



République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université A.Mira de Bejaïa

Faculté des Sciences Exactes

Mémoire

Présenté par

Mr. BOUAKLINE Athmane

En vue de l'obtention du diplôme de Master en physique

Spécialité : Physique Théorique

Intitulé

Désintégration du boson de Higgs

Soutenu publiquement le 15/06/2014 devant le jury suivant :

Président	Mr. MOHAMED MEZIANI A	MCA	U.A.Mira Béjaïa
Examineur	Mr. KHODJA L	MCB	U.A.Mira Béjaïa
Examineur	Mr. FOUGHALI T	MAA	U.A.Mira Béjaïa
Rapporteur	Mr. BEKLI M. R	MAB	U.A.Mira Béjaïa

Année universitaire: 2013/2014

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail :
A mes chers parents.
A mes frères et sœurs, et
Sarah. A mes enseignants.
A mes amis, et plus particulièrement : Amar, Naim et Baby.

Remerciements

Je remercie Monsieur BEKLI Mohamed Réda d'avoir accepté d'encadrer ce travail. Pour sa patience, sa disponibilité et son aide précieuse, et surtout sa compréhension.

Mes remerciements vont également à l'adresse de Monsieur MOHAMED MEZIANI Abdelkader, pour avoir assuré ma formation durant mon cursus. C'est lui qui a assuré mon initiation en physique des particules et en intégrales de chemins. Je le remercie aussi pour avoir accepté de présider le jury de ma soutenance.

Je remercie aussi Monsieur KHODJA Lamine, pour m'avoir enseigné durant les deux années de mon master, en théorie quantique des champs et en géométrie différentielle. Et enfin, pour avoir accepté de contribuer en sa qualité d'examinateur à l'enrichissement et à l'évaluation de ce travail.

Mes remerciements les plus sincères vont également à Monsieur FOUGHALI Taoufik, pour m'avoir initié à la théorie de jauge, la théorie quantique des champs et à la géométrie différentielle. Je le remercie aussi pour avoir accepté de juger ce travail.

Enfin, je remercie tous mes enseignants.

Table des matières

Introduction générale	6
1 Brisure spontanée de symétrie et mécanisme de Higgs	8
1.1 Introduction	8
1.2 Identification du terme de masse	9
1.3 Brisure spontanée de symétrie	10
1.4 Brisure spontanée de symétrie et bosons de Goldstone	11
1.5 Mécanisme de Higgs	12
1.6 Découverte du boson de Higgs	15
1.6.1 Propriétés du boson de Higgs	15
1.6.2 Large Hadron Collider (LHC)	16
1.6.3 Production du boson de Higgs	17
1.6.4 Modes de désintégration du boson de Higgs	18
1.6.5 Découverte du boson de Higgs au LHC	20
2 Désintégration du boson de Higgs	23
2.1 Désintégration du boson de Higgs en deux photons	23
2.1.1 Le modèle	23
2.1.2 Désintégration du Higgs en deux photons	24
2.1.3 Diagrammes de Feynman pour le processus $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	25
2.1.4 Calcul de l'amplitude M	26
2.2 Calcul de la largeur de désintégration	34
2.3 Désintégration du boson de Higgs en deux gluons	39
2.4 Conclusion	40
Conclusion générale	42
A Règles de Feynman utilisées	43
A.1 Les vertexes	43
A.2 Propagateur fermionique	43

Introduction générale

L'univers est constitué de champs bosoniques et fermioniques qui sont régis par les équations de la théorie quantique des champs. Malgré le grand succès de cette dernière, elle est loin de satisfaire les exigences des physiciens.

Actuellement, on remarque que la théorie avance plus vite que l'expérience et on arrive à construire des modèles et imaginer des phénomènes avant qu'ils soient mis en évidence. On en a plusieurs exemples dans l'histoire des sciences et plus particulièrement en physique : c'est le cas, par exemple, de l'antimatière de Dirac, ou du neutrino de Pauli, dont l'existence a été postulée en 1930.

L'histoire du boson de Higgs est une des plus fameuses, elle confirme ce décalage temporel entre la théorie et l'expérience.

Le Modèle Standard de la physique des particules contient un champ scalaire de spin zéro et de charge électrique nulle. Produit de la brisure spontanée de symétrie et du mécanisme de Higgs, ce champ représente la particule la plus intéressante parmi celles qu'on connaît pour l'instant, en terme de propriétés.

La propriété la plus importante est la façon avec laquelle il interagit avec les autres particules. Il s'avère que ces dernières acquièrent leurs masses en interagissant avec lui. D'ailleurs, c'est le cas des bosons de jauge de l'interaction faible qui ont été supposés sans masse aux premiers temps.

Ceci dit que l'importance du couplage du boson de Higgs avec une particule veut dire l'importance de sa masse et cela peut être expliqué par le fait que la constante de couplage dépend de la masse de la particule en question.

Toutes les particules du Modèle Standard ont été détectés il y'a des années sauf le boson de Higgs qui a été mis en évidence en 2012 au LHC par les collaborations des deux laboratoires CMS et ATLAS.

Ces derniers ont enregistré un excès d'événements pour une masse de 125.4 GeV et cela en étudiant une multitude de modes et de canaux de désintégration.

Le boson de Higgs est une particule très massive comparé aux particules du Modèle Standard, ce qui explique sa durée de vie très courte. Il se désintègre en suivant plusieurs modes et canaux différents.

Dans ce travail, on va étudier l'un des modes les plus importants : La désintégration du boson de Higgs en deux photons et cela via une boucle fermionique. Le résultat sera exploité dans l'étude d'un autre processus, celui de la désintégration du Higgs en deux gluons (toujours via une boucle fermionique).

Le présent mémoire est partagé en deux chapitres. Le premier est consacré à la brisure spontanée de symétrie et le mécanisme de Higgs. Le second, est consacré à la désintégration du boson de Higgs en deux photons, ainsi sa désintégration en deux gluons via une boucle fermionique.

Chapitre 1

Brisure spontanée de symétrie et mécanisme de Higgs

1.1 Introduction

Le concept de la brisure spontanée de symétrie en physique des particules a été proposé dans les années soixante [1, 2, 3, 4], mais il tient son origine de la théorie de la matière condensée.

Comme premier exemple, on peut citer le ferromagnétisme, expliqué par Heisenberg en 1928 :

Un réseau de spins d'électrons interagissant chacun avec son plus proche voisin, favorisant des configurations parallèles plus que les configurations antiparallèles. Ce système a un état fondamental où tous les spins sont alignés sur une direction quelconque. Cela brise la symétrie de rotation.

Un autre exemple vient des travaux de Bogoliubov en superfluidité. Mais l'exemple qui est devenu un modèle pour les théories de la physique des particules est la supraconductivité. En 1950, Ginzburg et Landau ont montré que ce phénomène est une conséquence de la condensation de Bose des bosons sans spin chargés électriquement.

Puis Cooper a montré comment des paires d'électrons peuvent se lier pour former un boson composé sans spin. C'est la théorie de la supraconductivité proposée par Bardeen, Cooper et Schrieffer (BCS).

La théorie BCS a inspiré Nambu, qui a proposé en 1960, un modèle relativiste sur la génération des masses des fermions en physique des particules élémentaires, et ce fut la première application de la brisure spontanée de

symétrie en ce domaine [5].

1.2 Identification du terme de masse

Supposons qu'on a la densité Lagrangienne suivante pour un champ scalaire réel φ [6].

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu\varphi)(\partial^\mu\varphi) + e^{-(\alpha\varphi)^2} \quad (1.1)$$

Où α est une constante réelle.

Pour identifier le terme de masse, on doit d'abord développer l'exponentiel.

L devient de la forme :

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu\varphi)(\partial^\mu\varphi) + 1 - \alpha^2\varphi^2 + \frac{1}{2}\alpha^4\varphi^4 - \frac{1}{6}\alpha^6\varphi^6 + \dots \quad (1.2)$$

Le 1 est une constante qui n'affecte pas les équations du champ. Mais le second terme est similaire au terme de masse dans le Lagrangien de Klein-Gordon avec :

$$\alpha^2 = \frac{1}{2}m^2.$$

Cette densité Lagrangienne décrit une particule de masse $m = \sqrt{2\alpha}$.

Les

termes d'ordres supérieurs représentent des couplages. La densité Lagrangienne précédente ne décrit pas une théorie réelle. On l'a juste utilisé pour montrer comment identifier le terme de masse. Ainsi, on développe la densité Lagrangienne en puissances de φ puis on cherche le terme proportionnel à φ^2 .

Examinons la densité Lagrangienne suivante :

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu\varphi)(\partial^\mu\varphi) + \frac{1}{2}\mu^2\varphi^2 - \frac{1}{4}\lambda^2\varphi^4 \quad (1.3)$$

μ et λ sont des constantes réelles. Le troisième terme est une interaction. Le deuxième terme est similaire à celui de la masse, mais le signe n'est pas le bon. S'il est considéré comme le terme de masse, on obtient une masse imaginaire, ce qui n'a pas de sens.

Pour bien interpréter cette densité Lagrangienne, on doit comprendre que la méthode de Feynman est une procédure perturbative dont laquelle on commence à partir d'un état fondamental (l'état du vide), et on traite les champs

comme des fluctuations autour de cet état.

Dans (1.1), l'état fondamental est trivial : $\varphi = 0$, mais dans la densité Lagrangienne (1.3), $\varphi = 0$ n'est pas l'état fondamental. Pour le déterminer, on écrit L comme un terme cinétique

$\frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi)(\partial^\mu \varphi)$ moins un terme de potentiel :

$$L = T - U \quad (1.4)$$

et on cherche le minimum de U

Dans le cas présent

$$U(\varphi) = -\frac{1}{2}\mu^2 \varphi^2 + \frac{1}{4}\lambda^2 \varphi^4 \quad (1.5)$$

U(φ) est minimal pour $\varphi = \pm \frac{\mu}{\lambda}$

Les champs doivent être formulés comme une déviation par rapport à l'un des états fondamentaux qu'on a trouvé. Cela nous conduit à introduire un nouveau champ :

$$\eta \equiv \varphi \pm \frac{\mu}{\lambda}.$$

En remplaçant dans (1.3), on obtient en fonction de η

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 \pm \mu \lambda \eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2 \eta^4 + \frac{1}{4}\left(\frac{\mu^2}{\lambda}\right)^2 \quad (1.6)$$

Le deuxième terme est le terme de masse avec un signe correct. La masse de la particule décrite par ce Lagrangien est $m = \sqrt{-2\mu}$

Les termes d'ordres supérieurs sont des couplages. Le dernier terme est une constante qui ne signifie rien.

1.3 Brisure spontanée de symétrie

L'exemple qu'on vient juste d'aborder met en évidence un autre phénomène très important : la brisure spontanée de symétrie. La densité Lagrangienne (1.3) est invariante sous la transformation $\varphi \rightarrow -\varphi$. Mais la densité Lagrangienne reformulée (1.6) ne l'est pas en faisant la même transformation $\eta \rightarrow -\eta$; la symétrie a été brisée.

Cela revient au choix de l'état du vide où on a deux états qui ne partagent pas la symétrie du Lagrangien (deux états asymétriques).

On appelle ça "brisure spontanée de symétrie", puisqu'il n'y a pas de facteurs extérieurs responsables de cette brisure.

Pour bien dire, la symétrie a été brisée par le simple choix d'un état du vide.

1.4 Brisure spontanée de symétrie et bosons de Goldstone

On propose la densité Lagrangienne (1.7) qu'est invariant sous les transformations de jauge globales (rotation sous $SO(2)$) dans l'espace interne φ_1, φ_2

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi_1)^2 + \frac{1}{2}(\partial^\mu \varphi_2)^2 + \frac{1}{2}\mu^2(\varphi_1^2 + \varphi_2^2) - \frac{1}{4}\lambda^2(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)^2 \quad (1.7)$$

φ_1 et φ_2 sont deux champs scalaires réels

D'où l'énergie potentielle :

$$U = -\frac{1}{2}\mu^2(\varphi_1^2 + \varphi_2^2) + \frac{1}{4}\lambda^2(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)^2 \quad (1.8)$$

Le minimum de U est un cercle de rayon $\frac{\mu}{\lambda}$

$$\varphi_{1\min}^2 + \varphi_{2\min}^2 = \frac{\mu^2}{\lambda^2} \quad (1.9)$$

Pour appliquer la méthode perturbative de Feynmann, on doit faire un développement autour d'un état de vide pris comme suit :

$$\varphi_{1\min} = \frac{\mu}{\lambda}; \quad \varphi_{2\min} = 0 \quad (1.10)$$

Par la suite, on introduit de nouveaux champs, η et ξ qui sont des fluctuations par rapport à l'état du vide.

$$\eta \equiv \varphi_1 - \frac{\mu}{\lambda}; \quad \xi \equiv \varphi_2 \quad (1.11)$$

En écrivant la densité Lagrangienne en terme des nouveaux champs, on obtient :

$$L = \left[\frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 \right] + \left[\frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)(\partial^\mu \xi) \right] + \left[\mu \lambda (\eta^2 + \eta \xi^2) - \frac{\lambda^2}{4} (\eta^4 + \xi^4 + 2\eta^2 \xi^2) \right] + \frac{\mu^4}{(4\lambda^2)} \quad (1.12)$$

Le premier terme est la densité Lagrangienne libre de Klein-Gordon pour le champ η avec une masse $m_\eta = \sqrt{2\mu}$

Le deuxième terme est la densité Lagrangienne libre pour le champ ξ qui est sans masse : $m_\xi = 0$.

Le troisième terme représente des couplages et le dernier terme est une constante insignifiante.

Ce nouveau Lagrangien n'est pas symétrique. La symétrie a été brisée par la sélection d'un état de vide particulier.

L'important ici est de montrer qu'un des deux champs (ξ) est sans masse

La brisure spontanée de symétrie globale continue est toujours accompagnée par l'apparition d'une ou plusieurs particules scalaires (spin 0) sans masse, qu'on appelle "bosons de Goldstone" [7, 8].

1.5 Mécanisme de Higgs

La version invariante de jauge locale de la densité Lagrangienne (1.7) et aussi sous les transformations simultanées en $\varphi_1 \pm i\varphi_2$ est donnée sous la forme générale [2] :

$$L = \frac{1}{2}(\mathbf{D}_\mu \varphi_1)^2 + \frac{1}{2}(\mathbf{D}_\mu \varphi_2)^2 - U(\varphi_1^2 + \varphi_2^2) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.13)$$

Où φ_1 et φ_2 sont des champs scalaires réels qui peuvent être combinés en un seul champ scalaires complexe :

$$\varphi = \varphi_1 + i\varphi_2 \quad ; \quad \varphi^* = \varphi_1 - i\varphi_2 \quad (1.14)$$

Le troisième terme dans la densité Lagrangienne contient le terme de masse et un terme d'interaction, on le prend comme il est indiqué dans (1.8).

En utilisant (1.8), (1.13) et (1.14), on obtient une expression de la densité Lagrangienne en fonction du champ φ :

$$L = \frac{1}{2}(\mathbf{D}_\mu \varphi^*)(\mathbf{D}^\mu \varphi) + \frac{1}{2}\mu^2(\varphi^* \varphi) - \frac{1}{4}\lambda^2(\varphi^* \varphi)^2 - F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.15)$$

Cette densité Lagrangienne est invariante sous les transformations de jauge globales du groupe (U(1)) :

$$\varphi \longrightarrow e^{i\theta} \varphi \quad (1.16)$$

Cette densité Lagrangienne est aussi invariante sous les transformations de jauge locales :

$$\varphi \longrightarrow e^{i\theta(x)} \varphi \quad (1.17)$$

et cela en introduisant le champ de jauge non massif A^μ et en remplaçant les dérivées ordinaires par les dérivées covariantes :

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu \quad (1.18)$$

L'expression en fonction du tenseur électromagnétique $F_{\mu\nu}$ représente le terme du champ de jauge libre.

En suivant la même méthode expliquée précédemment, on définit les nouveaux champs :

$$\eta \equiv \varphi_1 - \frac{\mu}{\lambda} \quad ; \quad \xi \equiv \varphi_2 \quad (1.19)$$

En remplaçant dans la densité Lagrangienne (1.15), on obtient :

$$\begin{aligned} L = & \left[\frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 \right] + \left[\frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)(\partial^\mu \xi) \right] \\ & + \left[-\frac{1}{4}F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}\left(\frac{e\mu}{\lambda}\right)^2 A_\mu A^\mu \right] - 2i\left(\frac{\mu e}{\lambda}\right)(\partial_\mu \xi)A^\mu \\ & + \{e[\eta(\partial_\mu \xi) - \xi(\partial_\mu \eta)]A^\mu + \frac{\mu}{\lambda}e^2 \eta(A_\mu A^\mu) \\ & + \frac{1}{2}e^2(\xi^2 + \eta^2)(A_\mu A^\mu) - \lambda\mu(\eta^3 + \eta\xi^2) - \frac{1}{4}\lambda^2(\eta^4 + 2\eta^2\xi^2 + \xi^4)\} \\ & + \left(\frac{\mu^2}{2\lambda}\right)^2 \end{aligned} \quad (1.20)$$

Le champ qui apparaît dans le premier terme représente un champ scalaire (η) de masse $m_\eta = \frac{\mu}{\lambda}$. Le deuxième terme fait intervenir un boson de

Goldstone sans masse (ξ). Le troisième terme dépend du champ de jauge libre, mais il a acquit une masse.

$$m_A = 2 \frac{e\mu}{\lambda} \quad (1.21)$$

Les termes entre accolades sont des couplages entre ξ , η et A^μ .

On peut dire que la masse acquise par le champ de jauge vient du couplage $\phi^* \phi A_\mu A^\mu$ dans la densité Lagrangienne (1.15).

Mais on a toujours un boson de Goldstone (ξ) indésirable en plus du terme mixte : $-2i \left(\frac{e\mu}{\lambda}\right) (\partial_\mu \xi) A^\mu$ qu'on ne peut pas interpréter comme une interaction.

Pour remédier à cette situation, on va exploiter l'invariance de jauge Locale de la densité Lagrangienne pour faire disparaître le champ ξ en effectuant la jauge unitaire [3] :

$$\begin{aligned} \phi_1 &\longrightarrow \cos \theta \phi_1 + \sin \theta \phi_2 \\ \phi_2 &\longrightarrow -\sin \theta \phi_1 + \cos \theta \phi_2 \end{aligned} \quad (1.22)$$

où la valeur de θ qui annule le champ ϕ_2^0 est donnée par :

$$\theta = \arctan\left(\frac{\phi_2^0}{\phi_1^0}\right) \quad (1.23)$$

Tous les autres termes vont subir la même transformation, mais la densité Lagrangienne reste invariante. La seule différence est que ξ devient nul. Ainsi, la densité Lagrangien devient

$$\begin{aligned} L = & \left[\frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2 \right] + \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} \left(\frac{e\mu}{\lambda}\right)^2 A_\mu A^\mu \\ & + \left\{ \frac{\mu}{\lambda} e^2 \eta (A_\mu A^\mu) + \frac{1}{2} e^2 \eta^2 (A_\mu A^\mu - \lambda \mu \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda^2 \eta^4) \right\} \\ & - \left(\frac{\mu^2}{2\lambda}\right)^2 \end{aligned} \quad (1.24)$$

Par un choix judicieux de la jauge unitaire, on a éliminé le boson de Goldstone et le terme mixte dans L. Il nous reste un seul champ scalaire massif η (le boson de Higgs) et un champ de jauge massif A.

Les densités Lagrangiennes (1.15) et (1.24) décrivent le même système physique. Tout ce qu'on a fait est le choix d'une jauge (1.23) et réécrire les champs en termes de fluctuations par rapport à un état du vide particulier (1.19).

Si on compte les degrés de liberté, le champ vectoriel sans masse a deux degrés de liberté (deux polarisations transverses) ; quand A acquit une masse, il obtient un troisième degré de liberté (polarisation longitudinale).

Ce degré de liberté supplémentaire vient du boson de Goldstone qui a disparu.

Le champ de jauge a absorbé le boson de Goldstone et a acquit une masse et un troisième état de polarisation. Ceci est le fameux mécanisme de Higgs construit par l'union de l'invariance de jauge et la brisure spontanée de symétrie.

Selon le Model Standard [9], le mécanisme de Higgs est responsable des masses des bosons de jauge de l'interaction faible (W^\pm et Z^0)

1.6 Découverte du boson de Higgs

1.6.1 Propriétés du boson de Higgs

Le boson de Higgs a des caractéristiques particulières comparé aux autres particules élémentaires. Premièrement, il est de spin zéro, donc c'est un boson. Mais il n'est pas un porteur d'interaction comme les bosons de jauge. Une autre propriété unique est qu'il interagit avec les autres particules élémentaires proportionnellement à leurs masses. Il se couple donc très fortement aux particules de masses importantes, comme les bosons W^\pm et Z^0 , dont les masses sont 80,4 GeV et 91,2 GeV respectivement.

Il se couple plus fortement aux fermions de la troisième famille, le quark top (qui est la particule la plus massive connue) et, dans une moindre mesure, le quark bottom et le lepton τ , qu' ceux des deux premières familles dont les masses sont beaucoup plus petites.

Le boson de Higgs ne se couple pas directement aux photons et aux gluons qui sont de masse nulle, mais des couplages peuvent être induits indirectement. Il peut émettre des particules massives (comme des quarks top) et les absorber immédiatement, mais ces particules virtuelles peuvent émettre entre-temps photons et/ou gluons (en langage de la méthode des diagrammes de Feynman, on parle d'une boucle virtuelle).

Finalement, le boson de Higgs a aussi des self-interactions, dont l'intensité est proportionnelle à sa masse.

La masse du boson de Higgs est sujet à diverses contraintes tant expérimentales que théoriques.

Les contraintes expérimentales sont principalement dues au collisionneur électron-positron LEP qui a fonctionné au CERN dans les années 1990 avec une énergie comprise entre 90 et 210 GeV, mais aussi au Tevatron, le collisionneur proton-antiproton d'une énergie de 2 TeV du Fermilab, près de Chicago.

Les expériences accomplies avec ces accélérateurs ont permis de tester le Modèle Standard avec un degré de précision exceptionnel.

Elles ont conduit à une recherche directe du boson de Higgs, et l'absence de tout signal a permis de poser une borne inférieure de 114 GeV sur sa masse [10].

Les résultats obtenus ont de contraindre la masse du Higgs. En effet, même s'il est trop lourd pour être produit directement, le Higgs apparaît de manière virtuelle dans les fluctuations quantiques, petites mais néanmoins mesurables. Une analyse de toutes les mesures effectuées a permis d'imposer la borne supérieure $M_H \leq 152 \text{ GeV}$ avec un degré de confiance de 95% [11] en se basant sur les mises à jour de mars 2012.

Des contraintes théoriques sur la masse du Higgs peuvent aussi être obtenues en considérant l'échelle d'énergie au delà de laquelle le Modèle Standard ne peut plus être valable et une nouvelle physique devrait se manifester.

Une première contrainte vient de la préservation de l'unitarité de la théorie, contrainte essentielle en mécanique quantique puisqu'elle correspond à la conservation des probabilités. Or, pour un boson de Higgs trop lourd, certains processus tels que la diffusion de bosons W^\pm et Z^0 , où un Higgs virtuel peut être échangé, auraient des amplitudes qui augmenteraient avec l'énergie et qui, à une échelle proche du TeV, violeraient l'unitarité.

Pour préserver l'unitarité, le Higgs devrait avoir une masse qui ne dépasse pas les 700 GeV [12].

1.6.2 Large Hadron Collider (LHC)

Le Large Hadron Collider ou LHC, installé au CERN près de Genève, forme un anneau circulaire de 27 km de circonférence. C'est le plus grand laboratoire jamais conçu et sa construction a représenté un défi technologique

majeur[13, 14, 15].

Le LHC est un collisionneur proton-proton opérant à une énergie de 14TeV dans le centre de masse. Comme les protons sont formés chacun de trois quarks, l'énergie effective, c'est-à-dire dans le centre de masse des quarks, est de l'ordre de 5TeV. Cette énergie est largement suffisante pour tester l'échelle du TeV.

Une caractéristique essentielle est la luminosité délivrée par la machine, correspondant à sa capacité à produire des collisions. Intégrée sur le temps, son unité est l'inverse de celle de la section efficace, elle-même proportionnelle à la probabilité d'une interaction lors d'une collision, et le produit des deux donne le nombre d'événements attendus.

L'unité normale d'une section efficace est le cm^2 mais, comme les événements sont très rares, l'unité utilisée est le picobarn, $1\text{pb} = 10^{-36}\text{cm}^2$. La luminosité attendue au LHC est de l'ordre de 10^4pb^{-1} par an en début d'opération et monte jusqu'à 10^5pb^{-1} par an ensuite.

Les deux détecteurs ATLAS et CMS ont été conçus pour fournir le maximum d'informations sur les interactions qui se produisent en leur sein et couvrir un très large spectre de signatures possibles de phénomènes physiques.

Leur potentiel a particulièrement été optimisé pour détecter le Higgs pour des masses comprises entre 100GeV et 1TeV dans ses modes de production les plus importants et pour les modes de désintégration vers des photons, des leptons chargés ou neutres, des quarks lourds, et d'autres modes.

1.6.3 Production du boson de Higgs

Au LHC, le boson de Higgs pourrait en principe être produit dans l'annihilation des quarks up et down des protons et de leurs antiparticules qui peuvent apparaître. Les masses de ces quarks sont très petites, les taux de production s'avèrent complètement négligeables.

Le Higgs peut être produit en association avec des particules beaucoup plus lourdes, telles que les bosons massifs W^\pm , Z^0 ou le quark top. On a quatre processus dominants.

Il y a tout d'abord la production en association avec un boson massif W^\pm ou Z^0 : un quark et un antiquark des protons initiaux s'annihilent pour donner

un boson virtuel qui se désintègre alors en un boson réel et un Higgs. Il y a aussi le processus où les quarks des protons émettent des bosons virtuels qui fusionnent ensuite pour donner le Higgs ; on aura alors un Higgs et deux quarks ou antiquarks dans l'état final. Une troisième possibilité provient du couplage très intense du Higgs au quark top : une paire de quarks top est produite dans l'annihilation des quarks (et des gluons) du proton et le boson de Higgs serait émis par un de ces quarks lourds.

Enfin, il y a le processus où deux gluons provenant des protons fusionnent et, par l'intermédiaire d'une boucle de quarks top virtuels, produisent un boson de Higgs.

Ce processus est l'inverse de celui qui permet au Higgs de se désintégrer en deux gluons. Il s'avère que ce mécanisme de fusion de gluons est, de loin, le processus dominant pour la production du Higgs au LHC [16].

1.6.4 Modes de désintégration du boson de Higgs

Puisqu'il se couple aux particules proportionnellement à leurs masses, le boson de Higgs aura tendance à se désintégrer vers les particules les plus massives permises par la cinématique (il faut, bien sûr, que la somme des masses des particules finales soit plus petite que la masse du Higgs).

Pour une valeur de M_H de l'ordre de la centaine de GeV, le Higgs va se désintégrer surtout en paire de quarks bottom et, dans une moindre mesure, en paires de leptons τ et de quarks charmés.

Toutefois, des modes de désintégration induits par des corrections quantiques, comme ceux en deux photons ou gluons, peuvent jouer un rôle non négligeable. En particulier, le taux de la désintégration en deux gluons, induit par une boucle de quarks top virtuels qui se couplent fortement au Higgs, peut être comparable au taux de désintégration en leptons τ . Le mode en deux photons est plus rare, conséquence de la faiblesse de l'intensité de l'interaction électromagnétique par rapport à l'interaction forte.

Le Higgs peut se désintégrer en deux particules dont l'une est réelle et l'autre virtuelle, cette dernière désintégrant alors en deux particules réelles. C'est le cas, par exemple, de la désintégration en une paire de bosons W^+W^- dont l'un est virtuel et se désintègre en une paire de fermions légers.

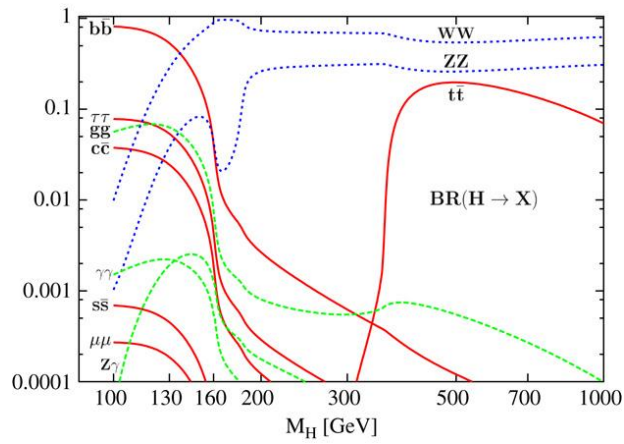


Figure 1.1 – Le rapport de branchement de la désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse M_H

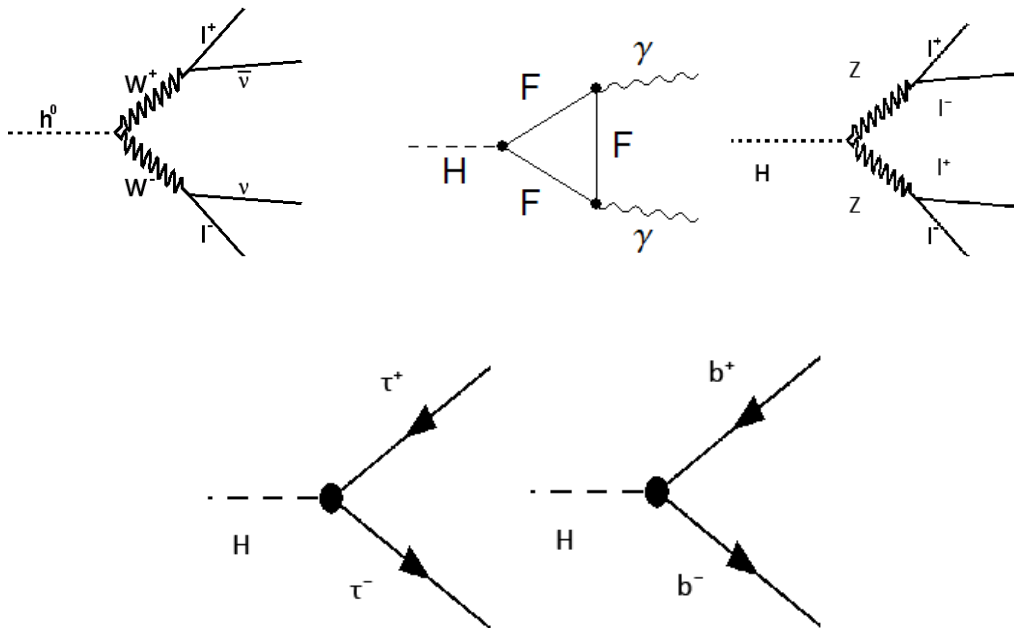


Figure 1.2 – Les modes de désintégration dominants du boson de Higgs

1.6.5 Découverte du boson de Higgs au LHC

Le boson de Higgs a été détecté grâce aux expériences CMS et ATLAS au sein du LHC le mois de juillet de l'année 2012. Les résultats présentés par ces deux expériences sont de loin très proches.

Détection du boson de Higgs au CMS

En 2012, la collaboration CMS du LHC, a publié ses résultats concernant la découverte du Higgs, et cela pour une énergie de collision proton-proton de $\sqrt{s} = 7$ et 8TeV et des luminosités intégrées supérieures de $5,1\text{Fb}^{-1}$ et

$5,3\text{Fb}^{-1}$, respectivement [17].

La recherche a été accomplie en cinq modes de désintégration :

$\gamma\gamma, ZZ, W^+W^-, \tau^+\tau^-$ et $b\bar{b}$.

Un excès d'évènements a été observé avec un intervalle de confiance de $5,8\sigma$, à une masse de 125GeV , signalant la production d'une nouvelle particule. L'intervalle de confiance attendu pour un boson de Higgs du Modèle Standard de cette masse est $5,8\sigma$. L'excès est plus significatif dans les deux modes de désintégration : $\gamma\gamma$ et ZZ ; Un ajustement de ces signaux donne une masse de $125,3 \pm 0,4(\text{stat}) \pm 0,5(\text{syst})\text{GeV}$.

La désintégration en deux photons indique que la nouvelle particule est un boson avec un spin différent de un.

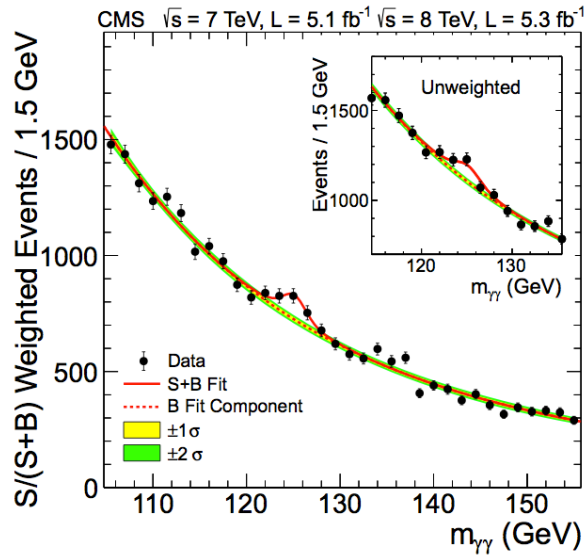


Figure 1.3 – Distribution du nombre d'évènements en fonction de la masse invariante des deux photons [17].

Détection du boson de Higgs à ATLAS

La détection du boson de Higgs dans les collisions proton-proton avec le détecteur ATLAS a été faite pour des luminosités proches de : $4,8 \text{ fb}^{-1}$ à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ en 2011 et $5,8 \text{ fb}^{-1}$ à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ en 2012 [18].

Des recherches séparées dans les canaux

$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l, H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu$ à 8 TeV ont été combinées avec les résultats publiés précédemment par les recherches

$H \rightarrow ZZ^*, WW^*, b\bar{b}$ et $\tau^+\tau^-$ à 7 TeV et des résultats des analyses améliorées des canaux

$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$ à 7 TeV .

La collaboration ATLAS a détecté la production d'un boson neutre avec une masse de

$126,0 \pm 0,4(\text{stat}) \pm 0,4(\text{syst}) \text{ GeV}$.

Cette observation avec un intervalle de confiance de $5,9\sigma$ est compatible avec la production et la désintégration du boson de Higgs du Modèle Standard.

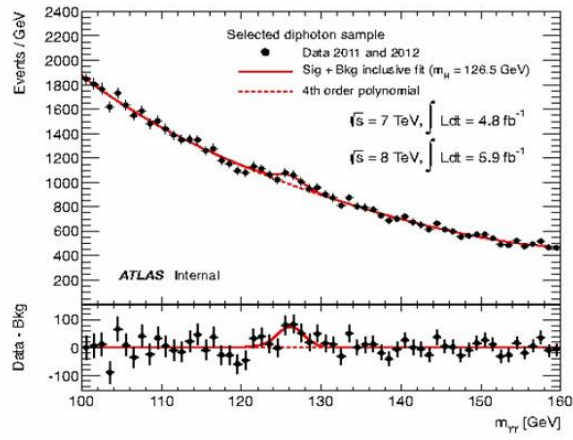


Figure 1.4 – Distribution du nombre d'évènements en fonction de la masse invariante des deux photons [18].

Chapitre 2

Désintégration du boson de Higgs

2.1 Désintégration du boson de Higgs en deux photons

2.1.1 Le modèle

Le Modèle Standard des interactions forte, faible et électromagnétique contient un champ scalaire réel H^0 (le boson de Higgs) [19]. L'interaction de ce champ avec le photon est dictée par le principe de l'invariance de jauge qui est proportionnelle (l'interaction) à la charge électrique de H^0 qui est nulle. Mais le boson de Higgs possède des interactions de Yukawa avec les quarks et les leptons et aussi des interactions de jauge avec les bosons de jauge W^\pm qui sont chargés et interagissent avec le photon. L'interaction de Yukawa est de la forme :

$$\sum_i \lambda_i H^0 \bar{\psi}_i \psi_i \quad (2.1)$$

où la sommation sur l'indice i parcourt tout les quarks et leptons massifs. La constante de couplage est proportionnelle à la masse m_i du fermion décrit par le spineur ψ_i :

$$\lambda_i = \frac{e}{2 \sin \theta_w} \frac{m_i}{M_W} = \frac{m_i}{\sqrt{2} G_F} \quad (2.2)$$

où θ_w est l'angle de Weinberg, M_W la masse du boson de jauge W^\pm et G_F la constante de Fermi.

Lorsque la cinématique le permet, l'interaction (2.1) induit la désintégration

$$H^0 \longrightarrow F_j \bar{F}_j \quad (2.3)$$

F_j est un quark ou un lepton massif. La règle de Feynman qui lui correspond associe un facteur $i\lambda_j$ au vertex $H^0 - F_j - \bar{F}_j$ [20].

Le modèle qu'on va considérer correspond à l'électrodynamique d'un fermion ψ de masse m interagissant avec un champ de spin zéro réel sans charge électrique H , de masse M_H . Il est défini par la densité Lagrangienne

$$\begin{aligned} L = & \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) - \frac{1}{2}M^2 H^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & + \bar{\psi}(i\gamma_\mu D^\mu - m)\psi + \lambda\bar{\psi}\psi H \\ & - \frac{1}{3}\delta_3 H^3 - \frac{1}{4}\delta_4 H^4 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Le couplage de Yukawa λ correspond à un couplage scalaire. L'hermiticité de L impose que λ soit réel.

Pour un fermion de charge eQ , la dérivée covariante est

$$D_\mu = \partial_\mu - ieQA_\mu \quad (2.5)$$

A_μ est le champ du photon et $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

La théorie (2.4) est invariante sous les transformations de jauge abéliennes :

$$\begin{aligned} \psi & \longrightarrow e^{ie\alpha(x)Q}\psi \\ H & \longrightarrow H \\ A_\mu & \longrightarrow A_\mu + e^{-1}\partial_\mu\alpha \end{aligned}$$

2.1.2 Désintégration du Higgs en deux photons

Ci dessous, les diagrammes de Feynman qui contribuent dans la désintégration du boson de Higgs en deux photons à l'ordre d'une boucle :

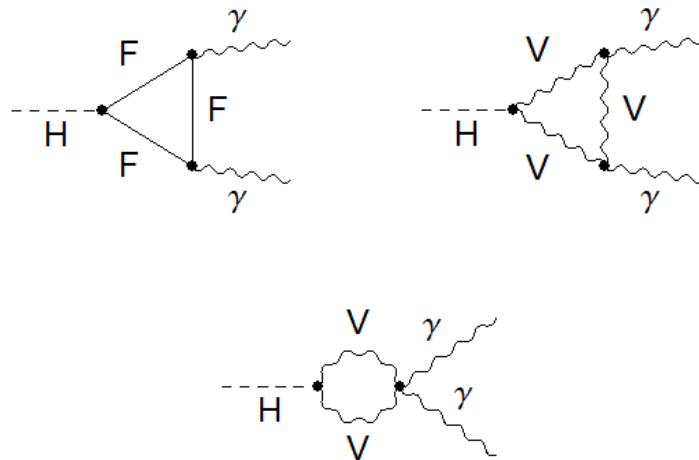


Figure 2.1 – $H \rightarrow \gamma\gamma$: Diagrammes à l'ordre d'une boucle.

Ces diagrammes ont été réalisés en utilisant le logiciel FeynArt sous Mathematica (voir Annexe B).

On tient à préciser la signification des étiquettes inscrites sur les diagrammes pour faciliter la compréhension.

H : boson de Higgs.

F : propagateur fermionique.

γ : photon.

V : particule vectorielle et dans ce cas c'est le boson de jauge W^\pm .

On a exclu que la particule vectorielle V soit un boson de jauge Z^0 parcequ'il est neutre (charge électrique nulle), ce qui fait qu'il n'interagit pas directement avec le photon.

2.1.3 Diagrammes de Feynman pour le processus $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$

On a deux diagrammes topologiquement différents qui contribuent dans la désintégration du Higgs en deux photons :

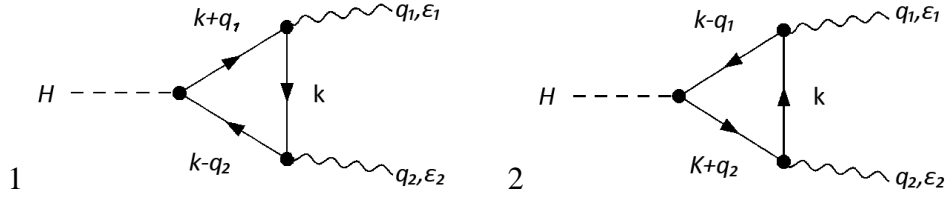


Figure 2.2 – $H \rightarrow \gamma\gamma$:diagrammes à l'ordre λe^2

2.1.4 Calcul de l'amplitude M

La matrice M nous donne l'amplitude de probabilité qu'un processus puisse avoir lieu.

On écrit la matrice M en respectant les règles de Feynman (voir Annexe A.1 et A.2) et on intègre sur toutes les impulsions (de $-\infty$ à $+\infty$) au niveau de

la boucle.

On rajoute aussi un signe moins(-) pour la boucle fermionique[21].

Premièrement, on écrit la matrice M_1 explicitement à partir du diagramme de la Figure 2. 2 (1) :

$$\begin{aligned}
 M_1 &= -i^6 e^2 Q^2 \lambda \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{[k^2 - m^2][(q_1 + k)^2 - m^2][(k - q_2)^2 - m^2]} \\
 &\quad \frac{1}{2} (\gamma_\nu)_{\alpha\beta} (k + m)_{\beta\rho} (\gamma_\mu)_{\rho\sigma} \frac{1}{1} (k + q_1 + m)_{\rho\lambda} (k - q_2 + m)_{\lambda\alpha} \\
 &= -i^6 e^2 Q^2 \lambda \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{[k^2 - m^2][(q_1 + k)^2 - m^2][(k - q_2)^2 - m^2]} \\
 &\quad \frac{1}{1} \frac{1}{2} [\gamma_\nu (k + m) \gamma_\mu (k + q_1 + m) (k - q_2 + m)]_{\alpha\alpha} \\
 &= -i^6 e^2 Q^2 \lambda \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{[k^2 - m^2][(q_1 + k)^2 - m^2][(k - q_2)^2 - m^2]} \\
 &\quad \frac{1}{1} \frac{1}{2} \text{Tr}[\gamma_\nu (k + m) \gamma_\mu (k + q_1 + m) (k - q_2 + m)]
 \end{aligned}$$

On peut profiter de la propriété cyclique de la trace, sachant que pour trois matrices A , B et C, on peut écrire :

$$\text{Tr}[ABC] = \text{Tr}[CAB] \quad (2.6)$$

Alors, M_1 devient :

$$M_1 = -i^6 e^2 Q^2 \lambda \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{\gamma_\nu \gamma_\mu \gamma_\sigma \gamma_\rho \gamma_\nu \gamma_\sigma \gamma_\mu}{[(k - q_2)^2 - m^2][k^2 - m^2][(q_1 + k)^2 - m^2]} \quad (2.7)$$

où

$$t_{1\mu\nu} = \text{Tr}[(k - q_2 + m)\gamma_\nu(k + m)\gamma_\mu(k + q_1 + m)] \quad (2.8)$$

Après développement et en utilisant le fait que la trace d'un nombre impair de matrices gamma est nulle, on obtient :

$$t_{1\mu\nu} = m \text{Tr}[k\gamma_\nu k\gamma_\mu - q_2\gamma_\nu k\gamma_\mu + \gamma_\nu k\gamma_\mu k + \gamma_\nu k\gamma_\mu q_1 + k\gamma_\nu \gamma_\mu k + k\gamma_\nu \gamma_\mu q_1 - q_2\gamma_\nu \gamma_\mu k - q_2\gamma_\nu \gamma_\mu q_1 + m^2\gamma_\nu \gamma_\mu]$$

On calcule explicitement la trace de chaque terme

$$\begin{aligned} \text{Tr}[k\gamma_\nu k\gamma_\mu] &= k^\rho k^\sigma \text{Tr}[\gamma_\rho \gamma_\nu \gamma_\sigma \gamma_\mu] \\ &= 4k^\rho k^\sigma [\eta_{\rho\nu} \eta_{\sigma\mu} - \eta_{\rho\sigma} \eta_{\nu\mu} + \eta_{\rho\mu} \eta_{\nu\sigma}] \end{aligned}$$

Donc,

$$\text{Tr}[k\gamma_\nu k\gamma_\mu] = 4[k_\nu k_\mu - k^2 \eta_{\nu\mu} + k_\mu k_\nu]$$

De la même façon (en utilisant les propriétés des matrices gamma), on calcule les autres termes.

$$\begin{aligned} \text{Tr}[q_2\gamma_\nu k\gamma_\mu] &= 4[q_{2\nu} k_\mu - (q_2 \cdot k) \eta_{\nu\mu} + q_{2\mu} k_\nu] \\ \text{Tr}[\gamma_\nu k\gamma_\mu k] &= 4[k_\nu k_\mu - k^2 \eta_{\nu\mu} + k_\mu k_\nu] \\ \text{Tr}[\gamma_\nu k\gamma_\mu q_1] &= 4[k_\nu q_{1\mu} - (k \cdot q_1) \eta_{\nu\mu} + k_\mu q_{1\nu}] \\ \text{Tr}[k\gamma_\nu \gamma_\mu k] &= 4[k_\nu k_\mu - k_\mu k_\nu + k^2 \eta_{\nu\mu}] \\ \text{Tr}[k\gamma_\nu \gamma_\mu q_1] &= 4[k_\nu q_{1\mu} - k_\mu q_{1\nu} + (k \cdot q_1) \eta_{\nu\mu}] \\ \text{Tr}[q_2\gamma_\nu \gamma_\mu k] &= 4[q_{2\nu} k_\mu - q_{2\mu} k_\nu + (q_2 \cdot k) \eta_{\nu\mu}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Tr}[q_2 \gamma_\nu \gamma_\mu q_1] &= 4[q_{2\nu} q_{1\mu} - q_{2\mu} q_{1\nu} + (q_2 \cdot q_1) \eta_{\nu\mu}] \\ \text{Tr}[\gamma_\nu \gamma_\mu] &= 4\eta_{\nu\mu} \end{aligned}$$

En remplaçant les termes de $t_{1\mu\nu}$ par les expressions ci-dessus, on obtient :

$$\begin{aligned} t_{1\mu\nu} &= 4m[k_\nu k_\mu - k^2 \eta_{\mu\nu} + k_\mu k_\nu - q_{2\nu} k_\mu + (q_2 \cdot k) \eta_{\mu\nu} - q_{2\mu} k_\nu + k_\nu k_\mu - \\ &\quad k^2 \eta_{\mu\nu} \\ &\quad + k_\mu k_\nu + k_\nu q_{1\mu} - (k \cdot q_1) \eta_{\nu\mu} + k_\mu q_{1\mu} + k_\nu k_\mu - k_\mu k_\nu + k^2 \eta_{\mu\nu} + k_\mu q_{1\mu} \\ &- k_\mu q_{1\mu} + (k \cdot q_1) \eta_{\nu\mu} - q_{2\nu} k_\mu + q_{2\mu} k_\nu - (q_2 \cdot k) \eta_{\nu\mu} - q_{2\nu} q_{1\mu} + q_{2\mu} q_{1\nu} - (q_2 \cdot q_1) \eta_\nu \\ &\quad + m^2 \eta_{\nu\mu}^\mu \end{aligned} \tag{2.9}$$

Dans (2.9), beaucoup de termes vont se simplifier, on prend comme exemple : $k_\mu k_\nu$ qui est identique à $k_\nu k_\mu$.

Il s'agit d'un produit de deux composante du même quadrivecteur.

Aussi, pour les termes qui contiennent le tenseur métrique $\eta_{\mu\nu}$.

La métrique de Minkowski est symétrique, ce qui fait que la permutation des indices n'affecte pas les termes en question

$$\eta_{\mu\nu} = \eta_{\nu\mu} \tag{2.10}$$

Finalement, après simplification, on obtient une expression pour $t_{1\mu\nu}$:

$$\begin{aligned} t_{1\mu\nu} &= \\ 4m[4k_\mu k_\nu - k^2 \eta_{\mu\nu} - 2k_\mu q_{2\nu} + 2k_\nu q_{1\mu} - q_{1\mu} q_{2\nu} + q_{2\mu} q_{1\nu} - (q_2 \cdot q_1) \eta_{\mu\nu} + m^2 \eta_{\mu\nu}] \end{aligned} \tag{2.11}$$

M_2 est la contribution du second diagramme à M . Elle est obtenue en effectuant les changements :

$$q_1, \nu, q_2, \mu, k \longrightarrow q_2, \mu, q_1, \nu, -k$$

$$\begin{aligned} M_2 &= -i^6 e^2 Q^2 \lambda^R \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{[(-k - q_1)^2 - m^2][k^2 - m^2][(q_2 - k)^2 - m^2]} \mu^\nu t_{2\mu\nu} \\ &= -i^6 e^2 Q^2 \lambda^R \int \frac{d^4 k}{2\pi^4} \frac{1}{[(q_1 + k)^2 - m^2][k^2 - m^2][(k - q_2)^2 - m^2]} \mu^\nu t_{2\mu\nu} \end{aligned}$$

On voit bien que le dénominateur reste inchangé. Il nous reste de calculer $t_{2\mu\nu}$.
De la même façon et en effectuant les changements qu'on vient de citer, on obtient :

$$\begin{aligned}
t_{2\mu\nu} = & 4m[k_\nu k_\mu - k^2 \eta_{\nu\mu} + k_\mu k_\nu + q_{1\nu} k_\mu - (q_1 \cdot k) \eta_{\nu\mu} + q_{1\mu} k_\nu + k_\nu k_\mu - k^2 \eta_{\nu\mu} \\
& + k_\mu k_\nu - k_\nu q_{2\mu} + (k \cdot q_2) \eta_{\nu\mu} - k_\mu q_{2\nu} + k_\nu k_\mu - k_\mu k_\nu + k^2 \eta_{\nu\mu} - k_\nu \\
& q_{2\mu} \\
& + k_\nu q_{2\mu} - (k \cdot q_2) \eta_{\nu\mu} + q_{1\nu} k_\mu - q_{1\mu} k_\nu + (q_1 \cdot k) \eta_{\nu\mu} - q_{1\nu} q_{2\mu} + q_{1\mu} q_{2\nu} - (q_1 \cdot q_2) \eta_{\nu\mu} \\
& + m^2 \eta_{\nu\mu}]
\end{aligned}$$

Après simplification, l'expression de $t_{2\mu\nu}$ devient :

$$\begin{aligned}
t_{2\mu\nu} = & 4m[4k_\mu k_\nu - k^2 \eta_{\mu\nu} + 2q_{1\nu} k_\mu - 2k_\nu q_{2\mu} + q_{1\nu} q_{2\mu} + q_{1\mu} q_{2\nu} - (q_1 \cdot q_2) \eta_{\nu\mu} + m^2 \eta_{\nu\mu}]
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Les polarisations des photons produits sont transverses (cela vient de la condition de Lorentz et la jauge de Coulomb)

$$q_{1\ 1} = q_{2\ 2} = 0 \tag{2.13}$$

Il s'en suit :

$$\begin{aligned}
{}_{1\ 2}^{\mu\ \nu} t_{1\mu\nu} = & 4\lambda m {}_{1\ 2}^{\mu\ \nu} [4k_\mu k_\nu - k^2 \eta_{\mu\nu}] + 4\lambda m [({}_{1\ 2} q_2) ({}_{2\ 1} q_1) - ({}_{1\ 2} q_1) ({}_{2\ 1} q_2 - m^2)]
\end{aligned} \tag{2.14}$$

et pour $t_{2\mu\nu}$:

$$\begin{aligned}
{}_{2\ 1}^{\mu\ \nu} t_{2\mu\nu} = & 4\lambda m {}_{2\ 1}^{\mu\ \nu} [4k_\mu k_\nu - k^2 \eta_{\mu\nu}] + 4\lambda m [({}_{1\ 2} q_2) ({}_{2\ 1} q_1) - ({}_{1\ 2} q_1) ({}_{2\ 1} q_2 - m^2)]
\end{aligned} \tag{2.15}$$

On en déduit que les contribution des deux diagrammes sont égales
 $M_2 = M_1$, donc $M = 2M_1$

Paramétrisation de Feynman

Pour le dénominateur de M , on utilise la paramétrisation de Feynman qui a la forme générale :

$$\frac{1}{A_1 A_2 \dots A_m} = (m-1)! \int_0^1 \int_0^1 \dots \int_0^1 dx_1 dx_2 \dots dx_m \delta(x_1 + x_2 + \dots + x_m - 1) \frac{1}{A_1 x_1 + A_2 x_2 + \dots + A_m x_m^{-m}} \quad (2.16)$$

Dans notre cas, on obtient pour le dénominateur :

$$\frac{1}{(k+q_1)^2 - m^2} \frac{1}{(k-q_2)^2 - m^2} \frac{1}{k^2 - m^2} = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 dx dy dz \delta(x+y+z-1) \frac{1}{x[(k+q_1)^2 - m^2] + y[(k-q_2)^2 - m^2] + z[k^2 - m^2]} \quad (2.17)$$

Pour simplifier les calculs, on effectue un changement de variable, sachant que l'intégrale par rapport aux impulsions dans M reste inchangée puisqu'elle est évaluée à l'infinie.

$$k^0 = k + xq_1 - yq_2 \quad (2.18)$$

donc, $k = k^0 - xq_1 + yq_2$ et $k_\mu = k_\mu^0 - xq_{1\mu} + yq_{2\mu}$

On développe tout les termes en k en fonction de la nouvelle variable k^0 .

$$\begin{aligned} k^2 &= (k^0 - xq_1 + yq_2)^2 \\ &= k^{02} + x^2 q_1^2 + y^2 q_2^2 - 2xyq_1 q_2 - 2k^0 xq_1 + 2k^0 yq_2 \\ &= k^{02} - 2xyq_1 q_2 - 2k^0 (xq_1 - yq_2) \end{aligned}$$

Aussi pour le terme en k_μ

$$\begin{aligned}
k_\mu k_\nu &= (k_\mu^0 - xq_{1\mu} + yq_{2\mu})(k_\nu^0 - xq_{1\nu} + yq_{2\nu}) \\
&= k_\mu^0 k_\nu^0 - xk_\mu^0 q_{1\nu} + yk_\nu^0 q_{2\mu} - x^2 q_{1\mu} q_{1\nu} - xy q_{1\mu} q_{2\nu} \\
&\quad - yq_{2\mu} k_\nu^0 - xy q_{2\mu} q_{1\nu} + y^2 q_{2\mu} q_{2\nu}
\end{aligned} \tag{2.19}$$

q_1 et q_2 sont les quadri-impulsions des deux photons produits.

$$q_1^2 = q_2^2 = 0 \text{ puisque } q_1^2 = q_{1\mu} q_1^\mu = (q_1^0)^2 - (\mathbf{q}_1)^2$$

Ceci est équivalent à écrire :

$$E_1^2 - (\mathbf{q}_1)^2 = m^2 = 0, \text{ le photon est une particule sans masse.}$$

Premièrement on va écrire k au lieu de k^0 pour éviter de trimbaler le prime.

On remarque que le dénominateur est une fonction paire de k , donc, il y a juste les termes paire du numérateur qui vont contribuer à l'intégrale.

Aussi, l'invariance de jauge nous permet de simplifier quelques termes. On prend comme exemple :

$q_{1\mu} q_{2\nu}$, en multipliant par $\delta_{\mu\nu}$, on obtient

$$(q_1 \cdot q_2) \delta_{\mu\nu} = 0$$

Ainsi, de (2.14) et en remplaçant par la nouvelle variable

$$\begin{aligned}
&\mathbf{t}_{1\mu\nu} \\
&= 4\lambda m [4k_\mu k_\nu - 4xy q_{2\mu} q_{1\nu} - (k^2 - 2xy q_1 q_2) \eta_{\mu\nu}] + 4\lambda m [q_{2\mu} q_{1\nu} - (q_2 q_1 - m^2) \eta_{\mu\nu}]
\end{aligned} \tag{2.20}$$

On rajoute et on retranche $2xy q_1 q_2 \eta_{\mu\nu}$, on obtient l'expression de $\mathbf{t}_{1\mu\nu}$:

$$\mathbf{t}_{1\mu\nu} = 4\lambda m \{4k_\mu k_\nu - [k^2 - m^2 + xy M_H^2] \eta_{\mu\nu} + (1 - 4xy)(q_{2\mu} q_{1\nu} - 1/2 M_H^2 \eta_{\mu\nu})\}$$

(2.21)

Dans un référentiel au repos de H, en tenant compte de la conservation des impulsions, on peut écrire :

$$q_1 q_2 = \frac{1}{2}(q_1 + q_2)^2 - \frac{q_1^2}{2} - \frac{q_2^2}{2} = \frac{M_H^2}{2} \quad (2.22)$$

On intègre par rapport à z dans (2.17) et on remplace dans (2.7) par l'expression de $t_{1\mu\nu}$, on obtient pour M :

$$M = 16me^2 Q^2 \int_0^1 \int_0^{1-x} dy I_{\mu\nu} \quad (2.23)$$

Où

$$I_{\mu\nu} = I_{\mu\nu}^1 + I_{\mu\nu}^2, \text{ et}$$

$$I_{\mu\nu}^1 = \lambda \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} [k^2 - m^2 + xyM_H^2]^{-3} \{4k_\mu k_\nu - [k^2 - m^2 + xyM_H^2] \eta_{\mu\nu}\}$$

$$I_{\mu\nu}^2 = \lambda(1 - 4xy)(q_{2\mu} q_{1\nu} - 1/2 M_H^2 \eta_{\mu\nu}) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} [k^2 - m^2 + xyM_H^2]^{-3} \quad (2.24)$$

Evaluation des intégrales

L'intégrale $I_{\mu\nu}^2$ est finie et il n'y a que son dénominateur qui dépend de k, son évaluation revient à calculer l'intégrale :

$$\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{[k^2 - m^2 + xyM_H^2]^3}$$

Cette intégrale est de la forme :

$$\int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} \frac{1}{[k^2 - A]^\alpha} \quad (2.25)$$

On effectue une rotation de Wick $k^0 \rightarrow ik_E^0$

$$d^n k \rightarrow id^n k_E$$

$$[k^2 - A]^\alpha \rightarrow (-1)^\alpha [k_E^2 - A]^\alpha$$

$$[k^2]$$

D'après [19], cette intégrale sera donné par (2.26) :

$$\int \frac{d^n k_E}{(2\pi)^n} \frac{1}{[k_E^2 + A]^\alpha} = \frac{1}{(4\pi)^{n/2}} \frac{\Gamma(\alpha - n/2)}{\Gamma(\alpha)} A^{n/2 - \alpha} \quad (2.26)$$

Dans $I_{\mu\nu}^2$, on a $A = m^2 - xyM_H^2$, $\alpha = 3$ et $n = 4$ la dimension de l'espace. D'où, on obtient le résultat

$$I_{\mu\nu}^2 = -\frac{i}{32\pi^2} [m^2 - xyM_H^2]^{-1} \lambda(1 - 4xy)(q_{2\mu}q_{1\nu} - 1/2M_H^2 \eta_{\mu\nu}) \quad (2.27)$$

On voit bien que dans $I_{\mu\nu}^1$ diverge, il n'y a que l'intégrale proportionnelle à $k_\mu k_\nu$ qui est divergente .

$$I_{\mu\nu}^1 = 4\lambda \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{k_\mu k_\nu}{[k^2 - m^2 + xyM_H^2]^3} - \lambda \eta_{\mu\nu} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{[k^2 - m^2 + xyM_H^2]^2} \quad (2.28)$$

$$I^a = \int \frac{d^n k}{(2\pi)^{n/2}} \frac{1}{[k^2 - m^2 + xyM_H^2]^2} = \frac{i}{(4\pi)^n} \frac{\Gamma(2 - n/2)}{\Gamma(2)} [m^2 - xyM_H^2]^{-2+n/2} \quad (2.29)$$

Il nous reste à calculer l'autre terme en $k_\mu k_\nu$. En prenant $M_H^{02} = m^2 - xyM_H^2$, réécrivant ce terme sous la forme générale :

$$\begin{aligned} I^b &= \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} \frac{k_\mu k_\nu}{[M_H^{02} - k^2 - 2kp - i\varepsilon]^\alpha} \\ &= \frac{(-1)^{\alpha-1}}{2(\alpha-1)} \frac{\partial}{\partial p^\mu} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} \frac{k_\nu}{[M_H^2 - k^2 - 2kp - i\varepsilon]^{\alpha-1}} \\ &= \frac{(-1)^{\alpha-1} (-1)^{\alpha-2}}{4(\alpha-1)(\alpha-2)} \frac{\partial}{\partial p^\mu} \frac{\partial}{\partial p^\nu} \int \frac{d^n k}{(2\pi)^n} \frac{1}{[M_H^{02} - k^2 - 2kp - i\varepsilon]^{\alpha-2}} \\ &= (-1)^{2\alpha-3} \frac{1}{4} \frac{i}{(4\pi)^{n/2}} \frac{1}{(\alpha-2)(\alpha-1)} \frac{\Gamma(\alpha-2-n/2)}{\Gamma(\alpha-2)} \\ &\quad \frac{\partial}{\partial p^\mu} \frac{\partial}{\partial p^\nu} \cdot [M_H^{02} + p^2]^{n/2-\alpha+2} \end{aligned} \quad (2.30)$$

On dérive dans (2.30)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial p^\nu} [M_H^{02} + p_\rho p^\rho]^{n/2-\alpha+2} \\ = (n/2 - \alpha + 2) p_\nu [M_H^{02} + p_\rho p^\rho]^{n/2-\alpha+1} \end{aligned}$$

puis on dérive une fois de plus ;

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial p^\mu} \frac{\partial}{\partial p^\nu} [M_H^2 + p_\rho p^\rho]^{n/2 - \alpha + 2} \\ &= (n/2 - \alpha + 2) \{ \eta_{\mu\nu} [M_H^2 + p^2]^{n/2 - \alpha + 1} + p_\mu p_\nu (n/2 - \alpha + 1) [M_H^2 + p^2]^{n/2 - \alpha} \} \end{aligned}$$

puis, on remplace toujours dans (2.30), on obtient

$$\begin{aligned} \mathbf{I}^b &= \frac{1}{4} \frac{i}{(4\pi)^2} (4\pi)^{2-n/2} \frac{1}{(\alpha - 2)(\alpha - 1)} \frac{\Gamma(\alpha - 2 - n/2)\Gamma(\alpha - 2 - n/2)}{\Gamma(\alpha - 2)} \\ &= \frac{1}{4} \frac{i}{(4\pi)^{n/2}} \frac{1}{\Gamma(\alpha)} [M_H^2 + p^2]^{n/2 - \alpha} \{ \Gamma(\alpha - n/2) p_\mu p_\nu \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} [M_H^2 + p^2] \Gamma(\alpha - n/2 - 1) \} \end{aligned}$$

Maintenant, on pose $p_\mu = p_\nu = 0 = p^2$, avec $\alpha = 3$

$$\mathbf{I}^b = \frac{1}{4} \frac{i}{(4\pi)^{n/2}} \Gamma(2 - n/2) [m^2 - xy M_H^2]^{n/2 - 2} \eta_{\mu\nu} = \frac{1}{4} \mathbf{I}^a \quad (2.31)$$

En remplaçant dans (2.28), on déduit que $\mathbf{I}_{\mu\nu}^1$ est nulle.

2.2 Calcul de la largeur de désintégration

La largeur de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ est donnée par la relation (2.32)

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{1}{2} \frac{|\mathfrak{q}|}{8\pi M_H^2} \sum_{\text{pol}} |M|^2 \quad (2.32)$$

Le facteur $\frac{1}{2}$ correspond à la présence de deux particules identiques (deux photons) dans l'état final.

Dans un référentiel au repos de H, les impulsions des deux photons sont :

$$q_1 = (|\mathfrak{q}|, \mathfrak{q}), q_2 = (|\mathfrak{q}|, -\mathfrak{q}), |\mathfrak{q}| = \frac{M_H}{2}$$

On choisit :

$$v_1 = (0, \gamma_1), \quad v_2 = (0, \gamma_2), \quad \gamma_1 \cdot \gamma_1 = \gamma_2 \cdot \gamma_2 = 1$$

γ_1, γ_2 sont les vecteurs de polarisation
Avec ces choix, M devient :

$$M = \frac{i\lambda}{2\pi^2 m} e^2 Q^2 [(\gamma_1 \cdot q)(\gamma_2 \cdot q) - \frac{1}{2} M_H^2 (\gamma_1 \cdot \gamma_2)] \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1 - 4xy}{1 - \frac{M_H^2}{m^2} xy} \quad (2.33)$$

Pour les polarisations physiques qui sont transverses :

$$\gamma_1 \cdot \mathbf{q}_1 = \gamma_1 \cdot \mathbf{q} = \gamma_2 \cdot \mathbf{q}_2 = -\gamma_2 \cdot \mathbf{q} = 0$$

Alors, M peut s'écrire comme suit :

$$M = -\frac{i\lambda M_H^2}{4\pi^2 m} e^2 Q^2 (\gamma_1 \cdot \gamma_2) \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1 - 4xy}{1 - \frac{M_H^2}{m^2} xy} \quad (2.34)$$

Pour faire la sommation sur les polarisations dans Γ , on commence par choisir

$\mathbf{q} = (0, 0, \frac{M_H}{2})$ et écrire l'amplitude sous la forme :

$$M = \sum_1^\mu \sum_2^\nu M_{\mu\nu}$$

L'invariance de jauge $q_1^\mu \sum_2^\nu M_{\mu\nu} = \sum_1^\mu q_2^\nu M_{\mu\nu} = 0$ conduit à

$$M_{0\nu} = -M_{3\nu}, \quad M_{\mu 0} = -M_{\mu 3}$$

La sommation sur les polarisations n'implique que les directions transverses 1 et 2

$$\sum_{\text{pol}} |M|^2 = |M_{11}|^2 + |M_{12}|^2 + |M_{21}|^2 + |M_{22}|^2$$

Mais l'invariance de jauge permet de lui ajouter les polarisations non physiques pour établir une expression covariante de M.

$$\sum_{\text{pol}} |M|^2 = \eta^{\mu\nu} \eta_{\rho\sigma} M_{\mu\rho} M_{\nu\sigma}^* \quad (2.35)$$

Comme les contributions des polarisations non-physiques s'annulent mutuellement, la règle de sommation sur les polarisations s'écrit :

$$\sum_{\text{pol}} \sum_1^{\mu\nu*} = -\eta^{\mu\nu} \sum_{\text{pol}} \sum_2^{\rho\sigma*} \quad \rho\sigma$$

$$2 = -\eta$$

alors, on peut écrire :

$$\sum_{\text{pol}} |M|^2 = M^{\mu\nu} M_{\mu\nu}^* \quad (2.36)$$

On peut facilement déduire $M_{\mu\nu}$

$$M_{\mu\nu} = \frac{i\lambda M_H^2 e^2 Q^2}{4\pi^2 m} \eta_{\mu\nu} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1-4xy}{1 - \frac{M_H^2}{m^2} xy} \quad (2.37)$$

En utilisant (2.36) et (2.37), on écrit l'expression de l'amplitude :

$$\sum_{\text{pol}} |M|^2 = \frac{\lambda^2 M_H^4 e^4 Q^4}{16\pi^4 m^2} \eta^{\mu\nu} \eta_{\mu\nu} \left[\int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1-4xy}{1 - \frac{M_H^2}{m^2} xy} \right]^2 \quad (2.38)$$

avec :

$$\eta^{\mu\nu} \eta_{\mu\nu} = 4 \quad (2.39)$$

(2.38) devient :

$$\sum_{\text{pol}} |M|^2 = \frac{M_H^4 e^4 Q^4 \lambda^2}{4\pi^4 m^2} |I_1|^2 \quad (2.40)$$

D'où, l'expression de la largeur de désintégration (1.18) devient :

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \frac{\alpha^2 Q^4 M_H^3}{8\pi^3 m^2} \lambda^2 |I_1|^2 \quad (2.41)$$

où $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$
et

$$I_1 = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1-4xy}{1 - \frac{M_H^2}{m^2} xy}$$

$$I_2^v = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy [1 - \frac{M_H^2}{m^2} xy]^{-1} \quad (2.42)$$

Pour évaluer l'intégrales I_1 , on l'écrit en fonction de l'intégrale I_2^0 puis on calcule cette dernière puisqu'elle est plus simple.

$$\begin{aligned}
\frac{1 - 4xy}{1 - \frac{M_H^2}{m^2} xy} &= \frac{1 - 4xy + 4\frac{m^2}{M_H^2} - 4\frac{m^2}{M_H^2}}{1 - \frac{M_H^2}{m^2} xy} \\
&= \frac{1 - 4\frac{m^2}{M_H^2}}{1 - \frac{M_H^2}{m^2} xy} + 4\frac{\frac{m^2}{M_H^2} - xy}{1 - \frac{M_H^2}{m^2}} \\
&= \frac{1 - 4\frac{m^2}{M_H^2}}{1 - \frac{M_H^2}{m^2} xy} + 4\frac{m^2}{M_H^2} \frac{1 - \frac{M_H^2}{m^2} xy}{1 - \frac{M_H^2}{m^2} xy} \\
&= 4\frac{m^2}{M_H^2} + \frac{1 - 4\frac{m^2}{M_H^2}}{1 - \frac{M_H^2}{m^2} xy}
\end{aligned}$$

Donc, on peut écrire I_1 comme suit :

$$I_1 = 4\frac{m^2}{M_H^2} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy + \left(1 - 4\frac{m^2}{M_H^2}\right) I_2 \quad (2.43)$$

avec :

$$\int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy = \frac{1}{2}$$

Maintenant, il nous reste qu' calculer I_2^0

Pour un fermion dans le Model Standard, on prend :

$$\lambda = \frac{em}{2M_w \sin \theta_w},$$

On ajoute un facteur $N = 3$ à M indiquant la contribution de chaque couleur de quark aux diagrammes.

$$\begin{aligned}
\Gamma &= \frac{\alpha^2 Q^4 M_H^3}{8\pi^3 m^2} N^2 \lambda^2 |I_1|^2 \\
&= \frac{\alpha^2 Q^4 M_H^3}{8\pi^3 m^2} \frac{e^2 m^2}{4M_w^2 \sin^2 \theta_w} |I_1|^2 \\
&= \frac{\alpha^3 Q^4}{8\pi^2 \sin^2 \theta_w} N^2 \frac{M^3}{M_w^2} |I_1|^2
\end{aligned}$$

Finalement, on peut écrire

$$\Gamma = \frac{\alpha^2 Q^4 N^2}{4 \sqrt{2\pi^3}} G_F M_H^3 |I_1|^2 \quad (2.44)$$

L'intégrale I_1 est donnée par :

$$I_1 = 2s - 2s(4s - 1)f(s) \quad (2.45)$$

où $f(s)$ est donnée par [12]

$$f(s) = \arcsin^2\left(\frac{1}{2\sqrt{s}}\right) \quad (2.46)$$

pour $s \geq \frac{1}{4}$

$$f(s) = -\frac{1}{4} \left[\log \frac{1 + \sqrt{1 - 4s}}{1 - \sqrt{1 - 4s}} - i\pi \right] \quad (2.47)$$

pour $s < \frac{1}{4}$
avec : $s = \frac{m^2}{M_H^2}$

On utilise les données de Particle Data Group pour les valeurs des constantes et des masses des particules [22] et on calcule les largeurs de désintégration pour tous les fermions du Modèle standard (voir Table(2.1)).

fermion	masse (m)	$s = \left(\frac{m}{M_H}\right)^2$	charge(Q)	$\Gamma(\text{MeV})$
up	2.3MeV	3.33×10^{-10}	2/3	3.2×10^{-18}
down	4.8MeV	1.45×10^{-9}	-1/3	3.4×10^{-18}
strange	95MeV	5.7×10^{-7}	-1/3	2.6×10^{-13}
charm	1.275GeV	1.02×10^{-4}	2/3	5.52×10^{-8}
bottom	4.180GeV	1.1×10^{-3}	-1/3	2.17×10^{-7}
top	173.07GeV	1.889	2/3	7.46×10^{-4}
e	0.51MeV	1.64×10^{-11}	-1	5.34×10^{-21}
μ	105.65MeV	7.04×10^{-7}	-1	3.48×10^{-12}
τ	1.776GeV	1.99×10^{-4}	-1	1.008×10^{-7}

Table 2.1 – Largeurs de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ pour les fermions

On remarque que la largeur de désintégration est plus importante pour les fermions de la troisième famille (top, bottom et τ) comparés aux fermions

de la première et la deuxième famille et cela parcequ'il sont plus massifs.

2.3 Désintégration du boson de Higgs en deux gluons

L'expression (2.44) peut être aussi utilisée pour calculer la largeur de désintégration du boson de Higgs en deux gluons, et cela en remplaçant $\alpha^2 N^2 Q^4$ par $N_g \alpha_s^2$

où α_s est la constante de couplage forte et N_g un facteur de couleur résultant de la sommation sur les couleurs du quark sur la boucle et des gluons de l'état final.

Ainsi, les deux diagrammes de Feynman de ce processus à l'ordre d'une boucle fermionique sont représentés dans la figure ci-dessus :

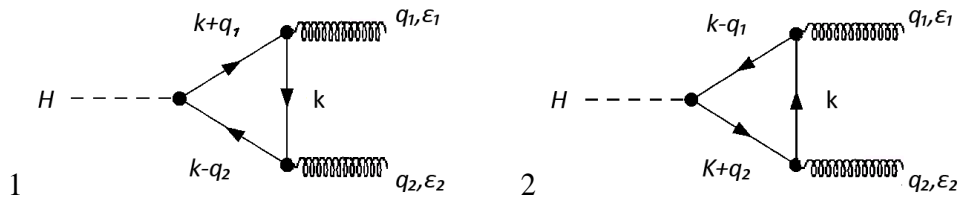


Figure 2.3 – $H \rightarrow gg$

On écrit :

$$N_g = \sum_{a,b=1}^8 \left[\text{Tr} \frac{\lambda^a \lambda^b}{2} \right]^2 \quad (2.47)$$

λ^a et λ^b sont les matrices de Gell-Mann, et

$$\text{Tr} \lambda^a \lambda^b = 2\delta^{ab} \quad (2.47)$$

De (2.48) et (2.49) , il vient

$$\begin{aligned}
N_g &= \sum_{a,b=1}^8 \left[\frac{\delta^{ab}}{2} \right]^2 = \sum_{a,b=1}^8 \frac{(\delta^{ab})^2}{4} \\
&= \frac{(\delta^{11})^2 + (\delta^{22})^2 + (\delta^{33})^2 + (\delta^{44})^2 + (\delta^{55})^2 + (\delta^{66})^2 + (\delta^{77})^2 + (\delta^{88})^2}{4} \\
&= 2
\end{aligned}$$

Alors, on obtient :

$$\Gamma(H^0 \rightarrow gg) = \frac{\alpha_s^2}{2} \frac{1}{2\pi^3} G_F M_H^3 |I_1|^2 \quad (2.47)$$

Les largeurs de désintégration pour différents quarks sont données dans le tableau(3.2).

quark	largeur de désintégration en MeV
up	1.54×10^{-7}
down	5.84×10^{-7}
strange	1.16×10^{-4}
charm	8.9×10^{-3}
bottom	0.056
top	0.232

Table 2.2 – Largeurs de désintégration $H \rightarrow gg$

On remarque toujours que la largeur de désintégration est plus importante pour les quarks charm, bottom et plus particulièrement pour le quark top et cela revient à la valeur importante de leurs masses comparés aux autres quarks. De plus, on peut dire que le boson de Higgs se désintègre préférentiellement en deux gluons via une boucle de quarks top, puisqu'il est le plus massif.

2.4 Conclusion

Premièrement, on doit souligner que le boson de Higgs ne se désintègre pas directement en particules sans masse (photons et gluons) à cause de la

nature de son couplage. Il se désintègre via des particules virtuelles très massives, puis ces particules virtuelles se désintègrent à leurs tours pour produire des photons ou des gluons (dans notre cas).

Dans les deux cas qu'on a étudiés, la contribution la plus importante est celle du quark top car c'est la particule la plus massive, et qui, par conséquent, interagit plus fortement avec le Higgs.

Finalement, on peut dire que le canal le plus dominant est celui de la désintégration du Higgs en deux gluons, comparé à celui en deux photons. Ceci s'explique par l'importance de la constante de couplage forte par rapport à celle de l'électrodynamique et aussi par la contribution de la sommation sur les couleurs des quarks sur la boucle et les gluons de l'état final.

Conclusion générale

Le boson de Higgs est une particule élémentaire dont l'existence a été postulée en 1964 par P. Higgs, R. Brout et F. Englert. Depuis, sa recherche est devenue l'une des priorités des physiciens des particules.

L'étude de ses modes de désintégration et de production a permis sa découverte en 2012 par les deux collaborations CMS et ATLAS du grand collisionneur LHC.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous avons exposé le modèle théorique relatif au boson de Higgs, essentiellement : la théorie de brisure spontanée de symétrie et le mécanisme de Higgs.

Un bref rappel concernant la découverte du Higgs a été également inclus.

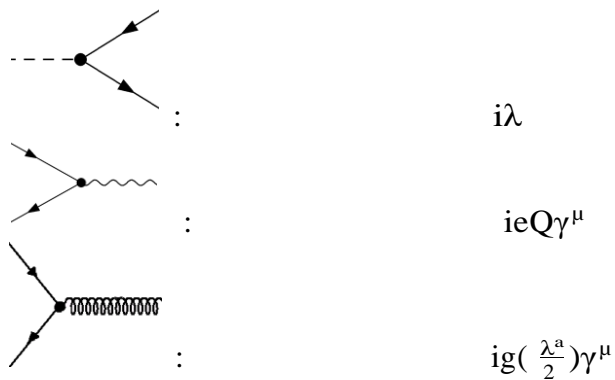
Dans le second chapitre, nous avons détaillé les calculs concernant la désintégration du Higgs en deux photons, et nous avons élargi le résultat au cas de sa désintégration en deux gluons. Nous avons ainsi : calculé la largeur de désintégration à travers une boucle fermionique, en incluant tous les types de fermions.

Annexe A

Règles de Feynman utilisées

Les règles de Feynman qu'on a utilisé dans ce travail correspondent à celles de l'interaction de Yukawa, de l'électrodynamique et de la chromodynamique quantiques. Dans ce qui suit, on trouve les règles à chaque vertex et pour chaque propagateur intervenant dans les processus qu'on a étudié.

A.1 Les vertexes



A.2 Propagateur fermionique



Annexe B

FeynArts

FeynArts est un package de Mathematica avec lequel on peut générer les diagrammes de Feynman et même, calculer les amplitudes des processus qui leurs correspondent.

Dans ce qui suit, on propose un petit programme qui génère le diagramme de Feynman du processus $e^- + e^+ \rightarrow \gamma$:

```
<<FeynArts`FeynArts`
DPPA=CreateTopologies[0,2→1];
DPPA1=InsertFields[DPPA,{F[2,{1}],-
F[2,{1}]}→{V[1]}]
Paint[%, ColumnsXRows -> 1]
```

Figure B.1 –

La première ligne est une commande pour utiliser le package FeynArts sous Mathematica.

Dans la deuxième, entre les crochets, le premier argument correspond au nombre de boucles (0 dans notre cas).

Pour le deuxième argument, toujours de la deuxième ligne : nombre de particules de l'état initial \rightarrow nombre de particules de l'état final.

Dans la troisième ligne, on choisit les types de champs (particules) intervenants dans le processus :

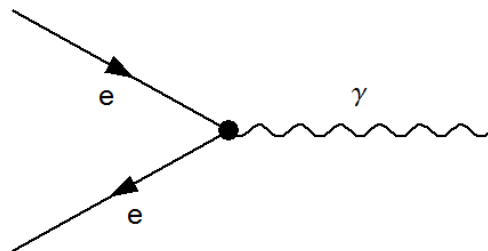
V[1] est le photon.

F [2, 1] est l'électron.

– F [2, 1] correspond au positron.

La dernière ligne est une commande pour tracer les diagrammes.

Voici le résultat obtenu après exécution :



T1 G1 N1

Figure B.2 –

Bibliographie

- [1] P. Higgs, Prehistory of the Higgs Boson, C. R. Physique 8(2007)970-972.
- [2] P. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, Phys. Rev. Lett, Volume 13, 16 ,(1964)508-509.
- [3] P. Higgs, Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields, Phys Lett, Volume 12, 2 ,(1964)132-133.
- [4] F. Englert et R. Brout, Broken Symmetries and the Mass of Gauge Vector Mesons, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321-323.
- [5] Y. Nambu, Axial Vector Current Conservation in Weak Interactions, Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 380-382.
- [6] D. Griffiths, Introduction to Elementary Particles, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co, KGaA, Weinheim(2004).
- [7] J. Goldstone, Field Theories with Superconductor Solutions, Nuovo Cimento 19 (1961) 154-164.
- [8] J. Goldstone, A. Salam et S. Weinberg, Broken Symmetries, Phys. Rev. 127 (1962) 965-970.
- [9] W. Greiner et B. Müller, Gauge Theory of Weak Interactions, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2009).
- [10] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collabs., The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, Eur. Phys. J. C 47, 547 (2006).
- [11] LEP Electroweak Working Group, status of March 2012, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>; The ALEPH, CDF, DØ, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collabs., the LEP Electroweak Working Group, the Tevatron Electroweak Working Group, and the SLD Electroweak and Heavy Flavor groups, LEPEWWG/2009-01 (2009).
- [12] A. Djouadi, The Anatomy of Electroweak Symmetry Breaking. Tome I : The Higgs Boson in the Standard Model, Phys. Rep, V 457(2008)1-216.

- [13] T. S. Virdee, The LHC Project : The Accelerator and the Experiments, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 623 (2010) 1-10.
- [14] L. Evans, The Large Hadron Collider, New J. Phys. 9 (2007) 335-
- [15] K. Jakobs, Physics at the LHC and sLHC, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 636 (2011) S1-S7.
- [16] D. de Florian et M. Grazzini, Higgs Production Through Gluon Fusion : Updated Cross Sections at the Tevatron and LHC, Phys. Lett B 674 (2009) 291-294.
- [17] CMS Collaboration, Observation of a New Boson at a Mass of 125GeV with the CMS Experiment at the LHC, Phys. Lett B, Volume 716(2012)30-61.
- [18] ATLAS Collaboration, Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC, Phys. Lett B, Volume 716(2012)1-29.
- [19] J. P. Derendinger , Théorie Quantique des Champs, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne(2001).
- [20] A. Zee, Quantum Field Theory in a Nutshell, Princeton University Press, New Jersey(2003).
- [21] S. Weinberg, The Quantum Theory of Fields, V I, Ed : The Press Syndicate of the University of Cambridge, New York(1995).
- [22] J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D86, 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition.