Springer, Berlin, 2000).
- [131] R. Mertig, M. Bohm, and A. Denner, Feyn Calc- Computer-algebraic calculation of Feynman amplitudes. Comput. Phys. Commun. **64**, (1991) 345-359. [http://dx.doi.org/10.1016/0010-4655\(91\)90130-D](http://dx.doi.org/10.1016/0010-4655(91)90130-D); V. Shtabovenko, R. Mertig, and F. Orellana, New developments in FeynCalc 9.0, Comput. Phys. Commun. **207**, (2016) 432-444. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2016.06.008>
- [132] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Review of Particle Physics, 2020, Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>
- [133] F. V. Bunkin and M. V. Fedorov, Sov. Phys. JETP **22** (1966) 844; N. M. Kroll and K. M. Watson, Phys. Rev. A **8** (1973) 804.
- [134] M.C. Peyranère, H.E. Haber, P. Irulegui, “ $H^\pm \rightarrow W^\pm \gamma$ and $H^\pm \rightarrow W^\pm Z$ in two-Higgs-doublet models : Large-fermion-mass limit,” Phys.Rev.D **44**, 191 (1991) <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.44.191>
-

-
- [135] J.L.Diaz-Cruz, J.H. Sánchez, J.J. Toscano, “An effective Lagrangian description of charged Higgs decays $H^+ \rightarrow W^+\gamma$, W^+Z and W^+h^0 ,” *Phys.Lett.B* **512** (2001) 339348 [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)00703-1](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00703-1)
- [136] S.Kanemura, K.Yagyu, K.Yanase, “Testing Higgs models via the $H^\pm W^\mp Z$ vertex by a recoil method at the International Linear Collider,” *Phys.Rev.D* **83** (2011) 075018 <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.075018>
- [137] E.Asakawa, S.Kanemura, “The $H^\pm W^\mp Z$ vertex and single charged Higgs boson production via WZ fusion at the Large Hadron Collider,” *Phys.Lett.B* **626** (2005) 111-119 <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2005.08.091>
- [138] W. Greiner and B. Mueller, *Gauge Theory of Weak Interactions*, 3rd ed. (Springer, Berlin, 2000).
- [139] R. Mertig, M. Bohm, and A. Denner, “Feyn Calc - Computer-algebraic calculation of Feynman amplitudes,” *Comput. Phys. Commun.* **64**, (1991) 345-359. [http://dx.doi.org/10.1016/0010-4655\(91\)90130-D](http://dx.doi.org/10.1016/0010-4655(91)90130-D); V. Shtabovenko, R. Mertig, and F. Orellana, “New developments in FeynCalc 9.0,” *Comput. Phys. Commun.* **207**, (2016) 432-444. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2016.06.008>.
- [140] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), “Review of Particle Physics,” 2020, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2020**, 083C01. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>.
- [141] Q. Yang, R.Y. Zhang, M.M.Long S.M. Wang W.G. Ma J.W. Zhu Y. Jiang, “QCD corrections to $e^+e^- \rightarrow H^\pm W^\mp$ in Type-I THDM at electron positron colliders,” *Chin.Phys.C* **44** (2020) 9, 9 [arXiv:2005.11010](https://arxiv.org/abs/2005.11010) [hep-ph]
- [142] S.H. Zhu, “Charged Higgs associated production with W at linear collider,” hep-ph/9901221.
- [143] S. Heinemeyer, C. Schappacher, “Charged Higgs Boson production at e^+e^- colliders in the complex MSSM : a full one-loop analysis,” *Eur.Phys.J.C* **76** (2016) 10, 535 <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4383-3>
- [144] F. V. Bunkin and M. V. Fedorov, “Bremsstrahlung in a Strong Radiation Fieldn” *Sov. Phys. JETP* **22** (1966) 844; N. M. Kroll and K. M. Watson, “Charged-Particle Scattering in the Presence of a Strong Electromagnetic Wave,” *Phys. Rev. A* **8** (1973) 804.
- [145] R. P. Feynman, R. B. Leighton and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, Vol. 3. California Institute of Technology, 1964.
- [146] L. Marleau, *Introduction la Physique des Particules*, Universit Laval, Qubec, Canada, 2018.
- [147] W. Greiner, *Relativistic Quantum Mechanics, Wave Equations*, Springer-Verlag, 1990.
- [148] J. D. Bjorken and S. D. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics*, McGraw-Hill, New York, 1965.
- [149] V. B. Berestetskii, E. M. Lifshitz and L. P. Pitaevskii, *Quantum Electrodynamics*, second ed., Butterworth-Heinemann, Oxford, 1982
-