



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministre de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Abderrahmane Mira de Béjaïa
Faculté des Sciences Exactes
Département de Physique

Mémoire de Master

Présenté par

LOUNICI Loubna

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

Spécialité : Physique Théorique

Intitulé :

Calculs des amplitudes de production de
photons dans les collisions proton-proton au
LHC avec FeynArts, FormCalc et LoopTools

Soutenu publiquement devant le jury suivant :

Mr FOUGHALI Taoufik	MCB	Président	U.A.M.B.
Mr CHENNIT Makhlof	MAA	Examineur	U.A.M.B .
Mr MOHAMED MEZIANI Abdelkader	MCA	Rapporteur	U.A.M.B .

Promotion 2014/2015.

À mon père.
À ma mère
À mes frères.
À ma soeur.
À tous mes ami(e)s.

*La différence entre la théorie et la pratique,
c'est qu'en théorie, il n'y a pas
de différence entre la théorie et la pratique.*

A. Einstein.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier les différentes personnes qui m'ont soutenu de près ou de loin pour la réalisation de ce mémoire de fin d'études.

Je remercie tout particulièrement Mr. MOHAMED MEZIANI Abdelkader d'avoir accepté d'être mon rapporteur et pour l'attention et le temps qu'il m'a accordés tout au long de mon travail. pour sa patience, ses conseils et ses encouragements.

Un grand merci pour le jury d'avoir accepté d'évaluer mon mémoire. Monsieur FOUGHALI TAOUFIK d'avoir accepter la présidence de jury et pour Monsieur CHENNIT MAKHLOUF d'avoir accepté d'être examinateur de ce travail. Votre participation à mon jury de soutenance a été un grand honneur pour moi.

Je remercie ensuite ma famille, mes parents, mes frères et ma soeur pour leur amour, leur soutien et leurs efforts pour m'apporter là où je suis maintenant. sans oublier la promo 2015 master2 physique théorique et physique des matériaux, et je précise mon amie Siham

Table des matières

Introduction	1
1 Le Modèle Standard	5
1.1 Le Modèle Standard de l'interaction électrofaible	5
1.1.1 Les symétries de jauge	5
1.1.2 Brisure spontanée de la symétrie	10
1.1.3 Mécanisme de Higgs et acquisition des masses des particules, leptons et hadrons	12
1.1.4 Le lagrangien du modèle standard électrofaible	14
1.2 Chromodynamique quantique	18
1.3 Le Modèle des Partons	21
1.4 La section efficace des processus de collisions de hadrons à l'échelle partonique	22
2 Production de photons directs dans les collisions de hadrons	24
2.1 Collision proton-proton et production de photons	24
2.1.1 La production de photons directs	25
2.1.2 Les photons prompts au premier ordre et à l'ordre suivant	28
2.2 Le bruit de fond	31
2.3 Intérêts de la mesure inclusive des photons directs	33
2.3.1 Evolution des PDF	34
3 Calculs de la section efficace de la production de photons directs dans les collisions p-p	36
Conclusion générale	40
Annexes	42
A Diagrammes de Feynman de types vertex et boîtes	43
B Amplitudes LO + NLO	46

Introduction

Depuis l'existence de l'homme sur la terre, la compréhension de la matière est une problématique existentielle, l'idée que toute matière est composée de particules élémentaires conduit John Dalton en 1808 à conclure que chaque élément de la nature était composé d'un seul et unique type de particule, donc la première formulation de l'atome apparut : la matière était alors considérée comme constituée d'éléments invisibles (l'atome), à cause de leur extrême petitesse, mais les physiciens découvrirent peu tard que les atomes ne sont pas, en fait, les particules fondamentales de la nature. En 1897 Thompson découvre le premier composant de l'atome (l'électron), et avec les découvertes successives du noyau (Rutherford, 1911), des protons (Rutherford, 1919) et neutrons (Chadwick 1, 1932).

La physique moderne a établi que les protons et les neutrons ne sont plus élémentaires, avec la découverte d'existence des quarks (1964 postulée par Gell-Mann et Zweig), dont la preuve expérimentale sera faite en 1975 lors d'expériences de collisions électron-proton. Ils sont constitués principalement de partons (quarks et de gluons), qui sont les éléments de base de la théorie de la chromodynamique quantique (QCD)

Le modèle standard de la physique des particules est la théorie de référence qui décrit les constituants élémentaires de la matière (les fermions) et les interactions fondamentales (électromagnétique, faible et forte), Ces interactions sont véhiculées par les bosons : Le photon est le boson de l'interaction électromagnétique, les bosons intermédiaires W^+ , W^- et Z^0 sont les bosons de l'interaction faible et les gluons sont les bosons de l'interaction forte au niveau des quarks (la chromodynamique quantique ou QCD).

Les propriétés de symétries¹ jouent un rôle fondamental, ainsi que la brisure spontanée de la symétrie à travers le mécanisme de Higgs à l'origine de la différenciation des masses de toutes les particules élémentaires du modèle standard. Glashow, Salam et Weinberg ont formulés dans les années 60 une théorie de Yang-Mills renormalisable qui unifie l'électromagnétisme avec la force faible qui est responsable de la désintégration bêta (électrofaible). La force forte est décrite par le groupe de symétrie SU (3) de couleur.

Le modèle standard a passé avec succès tous les tests expérimentaux auxquels il a été soumis. Il a permis d'anticiper de très nombreuses découvertes expérimentales décisives [1] :

1. propriété caractéristique d'une interaction fondamentale qui traduit son invariance par rapport à un ensemble de transformations

- découverte des réactions d'interaction faible à courants neutres en 1973.
- observation de quark charmé en 1975.
- gluon en 1979 .
- bosons intermédiaires de l'interaction faible W^+ , W^- et Z^0 en 1983.
- quark top en 1995.
- le boson de higgs 2012.

Toutes les prédictions du modèle standard ont été confirmées par l'expérience.

La physique des particules cherche à comprendre la structure fondamentale de la nature, en particulier aux hautes énergies. Le principal outil pour tester ces échelles sont les expériences de diffusion de sorte que la dite frontière des hautes énergies est actuellement représentée par le grand collisionneur de hadrons (Large Hadron Collider LHC)² au CERN³, à Genève. L'un des objectifs du LHC est de caractériser la théorie de l'interaction forte (QCD), dans les collisions p-p est de tester les calculs de la Chromo-dynamique Quantique perturbative (pQCD) aux deux premiers ordres (Leading-Order, LO) et (Next-to-Leading-Order, NLO) et d'affiner la connaissance de la structure des hadrons (fonctions de distribution partonique PDF). Ça peut se faire seulement avec une sonde photonique lors des collisions p-p, à cause de la nature électromagnétique des photons, qui ne sont pas sensibles à l'interaction forte et gardent intacte toute information provenant de la collision p-p. Le choix des photons directs qui ne proviennent pas de décroissances électromagnétiques des hadrons revient à sa sensibilité aux PDF des gluons.

Avec la précision croissante des données expérimentales, on doit les comparer avec les précisions théoriques pour tirer des conclusions importantes de ces mesures précises.

Parmi les difficultés qu'on trouve dans le cadre théorique, c'est le calcul de la section efficace à l'ordre d'une boucle, car le nombre des diagrammes de Feynman est grand. Il est difficile de les évaluer tous à la main sans prendre le risque d'effectuer de nombreuses erreurs, et dans certains cas c'est tout simplement impossible. Seule l'élaboration d'un code informatique gérant toutes ces difficultés peut nous permettre d'effectuer des calculs de précision complets. FeynArts, FormCalc et LoopTools sont des paquets qui fonctionnent sous Mathematica pour la génération et le calcul des diagrammes de Feynman.

- FeynArts est conçu pour la génération et la visualisation des diagrammes et des amplitudes de Feynman.
 - FormCalc lit les diagrammes générés avec FeynArts et renvoie les résultats d'une manière bien adaptée pour une évaluation numérique plus approfondie.
 - LoopTools est conçu pour l'évaluation des intégrales scalaires et tensorielles d'une boucle
- Ces codes peuvent travailler avec les processus 1-boucle avec un maximum de six particules externes (avec ou sans masse). Dans la partie électrofaible du modèle standard, les résultats

2. LHC : est le plus puissant accélérateur de particules. Il permet de produire des collisions entre deux faisceaux de protons à 7 TeV

3. CERN : Centre Européen de la recherche nucléaire

peuvent être obtenus en quelques minutes[2].

Le travail effectué dans de ce mémoire concerne les calculs des amplitudes de production de photons dans les collisions proton-proton dans le cadre du Modèle Standard.

Le premier chapitre de ce mémoire présente une courte revue du modèle standard de la physique des particules, qui est le modèle théorique le plus actuel décrivant les composants élémentaires de la matière, ce chapitre est composée de deux parties :

- La première partie est le modèle standard électrofaible dans lequel les notions de symétries de Jauges locales, de brisure de symétrie et du mécanisme de Higgs sont utilisées pour construire le lagrangien total du modèle standard

- La deuxième partie a pour but de présenter la chromodynamique quantique, le modèle des partons ainsi que le calcul de la section efficace à l'échelle partonique dans le cadre de la QCD perturbative.

Le deuxième chapitre est consacré au formalisme de production de photons directs, les différentes sources de photons lors d'une collision p-p sont détaillées. Nous expliquons pourquoi la mesure inclusive de ces photons lors des collisions proton proton au LHC.

Dans le troisième et le dernier chapitres nous verrons les différentes étapes de calculs des amplitudes avec FeynArts, FormCalc et LoopTools. Nous donnerons les calculs et discutons les résultats.

À la fin une conclusion sera donnée.

Chapitre 1

Le Modèle Standard

1.1 Le Modèle Standard de l'interaction électrofaible

1.1.1 Les symétries de jauge

Ce sont des transformations qui laissent invariantes les équations de mouvement sous l'action d'un groupe de symétrie appelé groupe de jauge. Ces symétries jouent un rôle essentiel dans le modèle standard

Symétries globales et locales

Lorsque les paramètres de transformations ne dépendent pas des coordonnées, la transformation de jauge est dite globale.

Pour une transformation infinitésimale :

$$\delta\varphi(x)_{ij} = R_{ij}^k \chi_k \varphi(x) \quad (1.1)$$

R_{ij}^k : les générateurs de la transformation

χ_k : fonction arbitraire

$$\begin{aligned} \delta L &= \frac{\partial L}{\partial\varphi(x)_{ij}} \delta\varphi(x)_{ij} + \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu\varphi(x)_{ij})} \delta(\partial_\mu\varphi(x)_{ij}) \\ &= \frac{\partial L}{\partial\varphi(x)_{ij}} (R_{ij}^k \chi_k \varphi(x)_{ij}) + \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu\varphi(x)_{ij})} (R_{ij}^k \chi_k \partial_\mu\varphi(x)_{ij}) \\ &= R_{ij}^k \chi_k \left(\frac{\partial L}{\partial\varphi(x)_{ij}} \varphi(x)_{ij} + \frac{\delta L}{\delta(\partial_\mu\varphi(x))} (\partial_\mu\varphi(x)_{ij}) \right) \end{aligned} \quad (1.2)$$

χ_k est arbitraire donc $\delta L = 0$, le lagrangien est invariant sous une transformation globale

Si les paramètres de la transformation dépendent de la position, la symétrie de jauge est locale c'est-à-dire on effectue des transformations différentes en chaque point de l'espace.

$$\delta\varphi(x)_{ij} = R_{ij}^k \chi_k(x) \varphi(x) \quad (1.3)$$

$$\delta(\partial_\mu\varphi(x))_{ij} = R_{ij}^k \partial_\mu\chi_k(x) \varphi(x) + R_{ij}^k \chi_k(x) \partial_\mu\varphi(x) \quad (1.4)$$

On remarque que $\partial_\mu\varphi(x)$ ne se transforme pas d'une façon covariante où de la même façon que $\varphi(x)$.

En remplaçant (1.3) et (1.4) dans l'expression du lagrangien, on trouve :

$$\delta L = \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu\varphi(x))_{ij}} R_{ij}^k \partial_\mu\chi_k(x) \varphi(x) \quad (1.5)$$

Le lagrangien n'est pas invariant sous la transformation locale, pour qu'il le devienne invariant, on va introduire un champs de jauge de tel sorte que :

$$\delta A^l = T_{ik}^l A^i \chi^k(x) + P_{k\mu}^l \partial^\mu \chi^k(x), \quad (1.6)$$

pour supprimer le terme de δL . Le lagrangien devient $L(\varphi(x), \partial_\mu\varphi(x), A_\mu)$

Le champs de jauge A_μ va apparaitre dans la dérivée covariante, définie comme suit :

$$D_\mu\varphi = \partial_\mu\varphi(x) - R\varphi(x)A_\mu \quad (1.7)$$

Cette dérivée covariante est composé de deux termes le premier terme c'est la dérivée ordinaire de champ et le deuxième terme qui représente l'interaction des champs de jauge avec le champs de la matieres.

Alors :

$$\begin{aligned} \delta D_\mu\varphi &= \delta(\partial_\mu\varphi(X) - R\varphi(x)A_\mu(X)) \\ &= \delta(\partial_\mu\varphi(x)) - R\delta\varphi(x)A_\mu(x) - R\varphi(x)\delta A_\mu(x) \\ &= R\chi(x)D_\mu\varphi(x) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Maintenant $D_\mu\varphi$ se transforme d'une façons covariante ou de la même manière que $\varphi(x)$.

Le nouveau lagrangien est :

$$L(\varphi(x), \partial_\mu\varphi(x)) \rightarrow \dot{L}(\varphi(x), D\varphi(x), A_\mu) \quad (1.9)$$

avec :

$$\dot{L} = L + L_{int} + L_g \quad (1.10)$$

Où L , L_{int} et L_g sont respectivement le lagrangien original, le lagrangien de l'interaction entre le champ de la matière et le champ de jauge et le lagrangien de jauge.

$$L_g = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (1.11)$$

où $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$

Symétrie de jauge abélienne U(1)

C'est la symétrie qui décrit l'interaction électromagnétique entre les fermions chargés électriquement[3].

On considère le lagrangien :

$$L = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x). \quad (1.12)$$

On applique la transformation de phase $U(1)$:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = \exp(-i\chi(x))\psi(x) \quad (1.13)$$

Le lagrangien devient alors :

$$\begin{aligned} \hat{L} &= \bar{\psi}'(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi' \\ &= \bar{\psi}e^{i\chi(x)}[i\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x)e^{-i\chi(x)}] - m\bar{\psi}\psi \\ &= \bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) - m\bar{\psi}\psi - i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\chi(x)\psi \\ &= \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) - i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\chi(x)\psi \end{aligned} \quad (1.14)$$

Le nouveau lagrangien contient un terme supplémentaire. Pour que le lagrangien devienne invariant, on construit une dérivée covariante D_μ au lieu ∂_μ , telle que :

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu. \quad (1.15)$$

Le champ de jauge A_μ se transforme, sous le groupe $U(1)$, comme suit :

$$A_\mu \rightarrow \hat{A}_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\chi(x) \quad (1.16)$$

Les générateurs de groupe $U(1)$ obeissent à la relation :

$$[A_\mu, A_\nu] = 0. \quad (1.17)$$

On aura aussi :

$$\begin{aligned} D_\mu\psi \rightarrow \hat{D}\psi &= (\partial_\mu + ie\hat{A}_\mu)\psi' \\ &= (\partial_\mu + ieA_\mu + i\partial_\mu\chi(x))e^{-i\chi(x)}\psi \\ &= e^{-i\chi(x)}\psi(\partial_\mu + ieA_\mu)\psi \\ &= e^{-i\chi(x)}D_\mu\psi \end{aligned} \quad (1.18)$$

Maintenant $D_\mu\psi$ possède la même loi de transformation que $\psi(x)$, A_μ : est le champ de jauge avec :

$$[D_\mu, D_\nu] = ieF_{\mu\nu}. \quad (1.19)$$

Le lagrangien du champ de jauge est :

$$L_g = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.20)$$

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

Le lagrangien de l'interaction des champs de jauge avec le champ spinoriel sera :

$$L_{int} = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu. \quad (1.21)$$

Finalement on trouve le lagrangien total de l'électrodynamique qui est invariant sous la transformation du groupe $U(1)$:

$$L = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (1.22)$$

Symétrie de jauge non abélienne $SU(2)$

Soit le lagrangien ci-dessus :

$$L = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi. \quad (1.23)$$

On lui applique les transformations du groupe $SU(2)$, dont les générateurs sont proportionnels aux trois matrices de pauli¹, telles que :

$$[\sigma^i, \sigma^j] = i\varepsilon^{ijk}\sigma_k. \quad (1.24)$$

Les éléments de groupe $SU(2)$ peuvent s'écrire comme suit :

$$U(x) = e^{ia_j(x)T^j} = e^{\frac{i}{2}a_j(x)\sigma^j}. \quad (1.25)$$

Le champs se transforme tel que :

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = U(x)\psi(x) \quad (1.26)$$

et

$$\psi(x) = U^{-1}(x)\psi'(x) \quad (1.27)$$

et sa dérivée :

$$\begin{aligned} \partial_\mu\psi(x) &= \partial_\mu(U^{-1}(x)\psi'(x)) \\ &= \partial_\mu U^{-1}(x)\psi'(x) + U^{-1}(x)\partial_\mu\psi'(x) \end{aligned} \quad (1.28)$$

1. Les matrice de pauli :

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

on a :

$$\partial_\mu U^{-1}(x) = \frac{-i}{2} \sigma^j \partial_\mu a_j(x) U^{-1}(x), \quad (1.29)$$

donc :

$$\partial_\mu \psi(x) = U^{-1}(x) (\partial_\mu - \frac{i}{2} \sigma^j \partial_\mu a_j(x)) \psi(x). \quad (1.30)$$

Il est clair que le lagrangien n'est pas invariant sous la transformation (1.26). Par analogie avec l'électrodynamique quantique on considère la dérivée covariante suivante :

$$\begin{aligned} D_\mu \psi(x) &= (\partial_\mu - i \frac{g}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu) \psi(x) \\ &= (\partial_\mu - i \frac{g}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu) U^{-1}(x) \psi(x) \\ &= U^{-1}(x) U(x) (\partial_\mu - i g \frac{g}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu) U^{-1}(x) \psi(x) \\ &= U^{-1}(x) (\partial_\mu - \frac{i}{2} \vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu(x)) \psi(x) \end{aligned} \quad (1.31)$$

On trouve² :

$$D_\mu \psi(x) = U^{-1}(x) D_\mu \psi(x) \quad (1.32)$$

avec

$$W_\mu^i(x) = W_\mu^i(x) + \frac{1}{g} \partial_\mu a(x)^i - \varepsilon^{ijk} a(x)_j W_\mu^k. \quad (1.33)$$

Cela signifie que la substitution de la dérivée $(\partial_\mu \psi)$ dans le lagrangien libre par la dérivée covariante conduit à un lagrangien, qui est invariant par rapport à la transformation de jauge sous SU(2). Pour construire le lagrangien des champs de jauge A_μ on définit l'intensité de champ de jauge comme :

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \varepsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k. \quad (1.34)$$

A l'aide de (1.33) il est facile de vérifier que :

$$W_{\mu\nu}^i = W_{\mu\nu}^i - \varepsilon^{ijk} a(x)_j \times W_{\mu\nu}^k. \quad (1.35)$$

Par analogie avec l'électrodynamique quantique, nous prenons le lagrangien de champ de jauge comme suit :

$$L_g = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} \quad (1.36)$$

Le lagrangien total est :

$$L_{tot} = i \bar{\psi} \gamma^\mu D_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} \quad (1.37)$$

Par conséquent, le terme d'interaction des fermions avec le champ de jauge est donné par :

$$L_{int} = i \frac{g}{2} \sigma_i \bar{\psi} \gamma^\mu \psi W_\mu^i \quad (1.38)$$

2. Pour arriver à ces derniers résultats on a utilisé : $[\frac{\sigma^i}{2}, \frac{\sigma^j}{2}] = i \varepsilon^{ijk} \sigma^k$ et $U(x) = 1 + \frac{i}{2} \sigma^j a_j(x)$

1.1.2 Brisure spontanée de la symétrie

Dans les sections précédentes on a étudié les différentes symétries de jauge (locale et globale), maintenant on va briser spontanément la symétrie et on va étudier ses conséquences sur la physique. On considère le lagrangien qui décrit une particule scalaire[4] :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - V(\varphi), \quad (1.39)$$

où le potentiel s'écrit comme :

$$V(\varphi) = \frac{1}{2} \mu^2 \varphi^2 + \frac{\lambda}{4} \varphi^4 \quad (1.40)$$

Le lagrangien original est invariant sous la transformation discrète $\varphi \rightarrow -\varphi$

μ^2 : est un paramètre qui peut être positif ou négatif :

$\mu^2 > 0$: le lagrangien décrit une particule libre de masse μ , le vide correspond à $\varphi = 0$

$\mu^2 < 0$: l'état fondamental s'obtient en minimisant le potentiel $V(\varphi)$

$$\frac{\partial V(\varphi)}{\partial \varphi} = 0$$

Le potentiel a deux états du vides :

$$\begin{cases} \varphi = 0 \\ \varphi_{min} = a = \pm \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \end{cases} \quad (1.41)$$

Une fois on a choisi un état de vide pour $\mu^2 < 0$, on a brisé spontanément la symétrie .

On prend $a = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$ comme un état de vide et on développe le champs autour de ce nouveau minimum, tel que :

$$\varphi(x) = a + \eta(x), \quad (1.42)$$

ou $\eta(x)$ représente les fluctuations quantiques autour de ce minimum. En substituant (1.42) dans (1.39), on obtient :

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu (a + \eta) \partial^\mu (a + \eta) - \frac{1}{2} \mu^2 (a + \eta)^2 - \frac{\lambda}{4} (a + \eta)^4 \quad (1.43)$$

On utilisant $\mu^2 = -\lambda a^2$ et en négligeant le dernier terme qui est constant et qui n'a pas d'influence sur la physique du système, le lagrangien devient :

$$\dot{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + \frac{1}{2} (2\lambda a^2 \eta^2) - \lambda a \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda \eta^4. \quad (1.44)$$

Le lagrangien qui résulte décrit un champs scalaire de masse $\mu_\eta = -2\mu^2$ positive et avec la self-interaction à trois et quatre points, par les termes η^3 et η^4 . Le lagrangien a perdu sa symétrie à cause du terme η^3 .

Symétrie globale

Symétrie U (1) :

On va appliquer la procédure de la brisure spontanée de la symétrie sur le champs scalaire complexe dont le lagrangienne est donné par :

$$L = \partial_\mu \varphi^* \partial^\mu \varphi - V(\varphi) \quad (1.45)$$

avec :

$$V(\varphi, \varphi^*) = \mu^2 \varphi^* \varphi + \lambda (\varphi^* \varphi)^2 \quad (1.46)$$

Le lagrangien est invariant sous les transformations $U(1)$ globale, $\varphi \rightarrow \exp(i\chi)\varphi$, les champs φ et son complexe conjugué φ^* , s'écrivent comme suit :

$$\begin{cases} \varphi &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi_1 + i\varphi_2) \\ \varphi^* &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi_1 - i\varphi_2) \end{cases} \quad (1.47)$$

φ_1 et φ_2 étant deux champs réels. Le lagrangien en terme de φ_1 et φ_2 s'écrit tel que :

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi_1)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi_2)^2 - \frac{1}{2}\mu^2(\varphi_1^2 + \varphi_2^2) - \frac{\lambda}{4}(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)^2 \quad (1.48)$$

Lorsque $\mu^2 > 0$, le lagrangien décrit deux particules scalaires massives dont l'état du vide est :

$$\varphi^* = \varphi = 0 \quad (1.49)$$

Maintenant si on considère $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$, l'état du vide est donnée par :

$$(\varphi^* \varphi) = |\varphi_0|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (1.50)$$

soit : $|\varphi_0| = a = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}}$.

En introduisant deux champs réels et en développant le champ autour de a , on aura :

$$\begin{cases} \eta(x) &= \varphi_1 - a \\ \rho(x) &= \varphi_2 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \varphi(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta(x) + a + i\rho(x)) \\ \varphi^*(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta(x) + a - i\rho(x)) \end{cases} \quad (1.51)$$

Le lagrangien (1.45) devient :

$$\begin{aligned} L &= \frac{1}{2}\partial_\mu(\eta + a - i\rho)\partial^\mu(\eta + a + i\rho) - \frac{1}{2}\mu^2(\eta + a - i\rho)(\eta + a + i\rho) - \frac{\lambda}{4}[(\eta + a - i\rho)(\eta + a + i\rho)]^2 \\ &= \frac{1}{2}\partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + \frac{1}{2}\partial_\mu \rho \partial^\mu \rho - \frac{1}{2}(-2\mu^2)\eta^2 - \frac{\lambda}{4}[(\eta^2 + \rho^2)^2 + 4\eta a(\eta^2 + \rho^2)] \end{aligned} \quad (1.52)$$

On a commencé avec deux champs massifs après la brisure spontanée de la symétrie le lagrangien contient un champs massif η tel que : $\mu_\eta^2 = -2\mu^2$ et un autre champs scalaire ρ sans masse dit "boson de goldstone".

Symétrie SU (2) :

Considérons le lagrangien d'un champs scalaire à deux composantes complexes $\begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \end{pmatrix}$:

$$L = (\partial_\mu \varphi^+) (\partial^\mu \varphi) - \mu^2 \varphi^+ \varphi - \lambda (\varphi^+ \varphi)^2 \quad (1.53)$$

Le champs est défini comme suit :

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (1.54)$$

ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 et ϕ_4 sont quatre champs réels. Le lagrangien décrit alors quatre degrés de liberté réels, il est invariant sous les transformations $SU(2)$, tel que :

$$\varphi \rightarrow U\varphi \quad (1.55)$$

pour $\mu^2 < 0$ l'état de vide : $\varphi^+ \varphi = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{a^2}{2}$

Les valeurs de ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 et ϕ_4 peuvent varier sur la surface d'une sphère a 3D de rayon a , on choisit notre état de vide $|\varphi_0\rangle$ de tel sort que $|\varphi_0\rangle = \phi_3 \vec{e}_3$:

$$\varphi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{a}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.56)$$

On effectue un développement perturbatif autour de cette valeur, tel que :

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \eta_1 + i\eta_2 \\ \eta_3 + a + i\eta_4 \end{pmatrix} \Rightarrow \varphi^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (\eta_1 - i\eta_2 \quad \eta_3 + a - i\eta_4) \quad (1.57)$$

On met les expression de (1.57) dans le lagrangien (1.53) on trouve :

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta_1)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta_2)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta_3)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta_4)^2 - \frac{1}{2}(-2\mu^2)\eta_3^2 \quad (1.58)$$

+ termes d'interactions

Seulement le champ η_3 qui a une masse, les trois autres champs η_1, η_2 et η_4 sont les bosons de Goldstones.

1.1.3 Mécanisme de Higgs et acquisition des masses des particules, leptons et hadrons

On constate que avec la brisure spontanée de la symétrie, il y a toujours l'apparition des bosons de goldstons (les champs sans masse), On remarque aussi qu'il y a pas de conservation de degrés de liberté, ce qui implique que les idées de la BSS sont inutiles dans la construction des theories physiques réalistes en physique des particules élémentaires[3].

L'étape suivante est de faire briser spontanément la symétrie de jauge locale U(1), et d'étudier ce qui se passe. Considérons le lagrangien suivant :

$$L = (D_\mu \varphi)^*(D_\mu \varphi) - V(\varphi^* \varphi) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.59)$$

avec

$$V(\varphi^* \varphi) = \mu^2 \varphi^* \varphi + \lambda (\varphi^* \varphi)^2, \quad (1.60)$$

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu, \quad (1.61)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad (1.62)$$

A_μ : est le champ vectoriel sans masse.

Le lagrangien est invariant sous la transformation de jauge locale suivante :

$$\varphi(x) \rightarrow \dot{\varphi}(x) = e^{ie\chi(x)} \varphi(x) \quad (1.63)$$

Si $\mu > 0$ la théorie sera tout simplement QED avec un photon de masse nulle pour une particule scalaire chargée φ de masse μ , et avec la self-energie $(\varphi)^4$. L'état d'énergie minimale sera $\varphi = 0$. Mais lorsque la symétrie de jauge U(1) est brisée spontanément et ($\mu^2 < 0$), en substituant (1.51) dans le lagrangien (1.59) on obtient :

$$\begin{aligned} \dot{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \eta)^2 - a^2 \lambda \eta^2 + \frac{1}{2} (\partial_\mu \rho)^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} e^2 a^2 A_\mu A^\mu + ea A_\mu \partial^\mu \rho \\ + \text{des termes d'interactions} \end{aligned} \quad (1.64)$$

Le lagrangien décrit maintenant une théorie avec un photon de masse $\mu_A = ea$, un boson de Higgs massif η tel que $\mu_\eta = \sqrt{2\lambda a}$, et un Goldstone ρ sans masse.

Pour éliminer le boson de Goldstone, (1.51) peut être réécrite comme :

$$\varphi \simeq \frac{1}{\sqrt{2}} (a + \eta) e^{i\frac{\rho}{a}} \quad (1.65)$$

La transformation de jauge qui élimine ρ est : $\chi = -\frac{\rho}{ae}$ appelée la jauge unitaire pour éliminer tous les termes de ρ :

$$\dot{\varphi} = e^{-i\frac{\rho}{a}} \varphi = e^{-i\frac{\rho}{a}} \frac{1}{\sqrt{2}} (a + \eta) e^{i\frac{\rho}{a}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (a + h) \quad (1.66)$$

On remplace (1.66) dans le lagrangien on trouve :

$$\dot{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu h)^2 - \lambda a^2 h^2 + \frac{1}{2} e^2 a^2 A_\mu A^\mu - \lambda a h^3 - \frac{1}{4} \lambda h^4 + \frac{1}{2} e^2 A_\mu^2 h^2 + ae^2 A_\mu^2 h - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.67)$$

Ce lagrangien contient :

- Un champ scalaire massif, qui est le boson de Higgs de masse : $\mu_h^2 = \sqrt{2\lambda a^2}$

- Un champ de jauge massif de masse : $\mu_\gamma = -ea$
- Des termes qui décrivent l'interaction du champ de Higgs avec le champ de jauge a trois et à quatre points.

Le boson de Goldstone a disparu de la théorie. Le nombre de degrés de liberté de la théorie n'a pas changé : au départ on avait deux champs scalaires réels et les deux composantes d'un boson de jauge sans masse. Après la transformation de jauge on a un seul champ scalaire réel et les trois composantes d'un boson de jauge avec la masse.

1.1.4 Le lagrangien du modèle standard électrofaible

Dans ce paragraphe nous allons utilisé le secteur de higgs pour la brisure spontanée de la symétrie électrofaible, pour donnée des masses aux trois bosons de jauge W^\pm et Z et garder le photon A_μ sans masse.

Le modèle standard électrofaible est basé sur le groupe $SU(2) \otimes U(1)$ car il nous faut trois générateurs brisés pour donner des masses aux bosons de jauge W_i^μ , Le groupe $SU_w(2) \otimes U_y(1)$ a quatre générateurs, donc le vide doit laisser un générateur non brisé qu'on fera correspondre au groupe $U_{em}(1) \subset SU_w(2) \otimes U_y(1)$ et qui nous donnera un boson de jauge sans masse(photon)[5] Le modèle standard électrofaible est décrit par le lagrangien suivant :

$$L = L_b + \sum_{famille} L_f + L_{fm} \quad (1.68)$$

avec :

$$L_b = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + (D_\mu \varphi)^*(D^\mu \varphi) - \mu^2 \varphi^* \varphi - \lambda(\varphi^* \varphi)^2 \quad (1.69)$$

$$L_f = \sum_i i \bar{L}_i \gamma^\mu D_\mu L_i + \sum_i i \bar{E}_i \gamma^\mu D_\mu E_i \quad (1.70)$$

$$L_{fm} = \sum_{ij} [f_{ij} \bar{L}_i E_j \varphi + hc] \quad (1.71)$$

Le premier terme d'écrit le secteur bosonique comprenant un scalaire neutre φ_0 et un scalaire chargé φ^+ , et un photon sans masse A_μ , et trois bosons massifs deux d'entre eux chargé (W^\pm) et un neutre (Z^0). Le dexieme terme décrit la dynamique du secteur fermionique qui se compose de trois familles de quarks et de leptons(1.72), troisième terme décrit l'interaction des spineurs entre eux et avec les champs scalaires (termes de Yukawa)[6] :

$$\psi = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \\ u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \\ c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \\ t \\ b \end{pmatrix} \quad (1.72)$$

Les champs de la matière c'est-à-dire les trois générateurs de quarks et de leptons ψ , dans la representation de chiralité peut se décomposer en deux composantes, droite ψ_R et gauche ψ_L :

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$$

Tels que :

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi, \quad (1.73)$$

$$\psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi. \quad (1.74)$$

Les forces des interactions décrites par les constantes de couplage g et \hat{g} , les interactions de jauge résultent de la dérivée covariante suivante[7] :

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{i}{2}g\sigma_k A_\mu^k - \frac{i}{2}\hat{g}Y B_\mu \quad (1.75)$$

σ_k :sont les générateurs du groupe de symétrie SU(2) donnés par les matrices de Pauli.

Y : L'hypercharge, elle est définie à partir de la charge électrique Q et de l'isospine I_3 à travers la relation de Gell-Mann Nishijima :

$$Y = 2(Q - T_3) \quad (1.76)$$

L'hypercharge dépend du champ sur lequel agit la dérivée covariante

L'isospin et l'hypercharge des leptons et des quarks sont données dans le tableaux 1.1 :

Lepton	T	T^3	Q	Y	Quark	T	T^3	Q	Y
ν_e	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{2}$	u_L	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{6}$
e_L^-	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	$-\frac{1}{2}$	d_L	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{6}$
					u_R	0	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$
e_R^-	0	0	-1	-1	d_R	0	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$

Tableau 1.1 : Isospin faible et L'hypercharge.

Le secteur bosonique :

Pour briser la symétrie $SU_w(2) \otimes U_y(1)$ on va ajouter un doublet isospin :

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.77)$$

Nous avons vu que le choix du vide qui rompt une symétrie va générer une masse pour le boson de jauge correspondant, le vide qu'on a choisi est tel que : $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$ et $\phi_3 = a$:

$$\varphi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ a + h \end{pmatrix} \quad (1.78)$$

La dérivée covariante s'écrit alors sous la form suivante :³ :

$$\begin{aligned}
 (D_\mu \varphi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\partial_\mu + i\frac{g}{2}\sigma_i A_\mu^i + i\frac{\acute{g}}{2}B_\mu) \begin{pmatrix} 0 \\ a + h(x) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} 0 \\ \partial_\mu h(x) \end{pmatrix} + \frac{i}{\sqrt{8}} [g(\sigma_1 A_\mu^1 + \sigma_2 A_\mu^2 + \sigma_3 A_\mu^3) + \acute{g}B_\mu] \begin{pmatrix} 0 \\ a + h(x) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} 0 \\ \partial_\mu h(x) \end{pmatrix} + \frac{i}{\sqrt{8}} [g \left(\begin{pmatrix} 0 & A_{\mu\nu}^1 \\ A_\mu^1 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -iA_\mu^2 \\ iA_\mu^2 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} A_\mu^3 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \acute{g} \begin{pmatrix} B_\mu & 0 \\ 0 & B_\mu \end{pmatrix} \right) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \partial_\mu h(x) \end{pmatrix} + \frac{i}{\sqrt{8}} \begin{pmatrix} gA_\mu^3 + \acute{g}B_\mu & g(A_\mu^1 - iA_\mu^2) \\ g(A_\mu^1 + iA_\mu^2) & -gA_\mu^3 + \acute{g}B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ h(x) + a \end{pmatrix} \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{i}{\sqrt{2}}(A_\mu^1 - iA_\mu^2)(h + a) \\ \partial_\mu h(x) + \frac{i}{2}(-gA_\mu^3 + \acute{g}B_\mu)(h + a) \end{pmatrix} \tag{1.79}
 \end{aligned}$$

et

$$(D_\mu \varphi)^* = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(-\frac{i}{2}(A_\mu^1 + iA_\mu^2)(h + a) \quad \partial_\mu h(x) - \frac{i}{2}(-gA_\mu^3 + \acute{g}B_\mu)(h + a) \right) \tag{1.80}$$

La partie cinétique du lagrangien donne :

$$\begin{aligned}
 (D_\mu \varphi)^*(D^\mu \varphi) &= \frac{1}{2} \left[\frac{1}{4} g^2 (A_\mu^1 + iA_\mu^2)(A_\mu^1 - iA_\mu^2)(h + a)^2 + \partial_\mu h \partial^\mu h \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{4} (-g^2 A_\mu^3 + \acute{g}B_\mu)^2 (h + a)^2 \right] \tag{1.81}
 \end{aligned}$$

On définit le photon A_μ et les trois bosons massifs Z_μ^0, W^\mp tels que :

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 \pm iA_\mu^2), \tag{1.82}$$

$$Z_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + \acute{g}^2}} (gA_\mu^3 - \acute{g}B_\mu), \tag{1.83}$$

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2 + \acute{g}^2}} (\acute{g}A_\mu^3 + gB_\mu). \tag{1.84}$$

Par substitution de (1.82) , (1.83) et (1.84) dans (1.81), puis en remplaçant cette nouvelle expression de la dérivée covariante dans lagrangien, on trouve finalement le lagrangien bosonique :

$$\begin{aligned}
 L_B &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \frac{g^2 a^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{a^2}{8} (g^2 + \acute{g}^2) Z_\mu Z^\mu \\
 &= \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h + \mu_w^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} \mu_Z^2 Z_\mu Z^\mu - \lambda a^2 h^2 - \frac{\lambda}{4} h^4 \tag{1.85}
 \end{aligned}$$

avec : $\mu_z^2 = \frac{a^2}{4}(g^2 + \acute{g}^2)$, $\mu_h^2 = -a\sqrt{2\lambda}$ et $\mu_w^2 = \frac{g^2 a^2}{4}$

3. Ici l'hypercharge du doublet complexe φ est $Y = +1$

Le secteur fermionique :

Comme pour les bosons de jauge, le mécanisme de higgs peut également donné des masses aux fermions. Les fermions se classent en deux grandes familles, les leptons et les quarks.

Le lagrangien fermionique décrit le secteur de leptons et de quarks, pour les premières familles par exemple les lagrangiens respectifs sont les suivants :

$$L_l = i(\nu_e \ e)_L (\gamma^\mu D_\mu) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L + i\bar{e}_R (\gamma^\mu D_\mu) e_R - Y_e \left[(\bar{\nu}_e \ \bar{e})_L \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi_0 \end{pmatrix} e_R + \bar{e}_R (\varphi^- \ \varphi^{0-}) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \right] \quad (1.86)$$

$$L_q = i(\bar{u} \ \bar{d})_L (\gamma^\mu D_\mu) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L + i\bar{u}_R (\gamma^\mu D_\mu) u_R + i\bar{d}_R (\gamma^\mu D_\mu) d_R - Y_d \left[(\bar{u} \ \bar{d})_L \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi_0 \end{pmatrix} d_R + \bar{d}_R (\varphi^- \ \varphi^{0-}) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \right] - Y_u \left[(\bar{u} \ \bar{d})_L \begin{pmatrix} -\varphi^{0-} \\ \varphi^- \end{pmatrix} u_R + \bar{u}_R (-\varphi^0 \ \varphi^+) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \right] \quad (1.87)$$

avec :

φ^- et φ^{0-} : sont les conjugués complexes de φ^+ et φ^0 respectivement.

Y_e, Y_d et Y_u : constantes de couplage de Yukawa de l'électron et des quarks d et u respectivement.

Les masses des fermions résultant des interactions de Yukawa qui couplent les fermions droitiers avec leurs doublets gauches. Les termes cinétiques sont invariants, et seuls les termes du type Yukawa sont intéressants, on comence par les leptons, on considérant à titre d'exemple le cas de l'électron :

$$L_e^{Yukawa} = Y_e \left[(\bar{\nu}_e \ \bar{e})_L \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi_0 \end{pmatrix} e_R + \bar{e}_R (\varphi^- \ \varphi^{0-}) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \right] \quad (1.88)$$

Après la brisure spontanée de la symétrie locale, en remplace (1.78) dans (1.88) on obtient :

$$L_e^{Yukawa} = -\frac{Y_e}{\sqrt{2}} a (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - \frac{Y_e}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) h(x)$$

si on pose $\mu_e = \frac{Y_e}{\sqrt{2}} a$:

$$L_e^{Yukawa} = \mu_e \bar{e} e - \frac{\mu_e}{a} \bar{e} e h(x) \quad (1.89)$$

L'électron qui était sans masse a acquis une masse $\mu_e = \frac{Y_e}{\sqrt{2}} a$.

Les masses des quarks sont générées de la même manière, la seule particularité et que pour donner une masse au quark de charge $\frac{2}{3}$ ⁴, il faut construire le complexe conjugué du doublet de higgs tel que :

$$\varphi^\sim = -i\sigma_2 \varphi^* = \begin{pmatrix} -\varphi^{0-} \\ \varphi^- \end{pmatrix} \quad (1.90)$$

4. Les trois quarks u,c et t

$$\varphi^{\sim} = \frac{-1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} a+h \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.91)$$

$$\begin{aligned} L_q^{Yukawa} &= -Y_d (\bar{u} \ \bar{d})_L \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} d_R + Y_u (\bar{u} \ \bar{d})_L \begin{pmatrix} -\varphi^{0-} \\ \varphi^- \end{pmatrix} u_R + hc \\ &= -\mu_d \bar{d}d - \mu_u \bar{u}u - \frac{\mu_d}{a} \bar{d}dh - \frac{\mu_u}{a} \bar{u}uh \end{aligned}$$

Le boson de Higgs est en fait responsable des masses de toutes les particules du modèle standard, il se couple avec toutes les particules pour leur donner une masse, tout en préservant de la symétrie de jauge $SU(2) \times U(1)$ qui est à présent spontanément brisée. La symétrie électromagnétique U_{em} ainsi que la symétrie de couleur $SU(3)$ restent non brisées.

1.2 Chromodynamique quantique

L'interaction forte se formalise en théorie quantique des champs par la théorie de la chromodynamique quantique. C'est la théorie qui décrit l'interaction entre les quarks possédant une charge de couleur. Cette interaction est véhiculée par les gluons, et fait que les quarks s'assemblent pour constituer des hadrons. C'est une théorie de jauge non abélienne.

Comme pour l'électrodynamique quantique et l'interaction faible, elle se caractérise elle aussi par une symétrie de jauge locale, la symétrie n'est pas brisée, et les huit gluons sont de masse nulle. Il s'agit d'une symétrie $SU(3)_c$ qui agit dans l'espace abstrait des couleurs, les générateurs de ce groupe sont les huit matrices de Gell-Mann⁵ 3×3 qui obéissent aux relations[8] :

$$[T_a, T_b] = if_{abc} T_c \quad (1.92)$$

Il existe trois champs de couleur différents, associés à trois charges de couleurs (Rouge r , Vert v et Bleu b), complétées par trois anti-couleurs (\bar{r} , \bar{v} , \bar{b}) :

$$\psi_i = \begin{pmatrix} \psi_i^{rouge} \\ \psi_i^{vert} \\ \psi_i^{bleu} \end{pmatrix} \quad (1.93)$$

Le lagrangien de la QCD est donné par :

$$L_{QCD} = i\bar{\psi}_q \gamma^\mu D_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} \quad (1.94)$$

ψ_q : Les six champs de quarks

$D_\mu = \partial_\mu - ig_s T_a G_\mu^a$: est la dérivée covariante.

5. Les matrices de Gell-Mann : $\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$, $\lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$, $\lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
 $\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$, $\lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}$, $\lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}$, $\lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$

G_μ^a : Les gluons

$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c$: tenseur de densité de champs qui contient la cinématique et la dynamique des gluons .

f_{abc} : dénote les constantes de structure de l'algèbre de lie du groupe SU(3).

g_s : la constante de couplage fort.

Le premiers terme du lagrangien décrit le terme cinétique et l'interaction entre les gluons et les quarks, plus le terme de masse pour les quarks (deuxième terme), le troisième terme de lagrangien décrit l'interaction entre les gluons, donc les vertex de la QCD :

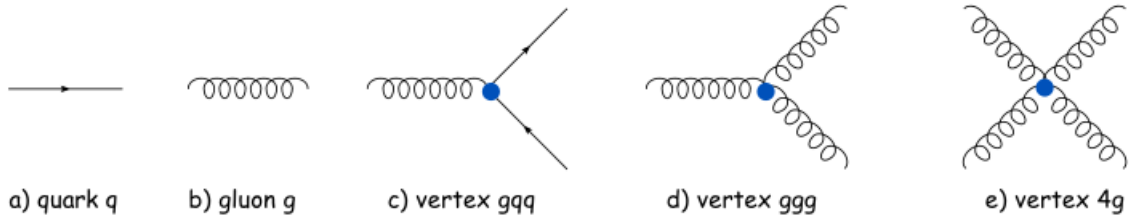


Figure 1.1 : Les propagateurs et les vertex de la QCD

À partir des symetries internes et locales (U(1), SU(2) et SU(3)) on peut maintenant donner la formule détaillé du lagrangien du modèle standard qui a toutes les informations sur les trois interactions fondamentales (électromagnétique, faible et forte)[9] :

$$\begin{aligned}
 L = & -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{8}tr(W_{\mu\nu}W^{\mu\nu}) - \frac{1}{2}tr(G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}) + \\
 & + (\bar{\nu}_e \quad \bar{e})_L (\gamma^\mu iD_\mu) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L + e_R(\gamma^\mu iD_\mu)e_R + \bar{\nu}_R(iD_\mu)\nu_R + hc \\
 & -\frac{\sqrt{2}}{a} \left[(\bar{\nu} \quad \bar{e})_L \varphi \mu_e e_R + \bar{e}_R \bar{\mu}_e \varphi \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \right] - \frac{\sqrt{2}}{a} \left[(-\bar{e} \quad \nu)_L \varphi^* \mu_\nu \nu_R + \bar{\nu}_R \bar{\mu}_\nu \varphi \begin{pmatrix} -e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \right] \\
 & + (\bar{u} \quad \bar{d}) (\gamma^\mu iD_\mu) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} + \bar{u}_R(\gamma^\mu iD_\mu)u_R + \bar{d}_R(\gamma^\mu iD_\mu)d_R + hc \\
 & \frac{\sqrt{2}}{a} \left[(\bar{u} \quad \bar{d}) \varphi \mu_d d_R + \bar{d}_R \bar{\mu}_d \varphi^- \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \right] - \frac{\sqrt{2}}{a} \left[(-d \quad u)_L \varphi^* \mu_u u_R + \bar{u}_R \bar{\mu}_u \varphi^- \begin{pmatrix} -d \\ u \end{pmatrix}_L \right] \\
 & + (D_\mu^- \varphi)(D^\mu \varphi) - \frac{\mu_h^2}{2a^2}(\bar{\varphi}\varphi - \frac{a^2}{2})^2
 \end{aligned}$$

La particularité de l'interaction forte s'explique par le fait que les gluons⁶ sont chargés de couleur, donc ils interagissent avec les quarks et peuvent se coupler entre eux, par conséquanse

6. Les gluons correspondent aux 8 générateurs du groupe de symétrie $SU(3)_c$

chaque hadron doit être blanc, on ne peut pas observer un état coloré dans la nature, les quarks et les gluons ne peuvent pas exister seule, il s'agit du principe du confinement[10].

L'interaction forte ne se comporte pas comme les deux interactions précédentes. Le fait que les gluons soient non massifs, par analogie avec la QED, la portée de l'interaction forte devrait être infinie, ce n'est pas le cas puisque la portée de l'interaction forte ne dépasse pas les dimensions d'un nucléon .

L'interaction forte devient plus en plus petit à courte distance et plus la distance entre les quarks est grande plus la force entre eux est importante, a très courte portée les quarks peuvent être considérés comme étant libres , on peut voir ça dans l'évolution de la constante de couplage qui est représentée dans la figure (1.2) en fonction de l'échelle d'énergie qui vérifie la relation suivante :

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(\frac{q^2}{\Lambda^2})}$$

Pour $q^2 \gg \Lambda^2$

N_f : est le nombre de saveur

Λ : est un paramètre d'échelle déterminé expérimentalement

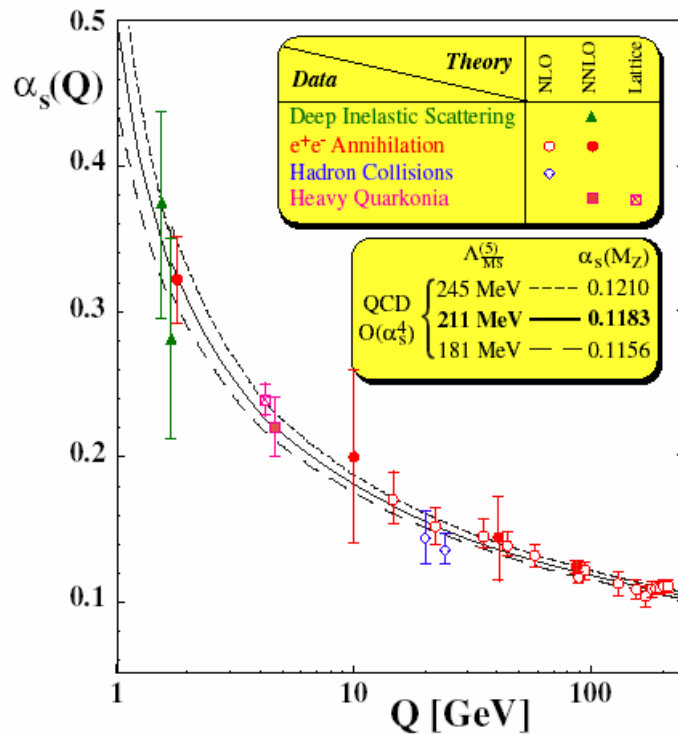


Figure 1.2 : Constante de couplage de l'interaction forte α_s en fonction de l'échelle d'énergie

La valeur de la constante de couplage forte a_s , et la prédiction de certains processus, peuvent être expérimentalement mesurés afin d'affirmer ou infirmer l'hypothèse de la liberté asymptotique. En effet, la valeur des observables est proportionnelle à la constante de couplage. Elle

se développe en série de puissances de a_s qui correspondent aux perturbations du vide polarisé de gluons et paires $q\bar{q}$ sur un processus donné. Les perturbations correspondent à différentes manières de réaliser un même processus. Elles sont représentés par les diagramme de Feynman. Le taux de production du processus correspond à la somme de tous les chemins empruntés, c'est à dire la somme des diagrammes de Feynman. Plus le diagramme fait intervenir des interactions virtuelles (c'est à dire qu'on sollicite le vide polarisé), plus sa contribution à la section efficace est faible. Ce développement perturbatif n'est pas propre à QCD et ne fonctionne qu'à haute énergie[11].

1.3 Le Modèle des Partons

Le modèle des partons a été proposé par Richard Feynman en 1969 pour décrire la structure des hadrons et modéliser les interactions avec les hadrons à haute énergie. Le point essentiel dans ce modèle est que le proton (hadron) doit contenir des objets ponctuels (les partons) , la nature de ces entités doit être déterminée expérimentalement. Les expériences démontrent que les partons sont les quarks et les gluons. Le hadron est considéré comme possédant une quantité de mouvement infinie , le mouvement des partons a l'intérieur du hadron est suspendu par l'effet de la dilatation temporelle , cette dernière propriété implique que l'interaction du hadron avec une autre particule se fera instantanément, il ya pas de temps pour l'interaction entre les constituants. Chaque parton a une fraction d'impulsion x_p ou p est l'impulsion du hadron

On considère maintenant un photon virtuel d'impulsion q émis du nucléon, comme les gluons n'ont pas de masse, l'impulsion doit être telle que :

$$(xp + q)^2 = 0$$

$$x^2p^2 + q^2 + 2xpq = 0$$

Puisque $x^2p^2 \ll q^2$

$$x = -\frac{q^2}{2pq} \quad (1.95)$$

c'est la variable de Bjorken. Cette indépendance par rapport à q^2 est appelé "loi d'échelle de Bjorken".

La structure du nucléon (proton, neutron) est décrite par un facteur de forme électrique (G_E) et magnétique (G_M), tels que :

$$G_E(q^2) = F_1(x) - \frac{q^2}{4M^2} \quad (1.96)$$

$$G_M(q^2) = F_1(q^2) + F_2(q^2) \quad (1.97)$$

F_1 et F_2 sont respectivement fonction de structure de Dirac et de Pauli. Les fonctions de structure peuvent être interprétées comme la somme des densités de distribution partonique $f_i(x)$:

$$F_2(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 f(x), \quad (1.98)$$

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2 \quad (1.99)$$

ou la somme porte sur toutes les saveurs i

e_i : est la charge fractionnaire du quark de saveur i .

Les distributions de partons $f_i(x)$, représentent les distributions des fractions d'impulsion emportées par les quarks et les gluons. Ce sont les densités de probabilité de trouver un parton avec une fraction x de la quantité de mouvement longitudinale du hadron, telles que :

$$\sum_i \int x f_i(x) dx = 1,$$

où i porte sur tous les types de partons, qui constituent le hadron[12].

Le modèle des partons permet de déterminer la section efficace de production de photons directs lors de collisions de hadrons

1.4 La section efficace des processus de collisions de hadrons à l'échelle partonique

Le modèle des partons et le concept de factorisation⁷ permettent d'exprimer la section efficace de la collision hadronique. Elle s'écrit comme l'intégrale de la section efficace du processus d'interaction parton-parton, qui portent des fractions x_a et x_b de la quantité de mouvement des protons en collision, et des fonctions qui décrivent la façon dont l'impulsion du proton est distribuée parmi les partons qui le constituent. La section efficace s'écrit :

$$\sigma_{AB \rightarrow X} = \sum_{a=q\bar{q}g} \sum_{b=q\bar{q}g} \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) \sigma_{ab}(x_a x_b) \quad (1.100)$$

σ_{ab} : section efficace d'interaction entre partons a et b .

Dans le modèle des partons, les PDF vérifient le principe d'invariance d'échelle. La radiation de gluons durs par les quarks viole la loi d'échelle de Bjorken particulièrement à petites fractions.

Lors d'une collision proton-proton à haute énergie, on distingue les collisions dites soft, où l'énergie dans le système du centre de masse de l'interaction parton-parton est faible , et

7. Factorisation : aspect essentiel de la QCD. Consiste à séparer le calcul des observables en deux parties. La première partie correspond aux interactions à grande énergie (courte distance), elle est calculable en pQCD. La deuxième partie correspond aux interactions softs (à longue distance) et n'est pas calculable.

les collisions dites dures, où cette énergie est grande. L' échelle de transition entre le régime "soft " et le régime "dur " correspond aux énergies pour lesquelles un traitement perturbatif de l'interaction de couleur de la chromodynamique quantique, qui apporte des corrections au modèle des partons[13].

Lors d'un processus dur quand α_s devient suffisamment faible, les constituants d'un hadron peuvent être considérés comme libres non-liés entre eux (liberté asymptotique). Il est possible d'effectuer des calculs perturbatifs et de traiter les corrections radiatives en pQCD.

En QCD, la radiation des gluons produit une dépendance selon Q^2 des fonctions de structure, et donc aussi les PDF . Quand Q^2 augmente de plus en plus de gluons sont émis qui vont donner ensuite des paires $q\bar{q}$, cela tend à diminuer la fraction de moment des quarks initiaux et à augmenter la densité de gluons et de paires de la mer et alors x diminue[11] .

L'échelle d'énergie Q^2 est donc à prendre en compte dans les calculs puisque l'interaction entre les quarks et les gluons dans le nucléon dépend directement de sa valeur. La section efficace s'écrit[14] :

$$\sigma_{ab \rightarrow X} = \sum_{a=q\bar{q}g} \sum_{q\bar{q}g} \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) \sigma_{ab}(x_a, x_b, Q^2) \quad (1.101)$$

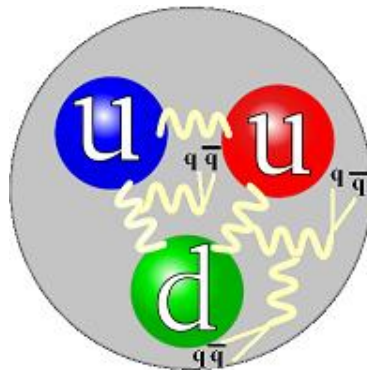
Donc les fonctions de distributions partoniques donnent la distribution de la probabilité de trouver un quark ou un gluon avec une certaine fraction et avec certaine impulsion transférée du hadron. Elles ne sont pas calculables mais leur évolution est donnée par les équations d'évolutions de QCD. Une fois mesurées expérimentalement, elles peuvent être utilisées pour les calculs d'autres sections efficaces.

Chapitre 2

Production de photons directs dans les collisions de hadrons

2.1 Collision proton-proton et production de photons

Le proton est composé de quarks de valence caractérisant sa nature, et fixent ses nombres quantiques, ainsi que les quarks de la mer¹ présents en quantités dénombrables. Ces quarks de la mer proviennent de la matérialisation d'un gluon en une paire quark-antiquark comme il apparait dans la figur 2 .1 on voit les trois quarks de valence (uud) et les quarks de la mer issus de gluons émis pour lier les partons.



Figur2.1 : Vision schématique du proton[13]

asymptotiquement :

Avant la collision, les protons sont nus c'est-à-dire qu'ils sont composés uniquement de partons de valence, ces protons évoluent jusqu'à l'instant de la collision, ce qu'il les transformé en protons habillés. Formellement cela correspond à composer les états initiaux en superposition d'états de Fock de quarks et de gluons. On écrit alors[15] :

$$|proton\rangle = |q_v q_v q_v\rangle + |q_v q_v q_v g \dots |q_v q_v q_v \dots g g g g\rangle$$

1. Pour le spin du proton, il faut aussi tenir compte des spins des gluons et des quarks de la mer

La collision a lieu entre les protons habillés et a pour effet de détruire la cohérence des partons. Ces partons donc libérés par la collision, vont former des particules finales cela veut dire : la production des photons dans la collision du proton a par exemple avec Le proton b :

$$a + b \rightarrow \gamma + c,$$

intervient au niveau d'un sous processus impliquant des partons (quarks et gluons), le parton i sort de proton a avec une fraction d'impulsion x_a et le parton j sort de proton b avec une fraction d'impulsion x_b :

$$i + j \rightarrow \gamma + d.$$

La figur 2.2 illustre un exemple de production de photon dans le collision p-p

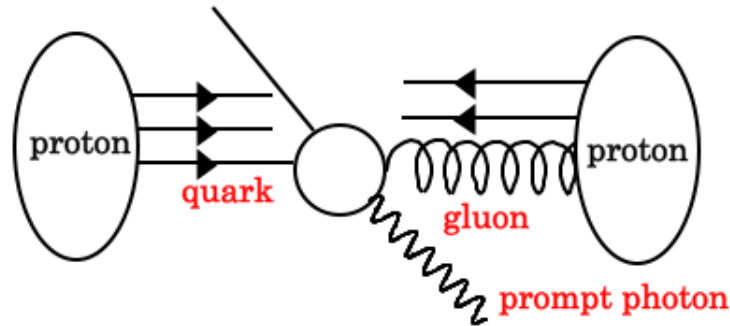


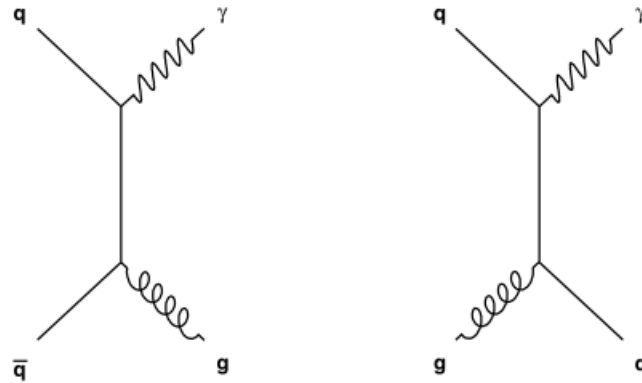
Figure 2.2 : collision quark-gluon dans la collision p-p[16]

Les photons sont produits tout au long de la collision des premières secondes jusqu'à l'hadronisation complète du système. On peut les regrouper selon deux catégories :

2.1.1 La production de photons directs

Les photons directs sont les photons qui sont émis dans les premiers instants de la collision, et qui viennent de la décroissance des hadrons par des processus partoniques durs où il y a une grande quantité d'énergie qui est échangée ($Q^2 > 1\text{Gev}$). Ils sont dominés par les processus $2 \rightarrow 2$ compton ($qg \rightarrow q\gamma$), annihilation ($q\bar{q} \rightarrow \gamma g$). Ces photons sont émis dans la diffusion de protons d'énergie au centre de masse², à partir de 20 Gev[17].

2. L'énergie au centre de masse est un invariant relativiste qui, dans le référentiel où la somme de leur impulsion est nulle, correspond à l'énergie totale des particules participant à la réaction



Figur2.3 : diagrammes de Feynman de production des photons directs, par diffusion Compton (droit) et annihilation (gauche)

La figur 2.3 représente les diagrammes de Feynman de production des photons directs a l'ordre dominant (LO) qui il vient du l'ordre le plus bas la série perturbative de la Chromodynamique quantique

A l'ordre suivant, il existe des corrections supplémentaires aux diagrammes (NLO) Figure 2.4 :

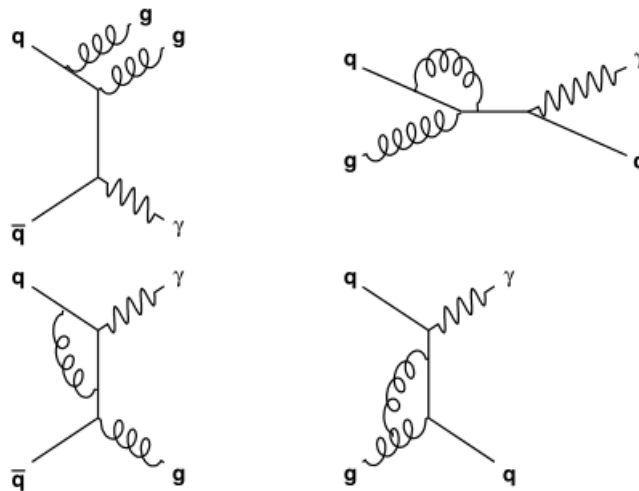


Figure 2.4 : diagrammes de production de photons directs (NLO)[18].

Une caractéristique de la production de photons directs, est la présence de gluon dans les deux types de processus, le processus Compton comporte un gluon dans l'état initial, tandis que dans le processus d'annihilation on a un gluon dans l'état final. La PDF du gluon est relativement mal connue (notamment aux petits x). Ainsi, la mesure précise de la production de photons directs doit permettre de mieux contraindre cette dernière.

Dans le graphe de la figure 2.5, on voit que la densité des gluons est plus grande que la densité des quarks et antiquarks en faibles fractions alors que pour des valeurs élevées de fractions x

d'impulsion, la densité de quarks est plus importante que celle des gluons et que la densité d'antiquarks reste inférieure à la densité de gluons. Il en résulte que dans les collisions p-p la production de photons directs est due essentiellement aux processus de diffusions Compton entre quarks et gluons.

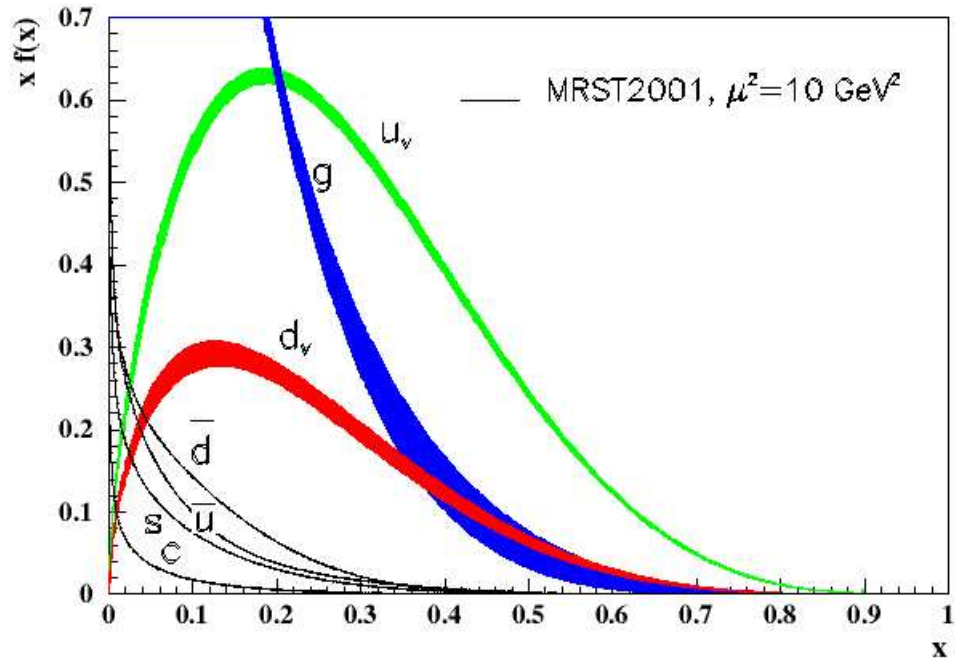


Figure 2.5 : distribution de la densité de partons en fonction de la variable x de Bjorken [16]

Dans la figure 2.6, on compare les productions dues aux deux processus Compton et annihilation en fonction de l'impulsion transverse p-p à 200 GeV et la figure 2.7 représente la même chose mais cette fois en fonction de la fraction d'impulsion transverse.

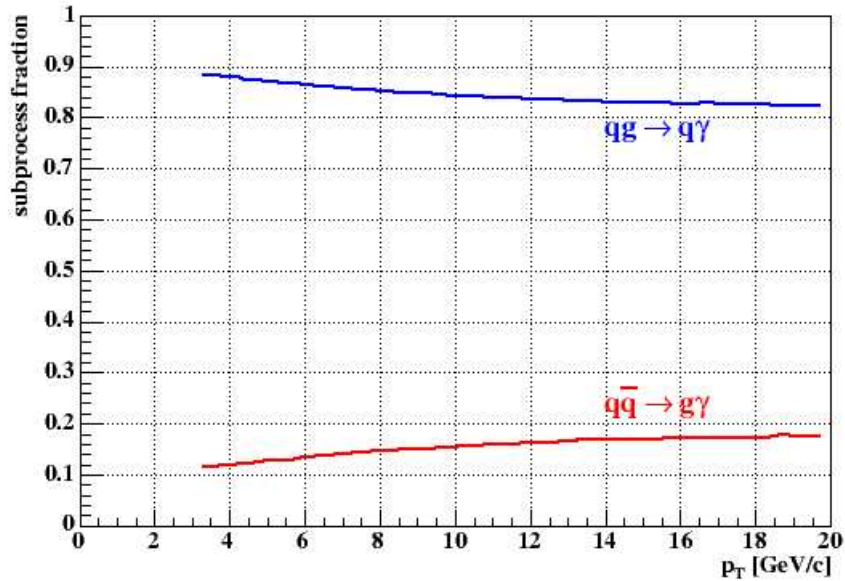


Figure 2 .6 : les processus compton et annihilation dans les collisions p-p $a\sqrt{s} = 200\text{Gev}$ en fonction de p_T

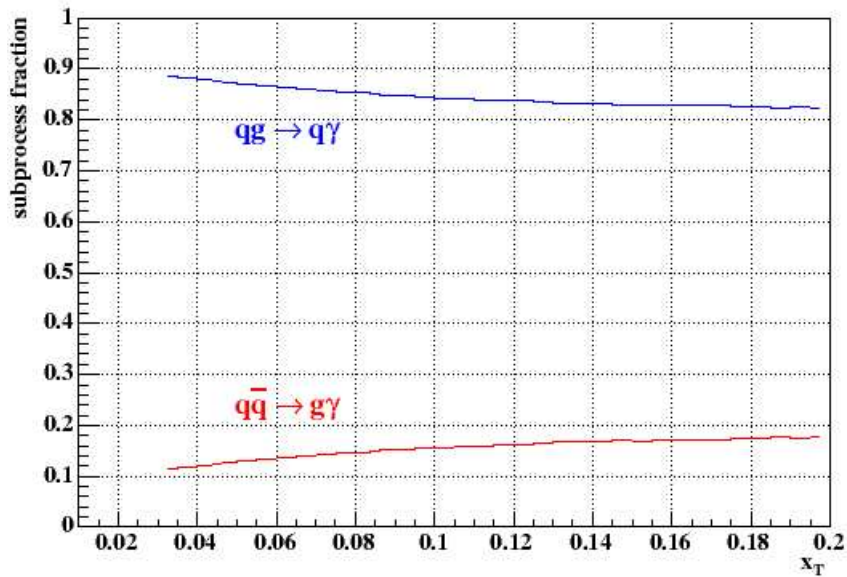


Figure 2 .7 : les processus compton et annihilation dans les collisions p-p $a\sqrt{s} = 200\text{Gev}$ en fonction de x_T [16]

2.1.2 Les photons prompts au premier ordre et à l'ordre suivant

Les processus directs peuvent être exprimés à l'ordre de born (LO) au premier ordre de la série perturbative. et à l'ordre NLO au deuxième ordre en pQCD.

Maintenant on va découvrir un autre type de photons qui sont émis au premier et au deuxième ordre en pQCD. Ces photons ne viennent pas de la décroissance des hadrons, produits a large impulsion , et qui sont :

Les photons de décroissance électromagnétique

Ils proviennent de la décroissance électromagnétique des divers hadrons formés comme (π^0, ρ, η) . La contribution la plus importante provient de la désintégrations des pions neutres[17].

Les photons de fragmentations

Ce sont les photons provenant de la fragmentation d'un parton dur ou lorsque deux partons entrant en collision $2 \rightarrow 2$ par exemple $qg \rightarrow qg$, le quark et le gluon de l'état final vont fragmenter pour donner un photon[19].

Les photons de rayonnement d'état initial

Ces photons sont émis par un parton en voie d'entrée [18].

Les photons de rayonnement d'état final

Ces photons sont émis par un parton en voie de sortie[18].

Les photons thermiques

Ce sont les photons qui sont émis un peu plus tard par rayements thermiques du plasma de quarks et de gluons où les interactions entre particules existent encore.

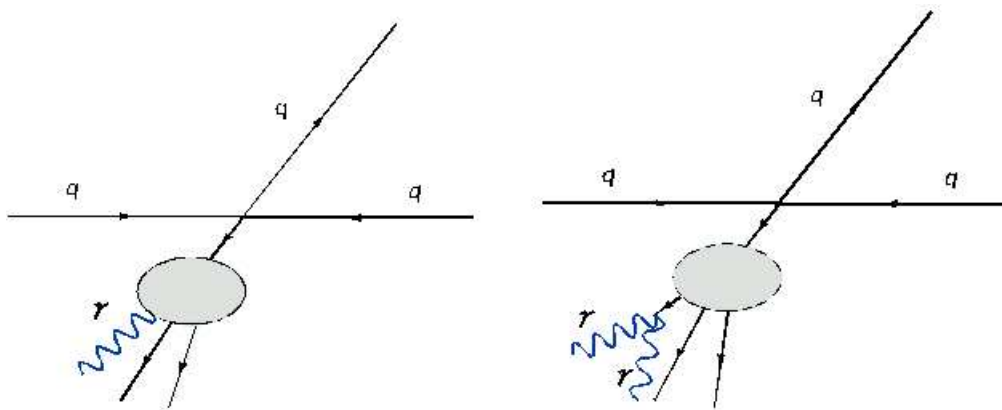


Figure 2.8 : la production de photon par fragmentation (gauche) et la production par décroissance électromagnétique (droit)

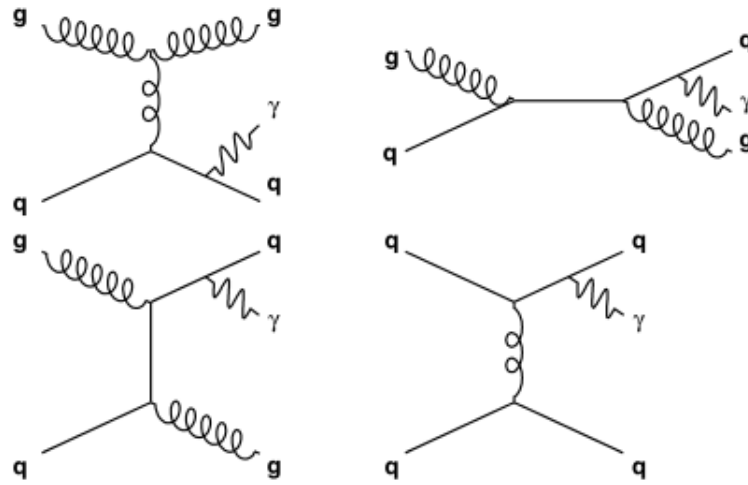


Figure 2.9 : diagrammes de production de photons prompts par rayonnement d'état initial (en haut) et d'état final (en bas)

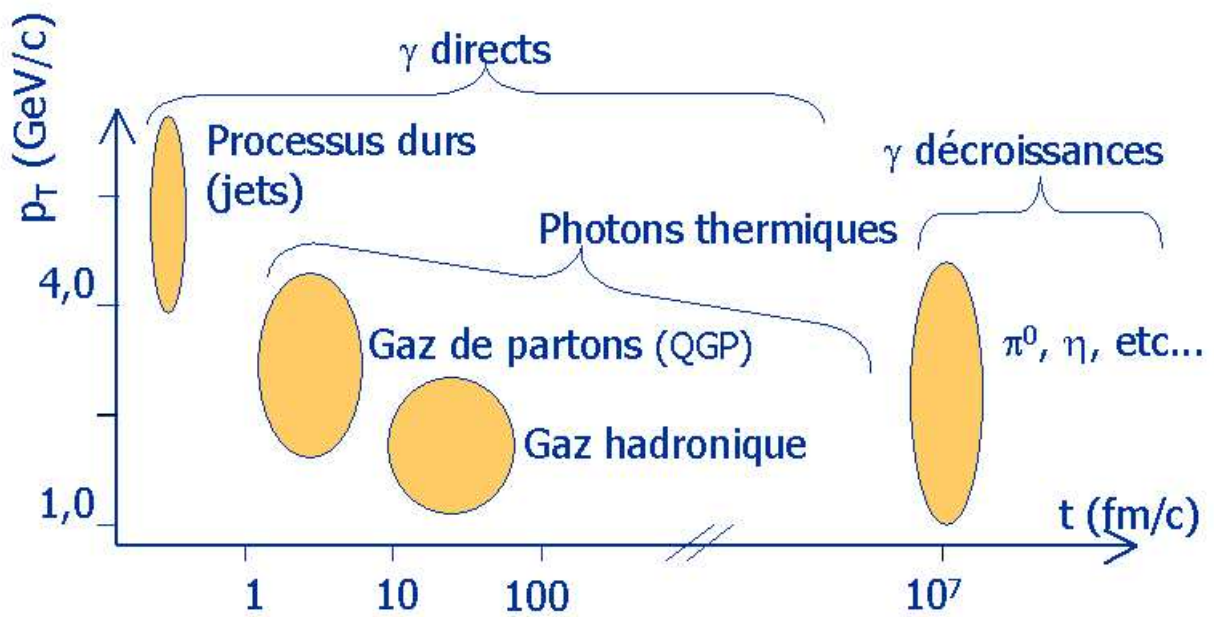


Figure 2.10 : différents étapes de production des photons selon leur impulsion transverse et en fonction du temps de la réaction[20]

Dans la figure 2.10, on peut voir clairement la différence entre les photons directs et les autres types de photons par leur gamme en impulsion transverse

Si on s'intéresse seulement au premier ordre de la série perturbative, il ya deux types de processus qui contribuent à la production des photons prompts en collision p-p, la contribution directe et la contribution de fragmentation donc la section efficace hadronique de production de photons au premier ordre est donnée par la somme de ces deux contributions[21].

Elle s'écrit :

$$\begin{aligned}
d\sigma &= d\sigma_{dir} + d\sigma_{frag} \\
&= \sum_{ab=q\bar{q}g} \int dx_a dx_b F_a(x_a, \mu_f^2) F_b(x_b, \mu_f^2) \times [d\sigma_{ab}^\gamma(p_\gamma, x_a, x_b, \mu_R, \mu_{ff}) \\
&\quad + \sum_{c=q\bar{q}g} \frac{dz}{z^2} d\sigma_{ab}^c(p_\gamma, x_a, x_b, z, \mu_R, \mu_F, \mu_{ff}) D_c^\gamma(z, \mu_{ff}^2)] \tag{2.1}
\end{aligned}$$

$F(x_a, \mu_f^2)$: la fonction de distribution des partons sortant du hadron a avec une fraction d'impulsion x_a .

$D_c^\gamma(z, \mu_{ff}^2)$: la fonction de fragmentation du parton k pour un photon portant une fraction Z de l'énergie de parton k .

μ_R, μ_F et μ_{ff} : sont respectivement les échelles d'énergies théoriques de renormalisation, et de l'état initial de factorisation et de fragmentation .

$d\sigma_{ab}$: section efficace de photons directs.

$d\sigma_{ab}^c(p_\gamma, x_a, x_b, z, \mu_R, \mu_F, \mu_{ff}) D_c^\gamma(z, \mu_{ff}^2)$: la section efficace de fragmentation.

La production de photons prompts dans les interactions hadroniques fournit un test de pQCD et une contrainte sur les fonctions de distribution des partons (PDF) des hadrons[22]. Dans notre étude, les photons qui nous intéressent sont les photons directs ou durs et particulièrement ceux qui proviennent du canal Compton. Malheureusement la mesure de la production de photons directs souffre d'un important bruit de fond qu'on va voir dans le paragraphe suivant.

2.2 Le bruit de fond

La collision p-p produit plusieurs types de photons qui dépend de l'énergie du centre de masse.

L'augmentation de cette énergie implique l'accroissement de la production de photons directs ainsi que d'autres particules qui sont principalement des mésons (systèmes liés quark-antiquark), leur densité augmente avec l'énergie, ce qui conduit à un accroissement du bruit de fond des photons provenant de décroissances électromagnétiques des hadrons et de fragmentations des partons. La contribution la plus importante du bruit de fond des photons provient de la désintégration des pions neutres via le canal $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, ces deux photons sont émis à 180° [20] l'un par rapport à l'autre. Cet angle varie selon l'énergie du pion : plus l'énergie de π^0 augmente plus l'angle diminue et plus cet angle est faible plus le discernement de ces deux photons devient expérimentalement difficile jusqu'à se superposer.

La figure 2.11 montre que l'augmentation du taux de production de photons de décroissance avec l'augmentation de \sqrt{s} dépasse celle des photons directs. Elle représente les rapports théoriques

entre la production de photons prompts et celle de π^0 lors de collisions p-p pour des énergies au centre de masse de $\sqrt{s} = 200$ GeV et 7 TeV, on voit qu'à une certaine impulsion transverses, ce rapport est beaucoup plus défavorable à grand \sqrt{s} , ce qui veut dire que le bruit dû aux pions augmente de plus en plus.

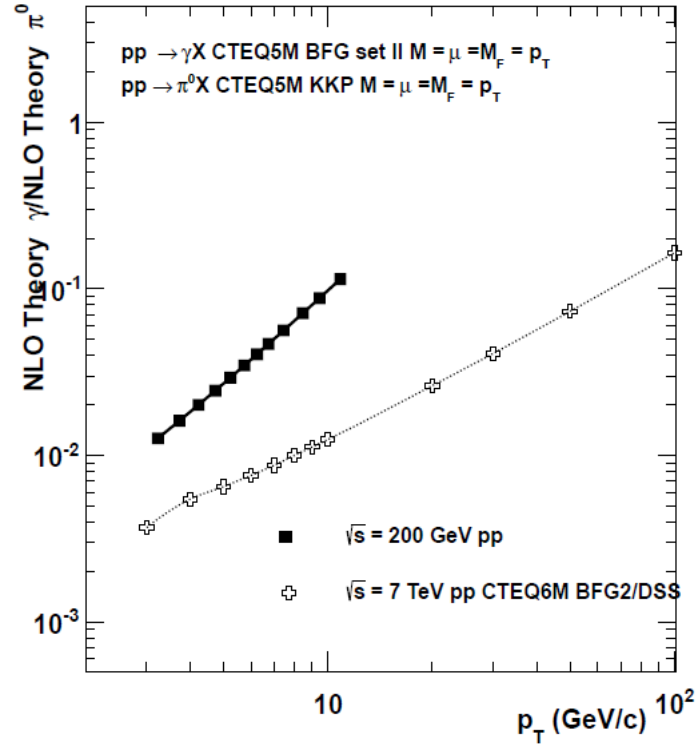


Figure 2.11 : Rapports γ/π^0 en fonction de l'impulsion transverses dans les collisions p-p[23]

Ce bruit de fond vient aussi de la fragmentation des partons, la figure 2.13 montre les différentes contributions de chacun des trois sous processus (compton, annihilation, fragmentation) de photons prompts dans les collisions p-p a mi-rapacité³ et à $\sqrt{s} = 14$ TeV en fonction de l'énergie transverses des photons, les diagrammes de Feynman sont à l'ordre NLO et comme PDF CTEQ6.6. On voit clairement que dans la région à basse énergie, le processus de fragmentation domine jusqu'à $Q^2 = 40$ GeV, ensuite le processus compton domine ($Q^2 > 40$) GeV, ce qui traduit la quantité très importante de photons de fragmentation avec les photons directs

3. La rapidité est une variable utilisée souvent pour représenter la direction d'une particule, elle est définie en fonction de l'énergie et de l'impulsion. Pour les particule de masse nulle comme dans notre cas est donné par l'expression :

$$\begin{aligned} |\vec{p}| &= p_T \cosh(\eta) \\ \eta &= -\log\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \end{aligned}$$

θ est l'angle entre l'impulsion \vec{p} de la particule et l'axe du faisceau.

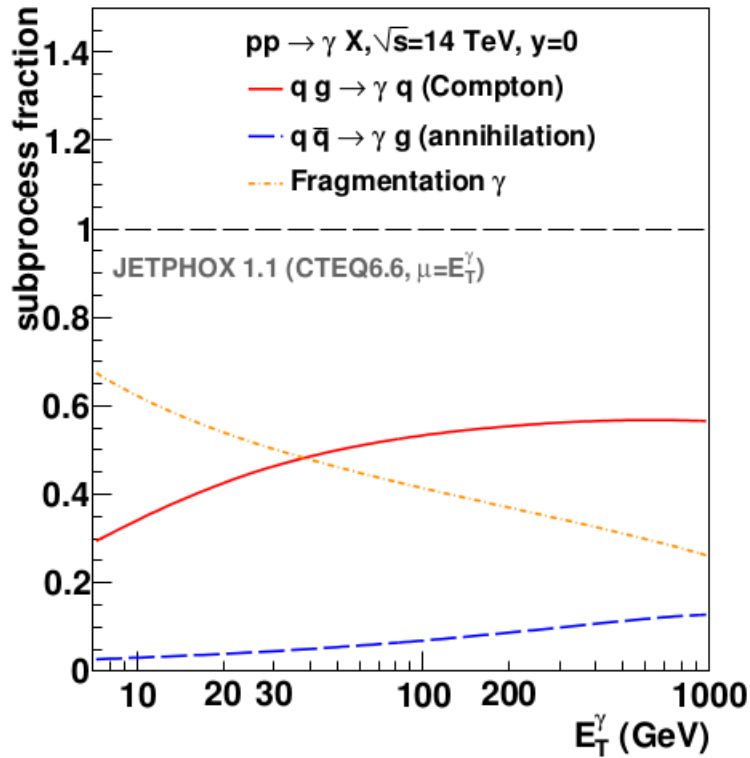


Figure 2.12 : Contributions relatives des processus Compton, annihilation et fragmentation, en fonction de l'énergie transverse du photon pour les collisions p-p à $\sqrt{s} = 14$ TeV, à rapidité[21]

La question au cours d'une mesure expérimentale qui se pose est la suivante : comment identifier les photons directs parmi ce bruit de fond ?

Devant cette difficulté expérimentale on doit trouver une méthode permettant de rejeter le bruit de fond dû aux π^0 et aux photons de fragmentation. Pour la mesure des photons directs la procédure d'isolement au LHC permet de rejeter les photons de décroissances et ceux de la fragmentation.

2.3 Intérêts de la mesure inclusive des photons directs

Les photons par leur nature ne sont pas sensibles à l'interaction forte et gardent donc intacte toute information provenant de la collision p-p et disposant d'un libre parcours moyen grand, il n'interagit pas avant d'être détecté. De plus, ces photons sont émis durant toutes les phases de la réaction, phase de formation, phase d'équilibre phase de gaz hadronique.

Il est alors possible d'utiliser la production des photons directs pour étudier les PDF et aussi, ils sont une des signatures importantes du plasma de quarks et de gluons.

2.3.1 Evolution des PDF

Les distributions des quarks u,d et des gluons

Les premières expériences permettant l'analyse des PDF ont été les expériences de diffusion profondément inélastique DIS (Deep Inelastic Scattering) de leptons chargés sur hadrons réalisées sur cible fixe⁴. Elles ont permis de découvrir la sous-structure du proton, et ce sont aussi les expériences les plus précises pour la détermination des PDF. Puis les expériences de collisions e-p à HERA⁵ (depuis le milieu des années 1990) ont grandement étendu le domaine cinématique de mesure des PDF par rapport aux expériences sur cibles fixes, elles ont permis d'étendre les mesures à petit x , ce qui peut être vu dans la figure 2.13, qui représente l'évolution des quarks u et d à ($Q = 10$) GeV.

Les contraintes expérimentales sont moins grandes sur le gluon que sur les quarks u et d, les fonctions de structures obtenues par des expériences de diffusions profondément inélastiques permettent d'accéder directement à la distribution des quarks de valence et de la mer, mais l'information sur les distributions de gluons est moins directe. La règle de la somme des moments⁶ indique que le gluon porte un peu moins de 50%.

La figure 2.13 montre que : à petit x l'évolution de la fonction de structure du proton est dominée par le terme de gluons, donc si F_2 mesure les quarks, sa dérivée selon Q mesure le gluon qui a un comportement encore insuffisamment connu à petit et à grand x .

Dans ces analyses on n'a pas utilisé la production de photons directs, mais la section efficace inclusive des photons directs est utile pour l'amélioration de la connaissance des PDF des gluons[24], et c'est ce on va le voir dans le paragraphe suivant.

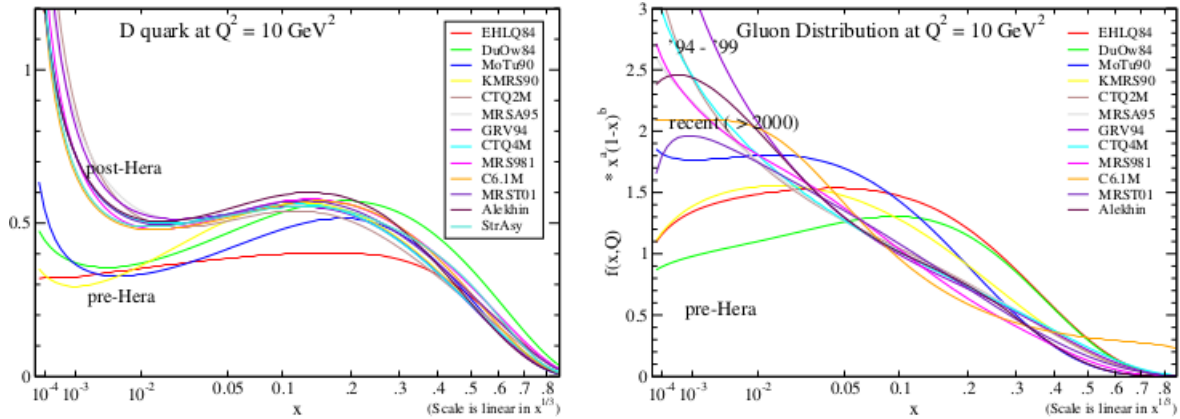


Figure 2.13 : distributions des quarks de valence u, d et des gluons à 10 GeV[24]

4. Référentiel où une des deux faisceaux est au repos (cible)

5. HERA : Collisionneur électron-proton installé à Hambourg en Allemagne

6. La règle de la somme des moments : somme sur les distribution du moment des partons. Si en sommant sur les quarks la relation $\sum_i \int x f_i(x) dx = 1 - \epsilon_g$ doit être vérifiée, où ϵ_g est la fraction de moment portée par les gluons. Elle est de l'ordre de 50%

Contraindre le PDF par les spectres de photons directs

On a dit dans le premier chapitre que les PDF ne sont pas calculables mais peuvent être déterminées à partir des données de plusieurs type d'expériences de diffusions profondément inélastique de leptons sur un hadron et de collisions durs de hadrons. On a dit également que la production des photons directs est très sensible aux fonctions de structures des protons.

La figure 2.14 montre que les photons permettent de sonder la région a petit x lors les collisions p-p au LHC, on voit que la production de photons au LHC à mi-rapacité permettra de sonder les valeurs 20 fois plus petit que celles faits au tevatron. Avec l'expérience LHCb,⁷ on peut sonder la distribution des gluons a de très petit x , 10^{-5} .

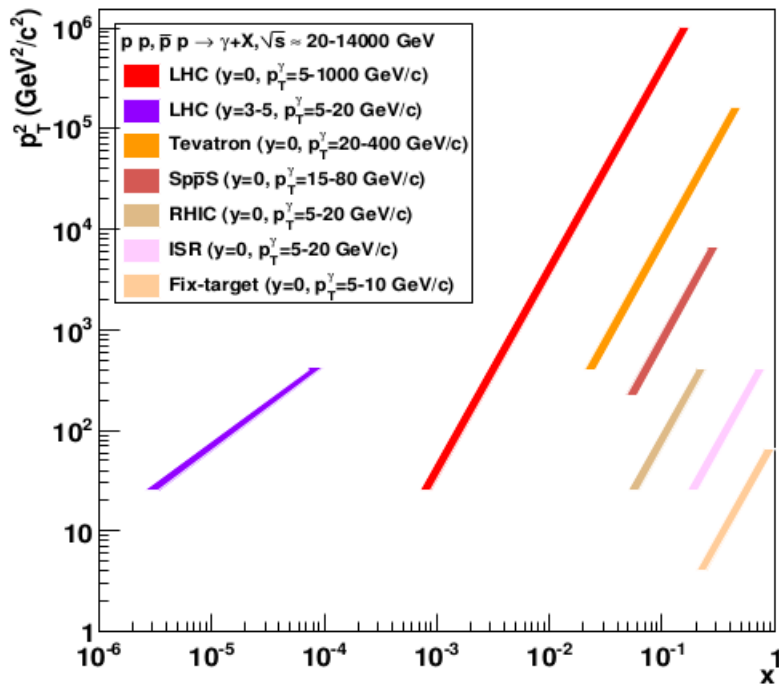


Figure 2.14 : Région cinématique sondée par les photons prompts produits en collisions p-p et $p - \bar{p}$ dans le domaine d'énergie $\sqrt{s} = 20 - 1400$ GeV avec différentes expériences[21]

7. LHCb : (Large Hadron Collider-beauty) est destinée à l'étude de la violation CP via la production des quarks b

Chapitre 3

Calculs de la section efficace de la production de photons directs dans les collisions p-p

On a dit dans le chapitre 1 que la section efficace de production de photons directs lors des collisions proton proton est la somme des sections efficaces de tous les processus durs possibles. Les protons qui entrent en collision sont caractérisés par leur fonction de distribution partonique(PDF). Dans ce memoire, nous utilisons les PDF mstw2008[25] qui incluent les ajustements les plus récents des données DIS et des collisions hadroniques, ainsi que des améliorations théoriques variées. On peut sélectionner les processus durs que l'on souhaite étudier, il s'agit des collisions $2 \rightarrow 2$ compton¹ :

$$u + g \rightarrow g + \gamma \tag{3.1}$$

$$d + g \rightarrow g + \gamma \tag{3.2}$$

Pour calculer la section efficace d'un processus particulier, il suffit d'abord de dessiner les diagrammes de Feynman d'interactions possibles. À l'ordre d'une boucle le nombre de diagrammes de Feynman augmente, à cause du très grands nombre de particules qui peuvent être échangées dans les boucles.

Le programme FeynArts[26] génère automatiquement tous les diagrammes correspondants à un processus donné. Il est de plus possible de sélectionner les particules qui circuleront dans les boucles et de spécifier la topologie du diagramme (vertex, self, boîte).²

Nous avons généré tous les diagrammes de Feynman des deux processus (3.1) et (3.2) à l'ordre de born et au premier ordre.

Dans notre calcul qui suit, dans la contribution à une boucles ne prend en compte que seulement

1. On prend la collision entre deux protons de type de la figure 2.1 donc on va avoir deux processus comme (3.1)

2. Les différents formes de boucles

les diagrammes de Feynman composés de self-énergies décrites par la figure 3.1, les autre type de diagrammes (les vertex et les boîte) sont présentés dans l'annexe A.

$$u g \rightarrow u \gamma$$

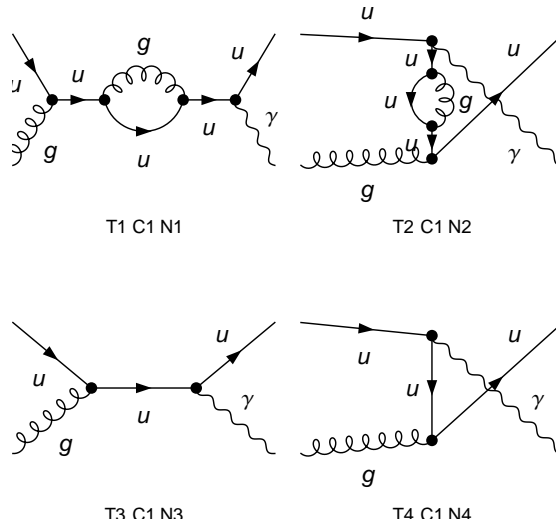


Figure 3.1 : Diagrammes de production de photons directs de processus $ug \rightarrow u\gamma$ à l'ordre dominant et au premier ordre gégérés par FeynArts

$$d g \rightarrow d \gamma$$

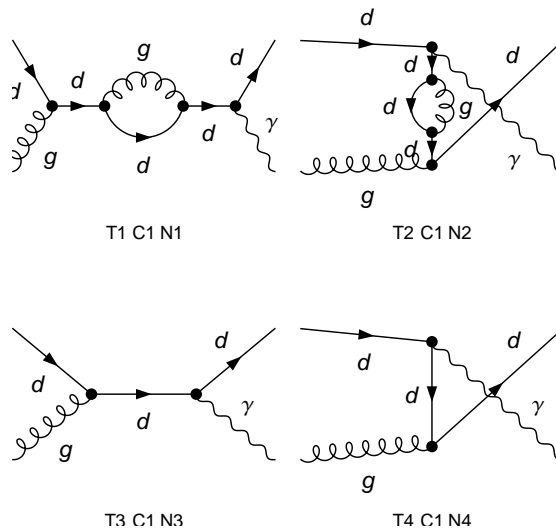


Figure 3.2 : Diagrammes de production de photons directs de processus $dg \rightarrow d\gamma$ à l'ordre dominant et au premier ordre gégérés par FeynArts

FeynArts contient toutes les règles de Feynman nécessaires du modèle standard et est capable de produire des expressions pour les amplitudes décrites par les diagrammes de la figure 3.1. Pour calculer les amplitudes au carré des processus on utilise FormCalc [27]. Ce dernier essaie de traiter ces expressions par les simplifications algébriques suivantes :

- contraction des indices.
- calculs des traces des fermions.
- abréviation des résultats.

L'amplitude de chaque processus se compose de deux diagrammes de born et de deux diagrammes à une boucle. À l'ordre de born l'amplitude au carré des processus (3.1) et (3.2) sont données par les expressions ci-dessous :

$$\frac{128}{9} \text{Alfa Alfas } \pi^2$$

$$\frac{(8 \text{MU2} (\text{MU2} + S) \text{Den} [S, \text{MU2}]^2 + (44 \text{MU2}^2 - 8 S^2 + S T + 5 T^2 + 2 \text{MU2} (8 S - 19 T - 8 U) - 4 S U + 9 T U))}{\text{Den} [S, \text{MU2}] \text{Den} [U, \text{MU2}] + 4 (7 \text{MU2}^2 - 4 \text{MU2} U + U^2) \text{Den} [U, \text{MU2}]^2}$$

$$\frac{32}{9} \text{Alfa Alfas } \pi^2$$

$$\frac{(8 \text{MD2} (\text{MD2} + S) \text{Den} [S, \text{MD2}]^2 + (44 \text{MD2}^2 - 8 S^2 + S T + 5 T^2 + 2 \text{MD2} (8 S - 19 T - 8 U) - 4 S U + 9 T U))}{\text{Den} [S, \text{MD2}] \text{Den} [U, \text{MD2}] + 4 (7 \text{MD2}^2 - 4 \text{MD2} U + U^2) \text{Den} [U, \text{MD2}]^2}$$

Les amplitudes NLO, sont données dans l'annexe B.

Les résultats donnés par FormCalc sont mis sous une forme simplifiée où des abréviations sont introduites :

$\text{Den}[K^2, M^2]$: le dénominateur $1/(K^2 - M^2)$.

MU, MD : sont respectivement les masses des quarks u et d.

$MU2, MD2$: les masses au carré de quark u et d.

S, T, U : les variables de Mandelstam.

$\text{Alfa}, \text{Alfas}$: les constantes de couplage électromagnétique et forte.

L'amplitude au carré est en général une combinaison linéaire des intégrales de boucle, les constantes de couplages avec préfacteurs ($B0i$) qui contiennent des paramètres du modèle ($\text{Alfa}, \text{Alfas}, \text{Alfas2}$ ³), des variables cinématiques (variables, Mandelstam S, U, T) et abréviations introduites par FormCalc. Les abréviations comme ($bb0, bb1$) sont introduites automatiquement peut réduire considérablement la taille d'une amplitude.

Après avoir fixé les données des différents paramètres comme la masse des quarks u et d les constantes de couplages électromagnétique et forte et l'énergie du centre de masse à $\sqrt{s} = 14$ Tev. La sortie de FormCalc contient des intégrales de boucle nom évaluées. Afin de les évaluer numériquement, LoopTools[28] calcule les intégrales tensorielles intervenant dans les boucles.

3. $\text{Alfas2} = \alpha_s^2$

La dernière étape dans les calculs, consiste à multiplier les amplitudes au carré par les fonctions de distributions des partons et intégrer sur toutes les fractions des impulsions des quarks et des gluons entrans dans la collision. Dans notre calcul, on a utilisé les mstw2008 à une échelle de 1000 GeV.

Au final, nous avons tracé la courbe qui montre l'évolution des amplitudes au carée en fonction de la constante de couplage forte (α_s) à l'énergie de 14 Tev.

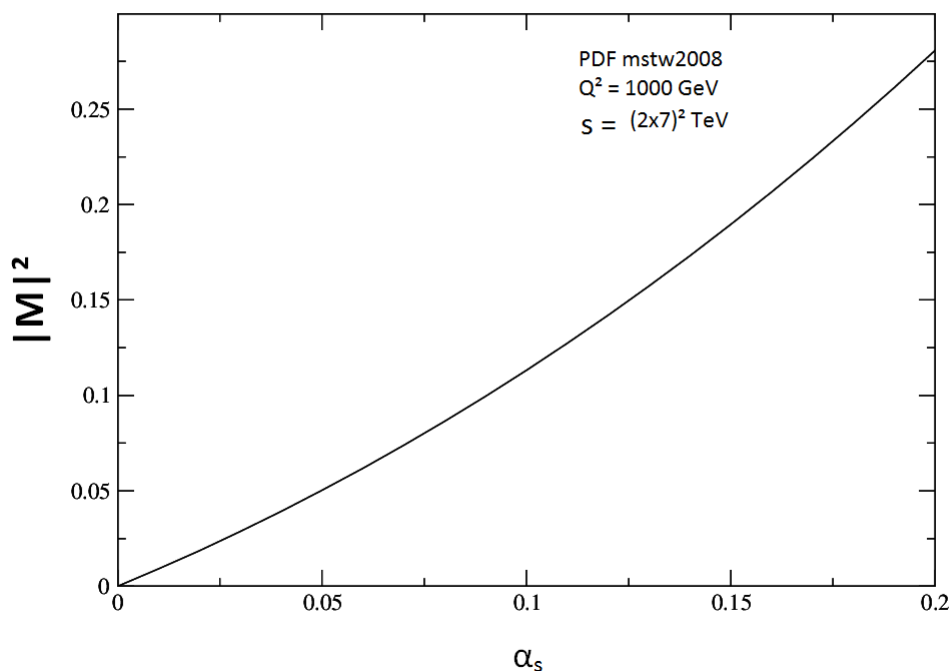


Figure 3.3 : Amplitudes au carée de la production de photons directs lors les collision p-p, en fonction de α_s à $\sqrt{s} = 14$ Tev, obtenues avec la PDF mstw2008 et et l'échelle $Q^2 = 1000$ Gev

Nous avons fait varié le constante de couplage de 0.01 jusqu'à 0.2, et nous remarquons que les amplitudes au carée augmente d'une manière propotionnelle à la constante de couplage forte α_s , plus α_s est grande, plus les amplitudes augmentes, ceci est dû à l'effet de la liberté asymptotique. Ces résultats obtenus sont en accorde avec la théorie et les expériences.

Conclusion

La combinaison de la théorie électrofaible et de la QCD permettent d'obtenir un modèle capable de décrire trois interactions fondamentales : électromagnétique, faible et forte.

Ce modèle est basé sur une théorie quantique relativiste respectant la symétrie $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. La symétrie électrofaible est ensuite spontanément brisée par l'introduction d'un champ scalaire : le champ de Higgs.

Le modèle standard est un modèle très puissant. Toutes ses prédictions, ont été vérifiées par les résultats expérimentaux. Cependant les prédictions théoriques sur la QCD restent, encore aujourd'hui, affectées par des incertitudes élevées.

Le démarrage de l'accélérateur LHC, produisant des collisions proton proton avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ Tev, a marqué le début d'une nouvelle ère pour la physique des particules. Les mesures réalisées auprès des expériences du LHC permettent de valider et de contraindre les prédictions théoriques dans un domaine d'énergie jamais atteint auparavant, En effet, la mesure des particules créés lors de ces collisions et notamment celle des photons prompts (non issus de la décroissance de hadrons) permet de contraindre certains éléments de cette théorie, comme les fonctions décrivant la structure des hadrons (fonctions de distribution partonique) peuvent ainsi être contraintes par la mesure des photons directs ou plus précisément, par la mesure des photons prompts isolés.

L'objectif principal de ce mémoire est de maîtriser le Mathematica et ces trois codes de calculs, FeynArts, FormCalc et looptools. Au cours de notre travail, nous avons rencontré de nombreuses difficultés à maîtriser les trois paquets sous mathematica. Leur apprentissage passe par le téléchargement et l'installation sous Linux la première difficulté qu'on a trouvée étant comment les installer, et les faire marcher, sachant que ceux-ci nous étant complètement inconnus au départ. Il a donc fallu dans un premier temps de comprendre la façon de fonctionnement de FeynArts et une fois cette étape plus ou moins franchie, faire la même chose avec FormCalc et Looptools. Une autre difficulté majeure nous a empêché d'aller plus loin, ils s'agit de la limite des moyens de calculs. On a utilisé un simple PC et pour cela la mémoire nous a fait défaut. Certains calculs ont été carrément refusés d'exécution à cause de la mémoire insuffisante, Ceci explique pourquoi ça nous pris autant de temps pour avoir ces résultats, et pourquoi on n'a pas calculés tous les diagrammes de feynman à une boucle.

Les résultats ont été remarquables, on est quand même arrivé à conclure un travail en les PDF

mstw2008 et intégré sur tous les fractions d'impulsion des protons incidents. On estime que la tâche qu'on est fixé est accomplie.

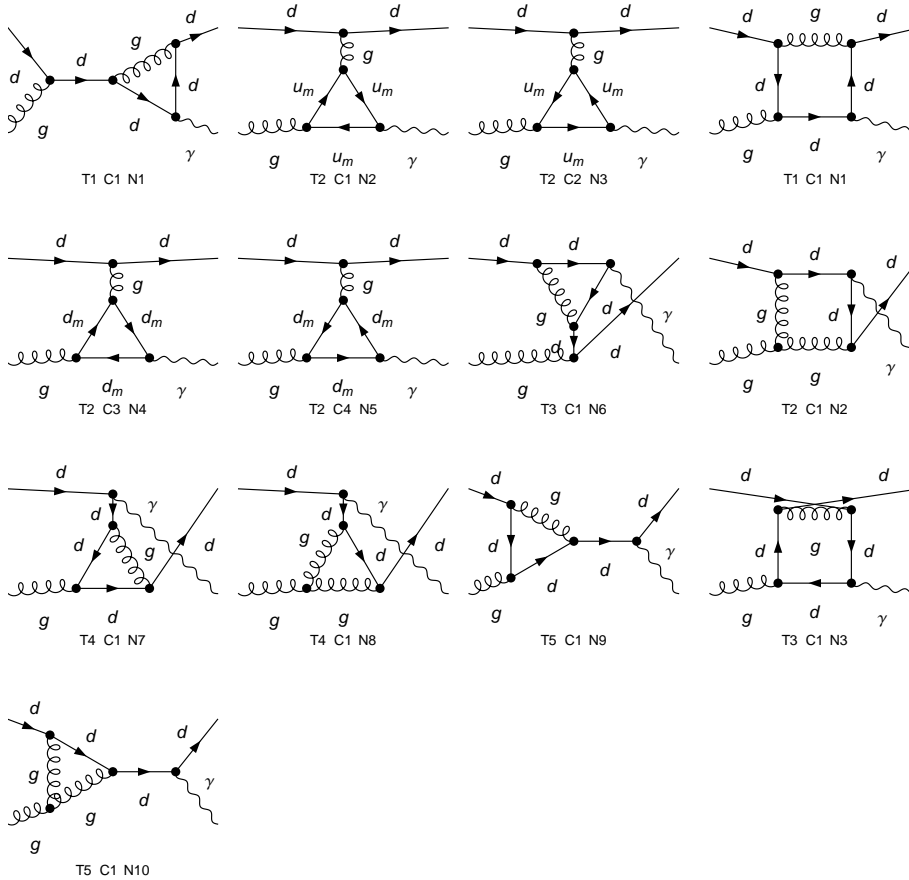
Comme perspectives, on compte approfondir les calculs numérique en utilisant une passerelle entre Mathematica et le Fortran via le Mathlink, puis recalculer les sections efficaces pour différentes PDF.

Annexes

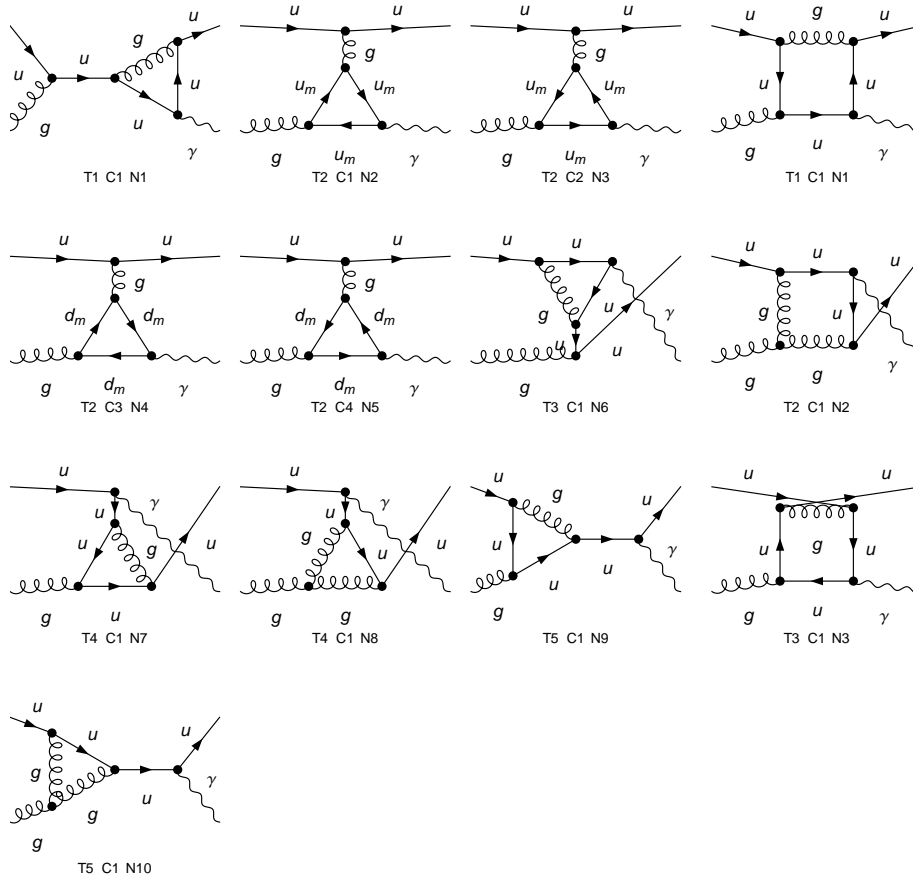
Annexe A

Diagrammes de Feynman de types vertex et boites

Diagrammes de Feynman à l'ordre NLO pour le processus $ug \rightarrow u\gamma$



Diagrammes de Feynmann à l'ordre NLO pour le processus $dg \rightarrow d\gamma$



Annexe B

Amplitudes LO + NLO

Le processus $ug \rightarrow u\gamma$

256

Alfa Alfas Alfas2

81

$$\begin{aligned}
& (8 \text{ MU2} ((3 \text{ MU2} - \text{S}) (\text{MU2}^2 + 10 \text{ MU2} \text{S} - 3 \text{S}^2) \text{Abs}[\text{B0i}[\text{bb0}, \text{S}, 0, \text{MU2}]]^2 - (\text{MU2}^3 - \text{MU2}^2 \text{S} - 17 \text{MU2} \text{S}^2 + \text{S}^3) \\
& \quad \text{Abs}[\text{B0i}[\text{bb1}, \text{S}, 0, \text{MU2}]]^2 + (3 \text{ MU2} - \text{S}) (\text{MU2}^2 - 6 \text{ MU2} \text{S} - 3 \text{S}^2) \\
& \quad (\text{B0i}[\text{bb1}, \text{S}, 0, \text{MU2}] \text{B0i}[\text{bb0}, \text{S}, 0, \text{MU2}]^* + \text{B0i}[\text{bb0}, \text{S}, 0, \text{MU2}] \text{B0i}[\text{bb1}, \text{S}, 0, \text{MU2}]^*)) \text{Den}[\text{S}, \text{MU2}]^4 + \\
& 2 ((326 \text{ MU2}^4 - 3 \text{ MU2}^3 (57 \text{S} + 71 \text{T} + 83 \text{U}) + \text{S} \text{U} (-3 \text{S}^2 + \text{S} \text{T} + 2 \text{T}^2 - 2 \text{S} \text{U} + 3 \text{T} \text{U} - \text{U}^2) + \text{MU2}^2 \\
& \quad (13 \text{S}^2 + 69 \text{S} \text{T} + 18 \text{T}^2 + 116 \text{S} \text{U} + 89 \text{T} \text{U} + 39 \text{U}^2) + \text{MU2} (6 \text{S}^3 - \text{S} (3 \text{S} + 25 \text{T}) \text{U} - 13 \text{S} \text{U}^2 + 6 \text{U}^3)) \\
& \quad \text{B0i}[\text{bb0}, \text{U}, 0, \text{MU2}] - (78 \text{ MU2}^4 + \text{MU2}^3 (-49 \text{S} - 59 \text{T} + 89 \text{U}) + \\
& \quad \text{MU2}^2 (7 \text{S}^2 + 23 \text{S} \text{T} + 6 \text{T}^2 - 44 \text{S} \text{U} - 53 \text{T} \text{U} - 39 \text{U}^2) + \text{S} \text{U} (3 \text{S}^2 - \text{S} \text{T} - 2 \text{T}^2 + 2 \text{S} \text{U} - 3 \text{T} \text{U} + \text{U}^2) + \\
& \quad \text{MU2} (2 \text{S}^3 + \text{S} (3 \text{S} + 25 \text{T}) \text{U} + 17 \text{S} \text{U}^2 - 6 \text{U}^3)) \text{B0i}[\text{bb1}, \text{U}, 0, \text{MU2}]) \text{B0i}[\text{bb0}, \text{S}, 0, \text{MU2}]^* + \\
& 2 ((226 \text{ MU2}^4 - \text{MU2}^3 (49 \text{S} + 181 \text{T} + 163 \text{U}) - \text{S} \text{U} (5 \text{S}^2 - 3 \text{T}^2 + 4 \text{S} \text{U} - 4 \text{T} \text{U} + \text{U}^2) + \\
& \quad \text{MU2}^2 (-41 \text{S}^2 + 60 \text{S} \text{T} + 27 \text{T}^2 + 36 \text{S} \text{U} + 98 \text{T} \text{U} + 29 \text{U}^2) + \\
& \quad \text{MU2} (15 \text{S}^3 + 23 \text{S}^2 \text{U} + \text{U} (-9 \text{T}^2 - 13 \text{T} \text{U} + 2 \text{U}^2) - \text{S} (9 \text{T}^2 + 32 \text{T} \text{U} + 4 \text{U}^2))) \text{B0i}[\text{bb0}, \text{S}, 0, \text{MU2}] - \\
& (\text{MU2} (74 \text{ MU2}^3 + 69 \text{ MU2}^2 \text{S} + 25 \text{ MU2} \text{S}^2 - 15 \text{S}^3 - 3 \text{ MU2} (17 \text{ MU2} + 24 \text{S}) \text{T} + 9 (\text{MU2} + \text{S}) \text{T}^2) - \\
& \quad (57 \text{ MU2}^3 + 42 \text{ MU2}^2 \text{S} + 15 \text{ MU2} \text{S}^2 - 5 \text{S}^3 - 4 \text{ MU2} (7 \text{ MU2} + 9 \text{S}) \text{T} + 3 (\text{MU2} + \text{S}) \text{T}^2) \text{U} + \\
& \quad (15 \text{ MU2}^2 + \text{MU2} (\text{S} - 6 \text{T}) + 4 \text{S} (\text{S} - \text{T})) \text{U}^2 + (-\text{MU2} + \text{S}) \text{U}^3) \text{B0i}[\text{bb1}, \text{S}, 0, \text{MU2}]) \\
& \text{B0i}[\text{bb0}, \text{U}, 0, \text{MU2}]^* + (-2 (60 \text{ MU2}^4 + \text{MU2}^3 (76 \text{S} - 38 \text{T} - 54 \text{U}) + \\
& \quad \text{S} \text{U} (3 \text{S}^2 - \text{S} \text{T} - 2 \text{T}^2 + 2 \text{S} \text{U} - 3 \text{T} \text{U} + \text{U}^2) + \text{MU2}^2 (13 \text{S}^2 - 69 \text{S} \text{T} + 6 \text{T}^2 - 40 \text{S} \text{U} + 25 \text{T} \text{U} + 17 \text{U}^2) - \\
& \quad \text{MU2} (9 \text{S}^3 + \text{S}^2 (-3 \text{T} + 5 \text{U}) + \text{U} (2 \text{T}^2 + 5 \text{T} \text{U} + \text{U}^2) - \text{S} (6 \text{T}^2 + 32 \text{T} \text{U} + \text{U}^2))) \text{B0i}[\text{bb0}, \text{U}, 0, \text{MU2}] + \\
& 2 (30 \text{ MU2}^4 + \text{MU2}^3 (21 \text{S} - 17 \text{T} + 23 \text{U}) + \text{S} \text{U} (-3 \text{S}^2 + 2 \text{T}^2 + \text{S} (\text{T} - 2 \text{U}) + 3 \text{T} \text{U} - \text{U}^2) - \\
& \quad \text{MU2}^2 (\text{S}^2 + 25 \text{S} \text{T} - 6 \text{S} \text{U} + 17 \text{T} \text{U} + 19 \text{U}^2) + \\
& \quad \text{MU2} (-3 \text{S}^3 + \text{S}^2 (\text{T} + 13 \text{U}) + \text{S} (2 \text{T}^2 - 20 \text{T} \text{U} - \text{U}^2) + \text{U} (2 \text{T}^2 + 5 \text{T} \text{U} + \text{U}^2))) \text{B0i}[\text{bb1}, \text{U}, 0, \text{MU2}]) \\
& \text{B0i}[\text{bb1}, \text{S}, 0, \text{MU2}]^* + (-2 (90 \text{ MU2}^4 + \text{MU2}^3 (-31 \text{S} - 71 \text{T} + 47 \text{U}) + \text{S} \text{U} (5 \text{S}^2 - 3 \text{T}^2 + 4 \text{S} \text{U} - 4 \text{T} \text{U} + \text{U}^2) - \\
& \quad \text{MU2}^2 (11 \text{S}^2 - 9 \text{T}^2 + 50 \text{T} \text{U} + 29 \text{U}^2 + 4 \text{S} (-5 \text{T} + \text{U})) + \\
& \quad \text{MU2} (5 \text{S}^3 - 15 \text{S}^2 \text{U} + \text{U} (9 \text{T}^2 + 13 \text{T} \text{U} - 2 \text{U}^2) + \text{S} (-3 \text{T}^2 + 16 \text{T} \text{U} + 4 \text{U}^2))) \text{B0i}[\text{bb0}, \text{S}, 0, \text{MU2}] + \\
& 2 (\text{MU2} (26 \text{ MU2}^3 + 23 \text{ MU2}^2 \text{S} + 3 \text{ MU2} \text{S}^2 - 5 \text{S}^3 - 3 \text{ MU2} (7 \text{ MU2} + 8 \text{S}) \text{T} + 3 (\text{MU2} + \text{S}) \text{T}^2) + \\
& \quad (17 \text{ MU2}^3 + 10 \text{ MU2}^2 \text{S} + 15 \text{ MU2} \text{S}^2 - 5 \text{S}^3 - 4 \text{ MU2} (3 \text{ MU2} + 5 \text{S}) \text{T} + 3 (\text{MU2} + \text{S}) \text{T}^2) \text{U} - \\
& \quad (15 \text{ MU2}^2 + \text{MU2} (\text{S} - 6 \text{T}) + 4 \text{S} (\text{S} - \text{T})) \text{U}^2 + (\text{MU2} - \text{S}) \text{U}^3) \\
& \quad \text{B0i}[\text{bb1}, \text{S}, 0, \text{MU2}]) \text{B0i}[\text{bb1}, \text{U}, 0, \text{MU2}]^* \text{Den}[\text{S}, \text{MU2}]^2 \text{Den}[\text{U}, \text{MU2}]^2 + \\
& 2 ((164 \text{ MU2}^4 + 2 \text{ MU2}^3 (9 \text{S} - 9 \text{T} - 76 \text{U}) + 4 \text{U}^4 - 2 \text{ MU2} \text{U} (-3 \text{S}^2 + 3 \text{T}^2 - 4 \text{S} \text{U} + 2 \text{T} \text{U} + 11 \text{U}^2) + \\
& \quad \text{MU2}^2 (-9 \text{S}^2 + 9 \text{T}^2 - 21 \text{S} \text{U} + 21 \text{T} \text{U} + 68 \text{U}^2)) \text{Abs}[\text{B0i}[\text{bb0}, \text{U}, 0, \text{MU2}]]^2 + \\
& (4 \text{ MU2}^4 + 4 \text{U}^4 + 2 \text{ MU2}^3 (\text{S} - \text{T} + 20 \text{U}) + 2 \text{ MU2} \text{U} (-\text{S}^2 + \text{T}^2 + 2 \text{T} \text{U} - 11 \text{U}^2) + \\
& \quad \text{MU2}^2 (-\text{S}^2 + \text{T}^2 + 3 \text{S} \text{U} - 3 \text{T} \text{U} + 36 \text{U}^2)) \text{Abs}[\text{B0i}[\text{bb1}, \text{U}, 0, \text{MU2}]]^2 - \\
& 2 (8 \text{ MU2}^4 - 36 \text{ MU2}^2 \text{U}^2 + 12 \text{ MU2} \text{U}^3 - 2 \text{U}^4 + \text{MU2}^3 (3 (\text{S} + \text{T}) + 47 \text{U})) \\
& \quad (\text{B0i}[\text{bb1}, \text{U}, 0, \text{MU2}] \text{B0i}[\text{bb0}, \text{U}, 0, \text{MU2}]^* + \text{B0i}[\text{bb0}, \text{U}, 0, \text{MU2}] \text{B0i}[\text{bb1}, \text{U}, 0, \text{MU2}]^*) \text{Den}[\text{U}, \text{MU2}]^4)
\end{aligned}$$

Le processus $dg \rightarrow d\gamma$

64

- Alfa Alfas Alfas2

81

$$\begin{aligned}
& (-8 \text{ MD2} \left((3 \text{ MD2} - \text{ S}) (\text{ MD2}^2 + 10 \text{ MD2 S} - 3 \text{ S}^2) \text{ Abs}[\text{ B0i}[\text{ bb0}, \text{ S}, 0, \text{ MD2}]]^2 - (\text{ MD2}^3 - \text{ MD2}^2 \text{ S} - 17 \text{ MD2 S}^2 + \text{ S}^3) \right. \\
& \quad \left. \text{ Abs}[\text{ B0i}[\text{ bb1}, \text{ S}, 0, \text{ MD2}]]^2 + (3 \text{ MD2} - \text{ S}) (\text{ MD2}^2 - 6 \text{ MD2 S} - 3 \text{ S}^2) \right. \\
& \quad \left. (\text{ B0i}[\text{ bb1}, \text{ S}, 0, \text{ MD2}] \text{ B0i}[\text{ bb0}, \text{ S}, 0, \text{ MD2}]^* + \text{ B0i}[\text{ bb0}, \text{ S}, 0, \text{ MD2}] \text{ B0i}[\text{ bb1}, \text{ S}, 0, \text{ MD2}]^*) \right) \text{ Den}[\text{ S}, \text{ MD2}]^4 - \\
& \quad (2 \left((326 \text{ MD2}^4 - 3 \text{ MD2}^3 (57 \text{ S} + 71 \text{ T} + 83 \text{ U}) + \text{ S U} (-3 \text{ S}^2 + \text{ S T} + 2 \text{ T}^2 - 2 \text{ S U} + 3 \text{ T U} - \text{ U}^2) + \text{ MD2}^2 \right. \\
& \quad \quad (13 \text{ S}^2 + 69 \text{ S T} + 18 \text{ T}^2 + 116 \text{ S U} + 89 \text{ T U} + 39 \text{ U}^2) + \text{ MD2} (6 \text{ S}^3 - \text{ S} (3 \text{ S} + 25 \text{ T}) \text{ U} - 13 \text{ S U}^2 + 6 \text{ U}^3) \left. \right) \\
& \quad \text{ B0i}[\text{ bb0}, \text{ U}, 0, \text{ MD2}] - (78 \text{ MD2}^4 + \text{ MD2}^3 (-49 \text{ S} - 59 \text{ T} + 89 \text{ U}) + \\
& \quad \quad \text{ MD2}^2 (7 \text{ S}^2 + 23 \text{ S T} + 6 \text{ T}^2 - 44 \text{ S U} - 53 \text{ T U} - 39 \text{ U}^2) + \text{ S U} (3 \text{ S}^2 - \text{ S T} - 2 \text{ T}^2 + 2 \text{ S U} - 3 \text{ T U} + \text{ U}^2) + \\
& \quad \quad \text{ MD2} (2 \text{ S}^3 + \text{ S} (3 \text{ S} + 25 \text{ T}) \text{ U} + 17 \text{ S U}^2 - 6 \text{ U}^3) \left. \right) \text{ B0i}[\text{ bb1}, \text{ U}, 0, \text{ MD2}] \text{ B0i}[\text{ bb0}, \text{ S}, 0, \text{ MD2}]^* + \\
& \quad 2 \left((226 \text{ MD2}^4 - \text{ MD2}^3 (49 \text{ S} + 181 \text{ T} + 163 \text{ U}) - \text{ S U} (5 \text{ S}^2 - 3 \text{ T}^2 + 4 \text{ S U} - 4 \text{ T U} + \text{ U}^2) + \right. \\
& \quad \quad \text{ MD2}^2 (-41 \text{ S}^2 + 60 \text{ S T} + 27 \text{ T}^2 + 36 \text{ S U} + 98 \text{ T U} + 29 \text{ U}^2) + \\
& \quad \quad \text{ MD2} (15 \text{ S}^3 + 23 \text{ S}^2 \text{ U} + \text{ U} (-9 \text{ T}^2 - 13 \text{ T U} + 2 \text{ U}^2) - \text{ S} (9 \text{ T}^2 + 32 \text{ T U} + 4 \text{ U}^2) \left. \right) \text{ B0i}[\text{ bb0}, \text{ S}, 0, \text{ MD2}] - \\
& \quad \quad (\text{ MD2} (74 \text{ MD2}^3 + 69 \text{ MD2}^2 \text{ S} + 25 \text{ MD2 S}^2 - 15 \text{ S}^3 - 3 \text{ MD2} (17 \text{ MD2} + 24 \text{ S}) \text{ T} + 9 (\text{ MD2} + \text{ S}) \text{ T}^2) - \\
& \quad \quad (57 \text{ MD2}^3 + 42 \text{ MD2}^2 \text{ S} + 15 \text{ MD2 S}^2 - 5 \text{ S}^3 - 4 \text{ MD2} (7 \text{ MD2} + 9 \text{ S}) \text{ T} + 3 (\text{ MD2} + \text{ S}) \text{ T}^2) \text{ U} + \\
& \quad \quad (15 \text{ MD2}^2 + \text{ MD2} (\text{ S} - 6 \text{ T}) + 4 \text{ S} (\text{ S} - \text{ T})) \text{ U}^2 + (-\text{ MD2} + \text{ S}) \text{ U}^3) \text{ B0i}[\text{ bb1}, \text{ S}, 0, \text{ MD2}] \\
& \quad \text{ B0i}[\text{ bb0}, \text{ U}, 0, \text{ MD2}]^* + (-2 (60 \text{ MD2}^4 + \text{ MD2}^3 (76 \text{ S} - 38 \text{ T} - 54 \text{ U}) + \\
& \quad \quad \text{ S U} (3 \text{ S}^2 - \text{ S T} - 2 \text{ T}^2 + 2 \text{ S U} - 3 \text{ T U} + \text{ U}^2) + \text{ MD2}^2 (13 \text{ S}^2 - 69 \text{ S T} + 6 \text{ T}^2 - 40 \text{ S U} + 25 \text{ T U} + 17 \text{ U}^2) - \\
& \quad \quad \text{ MD2} (9 \text{ S}^3 + \text{ S}^2 (-3 \text{ T} + 5 \text{ U}) + \text{ U} (2 \text{ T}^2 + 5 \text{ T U} + \text{ U}^2) - \text{ S} (6 \text{ T}^2 + 32 \text{ T U} + \text{ U}^2) \left. \right) \text{ B0i}[\text{ bb0}, \text{ U}, 0, \text{ MD2}] + \\
& \quad 2 (30 \text{ MD2}^4 + \text{ MD2}^3 (21 \text{ S} - 17 \text{ T} + 23 \text{ U}) + \text{ S U} (-3 \text{ S}^2 + 2 \text{ T}^2 + \text{ S} (\text{ T} - 2 \text{ U}) + 3 \text{ T U} - \text{ U}^2) - \\
& \quad \quad \text{ MD2}^2 (\text{ S}^2 + 25 \text{ S T} - 6 \text{ S U} + 17 \text{ T U} + 19 \text{ U}^2) + \\
& \quad \quad \text{ MD2} (-3 \text{ S}^3 + \text{ S}^2 (\text{ T} + 13 \text{ U}) + \text{ S} (2 \text{ T}^2 - 20 \text{ T U} - \text{ U}^2) + \text{ U} (2 \text{ T}^2 + 5 \text{ T U} + \text{ U}^2) \left. \right) \text{ B0i}[\text{ bb1}, \text{ U}, 0, \text{ MD2}] \\
& \quad \text{ B0i}[\text{ bb1}, \text{ S}, 0, \text{ MD2}]^* + (-2 (90 \text{ MD2}^4 + \text{ MD2}^3 (-31 \text{ S} - 71 \text{ T} + 47 \text{ U}) + \text{ S U} (5 \text{ S}^2 - 3 \text{ T}^2 + 4 \text{ S U} - 4 \text{ T U} + \text{ U}^2) - \\
& \quad \quad \text{ MD2}^2 (11 \text{ S}^2 - 9 \text{ T}^2 + 50 \text{ T U} + 29 \text{ U}^2 + 4 \text{ S} (-5 \text{ T} + \text{ U})) + \\
& \quad \quad \text{ MD2} (5 \text{ S}^3 - 15 \text{ S}^2 \text{ U} + \text{ U} (9 \text{ T}^2 + 13 \text{ T U} - 2 \text{ U}^2) + \text{ S} (-3 \text{ T}^2 + 16 \text{ T U} + 4 \text{ U}^2) \left. \right) \text{ B0i}[\text{ bb0}, \text{ S}, 0, \text{ MD2}] + \\
& \quad 2 (\text{ MD2} (26 \text{ MD2}^3 + 23 \text{ MD2}^2 \text{ S} + 3 \text{ MD2 S}^2 - 5 \text{ S}^3 - 3 \text{ MD2} (7 \text{ MD2} + 8 \text{ S}) \text{ T} + 3 (\text{ MD2} + \text{ S}) \text{ T}^2) + \\
& \quad \quad (17 \text{ MD2}^3 + 10 \text{ MD2}^2 \text{ S} + 15 \text{ MD2 S}^2 - 5 \text{ S}^3 - 4 \text{ MD2} (3 \text{ MD2} + 5 \text{ S}) \text{ T} + 3 (\text{ MD2} + \text{ S}) \text{ T}^2) \text{ U} - \\
& \quad \quad (15 \text{ MD2}^2 + \text{ MD2} (\text{ S} - 6 \text{ T}) + 4 \text{ S} (\text{ S} - \text{ T})) \text{ U}^2 + (\text{ MD2} - \text{ S}) \text{ U}^3) \\
& \quad \quad \text{ B0i}[\text{ bb1}, \text{ S}, 0, \text{ MD2}] \text{ B0i}[\text{ bb1}, \text{ U}, 0, \text{ MD2}]^*) \text{ Den}[\text{ S}, \text{ MD2}]^2 \text{ Den}[\text{ U}, \text{ MD2}]^2 - \\
& \quad 2 \left((164 \text{ MD2}^4 + 2 \text{ MD2}^3 (9 \text{ S} - 9 \text{ T} - 76 \text{ U}) + 4 \text{ U}^4 - 2 \text{ MD2 U} (-3 \text{ S}^2 + 3 \text{ T}^2 - 4 \text{ S U} + 2 \text{ T U} + 11 \text{ U}^2) + \right. \\
& \quad \quad \text{ MD2}^2 (-9 \text{ S}^2 + 9 \text{ T}^2 - 21 \text{ S U} + 21 \text{ T U} + 68 \text{ U}^2) \left. \right) \text{ Abs}[\text{ B0i}[\text{ bb0}, \text{ U}, 0, \text{ MD2}]]^2 + \\
& \quad (4 \text{ MD2}^4 + 4 \text{ U}^4 + 2 \text{ MD2}^3 (\text{ S} - \text{ T} + 20 \text{ U}) + 2 \text{ MD2 U} (-\text{ S}^2 + \text{ T}^2 + 2 \text{ T U} - 11 \text{ U}^2) + \\
& \quad \quad \text{ MD2}^2 (-\text{ S}^2 + \text{ T}^2 + 3 \text{ S U} - 3 \text{ T U} + 36 \text{ U}^2) \left. \right) \text{ Abs}[\text{ B0i}[\text{ bb1}, \text{ U}, 0, \text{ MD2}]]^2 - \\
& \quad 2 (8 \text{ MD2}^4 - 36 \text{ MD2}^2 \text{ U}^2 + 12 \text{ MD2 U}^3 - 2 \text{ U}^4 + \text{ MD2}^3 (3 (\text{ S} + \text{ T}) + 47 \text{ U})) \\
& \quad (\text{ B0i}[\text{ bb1}, \text{ U}, 0, \text{ MD2}] \text{ B0i}[\text{ bb0}, \text{ U}, 0, \text{ MD2}]^* + \text{ B0i}[\text{ bb0}, \text{ U}, 0, \text{ MD2}] \text{ B0i}[\text{ bb1}, \text{ U}, 0, \text{ MD2}]^*) \text{ Den}[\text{ U}, \text{ MD2}]^4)
\end{aligned}$$

Bibliographie

- [1] Gilles Cohen-Tannoudji. *Histoire, Actualite et Horizons Du Modèle Standard*. Université paris-sud.
- [2] T. Hahn M. Pérez-Victoria. *Automatized One-Loop Calculations in four and D dimensions*. Universit ät Karlsruhe, Universidad de Granada, juillet 1998.
- [3] S.M. Bileky et J. Hosek. *Glashou-Weinberg–Salam Theory Of Electroweak Interactions And The Neatral Currents*. 17 May 1982.
- [4] Kien Nguyen. *The Higgs Mechanism*. Juli 2009.
- [5] Aldo Deandrea. *Interactions électrofaibles et introduction à la supersymétrie*. EA. Ecole Normale Supérieure de Lyon, 2007 , pp.210. < cel – 00171836 >.
- [6] Tanmay Vachaspati Ana Achùdcarro. *Semilocal and electroweak strings*. l'Université de Groningen, 1999.
- [7] Luis Anchordoqui and Francis Halzen. *Lessons in Particle Physics*. l'Université de Wisconsin, 2009.
- [8] Maxime Gouzevitch. *Mesure de la constante de couplage forte avec les jets hadroniques en diffusion inélastique profonde*. Physics. Ecole Polytechnique, 2008.
- [9] W. N. Cottingham and à partir de D. A. Greenwood. *Introduction to the Standard Model of Particle Physics, 2nd Edition*. l'Université Press, 2007.
- [10] L.Marleau. *introduction a la physique des particules*. l'Université Pierre et Marie Curie, 2013.
- [11] Jean-Laurent Agram. *Mesure de la section efficace inclusive de production des jets en fonction de leur impulsion transverse dans l'expérience DØ au Fermilab*. Université de Haute Alsace- Mulhouse, 2004 . French tel-00009700.
- [12] Wolfram Weise Anthony W. Thomas. *The Structure of the Nucleon*. 2001.
- [13] M. Dib. *Contribution à l'analyse des premières données l'expérience CMS au LHC*. Mémoire de fin d'études Université Libre de Bruxelles, 2009-2010.
- [14] Lance Dixon. *QCD at Colliders*. European School of High Energy, 2012.
- [15] Cyrille Marquet. *Chromodynamique quantique á haute énergie, théorie etphénoménologie appliquée aux collisions de hadrons*. Université Pierre et Marie Curie, 2006.

- [16] Takuma Horaguchi. *Prompt Photon Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$* . at Tokyo Institute of Technology February, 2006.
- [17] . *Photon physics in heavy ion collisions at the LHC*. arXiv : hep/0311131v3 , 17 May 2004.
- [18] P. Gupta^a B.C. Choudhary S. Chatterji S. Bhattacharya. *Study of direct photon plus jet production in CMS experiment at $\sqrt{s} = 17\text{ TeV}$* . l'Université de Delhi India, 2007.
- [19] A. Gehrmann-De Ridder. *Photon Fragmentation at LEP*. Universität Karlsruhe, 1998.
- [20] Ahmed Hadj Henni. *isolation des photons de grande impulsion transverse dans les collisions proton+proton à 200 GeV dans l'expérience PHENIX au RHIC*. Université de Nantes , 2007. French, <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00137654>, 2007 .
- [21] Raphaëlle Ichou¹ and David d'Enterria². *Sensitivity of isolated photon production at TeV hadron colliders to the gluon distribution in the proton*. Universitat de Barcelona, 2010.
- [22] Pooja Gupta B.C.Choudhary S.Chatterji S.Bhattacharya and R.K.Shivpuri. *Direct Photon plus Jet Study for CMS*. l'Université de Delhi, 2007.
- [23] Alexis Mas. *Mesure de la production des photons isolés dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ avec le détecteur ALICE*. Ecole des Mines de Nantes, 2013.
- [24] *Status of globale QCD anatysis and the parton structure of the nucleon*. arXiv : hep-ph/0409145v1 13 sep 2004.
- [25] <https://mstwpdf.hepforge.org/code>.
- [26] Thomas Hahn. *Generating Feynman Diagrams and Amplitudes with FeynArts 3*. Universität Karlsruh, arXiv : hep-ph/0012260v2 16 May 2001.
- [27] Thomas Hahn. *Feynman Diagram Calculations with FeynArts, FormCalc, and LoopTools*. arXiv : 1006.2231v1 [hep-ph] 11 jun 2010.
- [28] Thomas Hahn^a. *Automatic Loop Calculations with FeynArts, FormCalc, and LoopTools*. Universität Karlsruhe.

Résumé

Le Modèle Standard est le modèle théorique le plus actuel décrivant les composants élémentaires de la matière et leurs interactions. Ce modèle combine la théorie électrofaible de Glashow, Weinberg et Salam avec la chromodynamique quantique (QCD). La production de photons de grande impulsion transverse lors des collisions proton-proton (p-p) est décrite par la chromodynamique quantique perturbative (pQCD). Les photons de grande énergie transverse fournissent des informations essentielles sur les fonctions de distribution partoniques (PDF) à l'intérieur du proton, parmi ces photons, ceux issus directement d'un processus partonique énergétique (appelés photons directs) sont particulièrement intéressants car leur mesure permet de tester précisément les prédictions de la pQCD. Ce mémoire porte sur les calculs des amplitudes de production de photons dans les collisions proton-proton dans le cadre du Modèle Standard. Cette étude a été faite à l'aide d'un programme automatique de calcul à une boucle d'observables physiques dans le MS. FeynArts, FormCalc et LoopTools sont des paquets qui fonctionnent sous Mathematica pour la génération et le calcul des diagrammes de Feynman, les diagrammes sont générés avec FeynArts, algébriquement simplifiés avec FormCalc, et enfin évalués numériquement en utilisant le paquet LoopTools.

Mots clés: Modèle Standard, collisions proton-proton, photons directs, FeynArts, FormCalc, LoopTools.

Abstract

The Standard Model is the most current theoretical model describing the elementary constituents of matter and their interactions, this model combines the electroweak theory of Glashow, Salam and Weinberg with quantum chromodynamics (QCD). The high transverse momentum photon production in proton-proton collisions (p-p) is described by perturbative quantum chromodynamics (pQCD), are an excellent tool to study perturbative Quantum Chromodynamics. In particular, high transverse-momentum photons provide crucial information on the parton distribution functions (PDFs) of the proton.

This thesis focuses on the calculations of the production amplitudes photons in the proton-proton collisions in the framework of the Standard Model. This study has been carried out with the help of an automatic program dedicated to the computation of physical observables at one-loop in the MS FeynArts, FormCalc, and LoopTools are programs for the generation and calculation of Feynman diagrams, the diagrams are generated with FeynArts, algebraically simplified with FormCalc, and finally evaluated numerically using the LoopTools package.

KeyWords: Standard Model, proton-proton collisions, FeynArts, FormCalc, LoopTools.