

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR

ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE FRERES MENTOURI CONSTANTINE 1

FACULTE DES SCIENCES EXACTES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre : 19/Ds/2018

Série : 01/phy/2018

Thèse

**PRESENTEE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE DOCTORAT EN SCIENCE
PHYSIQUE**

SPECIALITE : Physique théorique

THEME

**Etude phénoménologique du secteur des interactions électrofaibles
dans les théories au-delà du Modèle Standard**

**Par : CHADOU Ilhem
Soutenue le : 08 / 02 / 2018**

Devant le jury :

Président : BENSLAMA Achour Prof. Université Frères Mentouri Constantine 1

Rapporteur : MEBARKI Noureddine Prof. Université Frères Mentouri Constantine 1

Examineurs :

AISSAOUI Habib Prof. Université Frères Mentouri Constantine 1

BOUDA Ahmed Prof. Université Abderrahmane Mira Bejaia

BOUSSAHEL Mounir Prof. Université Mohamed Boudiaf M'Sila

GHARBI Abdelhakim M.C.A Université Abderrahmane Mira Bejaia

Remerciements

Je voudrais en premier lieu remercier mon rapporteur, Monsieur N.MEBARKI, Professeur à l'Université Frères Mentouri Constantine 1, d'avoir bien dirigé mes travaux de recherches. J'ai beaucoup apprécié son soutien. Ses conseils se sont toujours révélés judicieux. Ses remarques constructives m'ont été précieuses pour la rédaction de cette thèse. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude.

Je tiens à exprimer ma gratitude envers les membres du Jury pour avoir accepté de juger mon travail.

C'est avec un grand plaisir que je remercie Monsieur A. BENSLAMA, Professeur à l'Université Frères Mentouri Constantine 1, pour avoir bien accepté de juger mon travail, en me faisant l'honneur de présider le jury.

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur H. AISSAOUI, Professeur à l'Université Frères Mentouri Constantine 1, pour avoir accepté d'examiner ce travail, et pour son soutien moral.

Je suis honoré que Monsieur A. BOUDA, Professeur à l'Université A.Mira de Bejaia, ait accepté de prendre part du jury. Qu'il trouve ici mes sincères remerciements.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance envers Monsieur M. BOUSSAHEL, Professeur à l'Université M^{ed} Boudiaf de M'sila, d'avoir accepté d'examiner ce travail et d'être membre du jury.

Je remercie également Monsieur A. GHARBI, Maître de conférence à l'Université A. Mira de Bejaia, pour avoir accepté d'être aussi membre du jury, ainsi que pour sa patience et pour le temps qu'il m'a consacré au cours de mon travail.

J'adresse mes plus vifs remerciements à mon mari M.R. Bekli pour ses précieuses remarques et suggestions. Je mesure la chance d'avoir bénéficié de sa compétence et de son dynamisme.

Je remercie également Monsieur Abdelmoumene Belabbas, Maître de conférence à l'Université A. Mira de Bejaia, pour son soutien moral et ses remarques pertinentes.

Je termine par remercier les membres de ma famille qui ont su garder leur calme quand il le fallait, et qui ont su m'encourager dans tous les chemins que j'ai choisis, et sur qui je pourrais toujours compter.

A tous un grand merci.

Table des matières

Introduction générale.....	1
Chapitre I : Modèle Standard et son extension non-commutative.....	5
Introduction.....	6
I- Modèle Standard (MS).....	6
1- Constituants élémentaires de la matière et interactions.....	6
2- Electrodynamique quantique $SU(2) \otimes U(1)$	7
2-1- Mécanisme de Higgs.....	9
2-2- Génération de la masse des Bosons électrofaibles $U(1) \otimes SU(2)$	10
2-3- Génération de la masse des leptons	14
3- Renormalisation et évolution des constantes de couplage.....	15
4- Boson de Higgs au LHC.....	16
4-1- Production du boson de Higgs.....	18
4-2- Désintégration du Higgs.....	19
II- Modèle Standard Non-Commutatif (NCSM).....	20
1- Au-delà du Modèle Standard.....	20
2- Modèle standard non-commutatif	21
Chapitre II: Etude de deux processus de production et de désintégration du Higgs.....	27
Introduction.....	28
1- Production du Boson de Higgs.....	28
1-1- Expression de la section efficace totale.....	31
1-2- Section efficace inclusive.....	34
1-3- Comparaison avec le modèle standard.....	37
2- Désintégration du Boson de Higgs en deux bosons (photons ou gluons).....	41

Chapitre III: Production du photon direct dans le Minimal NCSM.....45

Introduction.....	46
1- Production du photon direct.....	46
2- Calcul de la section efficace différentielle.....	48
3- Calcul de la section efficace inclusive.....	54
4- Contraintes sur le paramètre de non-commutativité.....	56
5- Analyse de corrélation	57

Chapitre IV: Production de deux photons par l'annihilation électron-positron59

Introduction.....	60
1- Annihilation en paire de photons.....	60
2- Section efficace différentielle.....	61
3- Bornes sur le paramètre de non-commutativité.....	62
- Première limite.....	63
- Seconde limite.....	64
- Troisième limite.....	64
4- Comportement de la section efficace différentielle.....	65
5- Prédications à hautes énergies.....	67

Conclusion générale.....70

Annexe.....73

Annexe1 : Grands collisionneurs.....74

Annexe 2 : Invariance de θ_{13} avec un choix particulier du référentiel local.....75

Annexe 3 : Règles de Feynman.....77

Annexe 4: Effet de la rotation de la terre.....79

Annexe 5 : Calcul numérique de la section efficace inclusive.....81

Bibliographie.....88

Introduction générale

Le graal de la physique moderne est d'arriver un jour à connaître la structure sous-jacente de la matière, d'identifier ses constituants les plus élémentaires et de comprendre de quelles façons et sous l'effet de quelles interactions ces particules dites élémentaires interagissent pour produire tous les phénomènes observés, que ce soit dans les entrailles des grands collisionneurs ou à travers les lentilles des grands observatoires.

Tout cela doit être formulé dans un cadre mathématique rigoureux qui permet, non seulement de donner des explications aux phénomènes observés, mais aussi de prévoir les évènements futures avec une précision inégalée.

Pour décrire la matière stable, et comprendre la majorité des phénomènes physiques du monde qui nous entoure, on fait appel à trois constituants élémentaires, qui sont: les quarks up et down, les deux constituants du proton et du neutron, eux même confinés dans le noyau atomique, et l'électron qui gravite autour. Mais ces trois constituants élémentaires ne suffisent pas pour décrire l'ensemble des phénomènes qui se produisent dans notre univers, notamment à haute énergie. En effet, à côté de la matière stable, il existe des particules plus massives, instables, qui se désintègrent et disparaissent rapidement. Celles-ci sont créées notamment dans les grands collisionneurs de particules et apparaissent continuellement dans notre univers.

Dans le modèle standard, les particules sont représentées par des champs relativistes de seconde quantification. On décrit la propagation des particules dans l'espace-temps et leurs interactions à partir de ces champs par un lagrangien. Quant aux champs de jauge, qui correspondent aux bosons médiateurs des interactions, ils apparaissent dans la théorie en exigeant l'invariance du lagrangien sous la symétrie de jauge, autrement-dit, du groupe de symétrie locale. Une nouvelle particule, le boson de Higgs, apparait après brisure spontanée de symétrie. Par la même procédure, on arrive à conférer une masse aux différentes particules élémentaires, et à expliquer la masse des bosons vecteurs de l'interaction faible.

Pour confronter les prédictions du modèle standard à l'expérience, on calcule souvent la section efficace. Cependant, pour simplifier les calculs, on utilise les règles de Feynman déduites du lagrangien de la théorie quantique des champs.

Malgré tous ses succès, et la précision de ses prédictions, il est clair que le modèle standard n'est pas la théorie ultime que cherchent les physiciens. En effet, de nombreuses questions restent sans réponse. C'est la raison principale que de nouvelles théories ont été proposées. Dans cette thèse, on s'intéresse particulièrement aux prédictions du modèle standard non-commutatif (NCSM) construit grâce au produit Moyal-Weyl et les transformations de

Seiberg-Witten, afin de les confronter avec les données expérimentales, ce qui permet d'affirmer ou d'infirmer la nature non-commutative de l'espace-temps. De plus, les processus ont été analysés d'une façon satisfaisante, d'où l'importance de notre étude.

Cette thèse, qui rassemble l'essentiel de nos travaux, est partagée en quatre chapitres:

Dans le premier chapitre, on a introduit une description succincte du modèle standard de la physique des particules, l'essentiel du formalisme théorique dont on aura besoin par la suite, notamment les processus de production et de désintégration du boson de Higgs. Ce chapitre se termine par la présentation du modèle standard, mais dans un espace-temps non-commutatif.

Dans le deuxième chapitre, on s'est intéressé au processus de désintégration du Boson de Higgs en une paire de photons via une boucle Fermionique, mais dans le cadre du Modèle standard non-commutatif. Cependant, le processus le mieux étudié dans cette partie, est celui de la production du Higgs suite à la fusion de deux gluons. Nous avons ainsi effectué de nombreux calculs de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie au centre de masse \sqrt{s} , de l'angle polaire θ , de l'angle azimutal ϕ , et pour différentes valeurs du paramètre de non-commutativité Λ . Nous avons également calculé la section efficace inclusive de la production de boson de Higgs suite à la collision proton-proton à haute énergie. Une comparaison avec le modèle standard commutatif a été faite.

Au troisième chapitre, on s'est intéressé à la production de photons directs suite à la collision proton-antiproton à une énergie de $\sqrt{s} = 1.96$ TeV (Tevatron) dans le cadre du NCSM. Pour cela, nous avons calculé la section efficace de deux sous-processus: réaction d'annihilation et diffusion de type Compton. Nous avons effectué par la suite une série de rotation pour passer du repère céleste au référentiel de laboratoire, et calculé la section efficace inclusive dans deux cas séparés de non-commutativité: espace-espace et espace-Temps. L'analyse de données avec les résultats de CDF (Tevatron) nous a permis de déduire une limite sur le paramètre de non-commutativité Λ . Nous avons également étudié la corrélation entre expérience et théorie.

Dans le quatrième et dernier chapitre, on a exposé les résultats de nos calculs concernant le processus d'annihilation électron-positron en deux photons, et cela dans le cadre de l'espace-espace Minimal-NCSM. La formule analytique de la section efficace différentielle est bien évidemment déduite.

La comparaison avec les résultats d'Aleph du LEP, nous a permis de fixer une limite inférieure au paramètre de non-commutativité. Nous avons également calculé la section efficace différentielle pour deux énergies, 0.5 TeV et 1 TeV, qui seront atteintes par le futur accélérateur ILC.

Chapitre I

Modèle Standard et son extension Non-Commutative

Introduction

L'objectif de la physique moderne est de décrire de manière cohérente et unifiée le comportement microscopique de la matière à l'aide de ses constituants les plus élémentaires. De là, elle cherche à comprendre de quelle façon ces particules interagissent pour former la matière macroscopique et expliquer tous les phénomènes observables.

I- Modèle Standard (MS)

Le modèle standard de la physique des particules construit sur le groupe de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est actuellement la théorie la plus complète et vérifiée expérimentalement, qui décrit l'interaction entre les constituants élémentaires de notre univers par le biais des trois interactions : électromagnétique, Faible et Forte.

Cependant, il est nécessaire d'inclure dans ce modèle le formalisme de brisure spontanée de symétrie pour donner une masse aux particules élémentaires, et la procédure de renormalisation dans les calculs d'ordre supérieurs afin d'obtenir des termes finis à partir des intégrales divergentes. Dans la suite de cette section, nous allons aborder brièvement tous ces concepts.

1- Constituants élémentaires de la matière et interactions

Toute la matière de l'univers est composée de particules élémentaires. Ces petits corpuscules indivisibles sont rangés dans deux familles distinctes; les fermions de spin demi entier et les bosons de spin entier.

Les fermions sont les particules qui constituent la matière ordinaire, et ils sont classés suivant deux familles: les quarks qui constituent les hadrons, et les leptons (les neutrinos, les électrons, les muons et le tau) insensibles à l'interaction forte.

Concernant les bosons, de spin 1, ils sont considérés comme les médiateurs des interactions :

- Le photon pour l'interaction électromagnétique.
- W^\pm, Z^0 pour l'interaction faible.
- 8 gluons pour l'interaction forte.

A chaque particule on lui associe une antiparticule, de masse identique mais dont tous les nombres quantiques sont opposés.

Il existe un autre boson prédit théoriquement dans le processus de brisure spontanée de symétrie, le Higgs. Celui-ci n'interagit qu'avec les particules qui ont une masse.

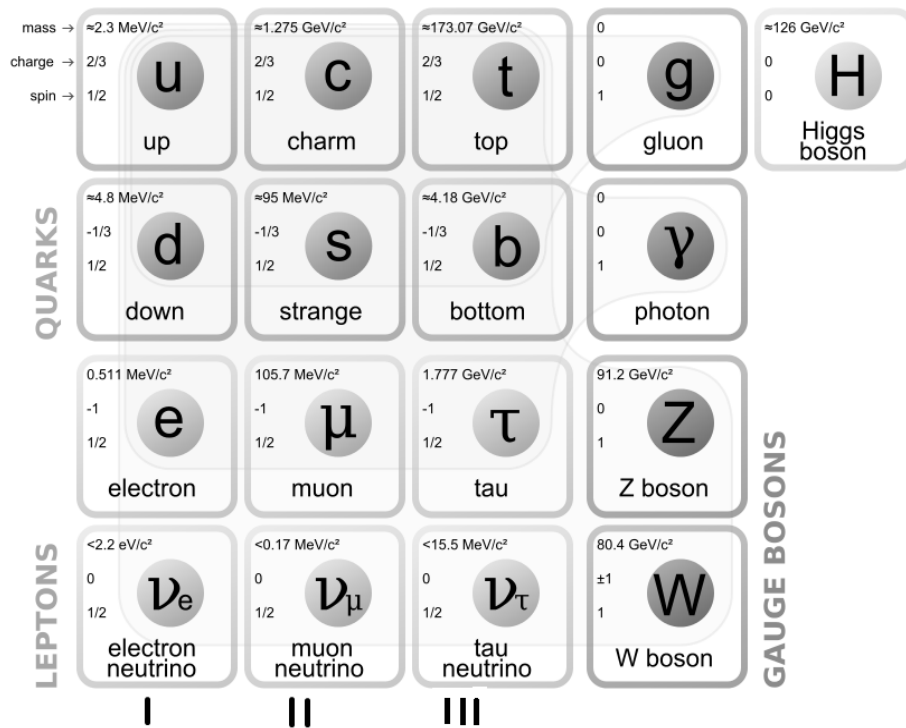


Fig.1 Les particules élémentaires: Leptons, Quarks, et Bosons de Jauge

2- Electrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique (QED) [1,2] décrit le comportement des particules par l'intermédiaire de l'interaction électromagnétique. Cette théorie est construite par le jumelage de la relativité restreinte avec la mécanique quantique. Elle repose sur la seconde quantification (quantification des champs libres) qui consiste à remplacer les coefficients du développement en série de Fourier des différents champs par des opérateurs de création et d'annihilation. Ainsi, l'interaction entre plusieurs champs est accompagnée soit par l'annihilation d'une ou de plusieurs particules d'impulsion et de spin donnés, soit par la création de nouvelles particules d'impulsion et de spin différents.

Dans le MS l'interaction des particules par l'intermédiaire des bosons est décrite grâce aux théories de jauge, construites sur un groupe de jauge donné. Les transformations dans ce

groupe ne changent pas l'expression du lagrangien du système étudié; c'est ce qu'on appelle l'invariance de jauge [3-5].

Le lagrangien, construit dans le cadre de cette théorie (théorie quantique des champs) s'écrit comme suit:

$$\begin{aligned} L_{QED} &= \bar{\Psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \Psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ &= \bar{\Psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi + e \bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi A_\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.1)$$

Avec:

γ^μ Les matrices de Dirac, et $\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu}$ la dérivée partielle.

La dérivée covariante est définie par $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$, où e est une constante de couplage (égale à la charge élémentaire de l'électron).

Le tenseur du champ électromagnétique est donné par:

$$F^{\mu\nu}(x) = \partial^\mu A^\nu(x) - \partial^\nu A^\mu(x) = \begin{pmatrix} 0 & E_1 & E_2 & E_3 \\ -E_1 & 0 & B_3 & -B_2 \\ -E_2 & -B_3 & 0 & B_1 \\ -E_3 & B_2 & -B_1 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Le premier terme du lagrangien (1.1) décrit les particules libres, alors que le second terme décrit l'interaction électromagnétique avec un champ fermionique (couplage entre Ψ et A_μ), et le dernier terme décrit la cinétique des champs électromagnétiques (terme de Yang-Mills).

La transformation de jauge locale est définie par:

$$\begin{cases} \Psi(x) \rightarrow \Psi'(x) = e^{ie\alpha(x)} \Psi(x) \\ \bar{\Psi}(x) \rightarrow \bar{\Psi}'(x) = e^{-ie\alpha(x)} \bar{\Psi}(x) \end{cases} \quad (1.3)$$

Tout en imposant simultanément pour le photon:

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \partial_\mu \alpha(x) \quad (1.4)$$

Où $\alpha(x)$ une fonction réelle.

Sous la forme infinitésimale, une transformation de jauge s'écrit :

$$\begin{cases} \delta\Psi = ie\alpha\Psi \\ \delta\bar{\Psi} = -ie\bar{\Psi}\alpha \\ \delta A_\mu = \partial_\mu\alpha \Rightarrow \delta F_{\mu\nu} = 0 \end{cases} \quad (1.5)$$

2-1- Mécanisme de Higgs

Le mécanisme de brisure spontanée de symétrie permet d'attribuer une valeur non nulle à l'état fondamental du champ scalaire, ce qui entraîne l'apparition des termes de masse (et des termes de couplages).

Dans le MS, le champ de Higgs est un champ scalaire décrit par un potentiel $V(\phi)$ de la forme :

$$V(\phi) = -\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda^2\phi^4 \quad (1.6)$$

Où μ et λ sont des constantes réelles.

La forme graphique du potentiel de Higgs (1.6), représentée dans la figure 2 (b), est typique d'une brisure spontanée de symétrie; c'est la valeur supposée non nulle du vide du champ de Higgs qui confère une masse aux fermions et aux bosons W et Z.

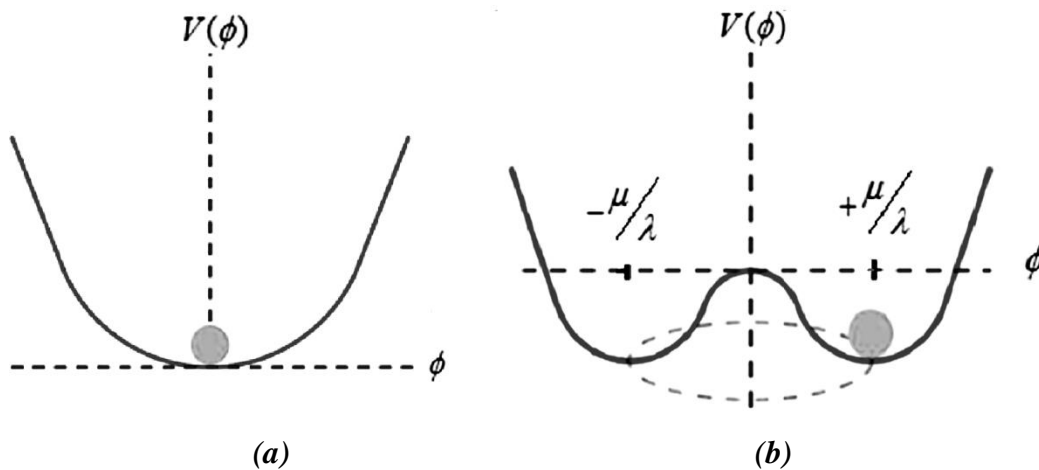


Fig.2 Forme du potentiel de Higgs qui entraîne une brisure spontanée de symétrie

Le terme $\frac{1}{2}\mu^2\phi^2$ du lagrangien ressemble au terme de masse, mais avec un mauvais signe. Il est donc nécessaire de retrouver le bon signe.

Sachant que le minimum du potentiel est donné par $\phi = \pm \frac{\mu}{\lambda}$, on introduit un nouveau champ

$$\eta = \phi \pm \frac{\mu}{\lambda}$$

Le lagrangien du champ de Higgs est donné par :

$$\begin{aligned} L &= L_{leptons} + L_{jauge} = T - V \\ L &= \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)(\partial^\mu\phi) + \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 - \frac{1}{4}\lambda^2\phi^4 \end{aligned} \quad (1.7)$$

On remplace dans le lagrangien précédent ϕ en fonction de η , on trouve :

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)(\partial^\mu\eta) - \mu^2\eta^2 \pm \mu\lambda\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4 + \frac{1}{4}\left(\frac{\mu^2}{\lambda}\right)^2 \quad (1.8)$$

Le second terme représente le terme de masse avec le bon signe. On déduit que :

$$m = \sqrt{2}\mu \quad (1.9)$$

Le troisième et le quatrième terme de (1.8) représentent des couplages à trois et quatre particules.

2-2- Génération de la masse des Bosons électrofaibles $U(1) \otimes SU(2)$

Dans ce qui suit, on s'intéresse au mécanisme qui permet de générer la masse des bosons électrofaible [2]. Pour cela, réécrivons le champ scalaire sous la forme :

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^A \\ \varphi^B \end{pmatrix} \text{ Avec } \varphi^A = \frac{\varphi_3 + i\varphi_4}{\sqrt{2}} \text{ et } \varphi^B = \frac{\varphi_1 + i\varphi_2}{\sqrt{2}} \quad (1.10)$$

Dans le groupe SU(2), la transformation de jauge est donnée par :

$$U(\alpha) = \exp(i\alpha_j \tau_j / 2) \quad (1.11)$$

Ici les τ_j représentent les trois matrices de Pauli :

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Il est possible, avec un choix de jauge judicieux, de prendre :

$$\begin{cases} \varphi^A = 0 \\ \varphi^B = \varphi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad (1.13)$$

Où $h(x)$ est un champ réel et φ_0 un paramètre réel responsable de la brisure de symétrie.

La dérivée covariante est donnée par :

$$D_\mu = \partial_\mu + i \frac{g_B}{2} B_\mu + i \frac{g_W}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu \quad (1.14)$$

Où B_μ est un champ de jauge associé au groupe U(1), et les $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$ sont les champs (Bosons) de jauge associés au groupe SU(2). g_B et g_W sont des constantes de couplage.

On calcule par la suite tous les termes intervenants dans l'expression de $D_\mu \varphi$. Compte tenu de

(1.13), nous avons :

$$\partial_\mu \varphi = \partial_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \partial_\mu h \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

Alors que

$$i \frac{g_w}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu \varphi = i \frac{g_w}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{2} W_\mu^+ \left(\varphi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \right) \\ -W_\mu^3 \left(\varphi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \right) \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Où

$$\begin{cases} W_\mu^+ = \frac{W_\mu^1 - i W_\mu^2}{\sqrt{2}} \\ W_\mu^- = \frac{W_\mu^1 + i W_\mu^2}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad (1.17)$$

On obtient finalement, en réunissant (1.15) et (1.16) dans (1.14):

$$D_\mu \varphi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \partial_\mu h \end{pmatrix} + i \frac{g_w}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{2} W_\mu^+ \left(\varphi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \right) \\ -W_\mu^3 \left(\varphi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \right) \end{pmatrix} + i \frac{g_B}{2} B_\mu \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

L'adjoint de (1.18) peut être obtenu facilement :

$$(D_\mu \varphi)^\dagger = \left(0 \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \partial_\mu h \right) - i \frac{g_w}{2} \left(\sqrt{2} W_\mu^- \left(\varphi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \right) \quad -W_\mu^3 \left(\varphi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \right) \right) - i \frac{g_B}{2} B_\mu \left(0 \quad \varphi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \right) \quad (1.19)$$

On calcule tous les termes $(D_\mu \varphi)^\dagger (D_\mu \varphi)$, et on effectue par la suite une rotation avec l'angle de Weinberg θ_w pour passer des champs B_μ et W_μ^3 aux champs réels A_μ et Z_μ :

$$\begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} = R(-\theta_w) \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & -\sin \theta_w \\ \sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

On extrait par la suite le terme de masse de A et de Z :

$$A_\mu A^\mu \left[\frac{g_B^2}{4} \cos^2 \theta_W + \frac{g_W^2}{4} \sin^2 \theta_W - \frac{g_B g_W}{2} \sin \theta_W \cos \theta_W \right] \quad (1.21)$$

$$Z_\mu Z^\mu \left[\frac{g_B^2}{4} \cos^2 \theta_W + \frac{g_W^2}{4} \sin^2 \theta_W + \frac{g_B g_W}{2} \sin \theta_W \cos \theta_W \right] \varphi_0^2 \quad (1.22)$$

Sachant que l'angle de Weinberg est défini par :

$$\begin{cases} \cos \theta_W = \frac{g_W}{\sqrt{g_B^2 + g_W^2}} \\ \sin \theta_W = \frac{g_B}{\sqrt{g_B^2 + g_W^2}} \end{cases} \quad (1.23)$$

On trouve :

$$A_\mu A^\mu \left[\frac{g_B^2}{4} \frac{g_W^2}{(g_B^2 + g_W^2)} + \frac{g_W^2}{4} \frac{g_B^2}{(g_B^2 + g_W^2)} - \frac{g_B g_W}{2} \frac{g_B}{\sqrt{g_B^2 + g_W^2}} \frac{g_W}{\sqrt{g_B^2 + g_W^2}} \right] = 0 \quad (1.24)$$

$$Z_\mu Z^\mu \left[\frac{g_B^2}{4} \frac{g_W^2}{(g_B^2 + g_W^2)} + \frac{g_W^2}{4} \frac{g_B^2}{(g_B^2 + g_W^2)} + \frac{g_B g_W}{2} \frac{g_B}{\sqrt{g_B^2 + g_W^2}} \frac{g_W}{\sqrt{g_B^2 + g_W^2}} \right] \varphi_0^2 = Z_\mu Z^\mu \left(\frac{g_B^2 + g_W^2}{4} \right) \varphi_0^2 \quad (1.25)$$

Cela signifie que la masse du photon est nulle :

$$M_A = 0 \quad (1.26)$$

Et que la masse du Boson Z est non-nulle :

$$M_Z = \left(\frac{\sqrt{g_B^2 + g_W^2}}{2} \right) \varphi_0 \quad (1.27)$$

De la même façon, il est facile de déduire les masses des Bosons W^+ et W^- . On trouve :

$$M_W = \frac{\varphi_0 g_W}{2} \quad (1.28)$$

2-3- Génération de la masse des Leptons

Dans ce qui suit, on s'intéresse au mécanisme qui génère la masse des fermions [2]. Pour cela, considérons le lagrangien d'interaction entre le champ de Higgs et les leptons:

$$L_{\text{int}} = -G_e (\bar{\Psi}_L \phi \Psi_R + \bar{\Psi}_R \phi^\dagger \Psi_L) \quad (1.29)$$

Avec,

$$\begin{cases} \Psi = \begin{pmatrix} \Psi_R \\ \Psi_L \end{pmatrix} \\ \Psi_L = \begin{pmatrix} 0 \\ \Psi_L \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \Psi = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix} \\ \Psi_R = \begin{pmatrix} \Psi_R \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \Psi = \begin{pmatrix} 0 \\ e_R \end{pmatrix} \end{cases} \quad (1.30)$$

Les éléments composants (1.30) sont définis comme suit :

$$\begin{cases} e_L = \left(\frac{1 - \gamma_5}{2} \right) e \\ e_R = \left(\frac{1 + \gamma_5}{2} \right) e \\ \nu_{eL} = \left(\frac{1 - \gamma_5}{2} \right) \nu_e \end{cases} \quad (1.31)$$

Sachant que,

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

En tenant compte des équations (1.30) et (1.31) et de l'expression du champ de Higgs (1.13), on peut réécrire le lagrangien (1.29) sous la forme beaucoup plus explicite :

$$L_{\text{int}} = -G_e \begin{pmatrix} \bar{\nu}_e & \bar{e}_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ e_R \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \bar{e}_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

D'où

$$\begin{aligned} L_{\text{int}} &= -G_e \left[\bar{e}_L \left(\varphi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \right) e_R + \bar{e}_R \left(\varphi_0 + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \right) e_L \right] \\ &= -G_e \varphi_0 (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - G_e \frac{h(x)}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) \end{aligned} \quad (1.34)$$

On remarque la disparition du champ de neutrino.

Le premier terme de l'équation précédente est le terme de masse. On déduit que la masse de l'électron est de la forme :

$$m_e = G_e \varphi_0 \quad (1.35)$$

3- Renormalisation et évolution des constantes de couplage

Dans les calculs d'ordre supérieur, au moment où on calcule l'amplitude de transition, on constate que la contribution de certains diagrammes de Feynman est divergente. Pour cette raison on applique la procédure de renormalisation qui permet, après régularisation, de supprimer les termes à l'origine de la divergence. Cela-dit, cette procédure introduit une échelle d'énergie, qu'on appelle échelle de renormalisation, et qui ne disparaît plus. Les paramètres libres sont redéfinis et deviennent dépendants eux aussi de cette échelle. C'est le cas de la constante de couplage mobile (voir Figure 3).

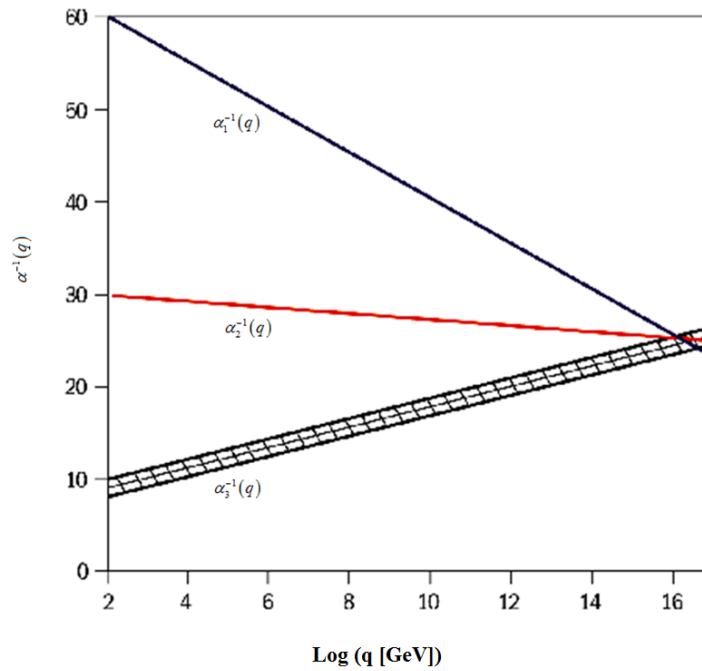


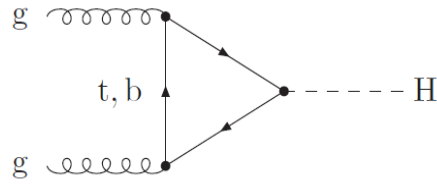
Fig.3 L'évolution des trois constantes de couplages mobiles (électromagnétique α_1 , Faible α_2 , forte α_3) en fonction de l'énergie [6]

Comme les trois extrapolations de la figure 3 se croisent à une énergie de l'ordre de 10^{16} GeV, où toutes les interactions atteignent la même puissance, une grande unification qui réunit toutes les forces dans une seule théorie est donc concevable à cette énergie.

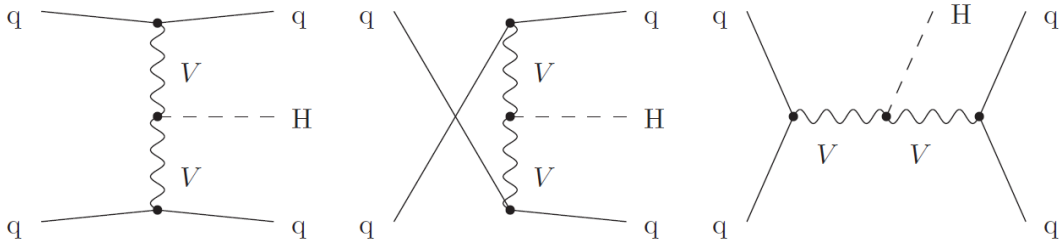
4- Boson de Higgs au LHC

En juillet 2012, les collaborations CMS et ATLAS du LHC (Voir Annexe 1), ont publié les résultats de leurs expériences prouvant l'existence du Higgs, et cela pour une énergie de collision proton-proton de $\sqrt{s} = 7$ TeV et 8 TeV [7,8].

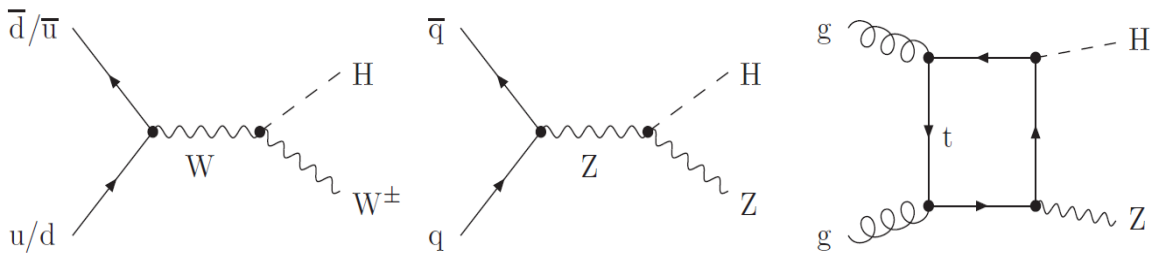
Le boson de Higgs [9] est une particule différente des autres particules élémentaires; même s'il est de spin zéro et de charge électrique nulle, il n'est pas considéré comme un porteur d'interaction comme les bosons de jauge. Il se couple très fortement avec les particules massives; cela peut être expliqué par le fait que la constante de couplage dépend de la masse de la particule en question. Pour la même raison, le boson de Higgs n'interagit pas directement avec le photon et les 8 gluons, car ces derniers n'ont pas de masses.



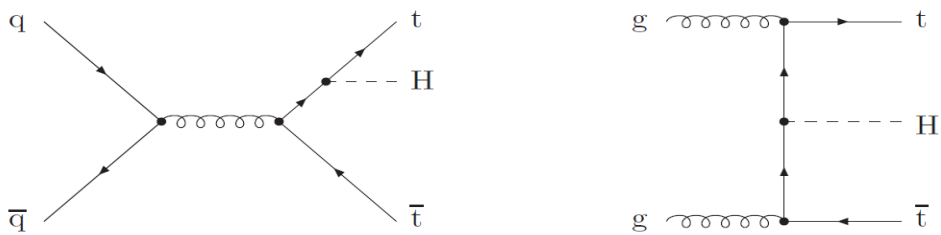
Fusion de gluons



Fusion de Bosons vecteurs



Mode de production WH/ZH



Rayonnement d'un Higgs par un quark top

Fig.4 Diagrammes de Feynman de production du boson de Higgs dans les collisionneurs hadroniques

4-1- Production du boson de Higgs

L'étude théorique des processus contribuant à la production du boson de Higgs est nécessaire pour sa détection dans les grands collisionneurs. La production de cette particule se fait via quatre mécanismes [8,10] (voir Figure 4):

- Fusion gluon-gluon : $gg \rightarrow H$.
- Fusion de bosons vecteurs: $qq \rightarrow qqH$ ou $W^+W^- / ZZ \rightarrow H$.
- Production accompagnée d'un boson vecteur: $q\bar{q} \rightarrow W^\pm H, ZH$.
- Production accompagnée d'une paire de quarks lourds: $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}H$, et $gg, q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}H$.

Les courbes de la Figure 5 représentent la variation de la section efficace des différents processus de production du Higgs, en fonction de sa propre masse.

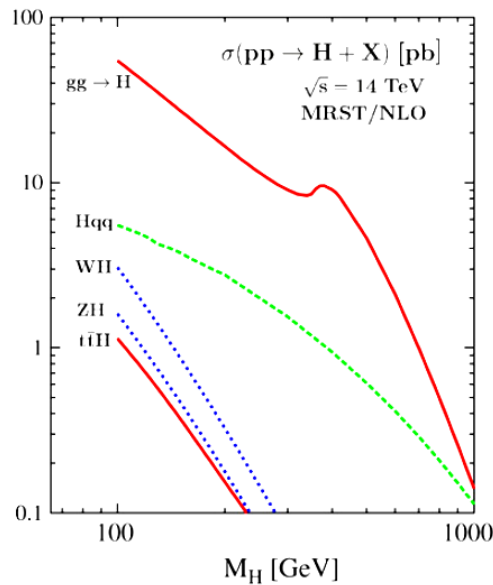
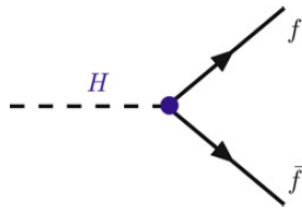


Fig.5 Section efficace (en pb) de production du Boson de Higgs au LHC en fonction de la masse du Higgs, en tenant compte des corrections d'ordres supérieures [11].

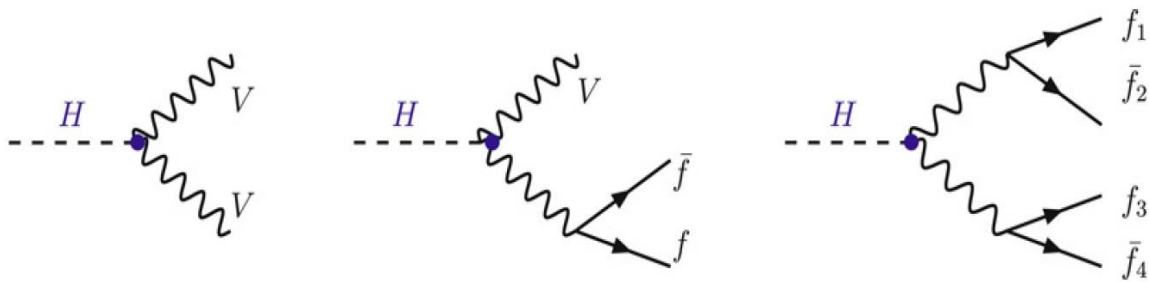
Il est clair que le processus dominant dans la production du Higgs au LHC est la fusion de gluons, ensuite le processus de production accompagnée d'une paire de quarks Top.

4-2- Désintégration du Higgs

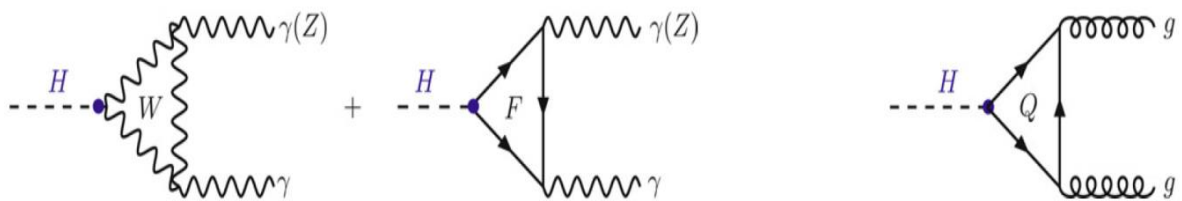
Le Boson de Higgs est une particule instable qui n'existe que pendant une infime fraction de seconde avant de se désintégrer en d'autres particules. Il se désintègre principalement en particules de masse élevées, mais accessibles cinématiquement : en une paire de fermions, en une paire de bosons vecteurs, ou en une paire de gluons ou de photons.



Désintégration en Fermion et anti-Fermion



Désintégration en Bosons vecteurs



Désintégration en 2 photons, 2 bosons Z, et 2 gluons.

Fig.6 Diagrammes de Feynman de la désintégration du boson de Higgs

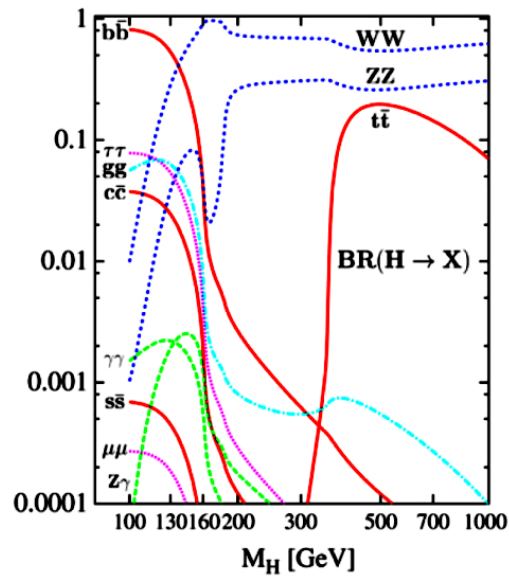


Fig.7 Le rapport de branchement de désintégration du boson de Higgs des processus dominants [11].

Dans la Figure 7, il est clair que pour une masse de Higgs de 125 GeV, le mode de désintégration dominant est en paire de quarks bottom, et en paire de boson W. Cela-dit, les deux modes les plus importants qui ont servis dans la détection du Higgs sont : $H \rightarrow ZZ$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$.

II- Modèle Standard Non-Commutatif (NCSM)

1- Au-delà du Modèle Standard

Malgré ses succès, le Modèle Standard possède certaines lacunes qui nous poussent à chercher une théorie plus satisfaisante. Les plus importantes de ces lacunes sont :

- L'unification de la gravitation avec les trois autres interactions (électromagnétiques, faibles et fortes).
- Plusieurs constantes ne sont pas fixées par la théorie, par exemple : la masse des particules, la valeur des constantes de couplages,...
- Il n'explique pas la répartition en trois générations des particules élémentaires.
- La version minimale de ce modèle ne peut pas expliquer la masse des neutrinos.

- Il ne peut pas résoudre plusieurs énigmes liées aux observations astronomiques, tel que la matière noire, l'énergie noire, l'expansion accélérée de l'univers, et l'asymétrie matière-antimatière (Baryogenèse).

Toutes ces lacunes nous poussent à chercher de nouvelles théories et de nouvelles interprétations des phénomènes observés. Pour qu'une théorie soit une candidate à la grande unification, elle doit satisfaire un certain nombre de conditions qui garantissent la possibilité de décrire la structure du modèle standard et sa phénoménologie en entier. Pour l'instant, ces théories restent des spéculations. L'un des modèles qui a suscité l'intérêt d'un assez grand nombre de physiciens ces dernières années, est le modèle standard non commutatif, qui est basé sur la non-commutativité des variables de l'espace et du temps. C'est le modèle qu'on a choisi pour étudier ses conséquences phénoménologiques.

2- Modèle standard non-commutatif

L'espace non-commutatif est défini en termes d'un ensemble de coordonnées non commutatives x^μ respectant la relation [12-29]:

$$[x^\mu, x^\nu] = x^\mu * x^\nu - x^\nu * x^\mu = i\theta^{\mu\nu} = i \frac{C_{\mu\nu}}{\Lambda_{NC}^2} \quad (1.36)$$

Où θ et C sont considérés comme des matrices réelles antisymétriques, et indépendantes de x . quant au paramètre Λ .

$$C_{\mu\nu} \equiv \begin{pmatrix} 0 & C_{01} & C_{02} & C_{03} \\ -C_{01} & 0 & C_{12} & C_{13} \\ -C_{02} & -C_{12} & 0 & C_{23} \\ -C_{03} & -C_{13} & -C_{23} & 0 \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

Le produit (*), nommé produit de Moyal–Weyl, est défini comme suit [12,13,15,16,18-29]:

$$(f * g)(x) = \left[e^{\frac{i}{2}\theta^{\mu\nu} \frac{\partial}{\partial x^\mu} \frac{\partial}{\partial y^\nu}} f(x)g(y) \right]_{y \rightarrow x} \quad (1.38)$$

Ce même produit peut être développé en puissance de θ , sous la forme [12,17,20-22]:

$$(f * g)(x) = f(x)g(x) + \frac{i}{2} \theta^{\mu\nu} \frac{\partial}{\partial x^\mu} f(x) \frac{\partial}{\partial x^\nu} g(x) + O(\theta^2) \quad (1.39)$$

$f(x)$ et $g(x)$ sont deux fonctions quelconque.

La procédure basée sur le produit de Moyal–Weyl, permet d’associer aux champs non-commutatifs, un autre champ qui dépend de variables classiques [17].

Comme on a l’habitude de procéder dans les théories de Jauge ordinaires, on définit la transformation de jauge non-commutative [12-16,21-23] et infinitésimale d’un champ de matière par la relation :

$$\hat{\delta}_\Lambda \hat{\Psi}(x) = i\hat{\Lambda}(x) * \hat{\Psi}(x) \quad (1.40)$$

On définit, par la suite, la dérivée covariante des champs non-commutatifs par l’expression:

$$\hat{D}_\mu \hat{\Psi} = \partial_\mu \hat{\Psi} - i(\hat{A}_\mu) * \hat{\Psi} \quad (1.41)$$

Comme dans le cas ordinaire, cette dérivée doit se transformer d’une manière covariante :

$$\hat{\delta}_\Lambda [\hat{D}_\mu \hat{\Psi}(x)] = i\hat{\Lambda}(x) * \hat{D}_\mu \hat{\Psi}(x) \quad (1.42)$$

Cela n’est possible que si le potentiel de Jauge non-commutatif se transforme comme suit [12,13,15,21,22]:

$$\hat{\delta}_\Lambda \hat{A}_\mu(x) = \partial_\mu \hat{\Lambda}(x) + i[\hat{\Lambda}(x), \hat{A}_\mu(x)]_* \quad (1.43)$$

Où $\hat{\Lambda}(x)$ est le paramètre des transformations infinitésimales.

Par ailleurs, le commutateur de deux transformations de jauge locales, ne donne pas une transformation de jauge locale:

$$\begin{aligned}
 [\hat{\delta}_\Lambda, \hat{\delta}_\Sigma]_* \hat{\Psi} &= (\hat{\delta}_\Lambda \hat{\delta}_\Sigma - \hat{\delta}_\Sigma \hat{\delta}_\Lambda) \hat{\Psi}(x) \\
 &= [\hat{\Lambda}(x), \hat{\Sigma}(x)]_* \hat{\Psi}(x) \\
 &= \frac{1}{2} \{ \hat{\Lambda}^a, \hat{\Sigma}^b \}_* [T_a, T_b] \hat{\Psi} + \frac{1}{2} [\hat{\Lambda}^a, \hat{\Sigma}^b]_* \{T_a, T_b\} \hat{\Psi}
 \end{aligned} \tag{1.44}$$

On déduit que $[\hat{\delta}_\Lambda, \hat{\delta}_\Sigma]_*$ est un élément de l'algèbre de Lie enveloppante [12,16,18,21].

$$\hat{\Lambda} = \Lambda_a^0(x) T^a + \Lambda_{ab}^1(x) :T^a T^b : + \Lambda_{abc}^2(x) :T^a T^b T^c : + \dots \tag{1.45}$$

Où

$$\left\{ \begin{array}{l}
 :T_a := T_a \\
 :T_a T_b := \frac{1}{2} \{T_a, T_b\} = \frac{1}{2} (T_a T_b + T_b T_a) \\
 :T_{a_1} T_{a_2} \dots T_{a_n} := \frac{1}{n!} \sum_{\sigma \in \mathcal{S}_n} T_{a_{\sigma(1)}} T_{a_{\sigma(2)}} \dots T_{a_{\sigma(n)}}
 \end{array} \right. \tag{1.46}$$

Le problème qui se pose à ce niveau est que le paramètre $\hat{\Lambda}$ dépend d'une infinité de paramètres réels $\Lambda_a^0, \Lambda_{ab}^1, \Lambda_{abc}^2, \dots$, et du potentiel de jauge ordinaire A_μ .

Cependant, en imposant une algèbre fermée dans les transformations infinitésimales non-commutatives, c'est à dire:

$$[\hat{\delta}_\Lambda, \hat{\delta}_\Sigma] = \hat{\delta}_{-i[\Lambda, \Sigma]} \tag{1.47}$$

On peut exprimer tous ces paramètres en fonction d'un nombre fini d'éléments Λ^a et Λ_μ , à travers les transformations de Seiberg-Witten.

$$\hat{\Lambda}_\Lambda [A] = \Lambda(x) + \frac{1}{4} \theta^{\mu\nu} \{A_\nu, \partial_\mu \Lambda\} + O(\theta^2) \tag{1.48}$$

Par ailleurs, en imposant les lois de transformation de jauge classiques sur les champs Ψ et A_μ :

$$\begin{cases} \delta_\Lambda \Psi(x) = i\Lambda(x)\Psi(x) \\ \Lambda(x) = \Lambda^a(x)T_a \end{cases} \quad (1.49)$$

$$\delta_\Lambda A_\mu(x) = \partial_\mu \Lambda(x) + i[\Lambda(x), A_\mu(x)] \quad (1.50)$$

et l'équivalence de jauge

$$\delta_\Lambda \hat{A}_\mu = \hat{\delta}_\Lambda \hat{A}_\mu, \quad \delta_\Lambda \hat{\Psi} = \hat{\delta}_\Lambda \hat{\Psi} \quad (1.51)$$

On aboutit, après développement en puissance de θ , à la transformation de Seiberg-Witten des champs non-commutatifs :

$$\hat{\Psi}(x) = \Psi(x) + \frac{1}{2}\theta^{\mu\nu} A_\nu \partial_\mu \Psi + \frac{i}{8}\theta^{\mu\nu} [A_\mu, A_\nu] \Psi + O(\theta^2) \quad (1.52)$$

$$\hat{A}_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{4}\theta^{\lambda\nu} \{A_\nu, \partial_\lambda A_\mu + F_{\lambda\mu}\} + O(\theta^2) \quad (1.53)$$

Il est possible de construire la théorie de jauge non-commutative, en substituant dans l'action du modèle standard toutes les multiplications par le produit de Moyal-Weyl, et tous les champs par les champs non-commutatifs [12,17]:

$$\begin{aligned} S_{NCSM} = & \int d^4x \sum_{i=1}^3 \bar{\hat{\Psi}}_L^{(i)} * i\hat{\mathcal{D}}\hat{\Psi}_L^{(i)} + \int d^4x \sum_{i=1}^3 \bar{\hat{\Psi}}_R^{(i)} * i\hat{\mathcal{D}}\hat{\Psi}_R^{(i)} - \int d^4x \frac{1}{2g_s} \text{tr}_1 \hat{F}_{\mu\nu} * \hat{F}^{\mu\nu} - \int d^4x \frac{1}{2g} \text{tr}_2 \hat{F}_{\mu\nu} * \hat{F}^{\mu\nu} \\ & - \int d^4x \frac{1}{2g_s} \text{tr}_3 \hat{F}_{\mu\nu} * \hat{F}^{\mu\nu} + \int d^4x \left(\rho_0(\hat{D}_\mu \hat{\Phi})^\dagger * \rho_0(\hat{D}^\mu \hat{\Phi}) - \mu^2 \rho_0(\hat{\Phi})^\dagger * \rho_0(\hat{\Phi}) - \lambda \rho_0(\hat{\Phi})^\dagger * \rho_0(\hat{\Phi}) * \rho_0(\hat{\Phi})^\dagger * \rho_0(\hat{\Phi}) \right) \\ & + \int d^4x \left(- \sum_{i,j=1}^3 W^{ij} \left(\left(\bar{\hat{L}}_L^{(i)} * \rho_L(\hat{\Phi}) \right) * \hat{e}_R^{(j)} + \bar{\hat{e}}_R^{(i)} * \left(\rho_L(\hat{\Phi})^\dagger * \hat{L}_L^{(j)} \right) \right) - \sum_{i,j=1}^3 G_u^{ij} \left(\left(\bar{\hat{Q}}_L^{(i)} * \rho_{\hat{Q}}(\hat{\Phi}) \right) * \hat{u}_R^{(j)} + \bar{\hat{u}}_R^{(i)} * \left(\rho_{\hat{Q}}(\hat{\Phi})^\dagger * \hat{Q}_L^{(j)} \right) \right) \right. \\ & \left. - \sum_{i,j=1}^3 G_d^{ij} \left(\left(\bar{\hat{Q}}_L^{(i)} * \rho_{\hat{Q}}(\hat{\Phi}) \right) * \hat{d}_R^{(j)} + \bar{\hat{d}}_R^{(i)} * \left(\rho_{\hat{Q}}(\hat{\Phi})^\dagger * \hat{Q}_L^{(j)} \right) \right) \right) \end{aligned} \quad (1.54)$$

Il s'agit de l'action invariante sous le groupe des transformations de jauge non-commutatives et infinitésimales.

Avec:

g est la constante de couplage (charge).

W^{ij} , G_u^{ij} et G_d^{ij} sont les matrices de couplage de Yukawa.

Ici, $\hat{F}_{\mu\nu}$ représente le tenseur de courbure non-commutatif, qui est défini comme dans le cas ordinaire par l'expression :

$$\hat{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu \hat{A}_\nu - \partial_\nu \hat{A}_\mu - i [\hat{A}_\mu, \hat{A}_\nu]_* \quad (1.55)$$

Ce tenseur est soumis à la loi de transformation de jauge :

$$\delta \hat{F}_{\mu\nu} = i [\hat{\Lambda}, \hat{F}_{\mu\nu}]_* \quad (1.56)$$

Par définition :

$$\bar{\Phi} = i\tau_2 \Phi^* \quad (1.57)$$

Le champ de Higgs non-commutatif est donné par l'expression suivante (transformation de Seiberg–Witten)

$$\begin{aligned} \hat{\Phi} &= \hat{\Phi}[\Phi, A, A'] \\ \hat{\Phi} &= \Phi + \frac{1}{2} \theta^{\mu\nu} A_\nu \left(\partial_\mu \Phi - \frac{i}{2} (A_\mu \Phi - \Phi A'_\mu) \right) + \frac{1}{2} \theta^{\mu\nu} \left(\partial_\mu \Phi - \frac{i}{2} (A_\mu \Phi - \Phi A'_\mu) \right) A'_\nu + O(\theta^2) \end{aligned} \quad (1.58)$$

La transformation covariante est donnée par:

$$\delta \hat{\Phi} = i \hat{\Lambda} * \hat{\Phi} - i \hat{\Phi} * \hat{\Sigma} \quad (1.59)$$

Où

$$\begin{cases} \delta \Phi = i \Lambda \Phi - i \Phi \Sigma \\ \delta A_\nu = \partial_\nu \Lambda + i [\Lambda, A_\nu] \\ \delta A'_\nu = \partial_\nu \Lambda' + i [\Sigma, A'_\nu] \end{cases} \quad (1.60)$$

La dérivée covariante de $\hat{\Phi}$ est : $\hat{D}_\mu \hat{\Phi} = \delta_\mu \hat{\Phi} - i\hat{A}_\mu * \hat{\Phi} + i\hat{\Phi} * \hat{A}_\mu$

Le reste de tous les champs contenus dans (1.53) sont définis comme suit:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_L(\hat{\Phi}[\phi, A_\mu, A_\nu]) = \hat{\Phi} \left[\phi, \frac{1}{2} g' A_\mu + g B_\mu^a T_L^a, g' A_\nu \right] \\ \rho_Q(\hat{\Phi}[\phi, A_\mu, A_\nu]) = \hat{\Phi} \left[\phi, \frac{1}{6} g' A_\mu + g B_\mu^a T_L^a + g_s G_\mu^a T_S^a, \frac{1}{3} g' A_\nu - g_s G_\nu^a T_S^a \right] \\ \rho_{\bar{Q}}(\hat{\Phi}[\phi, A_\mu, A_\nu]) = \hat{\Phi} \left[\phi, \frac{1}{6} g' A_\mu + g B_\mu^a T_L^a + g_s G_\mu^a T_S^a, -\frac{2}{3} g' A_\nu - g_s G_\nu^a T_S^a \right] \end{array} \right. \quad (1.61)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi_L^{(i)} = \begin{pmatrix} L_L^{(i)} \\ Q_L^{(i)} \end{pmatrix} \\ \Psi_R^{(i)} = \begin{pmatrix} e_R^{(i)} \\ u_R^{(i)} \\ d_R^{(i)} \end{pmatrix} \\ \phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \end{array} \right. \quad , i \in \{1, 2, 3\} \quad (1.62)$$

$$\rho_0(\hat{\Phi}[\phi, A_\mu, A_\nu]) = \hat{\Phi} \left[\phi, \frac{1}{2} g' A_\mu + g B_\mu^a T_L^a, 0 \right] \quad (1.63)$$

$$\begin{aligned} e_R &= -g A_\nu(x) \\ L_L &= \frac{1}{2} g' A_\mu(x) + g B_{\nu a}(x) T_L^a \\ u_R &= \frac{2}{3} g' A_\nu(x) + g_s G_{\nu b}(x) T_S^b \\ d_R &= -\frac{1}{3} g' A_\nu(x) + g_s G_{\nu b}(x) T_S^b \\ Q_L &= \frac{1}{6} g' A_\nu(x) + g B_{\nu a}(x) T_L^a + g_s G_{\nu b}(x) T_S^b \end{aligned} \quad (1.64)$$

Pour finir, dans le présent chapitre nous avons introduit brièvement le formalisme théorique du modèle standard non-commutatif que nous avons utilisé dans l'étude de quelques processus en physique des particules.

Chapitre II

Etude de deux processus de production et de désintégration du Higgs

Introduction

La production du boson de Higgs dans les collisions hadroniques se fait par deux mécanismes principaux : la fusion de gluons et la radiation par un boson W ou Z. Le boson de Higgs du modèle standard se couple aux fermions et aux bosons de jauge, ainsi sa désintégration peut produire directement à une paire de fermion anti-fermions, une paire de bosons de jauge, ... ect. Cela dit, dans le cadre du modèle standard non-commutatif, la contribution des différents processus se trouvent modifiée, et on voit apparaître de nouvelles interactions qui n'ont pas de contreparties dans le cas commutatif.

Dans ce qui suit, on a étudié deux processus en particulier: le premier concerne la production du Higgs suite à la fusion de deux gluons et le second concerne la désintégration du Higgs en une paire de photons via une boucle Fermionique.

1- Production du Boson de Higgs

Dans ce chapitre, nous calculons la section efficace non-commutative et non-minimal de la production d'un boson de Higgs suite à la Fusion de deux gluons $gg \rightarrow H + Z$, en fonction de l'énergie au centre de masse \sqrt{s} , de l'angle de diffusion θ , et pour différentes valeurs du paramètre de non-commutativité Λ . Tout cela est réalisé à l'aide de Mathematica et du programme FeynCalc [30,31]. Il est important de signaler que ce sous-processus n'a pas d'équivalence dans le cadre du modèle standard ordinaire (voir section 4-1 du chapitre 1).

Le Diagramme de Feynman correspondant est représenté ci-dessous dans la Figure 1:

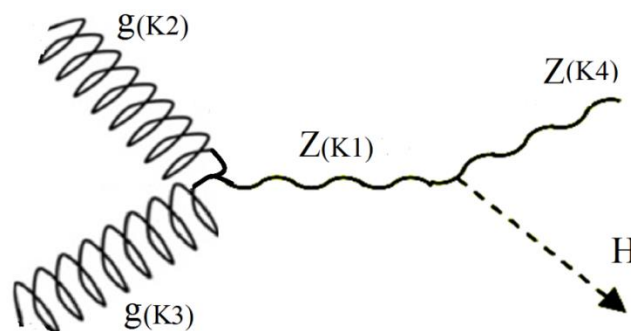


Fig.1 Diagramme de Feynman $gg \rightarrow HZ$.

Dans la suite de cette section, on s'intéresse uniquement au cas où $C_{13} \neq 0$. En effet, avec un choix approprié de l'axe de collision et du repère de laboratoire, on démontre que la seule composante de la matrice de non-commutativité qui reste invariante au cours de la rotation terrestre est C_{13} (voir la démonstration dans l'Annexe 2).

En utilisant les règles de Feynman données dans l'Annexe 3, écrivons maintenant l'amplitude de transition M sous la forme suivante:

$$M = (\varepsilon^\alpha(k_4))^* \left(\frac{igM_z}{2\cos(\theta_w)} g^{\alpha\beta} \right) \frac{i \left(-g^{\beta\mu} + \frac{k_1^\beta k_1^\mu}{M_z^2} \right)}{\hat{s} - M_z^2 + i\Gamma_z M_z} \quad (2.1)$$

$$(-2e)\sin(2\theta_w)k_{zgg} \Theta_3((\mu, k_1), (\nu, k_2), (\rho, k_3)) \delta^{ab} \varepsilon^{a\nu}(k_2) \varepsilon^{b\rho}(k_3)$$

Où,

$$k_1 = k_2 + k_3$$

$$\left. \begin{aligned} K_{Zgg} &= -\frac{g'}{g} K_{\gamma gg} = -\tan\theta_w K_{\gamma gg} \\ K_{\gamma gg} &= \frac{-g_s^2}{2gg'} (g'^2 + g^2) \kappa_3 \end{aligned} \right\} \Rightarrow K_{Zgg} = \frac{g_s^2}{2g^2} (g'^2 + g^2) \kappa_3 \quad (2.2)$$

Avec

$$\kappa_3 = +\frac{1}{3g_3^2} - \frac{1}{6g_4^2} + \frac{1}{6g_5^2} \quad (2.3)$$

Si on fixe la condition (2.4) tel qu'il est indiqué dans la réf. [12]:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{1}{g_4^2} &= \frac{1}{g_5^2} = 0 \\ \frac{1}{g_3^2} &= \frac{1}{g_s^2} \end{aligned} \right. \quad (2.4)$$

On trouve d'une part que:

$$\kappa_3 = \frac{1}{3g_s^2}$$

Et d'autre part on a:

$$K_{Zgg} = \frac{1}{6g^2} (g'^2 + g^2)$$

$$\Rightarrow K_{Zgg} = 0.216777 \quad (2.5)$$

L'expression de Θ_3 est donnée par (2.6) :

$$\begin{aligned}
 \Theta_3((\mu, -k_1), (\nu, k_2), (\rho, k_3)) = & -(-k_1 \theta k_2) \left[(-k_1 - k_2)^\rho g^{\mu\nu} + (k_2 - k_3)^\mu g^{\nu\rho} + (k_3 + k_1)^\nu g^{\rho\mu} \right] \\
 & - \theta^{\mu\nu} \left[-k_1^\rho (k_2 k_3) + k_2^\rho (k_1 k_3) \right] - \theta^{\nu\rho} \left[-k_2^\mu (k_3 k_1) + k_3^\mu (k_2 k_1) \right] \\
 & - \theta^{\rho\mu} \left[-k_3^\nu (k_1 k_2) + k_1^\nu (k_3 k_2) \right] + (\theta k_2)^\mu \left[g^{\nu\rho} k_3^2 - k_3^\nu k_3^\rho \right] + (\theta k_3)^\mu \left[g^{\nu\rho} k_2^2 - k_2^\nu k_2^\rho \right] \\
 & + (\theta k_3)^\nu \left[g^{\mu\rho} k_1^2 - k_1^\mu k_1^\rho \right] + (-\theta k_1)^\nu \left[g^{\mu\rho} k_3^2 - k_3^\mu k_3^\rho \right] \\
 & + (-\theta k_1)^\rho \left[g^{\mu\nu} k_2^2 - k_2^\mu k_2^\nu \right] + (-\theta k_1)^\rho \left[g^{\mu\nu} k_1^2 - k_1^\mu k_1^\nu \right]
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Rappelons que les deux matrices $\theta_{\mu\nu}$ et $C_{\mu\nu}$ sont liées par la relation (2.7) :

$$\theta_{\mu\nu} = \frac{C_{\mu\nu}}{\Lambda^2} \tag{2.7}$$

Passant maintenant au calcul du facteur de couleur et commençons par écrire les derniers termes de (2.1) sous la forme suivante:

$$\delta^{ab} \varepsilon^{a\nu} \varepsilon^{b\rho} = \delta^{ab} a^{a l} \varepsilon^\nu a^{b m} \varepsilon^\rho \tag{2.8}$$

Le vecteur \mathbf{a} , de huit composantes, sert à décrire l'état de couleurs des gluons [32].

En moyennant sur les couleurs des gluons de l'état initial (facteur de couleur) et leurs polarisations, on trouve facilement la valeur du facteur de couleur "f" :

$$\begin{aligned}
 f &= \frac{1}{2} \frac{1}{64} \sum_{l,m=1}^8 \delta^{ab} a^{al} a^{bm} \\
 &= \frac{1}{2} \frac{1}{64} \sum_{l,m=1}^8 a^{al} a^{am} \\
 &= \frac{1}{16}
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

Les règles de sommation des polarisations des photons et du boson Z sont, respectivement, données par:

$$\begin{aligned}
 \sum_{pol.} \varepsilon_\mu^*(K) \varepsilon_\nu(K) &= -g_{\mu\nu} \\
 \sum_{pol.} \varepsilon_\mu^*(K) \varepsilon_\nu(K) &= -g_{\mu\nu} + \frac{K_\mu K_\nu}{M_Z^2}
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

Il est utile de rappeler les expressions des constantes de couplages ordinaires (commutatives) que nous avons utilisés:

$$\begin{cases} e = g \sin \theta_w = g' \cos \theta_w \\ \alpha = \frac{e^2}{4\pi} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} g = \frac{\sqrt{4\pi\alpha}}{\sin \theta_w} \\ g' = \frac{\sqrt{4\pi\alpha}}{\cos \theta_w} \end{cases} \quad (2.11)$$

Ainsi que, les valeurs des différentes constantes utilisées dans nos calculs:

$$\begin{aligned} M_z &= 91.1876 \text{ GeV} \\ \Gamma_z &= 2.4952 \text{ GeV} \\ \theta_w &= 28.737077^\circ \\ \alpha &= \frac{1}{137.035\ 999\ 679} \\ C_{0i} &= C_{12} = C_{23} = 0 \text{ et } C_{13} = 1 \\ M_H &= 126 \text{ GeV} [7,33] \end{aligned} \quad (2.12)$$

1-1 Expression de la section efficace totale

Dans le système d'unités naturelles $\hbar = c = 1$, la section efficace différentielle dans le référentiel du centre de masse, s'écrit au niveau partonique comme suit [32]:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega} = \frac{St}{(8\pi)^2} \frac{|M|^2}{\hat{s}} \frac{|\vec{P}_f|}{|\vec{P}_i|} \quad (2.13)$$

Où St représente le facteur statistique égal, dans notre cas, à 1.

Les impulsions P_i et P_f des deux particules initiales et finales sont données par l'expression :

$$\begin{aligned} |\vec{P}_i| &= \frac{1}{2\sqrt{\hat{s}}} \sqrt{\hat{s} - (M_{i1} + M_{i2})^2} \sqrt{\hat{s} - (M_{i1} - M_{i2})^2} \\ |\vec{P}_f| &= \frac{1}{2\sqrt{\hat{s}}} \sqrt{\hat{s} - (M_H + M_Z)^2} \sqrt{\hat{s} - (M_H - M_Z)^2} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Où $\sqrt{\hat{s}}$ représente l'énergie totale dans le référentiel du centre de masse.

Dans notre cas, où la masse des gluons est nulle, l'expression des deux impulsions se simplifie considérablement, comme suit :

$$\begin{aligned} |\vec{P}_i| &= \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \\ |\vec{P}_f| &= \frac{1}{2\sqrt{\hat{s}}} \sqrt{\hat{s} - (M_H + M_Z)^2} \sqrt{\hat{s} - (M_H - M_Z)^2} \end{aligned} \quad (2.15)$$

D'où,

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega} = \frac{e^2 g^2 K_{Zgg}^2 \hat{s} \sqrt{\hat{s} - (M_Z - M_H)^2} \sqrt{\hat{s} - (M_H + M_Z)^2} \cos^4(\theta_w) \sin^2(\theta_w) \left(M_Z^2 + \frac{(\hat{s} - (M_Z - M_H)^2)(\hat{s} - (M_H + M_Z)^2) \sin^2(\theta) \sin^2(\varphi)}{4\hat{s}} \right)}{8192\pi^2 \left((M_Z^2 - \hat{s})^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2 \right) \Lambda^4} \quad (2.16)$$

La section efficace totale du sous processus est obtenue en intégrant sur Ω ($d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$), d'où :

$$\hat{\sigma} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{32\pi^2} \frac{M}{s^2} \sqrt{\hat{s} - (M_H + M_Z)^2} \sqrt{\hat{s} - (M_H - M_Z)^2} \sin\theta d\theta d\varphi \quad (2.17)$$

En remplaçant $|M|^2$ par son expression numérique, qu'on a calculée, on obtient :

$$\hat{\sigma}_{gg \rightarrow HZ} = \frac{e^2 g^2 K_{Zgg}^2 \cos^4\theta_w \sin^2\theta_w}{24576\pi \left((M_Z^2 - \hat{s})^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2 \right) \Lambda^4} \sqrt{\hat{s} - (M_H - M_Z)^2} \sqrt{\hat{s} - (M_H + M_Z)^2} \left((M_H^2 - M_Z^2 - \hat{s})^2 + 8M_Z^2 \hat{s} \right) \quad (2.18)$$

D'où,

$$\hat{\sigma}_{gg \rightarrow HZ} = \frac{3.02543 \times 10^{-9} \sqrt{\hat{s} - 1. (M_H - 91.1876)^2} \sqrt{\hat{s} - 1. (M_H + 91.1876)^2} (M_H^4 + (-2.\hat{s} - 16630.4)M_H^2 + \hat{s}(\hat{s} + 83151.8) + 6.91422 \times 10^7)}{((\hat{s} - 16630.4)\hat{s} + 6.9194 \times 10^7) \Lambda^4} \quad (2.19)$$

Les courbes de la Figure 2, représentent la variation de la section efficace partonique en fonction de l'énergie au centre de masse \sqrt{s} et de paramètre de non-commutativité Λ . On remarque que la section efficace diminue rapidement avec l'augmentation de Λ , ce qui est tout à fait normal, car elle dépend de $\frac{1}{\Lambda^4}$, tel qu'on le voit dans l'Eq. (2.19).

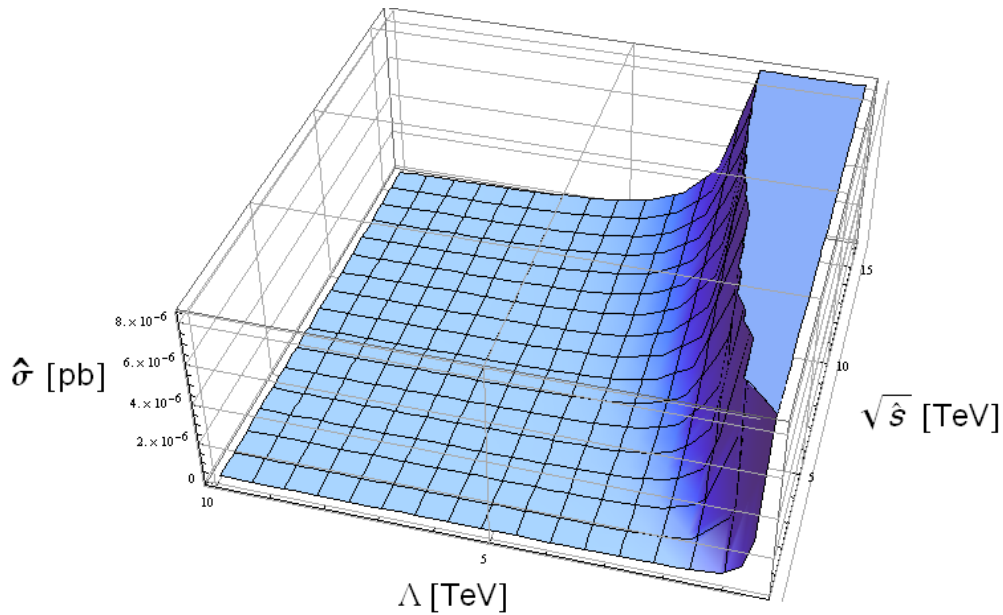


Fig.2 Variation de la section efficace en fonction du paramètre non-commutatif Λ et de l'énergie au centre de masse, pour la masse de Higgs $M_H=126$ GeV [7,33]

Les courbes de la Figure 3, représentent la variation de la section efficace différentielle, en fonction de l'angle de diffusion θ et l'angle azimuthal φ . On remarque spécialement le comportement périodique en fonction de φ , ce qui peut être considéré comme un indice des effets non-commutatifs pour les expérimentateurs.

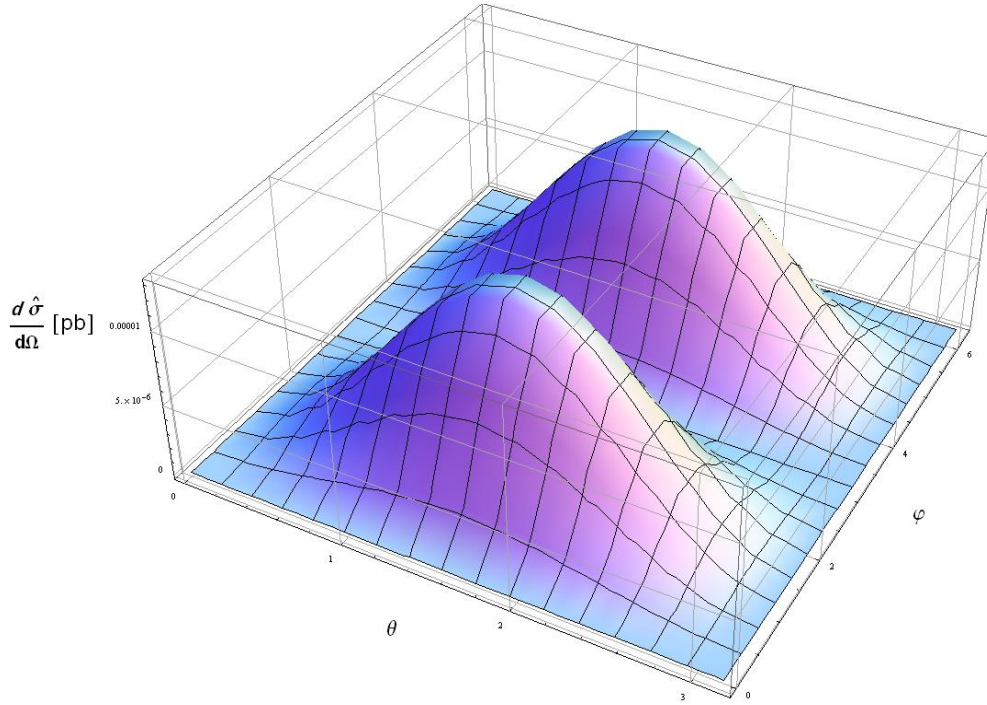


Fig.3 Variation de la section efficace différentielle NCSM en fonction de l'angle azimuthal φ et de l'angle de diffusion θ , pour $\Lambda = 1 \text{ TeV}$, $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, $C_{13}=1$, et $M_H=126 \text{ GeV}$ [7,33].

1-2 Section efficace inclusive

La section efficace totale de production du boson de Higgs à partir d'une collision de deux protons A et B, d'énergie au centre de masse \sqrt{s} , peut s'exprimer à l'aide du théorème de factorisation sous la forme :

$$\sigma_{A+B \rightarrow ZH} = \sum_{a,b} \int \frac{dx_a}{x_a} F_{a/A}(x_a, \mu_f^2) \int \frac{dx_b}{x_b} F_{b/B}(x_b, \mu_f^2) \Theta(\hat{s} - (M_H + M_Z)^2) \hat{\sigma}_{gg \rightarrow ZH} \quad (2.20)$$

Où $\hat{s} = x_a x_b s$ représente l'énergie au centre de masse du système de partons a et b. L'échelle de factorisation est prise égale à la masse du Higgs : $\mu_f = M_H$

La fonction de Heaviside est introduite pour garder les termes sous la racine de l'expression de la section efficace positifs. En d'autres termes, assurer une énergie au centre de masse supérieur à la somme de la masse du Higgs et du boson Z : $\sqrt{\hat{s}} > M_H + M_Z$

Enfin, pour calculer la section efficace totale, nous avons utilisé les fonctions de distribution de partons à l'ordre dominant (LO) MSTW2008 [34].

La Figure 4 représente la variation de la section efficace exclusive du processus $pp \rightarrow H + Z$ en fonction de l'énergie au centre de masse \sqrt{s} et une masse du Higgs $M_H=126$ GeV. Par contre, les courbes des Figures 5 et 6, représentent la variation de la section efficace exclusive en fonction de la masse du Higgs, et pour deux énergies différentes au centre de masse $\sqrt{s} = 7$ et 14 TeV. Ces courbes ont été tracées afin de les confronter avec les données du LHC.

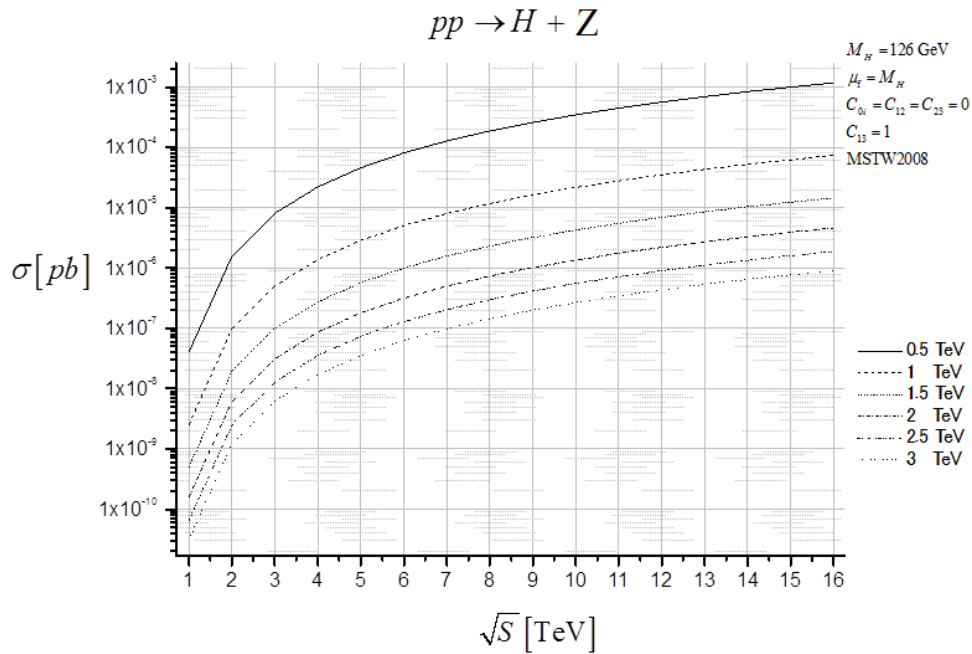


Fig.4 Section efficace totale du processus $pp \rightarrow H + Z$ en fonction de l'énergie au centre de masse, et pour six différentes valeurs du paramètre de non-commutativité. La masse du Higgs est prise égale à $M_H=126$ GeV [7,33] .

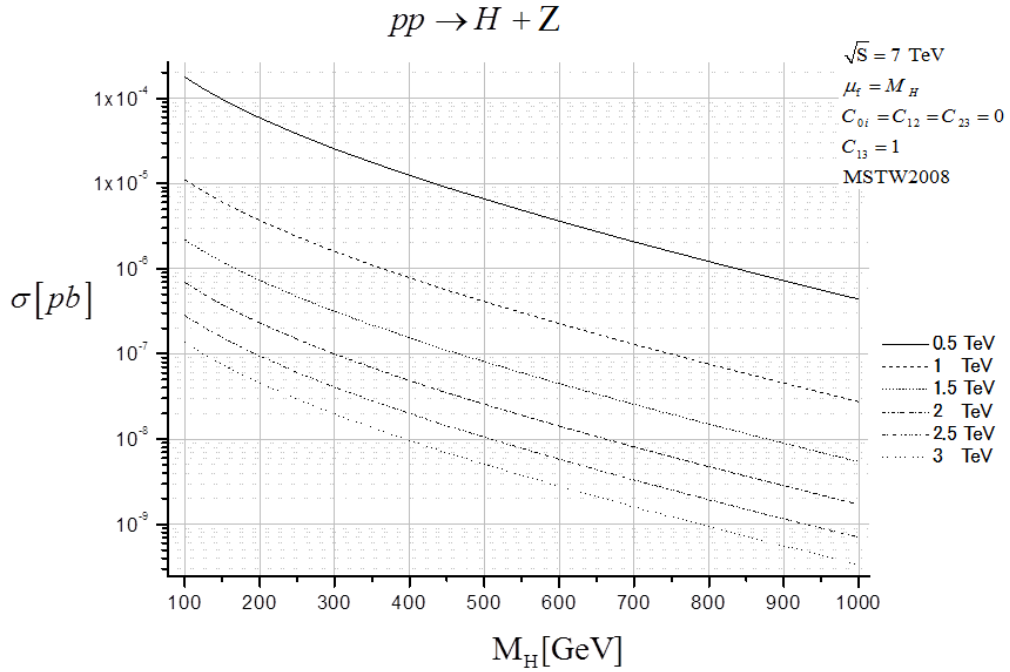


Fig.5 Section efficace totale du processus $pp \rightarrow H + Z$ en fonction de la masse du boson de Higgs, et pour six différentes valeurs du paramètre de non-commutativité. L'énergie au centre de masse est prise égale à 7 TeV.

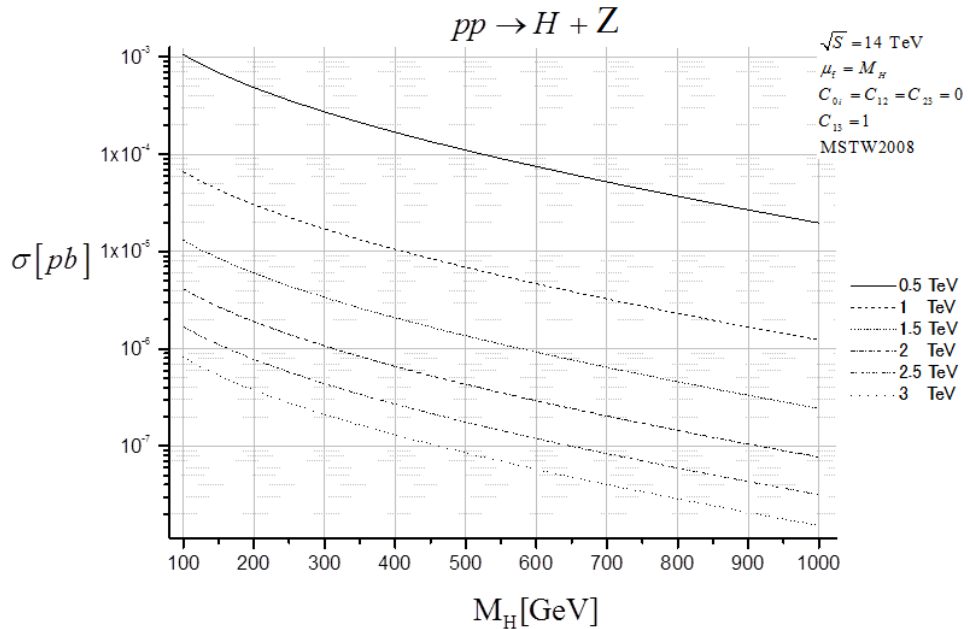


Fig.6 Variation de la section efficace totale du processus $pp \rightarrow H + Z$ en fonction de la masse du boson de Higgs, et pour six différentes valeurs du paramètre de non-commutativité. L'énergie au centre de masse est prise égale à 14 TeV.

1-3 Comparaison avec le modèle standard

La production du boson de Higgs se produit essentiellement par le mécanisme de la fusion de gluons (Voir la Figure 4 du chapitre 1). Cependant, le Boson de Higgs du modèle standard ne se couple pas directement aux gluons, le canal $gg \rightarrow H$ se produit via un triangle de quarks top virtuels.

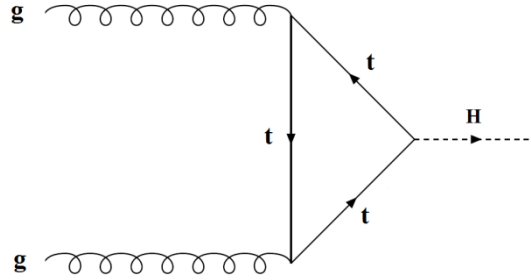


Fig. 7 Diagramme de Feynman de production d'un boson de Higgs suite à la fusion de deux gluons.

A l'ordre dominant, la section efficace de ce sous processus s'écrit comme suit [35]:

$$\hat{\sigma}_{MS}(gg \rightarrow H) = \sigma_0 M_H^2 \delta(\hat{s} - M_H^2) \quad (2.21)$$

Avec,

$$\sigma_0 = \frac{G_F \alpha_s^2(\mu^2)}{288\sqrt{2}\pi} \left| \frac{3}{4} A(\tau) \right|^2 \quad (2.22)$$

$$A(\tau) = 2[\tau + (\tau - 1)f(\tau)] / \tau^2 \quad (2.23)$$

$$f(\tau) = \begin{cases} \arcsin^2 \sqrt{\tau} & \tau \leq 1 \\ -\frac{1}{4} \left[\log \frac{1 + \sqrt{1 - \tau^{-1}}}{1 - \sqrt{1 - \tau^{-1}}} - i\pi \right]^2 & \tau > 1 \end{cases} \quad (2.24)$$

Et

$$\tau = \frac{M_H^2}{4M_t^2} \quad (2.25)$$

La constante de couplage mobile peut être écrite sous la forme :

$$\alpha_s = \frac{1}{b \log \left(\frac{\mu_r^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right)} \text{ avec } \begin{cases} b = \frac{11N_C - 2N_F}{12\pi} = \frac{23}{12\pi} \text{ pour } N_F = 5 \text{ et } N_C = 3 \\ \Lambda_{QCD} = 0.210 \text{ GeV} \end{cases} \quad (2.26)$$

On calcule ensuite la section efficace inclusive à l'aide du théorème de factorisation:

$$\sigma_{MS} = \sum_{a,b} \int_0^1 \frac{dx_a}{x_a} F_{a/A}(x_a, \mu_f^2) \int_0^1 \frac{dx_b}{x_b} F_{b/B}(x_b, \mu_f^2) \hat{\sigma}_{MS} \quad (2.27)$$

En remplaçant $\hat{\sigma}_{SM}$ par son expression, donnée par (2.21), on trouve :

$$\sigma_{MS} = \sum_{a,b} \int_0^1 \frac{dx_a}{x_a} F_{a/A}(x_a, \mu_f^2) \int_0^1 \frac{dx_b}{x_b} F_{b/B}(x_b, \mu_f^2) \sigma_0 M_H^2 \delta(\hat{s} - M_H^2) \quad (2.28)$$

Sachant que $\hat{s} = x_a x_b s$, on peut réécrire la fonction de Dirac contenue dans (2.28) comme suit :

$$\begin{aligned} \delta(\hat{s} - M_H^2) &= \delta(x_a x_b s - M_H^2) \\ &= \frac{1}{x_a s} \delta\left(x_b - \frac{M_H^2}{x_a s}\right) \end{aligned} \quad (2.29)$$

Comme l'argument doit être nul pour que la fonction de Dirac soit non-nulle, on déduit que :

$$x_b = \frac{M_H^2}{x_a s}$$

Il est donc possible de réduire le double intégral de (2.28) en une seule intégrale :

$$\sigma_{MS} = \sum_{a,b} \int_{\frac{M_H^2}{s}}^1 \frac{dx_a}{x_a} F_{a/A}(x_a, \mu_f^2) F_{b/B}(x_b, \mu_f^2) \sigma_0 \quad (2.30)$$

Pour réduire le nombre d'inconnues, nous avons pris les échelles de factorisation et de renormalisation égale à la masse du boson de Higgs $\mu_f = \mu_r = M_H$.

On calcule ensuite le rapport entre la section efficace non-commutative et celle du modèle standard σ/σ_{MS} en utilisant les fonctions de distribution de partons à l'ordre dominant (LO) MSTW2008 [34].

Les courbes de la Figure 8 représentent la variation du rapport σ/σ_{MS} en fonction de l'énergie au centre de masse. Même si la contribution non-commutative augmente avec la diminution de Λ et l'augmentation de l'énergie, la valeur du rapport σ/σ_{MS} demeure très basse.

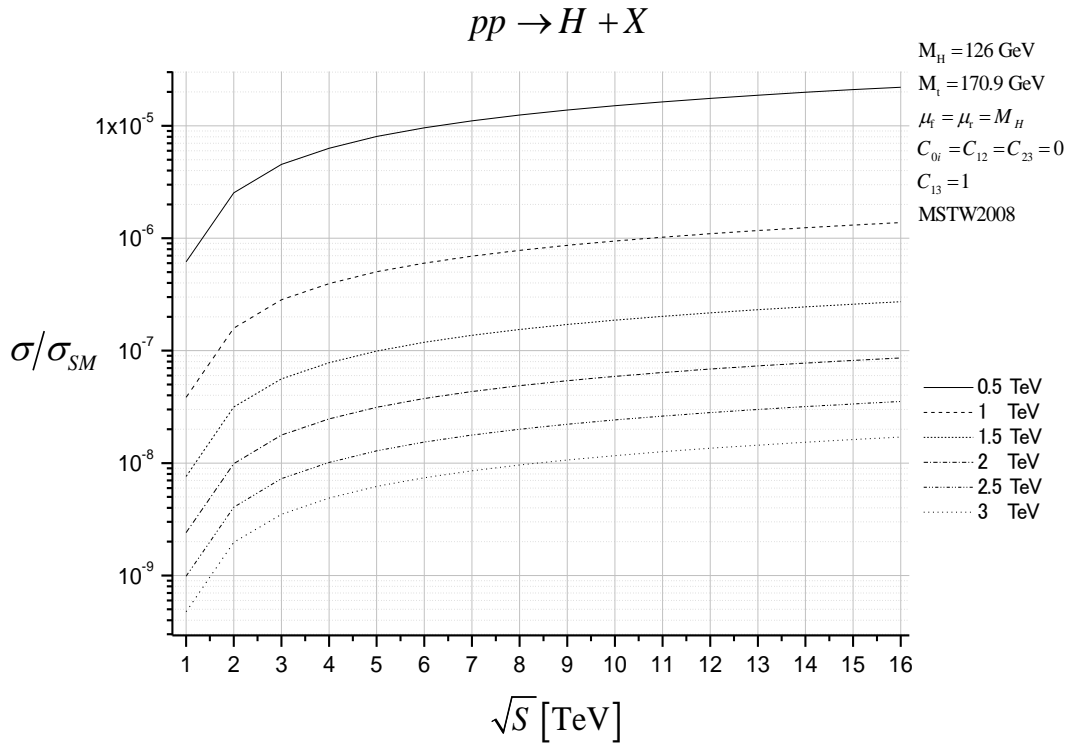


Fig.8 Le rapport σ/σ_{MS} du processus $pp \rightarrow H + X$ en fonction de l'énergie, et pour six différentes valeurs du paramètre non-commutatif. La masse du boson de Higgs est prise égale à 126 GeV [7,33] .

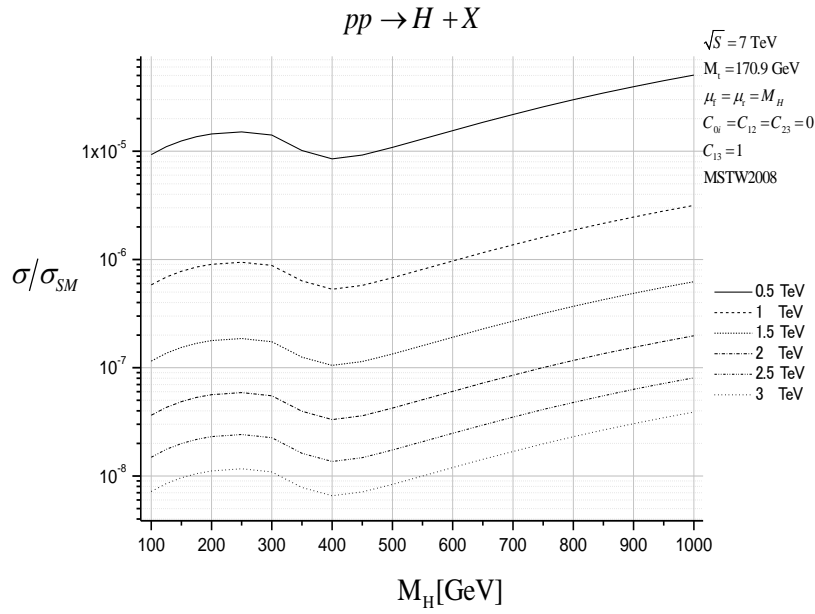


Fig.9 Le rapport σ/σ_{MS} du processus $pp \rightarrow H + X$ en fonction de la masse du boson de Higgs, et pour six différentes valeurs du paramètre non-commutatif. L'énergie au centre de masse est prise égale à 7 TeV.

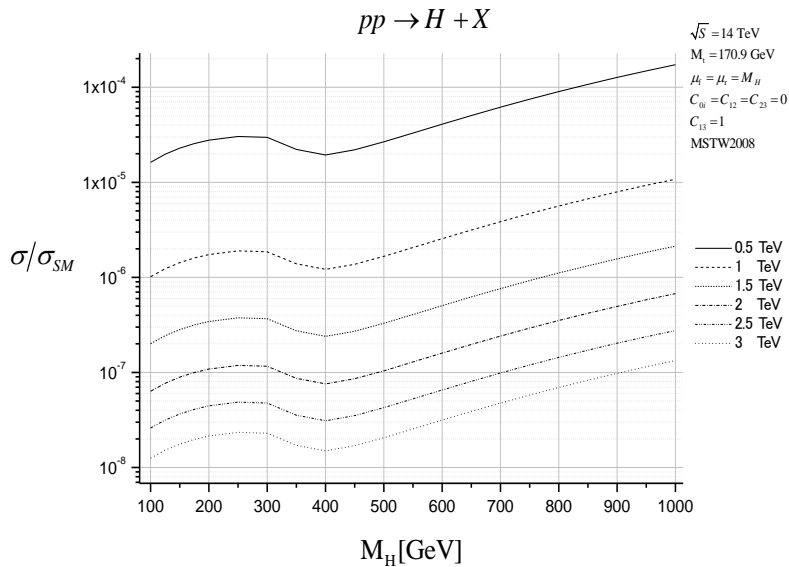


Fig.10 Le rapport σ/σ_{MS} du sous-processus $pp \rightarrow H + X$ en fonction de la masse du boson de Higgs, et pour six différentes valeurs du paramètre non-commutatif. L'énergie au centre de masse est prise égale à 14 TeV.

Les courbes des Figures 9 et 10, représentent la variation du rapport σ/σ_{MS} en fonction de la masse du Higgs, et pour deux énergies au centre de masse: 7 et 14 TeV. On remarque qu'entre 100 et 400 GeV, le rapport augmente au début, mais finit par baisser. Cependant, au-delà de 400 GeV, le rapport σ/σ_{MS} augmente d'une façon monotone, ce qui est tout à fait normal vu que la dépendance de σ en M_H (voir Eq. (2.19)) est plus importante que la dépendance de σ_{MS} en M_H (voir Eq. (2.21))

2- Désintégration du Boson de Higgs en deux bosons (photons ou gluons)

Dans ce qui suit, nous étudions la désintégration en une paire de photons à travers une boucle Fermionique. Ce processus n'a pas d'équivalent dans le cadre du modèle standard ordinaire (voir la sous-section 4.2 du chapitre 1).

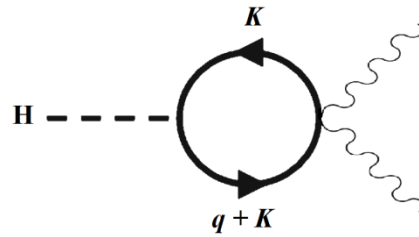


Fig.11 Désintégration du Higgs en une paire de photons

Du diagramme de la Figure 11, on peut écrire l'amplitude de transition suivante :

$$\begin{aligned}
 -iM = \varepsilon_{\mu}^*(k_1)\varepsilon_{\nu}^*(k_2)H \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left[(\not{q} + \not{K} + M_q) \left(\frac{e^2 q^2}{2} \theta_{\mu\nu\rho} (k_1 - k_2)^{\rho} \right) (\not{K} + M_q) \left(-\frac{iM_q}{v} \right) \right] \\
 \times \frac{1}{\left[(q+k)^2 - M_q^2 \right] \left[k^2 - M_q^2 \right]}
 \end{aligned} \quad (2.31)$$

Avec :

$$\begin{cases}
 v^2 = \left(\sqrt{2}G_F \right)^{-1} = (246,22057 \text{ GeV})^2 \\
 \theta_{\mu\nu\rho} = \theta_{\mu\nu}\gamma_{\rho} + \theta_{\nu\rho}\gamma_{\mu} + \theta_{\rho\mu}\gamma_{\nu}
 \end{cases} \quad (2.32)$$

Sachant que la trace du produit d'un nombre impair de matrices de Dirac est nulle, et en utilisant quelques identités bien connues, on peut écrire :

$$\begin{aligned}
 Tr\left[(\not{q} + \not{k} + M_q)\theta_{\mu\nu\rho}(\not{k} + M_q)\right] &= M_q Tr\left[(\not{q} + \not{k})\theta_{\mu\nu\rho} + \theta_{\mu\nu\rho}\not{k}\right] \\
 &= M_q[(q+k)^\lambda (\theta_{\mu\nu}Tr[\gamma_\lambda\gamma_\rho] + \theta_{\nu\rho}Tr[\gamma_\lambda\gamma_\mu] + \theta_{\rho\mu}Tr[\gamma_\lambda\gamma_\nu]) \\
 &\quad + (\theta_{\mu\nu}Tr[\gamma_\rho\gamma_\lambda] + \theta_{\nu\rho}Tr[\gamma_\mu\gamma_\lambda] + \theta_{\rho\mu}Tr[\gamma_\nu\gamma_\lambda])k^\lambda] \\
 &= 4M_q(q+2k)^\lambda (\theta_{\mu\nu}g_{\lambda\rho} + \theta_{\nu\rho}g_{\lambda\mu} + \theta_{\rho\mu}g_{\lambda\nu})
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

En appliquant la méthode de la régularisation dimensionnelle, c'est-à-dire, en prolongeant l'intégrale à 4 dimensions de (2.31) à une intégrale à D dimensions, on écrit :

$$I = \mu^{4-D} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} \frac{(q+2k)^\lambda}{[(q+k)^2 - M_q^2][k^2 - M_q^2]} \tag{2.34}$$

En utilisant l'identité de Feynman :

$$\frac{1}{AB} = \int_0^1 \frac{dx}{[(1-x)A + xB]^2} \tag{2.35}$$

On peut réécrire alors l'intégrale (2.34) sous la forme:

$$I = \mu^{4-D} \int \frac{d^D k}{(2\pi)^D} (q+2k)^\lambda \int_0^1 \frac{dx}{[q(q+2k)x + k^2 - M_q^2]^2} \tag{2.36}$$

En procédant au changement de variable :

$$k' = q + 2k \Rightarrow dk' = 2dk \tag{2.37}$$

On trouve :

$$I = \mu^{4-D} \int_0^1 dx \int \frac{d^D k'}{(2\pi)^D} \frac{k'^2}{[k'^2 + 2q(2x-1)k' + q^2 - 4M_q^2]^2} \quad (2.38)$$

Il est donc possible de calculer cette intégrale bien comme la Ref. [36] page 284 .

$$\begin{aligned} I &= \mu^{4-D} \int_0^1 dx \left(-\frac{iq^\lambda (2x-1)}{16\pi^2} \right) (4\pi)^{2-\frac{D}{2}} \frac{\Gamma\left(2-\frac{D}{2}\right)}{\Gamma(2)} [4M_q^2 - q^2 + q^2(2x-1)^2]^{\frac{D}{2}-2} \\ &= \frac{-iq^\lambda}{16\pi^2} \int_0^1 dx (2x-1) \Gamma\left(2-\frac{D}{2}\right) \left[\frac{\mu^2 4\pi}{4M_q^2 + 4q^2(x^2-x)} \right]^{2-\frac{D}{2}} \end{aligned} \quad (2.39)$$

Connaissant une propriété importante de la fonction gamma (voir p. 244 [36]):

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \Gamma(\alpha) A^\alpha = \frac{1}{\alpha} - \gamma + \ln(A) + O(\alpha) \quad (2.40)$$

On peut alors éliminer la fonction gamma de (2.39)

$$\begin{aligned} I &= \frac{-iq^\lambda}{16\pi^2} \left[\int_0^1 dx (2x-1) \left[\frac{2}{4-D} - \gamma + \ln(4\pi) \right] - \int_0^1 dx (2x-1) \ln \left(\frac{4M_q^2 + 4q^2(x^2-x)}{\mu^2} \right) \right] \\ &= \frac{iq^\lambda}{16\pi^2} \int_0^1 dx (2x-1) \ln \left(\frac{4M_q^2 + 4q^2(x^2-x)}{\mu^2} \right) \end{aligned} \quad (2.41)$$

En intégrant par parties :

$$\begin{aligned} I &= \frac{iq^\lambda}{16\pi^2} \left[\left[(x^2-x) \ln \left(\frac{4M_q^2 + 4q^2(x^2-x)}{\mu^2} \right) \right]_0^1 - q^2 \int_0^1 dx \frac{(x^2-x)(2x-1)}{M_q^2 + q^2(x^2-x)} \right] \\ &= -\frac{iq^2 q^\lambda}{16\pi^2} \int_0^1 dx \frac{(x^2-x)(2x-1)}{M_q^2 + q^2(x^2-x)} \end{aligned} \quad (2.42)$$

Tout en introduisant une nouvelle variable, définie comme suit :

$$y = (x^2 - x) \Rightarrow y' = 2x - 1 \quad (2.43)$$

Dans ce cas la primitive figurant dans (2.42) se calcule facilement:

$$\begin{aligned} \int dx \frac{(x^2 - x)(2x - 1)}{M_q^2 + q^2(x^2 - x)} &= \int dy \frac{y}{M_q^2 + q^2 y} \\ &= \frac{1}{q^4} (q^2 y - M_q^2 \ln(M_q^2 + q^2 y)) \\ &= \frac{M_q^2 (-\ln(M_q^2 + q^2(x-1)x)) + M_q^2 + q^2(x-1)x}{q^4} \end{aligned} \quad (2.44)$$

Ce qui conduit particulièrement, en fixant les bornes d'intégration, au résultat :

$$I = -\frac{iq^2 q^\lambda}{16\pi^2} \left[\frac{M_q^2 (-\ln(M_q^2 + q^2(x-1)x)) + M_q^2 + q^2(x-1)x}{q^4} \right]_0^1 = 0 \quad (2.45)$$

C'est un résultat surprenant, car le diagramme étudié ici n'apporte aucune contribution dans la désintégration du Boson de Higgs. Pour une analyse plus complète, il est intéressant d'inclure plus tard la partie non-commutative du vertex Hff déduite par [18], ce qui permet d'apporter probablement une contribution non-nulle au processus étudié ici.

CHAPITR III

Production du photon direct dans le Minimal NCSM

Introduction :

La production des photons directs [37-43] est l'un des processus les plus utilisés pour explorer la structure des hadrons. En effet, ces photons proviennent du processus dit dur, et nous donne de ce fait des informations sur l'intérieur même du Hadron (proton ou neutron).

Dans ce qui suit on s'intéresse à la production des photons directs dans le modèle standard non-commutatif minimal à une énergie au centre de masse $\sqrt{s}=1.96$ Tev, suite à la collision de deux hadrons [37,44,45]. Les sous-processus qui interviennent sont, au niveau partonique, la réaction d'annihilation (quark-antiquark $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$) et la réaction de diffusion de type Compton (quark-gluon $qg \rightarrow q\gamma$). Ce genre de sous- processus a déjà été étudié, mais pas dans le cadre hadronique [46,47]. Au début de notre travail, on s'est intéressé déjà à ce type de processus, mais on a limité notre étude à la composante θ_{13} (ce choix est justifié dans l'Annexe 2) et on n'a pas tenu compte de l'effet de la rotation de la terre [48]. Les règles de Feynman utilisées sont celles déduites par Melić et al. [17,49] (voir Annexe 3). L'expression analytique de la section efficace différentielle des deux sous-processus est déduite après l'application d'une série de rotation du système de coordonnées équatoriales céleste au référentiel local. Par la suite, nous avons calculé la section efficace inclusive dans les cas espace-espace et espace-temps indépendamment, en faisant la moyenne sur tous les angles inconnus, à l'exception de l'angle de diffusion θ ainsi que la colatitute γ du vecteur électrique \vec{E} et du vecteur magnétique \vec{B} . Ainsi, la comparaison avec les données expérimentales CDF de Tevatron (voir Annexe 1) nous a permis de déduire deux grandes limites sur le paramètre non-commutatif. De plus, l'analyse entre les différentes contributions, pour γ variant entre 0° et 90° , nous a permis de déduire le coefficient de corrélation de Pearson.

1- Production du photon direct

Au niveau partonique deux sous-processus contribuent à la production de photons directs à partir de la collision de deux hadrons: la réaction d'annihilation (quark-antiquark $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$) et la diffusion de type Compton (quark-gluon $qg \rightarrow q\gamma$).

Le premier sous-processus considéré ici est la réaction d'annihilation $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$, représenté par les diagrammes de la Figure 1:

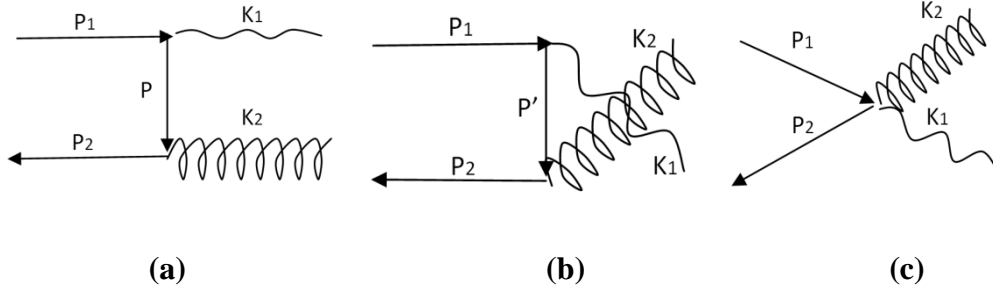


Fig.1 Diagrammes de Feynman de la production du photon direct par l'annihilation quark-antiquark

On peut écrire l'amplitude de chacun des diagrammes de la Figure 1, sous la forme :

$$M_A^a = -ieqg_s \bar{v}^{(s)}(2) (c_2^+)_i^m \left[\gamma_\mu - \frac{i}{2} (-K_2)^\nu (\theta_{\mu\nu\rho} P^\rho - \theta_{\mu\nu} M_q) \right] \left(\frac{\lambda^a}{2} \right)_{ij} \frac{\not{P} + M_q}{P^2 - M_q^2} \left[\gamma_\alpha - \frac{i}{2} (-K_1)^\beta (\theta_{\alpha\beta\lambda} P_1^\lambda - \theta_{\alpha\beta} M_q) \right] u^{(s)}(1) (c_1^+)_j^n (\varepsilon_{2\mu}^* a_2^{al}) \varepsilon_{1\alpha}^* \quad (3.1)$$

$$M_A^b = -ieqg_s \bar{v}^{(s)}(2) (c_2^+)_i^m \left[\gamma_\mu - \frac{i}{2} (-K_1)^\nu (\theta_{\mu\nu\rho} P'^\rho - \theta_{\mu\nu} M_q) \right] \frac{\not{P}' + M_q}{P'^2 - M_q^2} \left[\gamma_\alpha - \frac{i}{2} (-K_2)^\beta (\theta_{\alpha\beta\lambda} P_1^\lambda - \theta_{\alpha\beta} M_q) \right] \left(\frac{\lambda^a}{2} \right)_{ij} u^{(s)}(1) (c_1^+)_j^n (\varepsilon_{2\alpha}^* a_2^{al}) \varepsilon_{1\mu}^* \quad (3.2)$$

$$M_A^c = -\frac{1}{2} eqg_s \bar{v}^{(s)}(2) (c_2^+)_i^m \theta_{\mu\nu\rho} \left(\frac{\lambda^a}{2} \right)_{ij} [-(K_1 - K_2)^\rho] u^{(s)}(1) (c_1^+)_j^n (\varepsilon_{2\nu}^* a_2^{al}) \varepsilon_{1\mu}^* \quad (3.3)$$

Le second sous processus considéré est la réaction de diffusion de type Compton $qg \rightarrow q\gamma$ ou $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}\gamma$ représenté par les diagrammes de la Figure 2 :

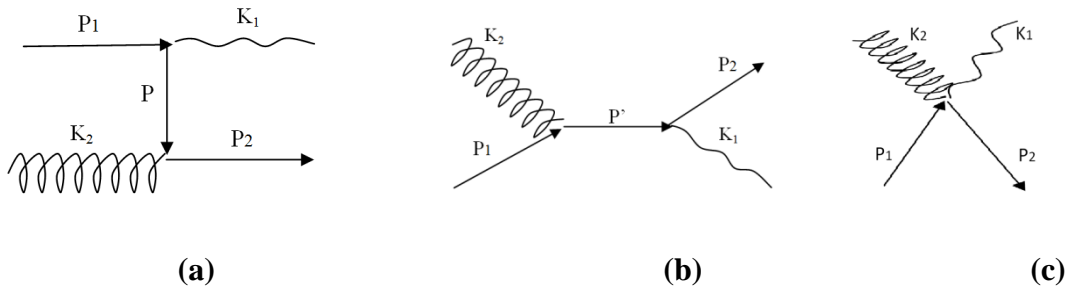


Fig.2 Diagrammes de Feynman de la production du photon direct par diffusion de type Compton

On peut aussi écrire l'amplitude de chacun des diagrammes de la Figure 2, comme suit :

$$M_C^a = -ieqg_s \bar{u}^{(s)}(2)(c_2^+)_i^m \left[\gamma_\mu - \frac{i}{2} K_2^\nu (\theta_{\mu\nu\rho} P^\rho - \theta_{\mu\nu} M_q) \right] \left(\frac{\lambda^a}{2} \right)_{ij} \quad (3.4)$$

$$\frac{\not{P} + M_q}{P^2 - M_q^2} \left[\gamma_\alpha - \frac{i}{2} (-K_1)^\beta (\theta_{\alpha\beta\lambda} P_1^\lambda - \theta_{\alpha\beta} M_q) \right] u^{(s')}(1)(c_1^+)_j^n (\varepsilon_{2\mu} a_2^{al}) \varepsilon_{1\alpha}^*$$

$$M_C^b = -ieqg_s \bar{u}^{(s)}(2)(c_2^+)_i^m \left[\gamma_\mu - \frac{i}{2} (-K_1)^\nu (\theta_{\mu\nu\rho} P'^\rho - \theta_{\mu\nu} M_q) \right] \frac{\not{P}' + M_q}{P'^2 - M_q^2} \quad (3.5)$$

$$\left[\gamma_\alpha - \frac{i}{2} K_2^\beta (\theta_{\alpha\beta\lambda} P_1^\lambda - \theta_{\alpha\beta} M_q) \right] \left(\frac{\lambda^a}{2} \right)_{ij} u^{(s')}(1)(c_1^+)_j^n (\varepsilon_{2\alpha} a_2^{al}) \varepsilon_{1\mu}^*$$

$$M_C^c = -\frac{1}{2} eqg_s \bar{u}^{(s)}(2)(c_2^+)_i^m \theta_{\alpha\mu\rho} \left(\frac{\lambda^a}{2} \right)_{ij} [(-K_1 - K_2)^\rho] u^{(s')}(1)(c_1^+)_j^n (\varepsilon_{2\mu} a_2^{al}) \varepsilon_{1\alpha}^* \quad (3.6)$$

Les vecteurs \mathbf{c} et \mathbf{a} , respectivement, de trois et huit composantes, servent à décrire l'état de couleurs des quarks et des gluons [32]. Les indices A et C, respectivement, désignent les processus d'annihilation et de type Compton et les λ représentent les huit matrices de Gell-Mann.

L'expression de $\theta_{\mu\nu\rho}$ est définie comme suit :

$$\theta_{\mu\nu\rho} = \theta_{\mu\nu} \gamma_\rho + \theta_{\nu\rho} \gamma_\mu + \theta_{\rho\mu} \gamma_\nu \quad (3.7)$$

Bien évidemment, l'amplitude totale de diffusion est la somme des sous amplitudes :

$$M_A = M_A^a + M_A^b + M_A^c \quad (3.8)$$

$$M_C = M_C^a + M_C^b + M_C^c$$

2- Calcul de la section efficace différentielle

La section efficace est obtenue en moyennant sur les couleurs et les polarisations des quarks et des bosons de l'état initial, et en sommant sur les couleurs et les polarisations des quarks et des bosons de l'état final.

$$S_A = \frac{1}{3^2} \sum_{m,n=1}^3 \sum_{l=1}^8 \frac{1}{2^2} \sum_{s,s'=1}^2 \sum_{\epsilon_1, \epsilon_2} |M_A|^2 \quad (3.9)$$

$$S_C = \frac{1}{3} \sum_{m,n=1}^3 \frac{1}{8} \sum_{l=1}^8 \frac{1}{2^2} \sum_{s,s'=1}^2 \sum_{\epsilon_1, \epsilon_2} |M_C|^2$$

Les facteurs de couleurs peuvent être calculés séparément:

$$f_A = \frac{1}{3^2} \sum_{m,n=1}^3 \sum_{l=1}^8 \left| (c_2^+)_i^m \left(\frac{\lambda^a}{2} \right)_{ij} (c_1^+)_j^n a_2^{a l} \right|^2 = \frac{4}{9} \quad (3.10)$$

$$f_C = \frac{1}{3} \sum_{m,n=1}^3 \frac{1}{8} \sum_{l=1}^8 \left| (c_2^+)_i^m \left(\frac{\lambda^a}{2} \right)_{ij} (c_1^+)_j^n a_2^{a l} \right|^2 = \frac{3}{18}$$

On calcule par la suite la section efficace différentielle de chaque sous-processus :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{S_t}{(8\pi)^2} \frac{S}{s} \frac{|\vec{P}_f|}{|\vec{P}_i|} \quad (3.11)$$

On remplace ensuite les composantes de \vec{E} et \vec{B} par leurs valeurs dans le référentiel local \vec{E}' et \vec{B}' [50,51] et on moyenne sur φ et sur le temps t (donc sur a), puisque les collisions se font à l'échelle de plusieurs mois, on garde l'angle de colatitude γ fixe pendant cette période (voir les détails de calcul dans l'Annexe 4). Pour simplifier l'expression de la matrice de diffusion S , qui nécessite un temps de calculs très long, il a fallu négliger la masse des quarks (ce qui est tout à fait valable à très haute énergie) et les termes d'ordre supérieur à θ^2 . Le reste des calculs, tel que la sommation sur le spin des quarks et les polarisations des photons et des gluons (calculs de traces), sont accomplis à l'aide du logiciel FeynCalc 4.2.0 [30,31]. Ci-dessous la partie purement non-commutative de la section efficace différentielle.

Sous-processus annihilation:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{E=0}^A = K_b (\cos 2\theta + 11) \left(-F_b + \frac{110 - 11(\cos 2\theta + 9)\cos^2 \theta}{\sin^2 \theta (\cos 2\theta + 11)} \right) + O(\Lambda_b^{-8}) \quad (3.12)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{B=0}^A = K_e (\cos 2\theta - 5) \left(F_e + \frac{130 - 42\cos^4 \theta - 88\cos^2 \theta}{\sin^2 \theta (\cos 2\theta - 5)} \right) + O(\Lambda_e^{-8}) \quad (3.13)$$

Sous-processus de type Compton:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E=0}^C = K_b T (T_1 F_b - 15 \cos \theta + 20 \cos 2\theta - \cos 3\theta + 316) + O(\Lambda_b^{-8}) \quad (3.14)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{B=0}^C = \frac{K_e}{4} T (T_2 F_e - 205 \cos \theta + 42 \cos 2\theta - 3 \cos 3\theta + 806) + O(\Lambda_e^{-8}) \quad (3.15)$$

Où les différents paramètres sont donnés par:

$$F_{e,b} = f \cos 2\gamma_{e,b} + \frac{1}{3}(f+1) \quad (3.16)$$

$$f = 6 \cos^2 \alpha \cos 2\delta + 3 \cos 2\alpha - 1 \quad (3.17)$$

$$K_{e,b} = \frac{Q^2 s \alpha_e \alpha_s}{12288 \Lambda_{e,b}^4} \quad (3.18)$$

$$T = \frac{\cos^2(\theta/2)}{(\cos \theta + 1)} \quad (3.19)$$

$$T_1 = 45 \cos \theta + 4 \cos 2\theta + 3 \cos 3\theta + 12 \quad (3.20)$$

$$T_2 = 103 \cos \theta + 2 \cos 2\theta + 9 \cos 3\theta + 14 \quad (3.21)$$

Les courbes de la Figure 3, 4 et 5 représentent la variation de la section efficace différentielle relative définie comme suit:

$$\Delta\sigma = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{NCSM} - (d\sigma/d\Omega)_{SM}}{(d\sigma/d\Omega)_{SM}} \quad (3.22)$$

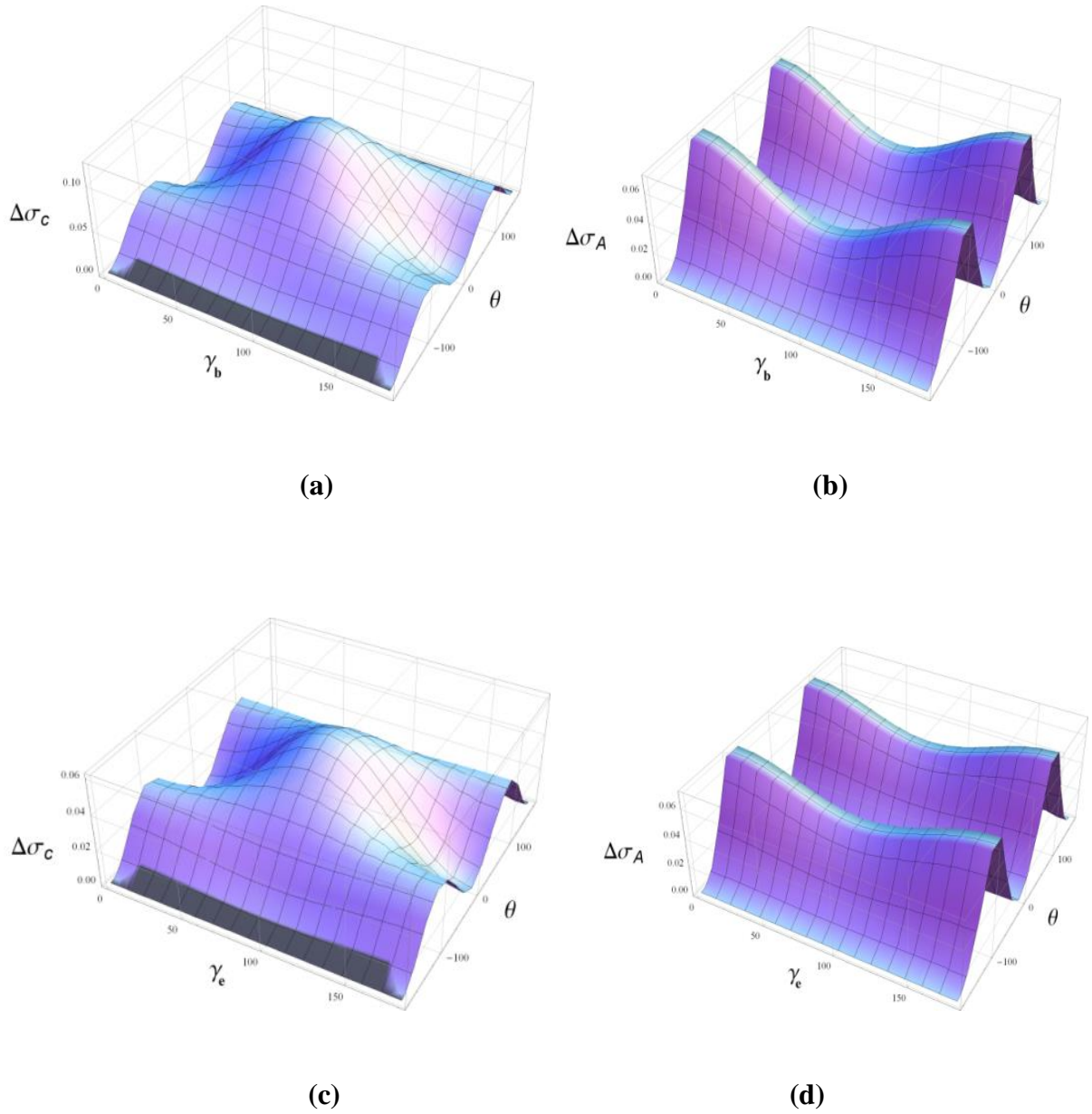


Fig.3 Variation de la section efficace différentielle relative $\Delta\sigma$, pour la latitude et l'orientation du CDF [52] ($\delta=41.83^\circ$, $\alpha=81^\circ$), avec $\Lambda=0.5$ TeV et $\sqrt{s}=0.5$ TeV.

(a) et (b) pour une non commutativité de type espace-espace ($\vec{E}=0$)

(c) et (d) pour une non commutativité de type espace-temps ($\vec{B}=0$).

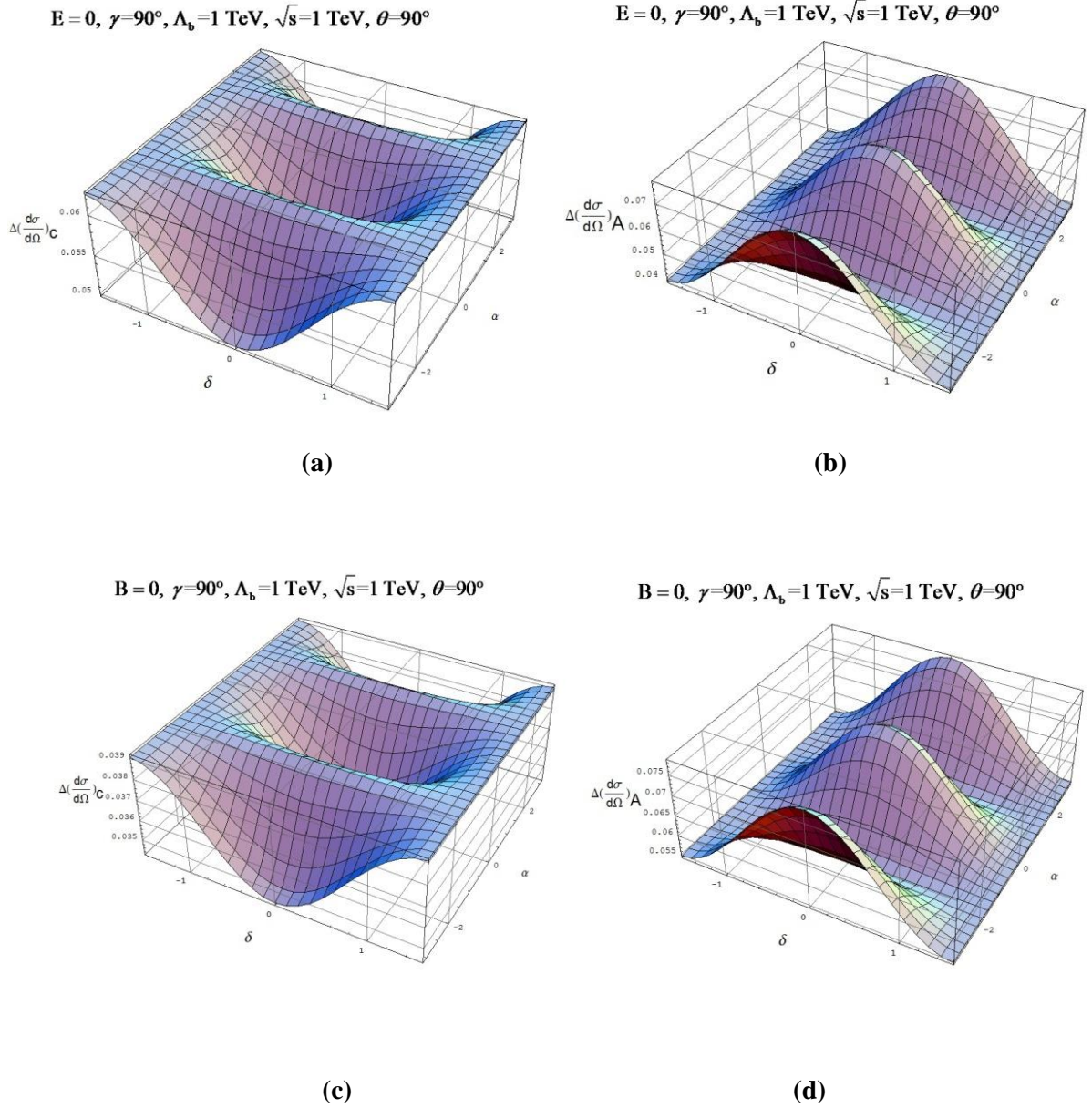


Fig. 4 Variation de la section efficace différentielle relative, avec $\gamma = 90^\circ$, $\Lambda_b = 1 \text{ TeV}$, $\sqrt{s} = 1 \text{ TeV}$, et $\theta = 90^\circ$

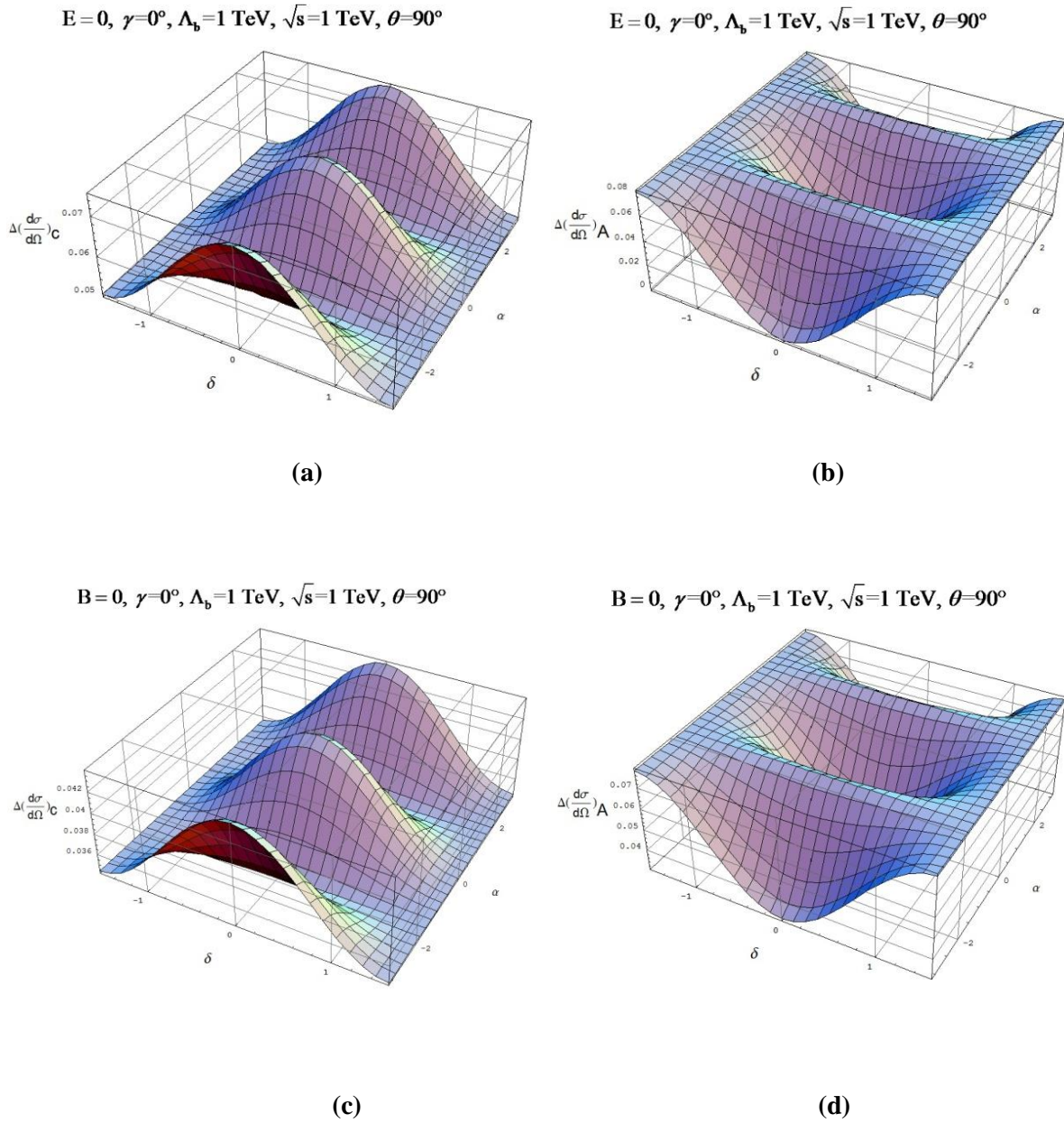


Fig. 5 Variation de la section efficace différentielle relative, avec $\gamma = 0^\circ, \Lambda_b = 1 \text{ TeV}, \sqrt{s} = 1 \text{ TeV}$, et $\theta = 90^\circ$

On remarque que $\Delta\sigma$ dépend considérablement de l'orientation de l'angle de diffusion θ et légèrement par rapport à la colatitude γ . Le comportement entre les sous-processus Compton et d'annihilation est complètement inversé.

Par ailleurs, pour $\theta = 90^\circ$, l'analyse minutieuse de toutes les courbes montrent que la contribution de type espace-espace est légèrement supérieure à la contribution de type espace-temps, notamment dans le cas du sous-processus de type Compton.

3- Calcul de la section efficace inclusive

Afin de comparer les prédictions du NCSM minimal avec les données expérimentales de CDF du Tevatron, nous devons calculer la section efficace inclusive. Pour cela, on applique le théorème de factorisation donné dans la référence [25] cela est fait en utilisant les PDF MSTW2008 [53], et en prenant $\mu_F = \mu_R = P_T$ (Voir Annexe 5):

$$E_\gamma \frac{d^3\sigma}{dp_\gamma^3} = \frac{1}{\pi} \sum \int \frac{dx_a}{x_a} F_{a/A}(x_a, \mu_F^2) \int \frac{dx_b}{x_b} F_{b/B}(x_b, \mu_F^2) \hat{\sigma} \frac{d\hat{\sigma}(\hat{s}, \mu_R^2)}{d\hat{t}} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \quad (3.23)$$

Cette formule peut être écrite autrement :

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T^\gamma d\eta} = 2P_T \sum \int \frac{dx_a}{x_a} F_{a/A}(x_a, \mu_F^2) \int \frac{dx_b}{x_b} F_{b/B}(x_b, \mu_F^2) \hat{\sigma} \frac{d\hat{\sigma}(\hat{s}, \mu_R^2)}{d\hat{t}} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \quad (3.24)$$

Nous pouvons partager cette section efficace inclusive en deux contributions distinctes: la section efficace obtenue dans le cadre du Modèle Standard commutatif σ_{MS} , calculée à l'aide du programme JETPHOX [54], et la contribution purement non-commutative σ_{NC} . Cette dernière est inversement proportionnelle à Λ^4 , et peut être partagée à son tour en une partie proportionnelle à $\cos(2\gamma)$ et une autre qui ne dépend pas de γ .

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T^\gamma d\eta} = \sigma_{MS} + \sigma_{NC} = \sigma_{MS} + \Lambda^{-4} (f_1 \cos(2\gamma) + f_2) \quad (3.25)$$

f_1 et f_2 doivent être calculés à l'aide du théorème de factorisation, et cela pour chaque valeur d'énergie \sqrt{S} , d'impulsion transverse P_T , et de pseudo-rapacité η . On constate ainsi que $|f_2| > |f_1|$. Il est donc clair que l'effet de la colatitude γ n'est pas très important, ce qui est confirmé par les courbes de la Figure 3.

Les courbes de la Figure 6 représentent la variation de la section efficace inclusive non-commutative en fonction de l'impulsion transverse P_T pour une non-commutativité de type espace-espace Figure 6 (a) et espace-temps Figure 6 (b). Tout cela est calculé pour une colatitude γ de 90° , et pour un paramètre de non-commutativité variant entre 100 et 500 GeV.

Une simple comparaison entre nos résultats et les données du CDF obtenus à une énergie au centre de masse de 1.96 TeV [52], montre que Λ doit être supérieur à 400 GeV, au-delà duquel toutes les courbes sont incluses dans les barres d'incertitudes (systématique + statistique), et spécialement à large impulsion transverse où la barre d'erreur est beaucoup plus restrictive.

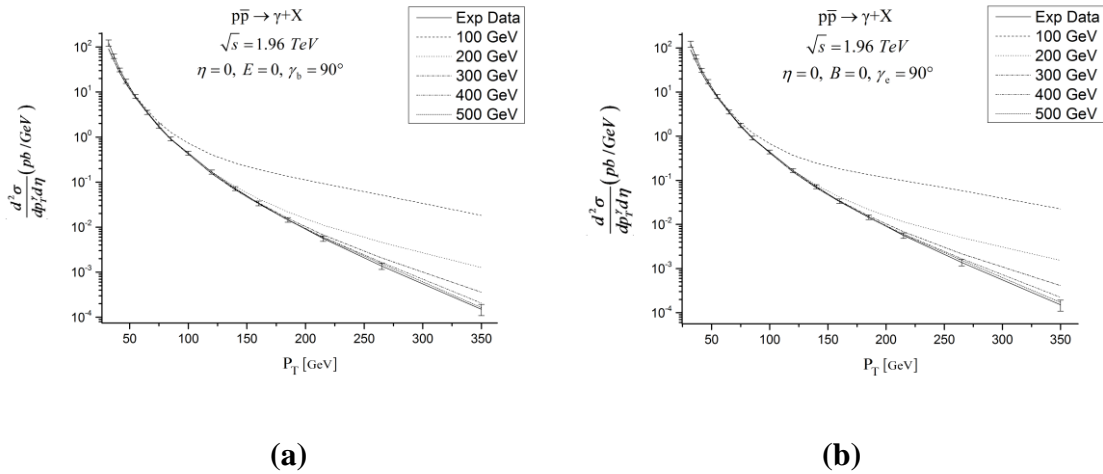


Fig. 6 Variation de la section efficace inclusive purement non-commutative σ_{NC} en fonction de l'impulsion transverse, pour un paramètre de non-commutativité variant entre 100 GeV et 500 GeV et une colatitude γ de 90° . Résultats confrontés aux données du CDF obtenus à une énergie au centre de masse de 1.96 TeV [52].

(a) Cas d'une non-commutativité de type espace-espace ($\vec{E} = 0$).

(b) Cas d'une non-commutativité de type espace-temps ($\vec{B} = 0$).

A l'œil nu, la différence entre les deux Figures 6 (a) et (b) est imperceptible.

4- Contraintes sur le paramètre de non-commutativité

Plusieurs études phénoménologiques ont permis de déduire différentes limites sur le paramètre de non-commutativité [23-29,46,48,50,55-65]. Les contraintes expérimentales de ce paramètre ont été résumées dans la référence [25]. Cela dit, ces valeurs sont obtenues pour différentes approches, différents processus et différentes échelles d'énergies. De ce fait, leurs comparaisons avec nos résultats ne sont pas évidentes.

Dans notre cas, il est clair que cette limite dépend de la colatitude γ , dont la valeur nous est inconnue. Concrètement, il est possible de déduire cette borne dans les deux cas de non-commutativité, espace-espace et espace-temps, en prenant en compte l'erreur la plus restrictive, ce qui se produit à grand P_T . Cela est donné par l'Eq. (3.26) (voir aussi la figure 6):

$$\sigma_{NC}(\Lambda_{bound}) + \sigma_{MS} = (\sigma + \delta\sigma)_{exp} \quad (3.26)$$

Les résultats de ce calcul sont représentés dans la Figure 7. On remarque que la limite de Λ varie alternativement entre un maximum à $\gamma=0^\circ$ et un minimum à $\gamma=90^\circ$. C'est dû à la dépendance de la section efficace inclusive en $\cos(2\gamma)$ (voir Eq. (3.25)).

Pour la non-commutativité espace-espace on obtient:

$$\Lambda_{bound}^{space-space} = 449.93 \pm 29.20 \text{ GeV} \quad (3.27)$$

Pour la non-commutativité espace-temps, la variation du Λ est moins importante, mais la valeur moyenne est plus grande:

$$\Lambda_{bound}^{space-time} = 459.83 \pm 16.40 \text{ GeV} \quad (3.28)$$

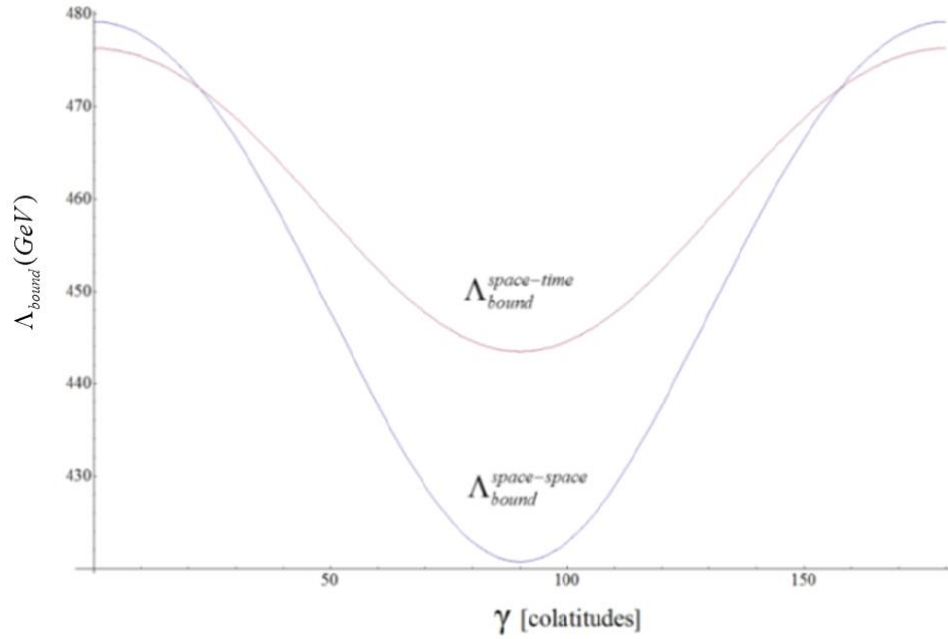


Fig. 7 Limites sur le paramètre de non-commutativité obtenues suivant l'équation (3.26), et cela pour une colatitude γ variant entre 0° et 180° .

5- Analyse de corrélation

Concernant l'allure même de la contribution non-commutative à la section efficace, nous avons également calculé le coefficient de corrélation de Pearson ρ entre l'écart expérience-théorie [66,67] $\Delta\sigma = \sigma_{\text{exp}} - \sigma_{MS}$, et la contribution purement non-commutative σ_{NC} .

ρ définie en fonction de la covariance $\text{cov}(\sigma_{NC}, \Delta\sigma)$, et des écarts-type $\Sigma_{\sigma_{NC}}$ et $\Sigma_{\Delta\sigma}$, comme suit :

$$\rho = \frac{\text{cov}(\sigma_{NC}, \Delta\sigma)}{\Sigma_{\sigma_{NC}} \Sigma_{\Delta\sigma}} \quad (3.29)$$

Il est clair que la valeur de ρ ne dépend pas de Λ et dépend uniquement de la colatitude γ . Les courbes de la Figure 8 représentent la variation du coefficient de corrélation de Pearson en fonction de la colatitude γ et cela pour une non-commutativité de type espace-espace ρ_{SS} et de type espace-temps ρ_{ST} .

On remarque que :

$$0,57703 \leq \rho_{SS} \leq 0,63766 \quad (3.30)$$

Et

$$0,55105 \leq \rho_{ST} \leq 0,60705 \quad (3.31)$$

Pour un γ donné, on remarque également que $\rho_{SS} > \rho_{ST}$, et que la corrélation est largement plus importante pour $\gamma = 90^\circ$. Ce qui nous conduit à conclure que la perpendiculaire à l'axe de rotation de la terre est l'orientation privilégiée de \vec{E} et \vec{B} .

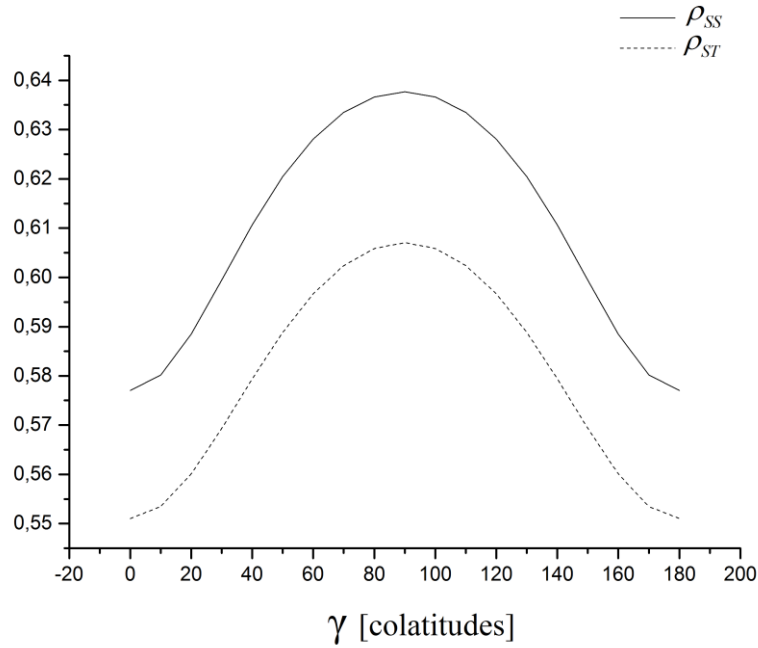


Fig.8 Variation du coefficient de corrélation de Pearson en fonction de la colatitude γ , dans le cas d'une non-commutativité de type espace-espace (courbe d'en haut) et de type espace-temps (courbe d'en bas).

CHAPITR IV

Production de deux photons par l'annihilation électron-positron

Introduction

Dans ce dernier chapitre, on s'intéresse à la production de deux photons suite à l'annihilation électron-positron dans le cadre du NCSM minimal aux énergies du LEP (Large Electron Proton collider) et de futur accélérateur linéaire ILC (International Linear Collider) (Voir Annexe 1). La confrontation avec les données expérimentales nous permet de déduire des limites sur le paramètre de non-commutativité.

Pour commencer, on calcule la section efficace différentielle non-commutative de l'annihilation électron-positron en deux photons, en tenant compte de l'effet de la rotation de la terre. On déduit par la suite, trois limites différentes sur le paramètre de non-commutativité Λ , à 95% de niveau de confiance, et cela en exploitant les résultats de la collaboration Aleph du LEP.

On termine ce chapitre par des calculs et des prédictions, toujours du même processus, mais pour des énergies plus élevées qui seront atteintes probablement à l'ILC: 0.5 TeV et 1 TeV.

1- Annihilation en paire de photons

Dans ce qui suit, on s'intéresse au processus d'annihilation d'une paire électron-positron en une paire de photons, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Dans le cadre du Modèle Standard commutatif, la section efficace, dans le système du centre de masse (en négligeant les masses $s \geq 4m_e^2$, ce qui est valable à très haute énergie) est donnée par:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{QED} = \frac{\alpha_e^2}{s} \left(\frac{1+\cos^2\theta}{1-\cos^2\theta}\right) \quad (4.1)$$

Où: α_e représente la constante de couplage, et $\frac{1}{s}$ provient de la division par le flux incident.

Le terme $(1-\cos^2\theta)$ dans le dénominateur de l'Eq. (4.1) semble responsable d'une divergence de la section efficace quand l'angle de diffusion θ tend vers 0° ou 180° .

Cependant, cette divergence angulaire ne se réalise pas si on tient compte des corrections d'ordre supérieur. En effet, une expansion en fonction d'une petite constante de couplage finit toujours par converger, dans une théorie de champs basée sur le principe de l'invariance de jauge.

Enfin, la limite $s \rightarrow 0$ ne peut pas être atteinte, à cause du seuil $s > 4m_e^2$.

Calculons maintenant la section efficace de ce processus, mais dans le cadre du modèle standard non-commutatif dans sa version minimale.

2- Section efficace différentielle

On considère que les collisions se produisent suivant l'axe x_3 (Annexe 4). En limitant nos calculs à la non-commutativité de type espace-espace, on peut prendre $\mathbf{E} = 0$.

Dans le cadre du NCSM Minimal [17,47], trois diagrammes interviennent dans le processus d'annihilation électron-positron:

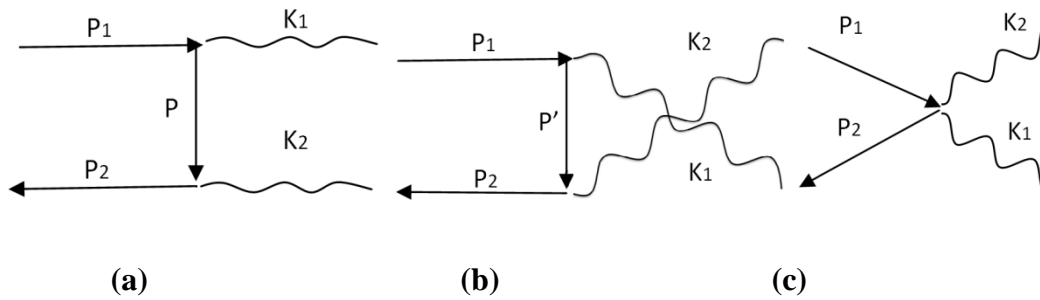


Fig. 1 Diagramme de Feynman de la production de deux photons suite à l'annihilation électron-positron dans le cadre NCSM minimal

A partir des diagrammes de la Figure 1, on peut écrire les trois amplitudes de transition comme suit (Voir Annexe 3):

$$M^a = -ie^2 \bar{v}^{(s)}(2) \left[\gamma_\mu - \frac{i}{2} (-K_2)^\nu (\theta_{\mu\nu\rho} P^\rho - \theta_{\mu\nu} M_e) \right] \frac{P' + M_q}{P^2 - M_q^2} \left[\gamma_\alpha - \frac{i}{2} (-K_1)^\beta (\theta_{\alpha\beta\lambda} P_1^\lambda - \theta_{\alpha\beta} M_{\bar{e}}) \right] u^{(s')}(1) \varepsilon_{2\mu}^* \varepsilon_{1\alpha}^* \quad (4.2)$$

$$M^b = -ie^2 \bar{v}^{(s)}(2) \left[\gamma_\mu - \frac{i}{2} (-K_1)^\nu (\theta_{\mu\nu\rho} P'^\rho - \theta_{\mu\nu} M_e) \right] \frac{P' + M_q}{P'^2 - M_q^2} \left[\gamma_\alpha - \frac{i}{2} (-K_2)^\beta (\theta_{\alpha\beta\lambda} P_1^\lambda - \theta_{\alpha\beta} M_{\bar{e}}) \right] u^{(s')}(1) \varepsilon_{2\alpha}^* \varepsilon_{1\mu}^* \quad (4.3)$$

$$M^c = -\frac{1}{2} e^2 \bar{v}^{(s)}(2) \theta_{\mu\nu\rho} [-(K_1 - K_2)^\rho] u^{(s')}(1) \varepsilon_{2\nu}^* \varepsilon_{1\mu}^* \quad (4.4)$$

Pour déduire une expression de la matrice de diffusion S, il est nécessaire de moyenner le spin des électrons de l'état initial et de sommer les polarisations des photons de l'état final (calcul de traces). Pour déduire une expression de S encore plus simple, il est préférable de négliger la masse des électrons, ce qui est possible à très haute énergie.

Après des calculs similaires à ceux réalisés au chapitre 3 (sous-processus d'annihilation) on déduit à l'ordre $\frac{1}{\Lambda^4}$, la section efficace différentielle non-commutative:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{QED} + \frac{\alpha^2 s}{128 \Lambda_{NC}^4} [(3 (B_2'^2 - B_1'^2) \cos(2\varphi) + 2 \cos(2\theta) (B_2' \cos\varphi - B_1' \sin\varphi)^2 - 6 B_1' B_2' \sin(2\varphi) + 11 (B_1'^2 + B_2'^2)] \quad (4.5)$$

On remplace, ensuite, les composantes de \vec{B}' par exprimées dans le référentiel local, et on calcule la moyenne sur φ et sur le temps t (Voir Eq. (A.14) de l'annexe 4). La section efficace différentielle non-commutative se réécrit sous la forme (4.6), tout en notant que le véritable paramètre de non-commutativité est symbolisé par Λ_{NC} , et que Λ représente une fonction.

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_{\varphi,t} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{QED} + \frac{s\alpha_e^2}{64\Lambda^4} F(\theta) (1 + \cos^2 \theta) \quad (4.6)$$

Où:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\Lambda^4} = \frac{1}{32\Lambda_{NC}^4} (22 - 4 \cos^2 \alpha (3 \cos(2\gamma) + 1) \cos(2\delta) - 3 \cos(2(\alpha - \gamma)) - 3 \cos(2(\alpha + \gamma)) - 2 \cos(2\alpha) + 2 \cos(2\gamma)) \\ F(\theta) = \frac{5 + \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \end{array} \right. \quad (4.7)$$

La fonction $\frac{1}{\Lambda^4}$ ne dépend pas de l'angle de diffusion θ .

Nous remarquons que $F(\theta)$ est une fonction périodique qui varie entre 3 et 5, qu'on peut fixer à sa valeur minimale, c'est à dire 3, pour ne pas surestimer l'effet de la non-commutativité et surévaluer la valeur limite de Λ .

3- Bornes sur le paramètre de non-commutativité

Dans le chapitre précédent, nous avons déterminé des limites sur le paramètre de non-commutativité en analysant les contraintes expérimentales imposées par les données de CDF du Tevatron sur le processus de production de photons directs.

Comme on s'intéresse cette fois-ci au processus d'annihilation électron-positron, dans ce qui suit, nous allons utiliser les données de la collaboration Aleph du LEP pour déterminer de nouvelles bornes.

À l'ordre $\frac{1}{\Lambda^4}$, la moyenne sur φ de la section efficace différentielle non-commutative donnée par l'équation (4.6) peut être réécrite sous la forme:

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_{\varphi} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{QED} + \frac{s\alpha_e}{\Lambda_6^4} (1 + \cos^2 \theta) \quad (4.8)$$

Avec

$$\frac{1}{\Lambda_6^4} = \frac{3\alpha_e}{64\Lambda^4} \quad (4.9)$$

Ou peut la réécrire également sous une autre forme :

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_{\varphi} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{QED} + \frac{s\alpha_e^2}{2\Lambda_+^4} (1 + \cos^2 \theta) \quad (4.10)$$

Avec

$$\frac{1}{\Lambda_+^4} = \frac{3}{32\Lambda^4} \quad (4.11)$$

Dans ce qui suit, pour chaque valeur limite de Λ , on déduit la valeur minimale de Λ_{NC} .

Première limite:

Dans [68], la collaboration Aleph au LEP a déduit la valeur limite inférieure de Λ_+ , pour des énergies au centre de masse comprises entre 130 et 136 GeV, qui est de 169 GeV.

De l'égalité (4.11), on déduit facilement la limite inférieure de Λ avec un intervalle de confiance (Confidence level) de 95% :

$$\Lambda > 93.51 \text{ GeV} \quad (4.12)$$

De l'égalité (4.7), on déduit la borne inférieure du paramètre de non-commutativité:

$$\begin{cases} \Lambda_{NC} > 80.90 \text{ GeV} & \text{pour } \gamma=90^\circ \\ \Lambda_{NC} > 90.55 \text{ GeV} & \text{pour } \gamma=0^\circ \end{cases} \quad (4.13)$$

Seconde limite :

Dans [69], la limite inférieure de Λ_6 , déduite par la collaboration Aleph au LEP, pour des énergies au centre de masse comprises entre 161 et 183 GeV, est estimée à 1.1 TeV.

De l'égalité (4.9), on déduit la limite inférieure de Λ avec un intervalle de confiance (Confidence level) de 95%:

$$\Lambda > 149.61 \text{ GeV} \quad (4.14)$$

De l'égalité (4.7), on déduit la borne inférieure du paramètre de non-commutativité:

$$\begin{cases} \Lambda_{NC} > 129.44 \text{ GeV} & \text{pour } \gamma=90^\circ \\ \Lambda_{NC} > 144.8 \text{ GeV} & \text{pour } \gamma=0^\circ \end{cases} \quad (4.15)$$

Troisième limite :

Toujours avec la collaboration Aleph du LEP [70], la nouvelle limite inférieure de Λ_6 pour des énergies au centre de masse comprises entre 189 et 207 GeV, est fixée à 1.74 TeV.

Cela nous permet de déduire, grâce à l'égalité (4.9), une limite beaucoup plus grande de Λ avec un intervalle de confiance (Confidence level) de 95% :

$$\Lambda > 236.65 \text{ GeV} \quad (4.16)$$

De l'égalité (4.7), on déduit la borne inférieure du paramètre de non-commutativité:

$$\begin{cases} \Lambda_{NC} > 204.75 \text{ GeV} & \text{pour } \gamma=90^\circ \\ \Lambda_{NC} > 229.16 \text{ GeV} & \text{pour } \gamma=0^\circ \end{cases} \quad (4.17)$$

Les courbes de la Figure 2 représentent la variation de Λ_{NC} en fonction de la colatitude γ , pour les trois valeurs limites de Λ , obtenues précédemment.

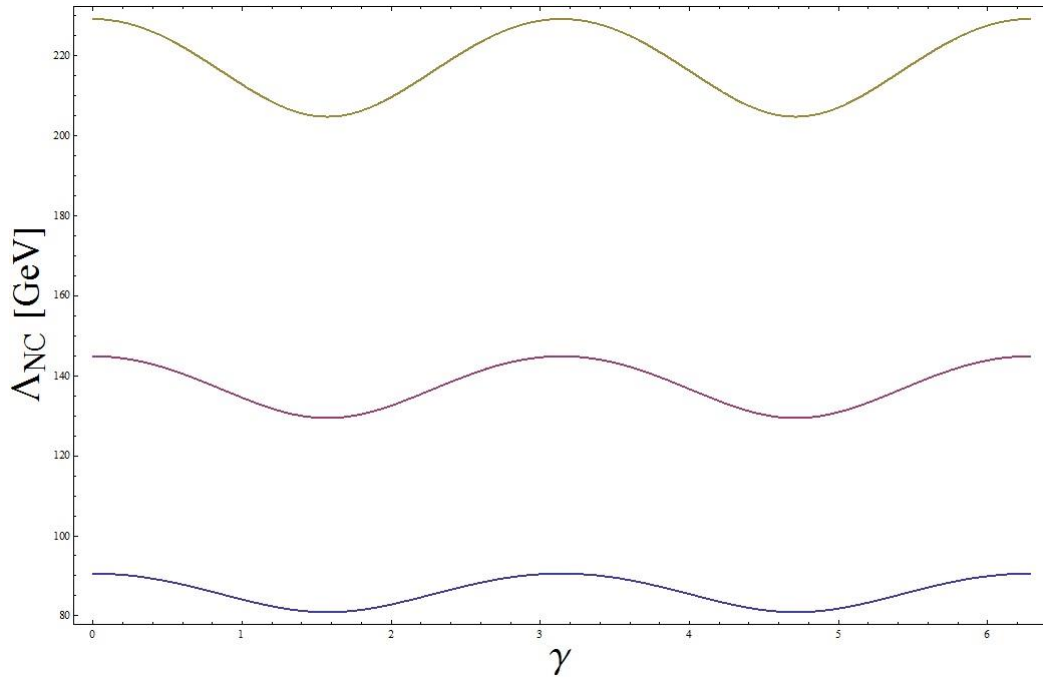


Fig. 2 Variation de Λ_{NC} en fonction de la colatitude γ , pour les trois valeurs limites de Λ , et pour $\delta = 46^\circ$ et $\alpha = 120^\circ$ de Aleph.

4- Comportement de la section efficace différentielle

Dans ce qui suit, on étend le développement (4.5) à l'ordre $\frac{1}{\Lambda^8}$. Cependant, pour simplifier l'expression de la section efficace différentielle, on néglige l'effet de la rotation du globe terrestre ($\Lambda = \Lambda_{NC}$) et on regarde qu'une seule composante non-nulle de la matrice C, $B_2=1$ (ce choix est justifié dans l'Annexe 2).

Ainsi, la section efficace différentielle non-commutative s'écrit sous la forme:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NC} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{QED} + \frac{s\alpha_e^2}{8192\Lambda^8} \left[s^2 \sin^2 \theta (\cos 2\theta + 3) \cos^4 \varphi + 128\Lambda^4 ((\cos 2\theta + 3) \cos^2 \varphi + 4) \right] \quad (4.18)$$

Les courbes de la Figure 3 (a) et (b) représentent la variation de la moyenne sur ϕ de la section efficace différentielle donnée par (4.18) pour différentes valeurs de Λ , confrontées avec les données du détecteur Aleph du LEP.

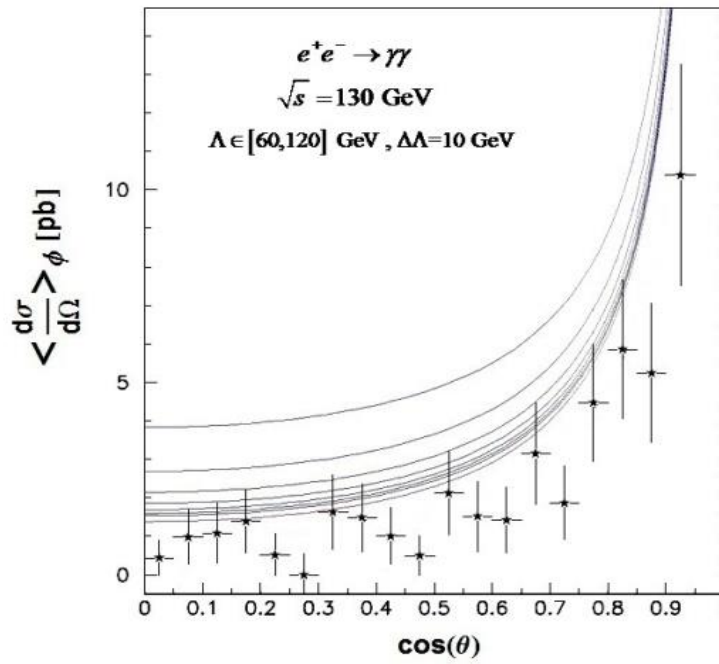


Fig. 3 (a) Confrontation de nos résultats numériques obtenus à une énergie de 130 GeV pour différentes valeurs de Λ , avec les résultats d'Aleph du LEP obtenus entre 130-136 GeV [68].

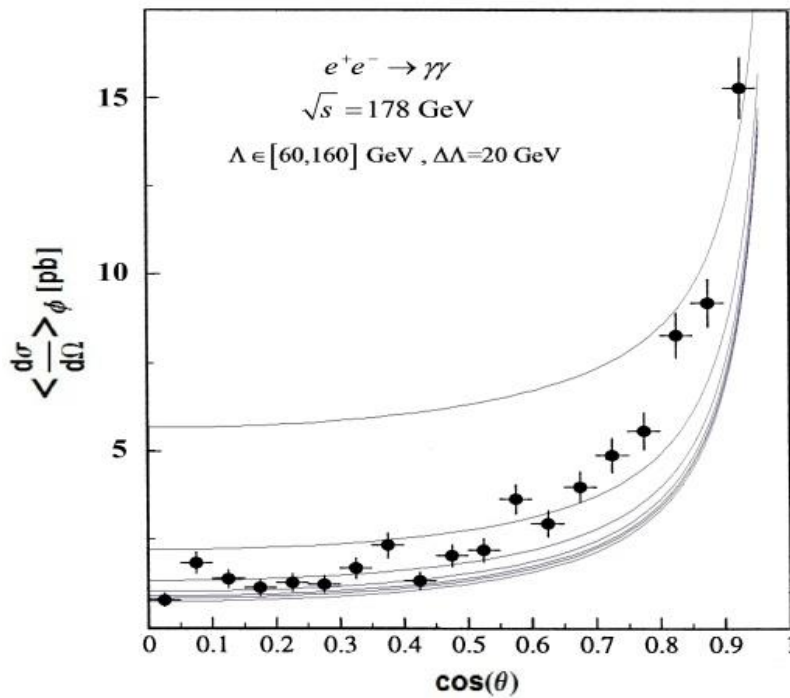


Fig. 3(b) Confrontation de nos résultats numériques obtenus à une énergie de 178 GeV pour différentes valeurs de Λ , avec les résultats d'Aleph du LEP obtenus entre 161 et 183 GeV [69].

5- Prédications à haute énergie

La Figure 4 illustre le comportement de la section efficace différentielle relative pour $\Lambda=1$ TeV et pour deux énergies au centre de masse qui seront atteintes au future collisionneur ILC: $\sqrt{s} = 0.5$ et 1 TeV. On observe un comportement périodique de la section efficace, et qu'elle atteint son maximum à $\theta = \frac{\pi}{2}$ et pour $\varphi = 0$ ou π . Il s'agit d'un signal infailible de la non-commutativité de l'espace pour les expérimentateurs.

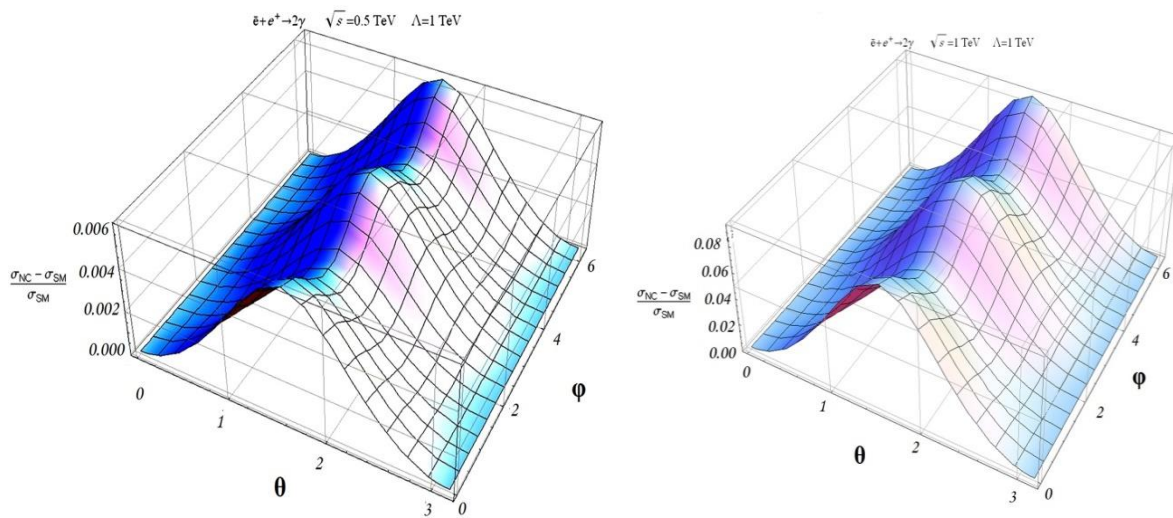


Fig.4 Comportement de la section efficace relative pour deux énergies au centre de masse 0.5 TeV et 1 TeV, et pour $\Lambda = 1$ TeV.

Les Figures 5 et 6, montrent les résultats numériques obtenus à l'ordre $\frac{1}{\Lambda^8}$ pour deux énergies au centre de masse de 0.5 et 1 TeV, avec des valeurs de Λ variant de 200-600 GeV, et de 400-1200 GeV respectivement.

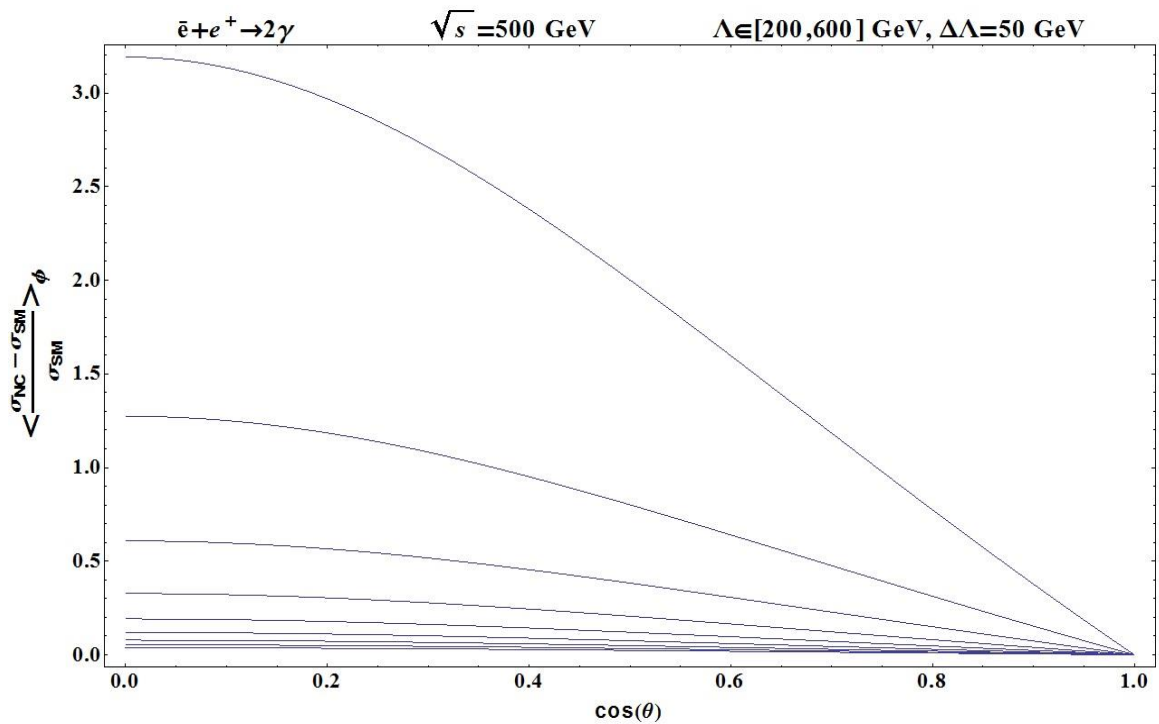
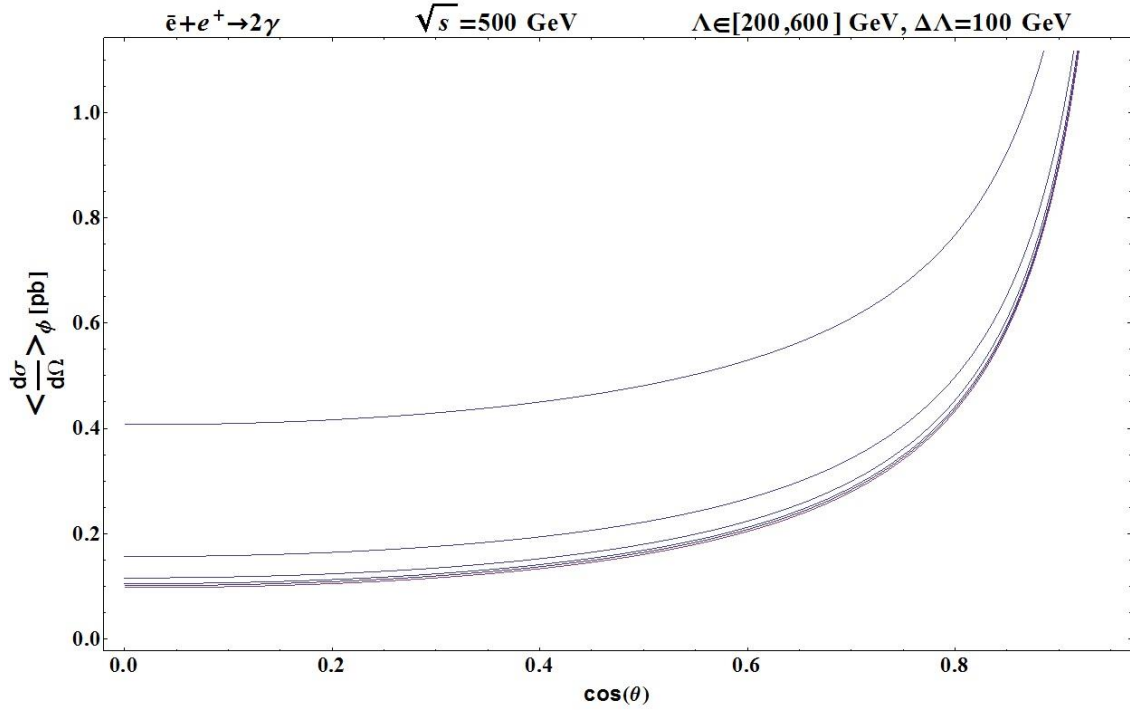


Fig.5 Comportement de la section efficace différentielle (a) et de la section efficace différentielle relative (b) pour une énergie de 500 GeV, et pour Λ variant de 200 à 600 GeV.

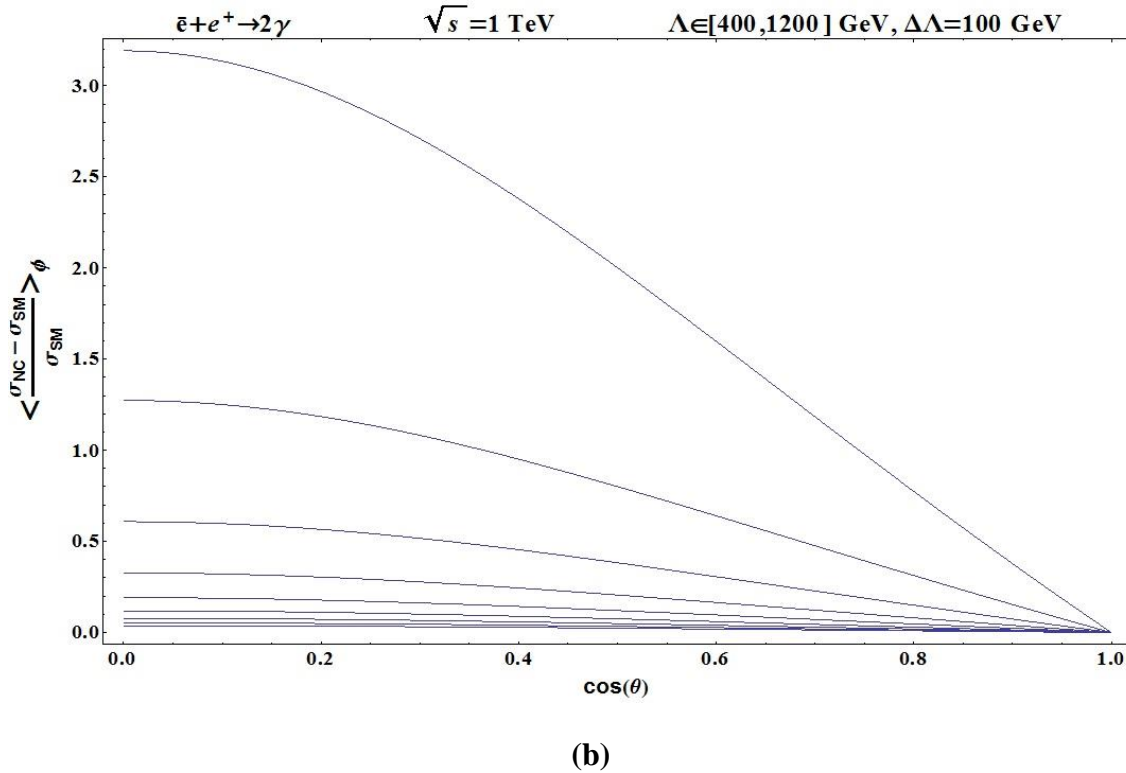
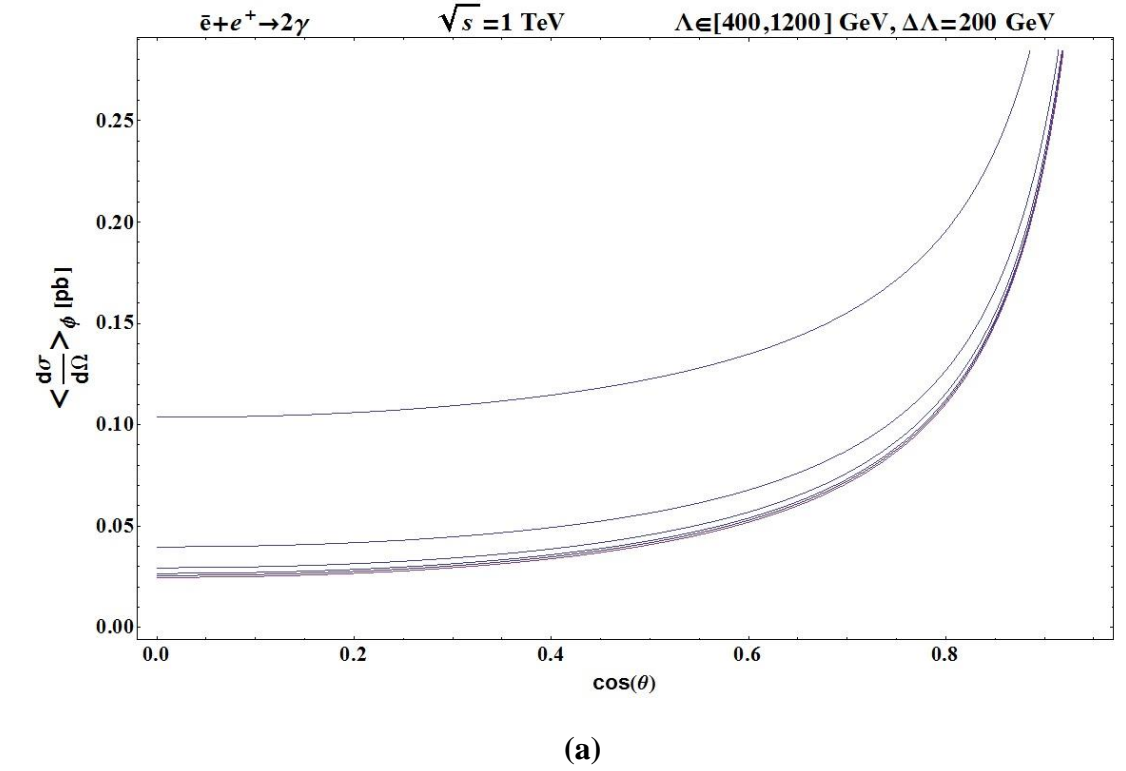


Fig.6 Comportement de la section efficace différentielle (a) et de la section efficace différentielle relative (b), pour une énergie de 1 TeV, et Λ variant de 400 à 1200 GeV.

Conclusion Générale

Dans le cadre de cette thèse, on s'est intéressé à l'étude phénoménologique des théories au-delà du Modèle Standard et particulièrement le Modèle Standard Non-Commutatif (NCSM) basé sur les développements de Seiberg-Witten et le produit Moyal-Weyl.

Nous avons ainsi calculé la section efficace de nombreux processus de la physique des particules et confronté nos résultats avec les données expérimentales. Dans certains cas, nous avons déterminé de nouvelles contraintes sur le paramètre de non-commutativité Λ .

Le premier processus étudié concerne la production du Higgs, associé à un boson Z suite à la fusion de deux gluons $gg \rightarrow H+Z$ [71]. Pour un $\Lambda \geq 0.5 \text{ TeV}$, une comparaison avec le modèle standard ordinaire (commutatif), montre que la partie non-commutative augmente en fonction de l'énergie au centre de masse, mais sa contribution à la section efficace totale demeure très basse.

Nous avons également étudié un processus contribuant à la désintégration du Higgs en deux photons à travers une boucle fermionique : $H \rightarrow \gamma\gamma$. Après avoir appliqué la méthode de régularisation dimensionnelle, nous avons remarqué que ce processus n'apporte aucune contribution supplémentaire.

L'autre réaction étudiée dans le cadre de cette thèse est le processus de production des photons directs ($p\bar{p} \rightarrow \gamma + X$) dans le cadre du NCSM-minimal à $\sqrt{s}=1.96 \text{ TeV}$ issus des deux sous-processus de type annihilation et de type Compton [72]. Après avoir déduit l'expression analytique de la section efficace différentielle de ces deux sous-processus, nous avons calculé la section efficace inclusive tout en tenant compte de l'effet de la rotation de la terre.

La confrontation de nos résultats avec les données expérimentales de CDF du Tevatron nous a permis de déduire de nouvelles limites sur le paramètre de non-commutativité Λ , qui lui-même dépend de la colatitude γ , de $\vec{E}(\theta^{01}, \theta^{02}, \theta^{03})$ et de $\vec{B}(\theta^{23}, \theta^{31}, \theta^{12})$. Ainsi, pour une non-commutativité de type espace-espace et de type espace-temps, nous avons trouvé $\Lambda_{bound}^{space-space} = 449.93 \pm 29.20 \text{ GeV}$ et $\Lambda_{bound}^{space-time} = 459.83 \pm 16.40 \text{ GeV}$. Nous avons également calculé le coefficient de corrélation de Pearson ρ pour une colatitude γ variant entre 0° et 90° : $0,58 \leq \rho_{space-space} \leq 0,64$ et $0,58 \leq \rho_{space-time} \leq 0,64$. Cela nous a conduit à conclure que la perpendiculaire à l'axe de rotation de la terre est l'orientation privilégiée de \vec{E} et de \vec{B} .

Dans la dernière partie de cette thèse, on s'est intéressé au processus de production de deux photons suite à l'annihilation électron-positron, dans le cadre du NCSM-minimal, avec une non-commutativité de type espace-espace. Les résultats obtenus sont confrontés aux données expérimentales de l'Aleph (LEP). Nous avons ainsi déduit trois différentes limites sur le paramètre de non-commutativité Λ à 95% de niveau de confiance, pour des énergies au centre de masse variant de 130 à 136 GeV, de 161 à 183 GeV, et de 189 à 207 GeV: Eq.(4.13), (4.15) et (4.17). Enfin, nous avons également calculé la section efficace de ce dernier processus, pour les deux énergies qui seront atteintes au futur collisionneur ILC : 0.5 TeV et 1 TeV.

Comme perspectives, il est intéressant d'étudier d'autres processus, dans le cadre du NCSM, non explorés, comme la production de deux photons suite à la collision proton-proton, en faisant le parallèle avec les données du LHC. Il est également intéressant de compléter notre étude sur la production et désintégration du boson de Higgs, notamment après sa mise en évidence incontestable. Toutes ces études phénoménologiques ont pour objectif de déceler un signal en faveur du NCSM, en augmentant les contraintes sur le paramètre de non-commutativité dans le cas échéant.

Annexes

ANNEXE 1 : GRANDS COLLISIONNEURS

Le formalisme théorique de la physique des particules a été établi à partir d'expériences (Tevatron, LHC, ...), qui ont progressivement élargi ses limites de validité. Ces frontières continueront à s'étendre avec la construction des nouveaux accélérateurs, à des énergies de plus en plus élevées (ILC, ...).

LHC (Large Hadron Collider)

Le LHC [73,74] est un accélérateur et un collisionneur de particules gigantesque de 26,7 km de long et une profondeur variant entre 50 et 170 m. Il est installé dans l'ancien tunnel du LEP (Large Electron Positron collider) au CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) sur la frontière franco-suisse. Au LHC, les protons entrent en collision jusqu'à une énergie totale de 14 TeV, suivies d'une analyse faite sur les propriétés des particules émises aux moyens de grands détecteurs, dont les plus importants sont: ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoid). L'un des plus grands exploits du LHC est la détection du boson de Higgs par les deux collaborations ATALS [33,75] et CMS [7] en 2012.

ILC (International Linear Collider)

L'ILC [76] est la grande aventure en physique des particules, qui compte compléter le LHC. Il est destiné à l'exploration de la physique du Higgs et des interactions fondamentales au-delà du modèle standard. ILC devrait faire entrer en collision des électrons et des positrons à des énergies jamais atteintes au LEP, entre 0.5 et 1 TeV. Les faisceaux sont placés l'un en face de l'autre dans deux accélérateurs linéaires (linacs), un pour le lancement des électrons et l'autre pour le lancement des positons, le long de 31 kilomètres. Au centre, les électrons et les positrons, chacun avec une énergie de 250 milliards d'électronvolts, circuleront pratiquement à la vitesse de la lumière et entreront en collision. Ceci créera des collisions spectaculaires entièrement favorables pour la création de nouvelles particules.

Tevatron

Il s'agit d'un accélérateur de particules circulaire du Fermilab à Chicago (Etats-Unis), qui fait entrer en collision les protons et les antiprotons. Il a été fermé en 2011.

C'est au niveau du Tevatron que s'est déroulé l'expérience CDF (Collider Detector at Fermilab), connue par sa découverte du quark top, et l'expérience DØ.

ANNEXE 2 : INVARIANCE DE θ_{13} AVEC UN CHOIX PARTICULIER DU REFERENTIEL LOCAL

L'un des problèmes théoriques que nous avons rencontré est lié à la rotation du globe terrestre. En effet, prendre le référentiel de laboratoire comme repère, cela veut dire que l'on considère l'espace comme isotrope et que les propriétés physiques sont identiques quelle que soit la direction de collisions et de diffusions.

L'axe de collision (X_3) des deux détecteurs ATLAS et CMS du LHC, ainsi que du détecteur CDF du Tevatron, est presque tangent au parallèle du lieu (le cercle de latitude). Ainsi, avec un choix approprié du repère, on démontre que la composante θ_{13} , de la matrice de noncommutativité, reste invariante au cours de la rotation du globe terrestre.

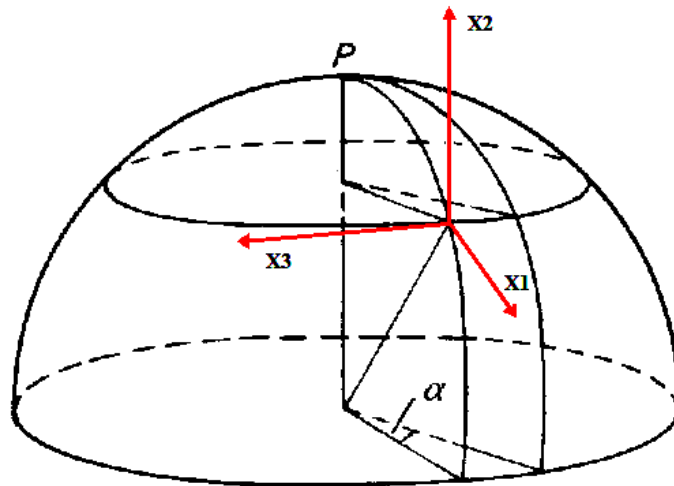


Fig. A1 choix particulier d'axes du référentiel local

Dans le premier repère de laboratoire :

$$[x_i, x_j] = i\theta_{ij} \quad (\text{A.1})$$

Dans le second repère, après une rotation d'un angle α autour de X_2 (parallèle à l'axe de rotation de la terre):

$$x'_i = \omega_{ij} x_j \quad (\text{A.2})$$

Où ω est un élément de matrice de rotation définie comme suit

$$\omega \equiv \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & -\sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

Tous les commutateurs $[x'_i, x'_j]$ se trouvent modifiés sauf $[x'_1, x'_3]$.

En effet,

$$\begin{aligned} [x'_1, x'_3] &= i\theta'_{13} \\ &= \cos^2 \alpha [x_1, x_3] - \sin^2 \alpha [x_3, x_1] \\ &= i\theta_{13} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

ANNEXE 3 : REGLES DE FEYNMAN

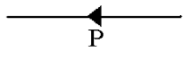
Champs libres

Spin 0 : 1

Spin 1/2 : $u(p, s)$ ou $v(p, s)$

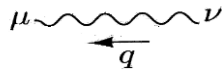
Spin 1 : $\varepsilon_\mu(p, \lambda)$

Propagateurs



Propagateur de l'électron

$$\frac{i}{\gamma^\mu p_\mu - m}$$

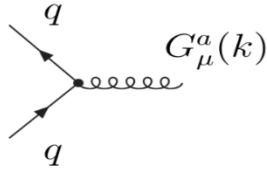


Propagateur du photon

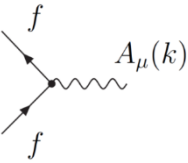
$$\frac{ig_{\mu\nu}}{q^2}$$

Vertex

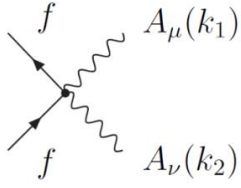
Vertex déduits dans le cadre du Modèle Standard non-commutatif, et utilisés dans la thèse [7]:



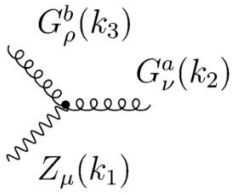
$$\begin{aligned} V_{\text{qgG}} &= ig_s \left[\gamma_\mu - \frac{i}{2} k^\nu (\theta_{\mu\nu\rho} p_{\text{in}}^\rho - \theta_{\mu\nu} m_q) \right] T_S^a \\ &= ig_s \gamma_\mu T_S^a + \frac{1}{2} g_s \left[(p_{\text{out}} \theta p_{\text{in}}) \gamma_\mu - (p_{\text{out}} \theta)_\mu (\not{p}_{\text{in}} - m_q) - (\not{p}_{\text{out}} - m_q) (\theta p_{\text{in}})_\mu \right] T_S^a \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$



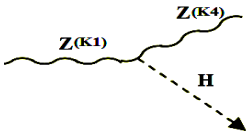
$$\begin{aligned} V_{\text{ffA}} &= ieQ_f \left[\gamma_\mu - \frac{i}{2} k^\nu (\theta_{\mu\nu\rho} p_{\text{in}}^\rho - \theta_{\mu\nu} m_f) \right] \\ &= ieQ_f \gamma_\mu + \frac{1}{2} eQ_f \left[(p_{\text{out}} \theta p_{\text{in}}) \gamma_\mu - (p_{\text{out}} \theta)_\mu (\not{p}_{\text{in}} - m_f) - (\not{p}_{\text{out}} - m_f) (\theta p_{\text{in}})_\mu \right] \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$



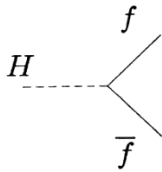
$$V_{ffAA} = \frac{-1}{2} e^2 Q_f^2 \theta_{\mu\nu\rho} (k_1^\rho - k_2^\rho) \quad (\text{A.7})$$



$$V_{ggZ} = -2e \sin 2\theta_W K_{Zgg} \Theta_3((\mu, k_1), (\nu, k_2), (\rho, k_3)) \delta^{ab} \quad (\text{A.8})$$



$$V_{ZZH} = \frac{igM_z}{2\cos(\theta_w)} g^{\alpha\beta} \quad (\text{A.9})$$



$$\begin{aligned} V_{Hff} &= -\frac{im_f}{v} \\ &= -\frac{ie}{2\sin\theta_w} \frac{m_f}{m_w} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

ANNEXE 4: EFFET DE LA ROTATION DE LA TERRE

Par convention, on considère que les collisions se produisent suivant l'axe X_3 dans le repère local ; avec θ l'angle de diffusion et φ l'angle transversal, il est compté à partir de l'axe X_1 .

Partageons la matrice $\theta_{\mu\nu}$ en un composant électrique $\vec{E} = (\theta^{01}, \theta^{02}, \theta^{03})$ et un composant magnétique $\vec{B} = (\theta^{23}, \theta^{31}, \theta^{12})$. L'orientation de ces deux vecteurs dans le système de coordonnées sphérique est donnée par la paramétrisation suivante:

$$\vec{B} = \frac{1}{\Lambda_b^2} \begin{pmatrix} \cos \beta_b \sin \gamma_b \\ \sin \beta_b \sin \gamma_b \\ \cos \gamma_b \end{pmatrix}, \quad \vec{E} = \frac{1}{\Lambda_e^2} \begin{pmatrix} \cos \beta_e \sin \gamma_e \\ \sin \beta_e \sin \gamma_e \\ \cos \gamma_e \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

On Choisit le repère cartésien céleste (indépendant de la rotation de la terre) comme référence initiale, où le troisième axe est dirigé suivant l'axe de rotation de la Terre, et les deux autres axes suivant une direction perpendiculaire. Les deux angles β et γ représentent les coordonnées sphériques de \vec{E} et \vec{B} ; l'angle azimutal et la colatitude (voir Fig.1.a).

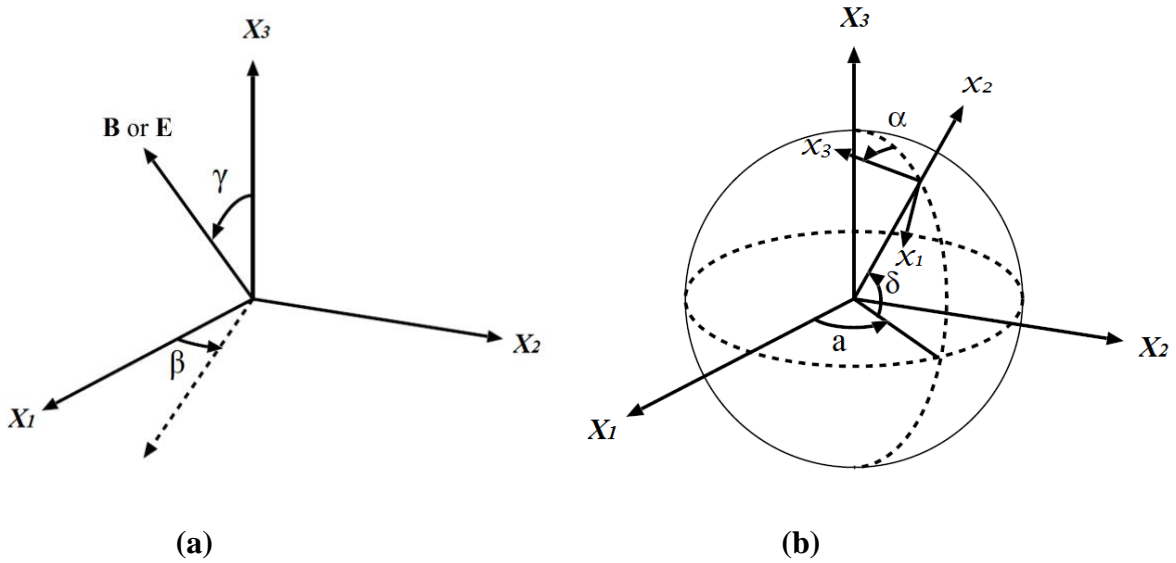


Fig. A2 (a) Le système de coordonnées célestes. (b) Le système de coordonnées local.

Pour exprimer \vec{E} et \vec{B} dans le référentiel local de latitude δ , où le troisième axe, qui représente l'axe de collision, est orienté selon l'axe de collision et incliné d'un angle α par rapport à la direction du Nord, et le deuxième axe est perpendiculaire à la surface de la terre (Fig.1.b), on applique une série de rotations des axes de coordonnées comme suit [50,51]:

$$\{\vec{B}', \vec{E}'\} = R \cdot \{\vec{B}, \vec{E}\} \quad (\text{A.12})$$

Avec :

$$\begin{cases} R = R_2(\alpha) R_3(-\pi/2) R_2(-\delta) R_3(a) \\ a = \omega t + a_0 \end{cases} \quad (\text{A.13})$$

Où: a représente l'ascension droite du lieu, et ω la vitesse angulaire de la Terre

Nous déduisons ainsi l'expression de \vec{E} et \vec{B} dans les coordonnées locales:

$$\{\vec{B}, \vec{E}\} = \frac{1}{\Lambda_{B,E}^2} \begin{pmatrix} -\cos \gamma_{B,E} \cos \delta \sin \alpha + \sin \gamma_{B,E} (\cos(\beta - a) \sin \alpha \sin \delta - \cos \alpha \sin(\beta - a)) \\ \cos \gamma_{B,E} \sin \delta + \cos \delta \cos(\beta - a) \sin \gamma_{B,E} \\ \cos \alpha (\cos \gamma_{B,E} \cos \delta - \cos(\beta - a) \sin \gamma_{B,E} \sin \delta) - \sin \alpha \sin \gamma_{B,E} \sin(\beta - a) \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

ANNEXE 5: CALCUL NUMERIQUE DE LA SECTION EFFICACE INCLUSIVE

Dans ce qui suit, nous allons développer toute la cinématique et définir les différentes variables qui interviennent dans le calcul de la section efficace inclusive, utilisées dans le chapitre 3, en se limitant au cas de la production de photons directs suite à la collision proton-antiproton. Les détails de ce calcul sont donnés dans la Réf. [37].

1. Variables cinématique

Deux hadrons A et B, portants des impulsions P_A et P_B , entrent en collision, produisant l'émission d'un photon γ d'une impulsion P_γ , suivant la réaction $A+B \rightarrow \gamma+X$.

Cette interaction est représentée dans la Figure 1.

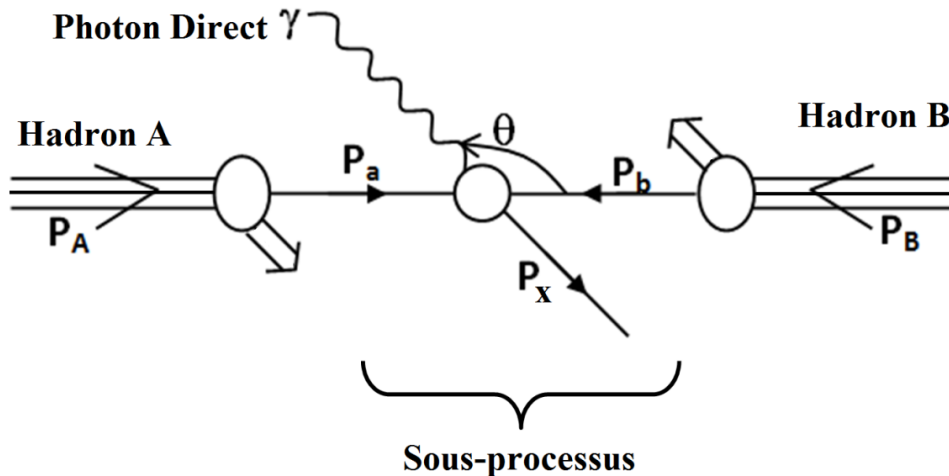


Fig. A3 Collision entre deux hadrons A et B, produisant un photon direct γ .

On définit les variables de Mandelstam comme suit :

$$\begin{cases} s = (p_A + p_B)^2 \\ t = (p_A - p_\gamma)^2 \\ u = (p_B - p_\gamma)^2 \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

Le principe de conservation des impulsions au centre de masse impose $\vec{P}_A + \vec{P}_B = 0$. Par ailleurs, sachant que dans le cas d'une collision se produisant à très hautes énergie, il est possible de négliger le terme de masse. En posant ainsi $p_A^\circ = p_B^\circ = |p_A| = |p_B| = \frac{\sqrt{s}}{2}$, on déduit facilement l'identité suivante qui va nous servir dans le reste des calculs:

$$p_A^2 = p_B^2 = 0 \quad (\text{A.16})$$

On peut déduire facilement, après des calculs longs mais simples, l'expression des variables de Mandelstam en fonction de la pseudo-rapidité $\eta = \ln\left(\cot\frac{\theta}{2}\right)$ et de $x_T = \frac{2P_T}{\sqrt{s}} = \frac{2p_T \sin\theta}{\sqrt{s}}$, comme suit :

$$\begin{cases} s = (p_A + p_B)^2 = 4p_A^{\circ 2} \\ t = -\frac{s}{2} x_T e^\eta \\ u = -\frac{s}{2} x_T e^\eta \end{cases} \quad (\text{A.17})$$

A l'échelle du sous-processus, chaque parton porte une portion de l'impulsion totale du hadron, ce qui peut être traduit par les deux égalités suivantes $p_a = x_a p_A$ et $p_b = x_b p_B$, où, $0 < x_a < 1$ et $0 < x_b < 1$.

On peut déduire facilement l'expression des variables de Mandelstam des sous-processus en fonction de s , de la pseudo-rapidité η , et de x_a et x_b :

$$\begin{cases} \hat{s} = (p_a + p_b)^2 = 2p_a p_b = 2x_a x_b p_A p_B = x_a x_b s \\ \hat{t} = (p_a - p_\gamma)^2 = -2p_a p_\gamma = -2x_a p_A p_\gamma = -\frac{s}{2} x_a x_T e^{-\eta} \\ \hat{u} = (p_b - p_\gamma)^2 = -2p_b p_\gamma = -2x_b p_B p_\gamma = x_b u = -\frac{s}{2} x_b x_T e^\eta \end{cases} \quad (\text{A.18})$$

2. Section efficace inclusive:

L'expression de la section efficace inclusive de production des photons directs, est donnée par l'intégrale suivante :

$$E_\gamma \frac{d\sigma}{d^3 p_\gamma} = \frac{1}{\pi} \sum \int \frac{dx_a}{x_a} F_{a/A}(x_a, \mu_F^2) \int \frac{dx_b}{x_b} F_{b/B}(x_b, \mu_F^2) \hat{s} \frac{d\hat{\sigma}(\hat{s}, \mu_R^2)}{d\hat{t}} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \quad (\text{A.19})$$

On peut réécrire la fonction delta, où on a négligé la masse des particules, comme suit :

$$\begin{aligned} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) &= \delta\left(x_a x_b s - \frac{s}{2} x_a x_T e^{-\eta} - \frac{s}{2} x_b x_T e^{\eta}\right) \\ &= \frac{1}{x_a s - \frac{s}{2} x_T e^{\eta}} \delta\left(x_b - \frac{\frac{s}{2} x_a x_T e^{-\eta}}{x_a s - \frac{s}{2} x_T e^{\eta}}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

De l'argument de la fonction Delta, qui doit être nul, on déduit facilement la relation entre x_a et x_b suivante :

$$x_b = \frac{x_a x_T e^{-\eta}}{2x_a - x_T e^{\eta}} = x_a \frac{x_T \tan \frac{\theta}{2}}{2x_a - x_T \cot \frac{\theta}{2}} \quad (\text{A.21})$$

On remplace x_a et x_b par leurs expressions dans la formule de la section efficace inclusive (A.19). En intégrant suivant x_b , on obtient :

$$E_\gamma \frac{d\sigma}{d^3 p_\gamma} = \frac{2}{\pi} \int_{x_1}^1 \frac{dx_a}{2x_a - x_T \cot \frac{\theta}{2}} F_{a/A}(x_a, \mu_F^2) F_{b/B}(x_b, \mu_F^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \quad (\text{A.22})$$

La nouvelle borne d'intégration x_1 donnée par :

$$x_1 = x_T \frac{\cot \frac{\theta}{2}}{2 - x_T \tan \frac{\theta}{2}} \quad (\text{A.23})$$

est déduite de la contrainte sur l'argument de la fonction Delta (A.20):

$$x_b \leq 1 \Rightarrow x_a \frac{x_T \tan \frac{\theta}{2}}{2x_a - x_T \cot \frac{\theta}{2}} \leq 1 \quad (\text{A.24})$$

$$\Rightarrow x_a \geq x_1$$

De la fonction de structure $F(x)$, on définit la distribution des moments $P(x)$, comme suit :

$$F(x) = x P(x) \quad (\text{A.25})$$

Sous-processus de type Compton:

Commençons par donner l'expression de la section efficace différentielle du sous-processus de type Compton $qg \rightarrow \gamma q$:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = e_q^2 \frac{\pi\alpha_s}{\hat{s}\hat{t}} \frac{1}{3} \frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{-\hat{s}\hat{u}} = e_q^2 \sigma_1(\hat{s}, \hat{u}) \quad (\text{A.26})$$

Dans ce cas, les variables de Mandelstam du sous-processus sont définies comme suit :

$$\hat{s} = (p_q + p_g)^2, \hat{u} = (p_q - p_\gamma)^2, \hat{t} = (p_g - p_\gamma)^2$$

Il existe deux cas de figures. Dans le premier cas, si q provient de A alors $p_q = x_a p_A$, et si g provient de B alors $p_g = x_b p_B$. On peut ainsi exprimer facilement \hat{s} , \hat{u} et \hat{t} , en fonction de s , t et u du processus, comme suit :

$$\begin{cases} \hat{s} = x_a x_b s \\ \hat{u} = x_a t \\ \hat{t} = x_b u \end{cases} \quad (\text{A.27})$$

Dans le second cas, si q provient de B alors $p_q = x_b p_B$, et si g provient de A alors $p_g = x_a p_A$. On peut également réécrire \hat{s} , \hat{u} et \hat{t} , en fonction de s , t et u du processus, comme suit :

$$\begin{cases} \hat{s} = x_a x_b s \\ \hat{u} = x_b u \\ \hat{t} = x_a t \end{cases} \quad (\text{A.28})$$

Fixons les notations telles qu'elle sont données dans l'Eq.(A.28).

En remplaçant les expressions \hat{s} , \hat{u} et \hat{t} du sous-processus dans l'expression de la section efficace différentielle (A.26), on déduit :

1^{er} cas:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = e_q^2 \sigma_1(\hat{s}, \hat{t}) \quad (\text{A.29})$$

2^{ème} cas:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = e_q^2 \sigma_1(\hat{s}, \hat{u}) \quad (\text{A.30})$$

On écrit, ensuite, la section efficace inclusive du processus $p\bar{p} \rightarrow \gamma + X$ ($A=\bar{p}$, $B=p$), comme suit :

$$E_\gamma \frac{d\sigma}{d^3p_\gamma} = \frac{2}{\pi} \int_{x_1}^1 \frac{dx_a x_a x_b}{2x_a - x_T \cot\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left[\left\{ 4u_{\bar{p}}(x_a) + d_{\bar{p}}(x_a) + s_{\bar{p}}(x_a) + 4\bar{u}_p(x_a) + \bar{d}_p(x_a) + \bar{s}_p(x_a) \right\} g(x_b) \frac{1}{9} \sigma_1(\hat{s}, \hat{t}) \right. \\ \left. + g(x_a) \left\{ 4u_p(x_b) + d_p(x_b) + s_p(x_b) + 4\bar{u}_{\bar{p}}(x_b) + \bar{d}_{\bar{p}}(x_b) + \bar{s}_{\bar{p}}(x_b) \right\} \frac{1}{9} \sigma_1(\hat{s}, \hat{u}) \right] \quad (\text{A.31})$$

Dans la section efficace, telle qu'elle est donnée par l'intégrale (A.31), on a tenu compte uniquement de la distribution des moments des gluons, et des quarks Up, Down, Strange, ainsi que de leurs antiparticules.

Sous-Processus de type annihilation:

Commençons par donner l'expression de la section efficace différentielle du sous-processus de type annihilation $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = e_q^2 \frac{\pi \alpha_s}{\hat{s}^2} \frac{8}{q} \frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{t}\hat{u}} = e_q^2 \sigma_2(\hat{u}, \hat{t}) \quad (\text{A.32})$$

Dans ce cas, les variables de Mandelstam du sous processus sont définies comme suit :

$$\hat{s} = (p_q + p_{\bar{q}})^2, \hat{u} = (p_{\bar{q}} - p_\gamma)^2, \hat{t} = (p_q - p_\gamma)^2$$

Il existe deux cas de figures. Dans le premier cas, si q provient de A , alors $p_q = x_a p_A$, et si \bar{q} provient de B , alors $p_{\bar{q}} = x_b p_B$. On peut ainsi exprimer facilement \hat{s} , \hat{u} et \hat{t} , en fonction de s , t et u du processus, comme suit :

$$\begin{cases} \hat{s} = x_a x_b s \\ \hat{t} = x_a t \\ \hat{u} = x_b u \end{cases} \quad (\text{A.33})$$

Dans le second cas, si \bar{q} provient de A , alors $p_{\bar{q}} = x_a p_A$, et si q provient de B , alors $p_q = x_b p_B$. On peut également réécrire \hat{s} , \hat{u} et \hat{t} , en fonction de s , t et u du processus, comme suit :

$$\begin{cases} \hat{s} = x_a x_b s \\ \hat{t} = x_b u \\ \hat{u} = x_a t \end{cases} \quad (\text{A.34})$$

Fixons les notations telles qu'elles sont données dans l'Eq. (A.33).

En remplaçant les expressions \hat{s} , \hat{u} et \hat{t} dans l'expression de la section efficace différentielle (A.32), on déduit :

1^{er} cas :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = e_q^2 \sigma_2(\hat{s}, \hat{t}) \quad (\text{A.35})$$

2^{ème} cas :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = e_q^2 \sigma_2(\hat{s}, \hat{u}) \quad (\text{A.36})$$

On écrit, par la suite, la section efficace inclusive du processus $p\bar{p} \rightarrow \gamma + X$ ($A = \bar{p}$, $B = p$), comme suit :

$$E_\gamma \frac{d\sigma}{d^3 p_\gamma} = \frac{2}{\pi} \int_{x_1}^1 \frac{dx_a x_a x_b}{2x_a - x_T \cot\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left[\left\{ 4u_{\bar{p}}(x_a)\bar{u}_p(x_b) + d_{\bar{p}}(x_a)\bar{d}_p(x_b) + s_{\bar{p}}(x_a)\bar{s}_p(x_b) \right\} \frac{1}{9} \sigma_2(\hat{u}, \hat{t}) \right. \\ \left. + \left\{ 4\bar{u}_{\bar{p}}(x_a)u_p(x_b) + \bar{d}_{\bar{p}}(x_a)d_p(x_b) + \bar{s}_{\bar{p}}(x_a)s_p(x_b) \right\} \frac{1}{9} \sigma_2(\hat{t}, \hat{u}) \right] \quad (\text{A.37})$$

Ou, encore, d'une façon équivalente:

$$E_\gamma \frac{d\sigma}{d^3 p_\gamma} = \frac{2}{\pi} \int_{x_1}^1 \frac{dx_a x_a x_b}{2x_a - x_T \cot\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left[\left\{ 4\bar{u}_p(x_a)\bar{u}_{\bar{p}}(x_b) + \bar{d}_p(x_a)\bar{d}_{\bar{p}}(x_b) + \bar{s}_p(x_a)\bar{s}_{\bar{p}}(x_b) \right\} \frac{1}{9} \sigma_2(\hat{u}, \hat{t}) \right. \\ \left. + \left\{ 4u_p(x_a)u_{\bar{p}}(x_b) + d_p(x_a)d_{\bar{p}}(x_b) + s_p(x_a)s_{\bar{p}}(x_b) \right\} \frac{1}{9} \sigma_2(\hat{t}, \hat{u}) \right] \quad (\text{A.38})$$

Pour terminer, il est important de noter que tous les calculs ont été réalisés sur Mathematica, en utilisant les fonctions de structure MSTW 2008 [34]. Cela est fait en incluant dans le programme, en plus du gluon, les cinq types de quarks: Up, Down, Strange, Charm, Bottom, et leurs antiparticules, sauf le quark Top. En effet, ce dernier possède une masse trop élevée pour qu'il soit produit significativement.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] David Griffiths, Introduction to Elementary Particles, Ed. John Wiley –VCH Verlag GmbH and KGaA (Weinheim, 2008).
- [2] David McMahon, quantum field theory, McGraw-Hill (New York, 2008).
- [3] P. w. Higgs, Broken symmetries And The Masses Of Gauge Bosons, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508.
- [4] P. w. Higgs, Broken symmetries, Massless Particules and Gauge Fields, phys. Lett. 12 (1964) 132.
- [5] F. Englert et R. Brout, Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321.
- [6] D. V. Shirkov, Fifty years of the renormalization group, CERN Courier 41, N 7 (2001) 19.
- [7] CMS Collaboration, Observation of a new Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC, Phys. Lett. B 716 (2012) 30.
- [8] I. Svintradze et al. (CMS Collaboration), Higgs searches in CMS, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 233 (2012) 27.
- [9] T. Flacke, K. Kong, et S. C. Park, 126 GeV Higgs in next-to minimal Universal Extra Dimensions, Phys. Lett. B 728 (2014) 262.
- [10] D. Ghosh, R. Godbole, M. Guchait, K. Mohan, et D. Sengupta, Looking for an invisible Higgs signal at the LHC, Phys. Lett. B 725 (2013) 344.
- [11] A. Djouadi, The Anatomy of Electroweak Symmetry Breaking, I, The Higgs boson in the Standard Model, Phys. Rep. 457 (2008) 1.
- [12] X. Calmet, B. Jurco, P. Schupp, J. Wess, et M. Wohlgenannt, The standard model on non-commutative space-time, Eur. Phys. J. C 23 (2002) 363.
- [13] A. Alboteanu, T. Ohl, et R. Ruckl, Noncommutative standard model at $O(\theta^2)$, Phys. Rev. D 76 (2007) 105018.
- [14] I. F. Riad et M.M. Sheikh-Jabbari, Noncommutative QED and Anomalous Dipole Moments, journal of High Energy Physics 2000 N 08 (2000) 45.
- [15] J. Madore, S. Schraml, P. Schupp et J. Wess, Gauge theory on noncommutative spaces, Eur. Phys. J. C 16 (2000) 161.
- [16] B. Jurco, S. Schraml, P. Schupp et J. Wess, Enveloping algebra valued gauge transformations for non-Abelian gauge groups on non-commutative spaces, Eur. Phys. J.C 17 (2000) 521.

- [17] B. Melić, K. Passek-Kumerički, J. Trampetić, P. Schupp, et M. Wohlgenannt, The standard model on non-commutative space-time, electroweak currents and the Higgs sector, *Eur. Phys. J. C* 42 (2005) 483.
- [18] S. Batebi, M. Haghghat, S. Tizchang, H. Akafzade, Higgs Couplings in Non Commutative Standard Model. *Int. J. Mod. Phys. A* 30 (2015) 1550108.
- [19] M. Chaichian, P. Presnajder, M. M. Sheikh-Jabbari, A. Tureanu, Noncommutative standard model: Model building. *Eur. Phys. J. C* 29 (2003) 413.
- [20] N. Seiberg, E. Witten, String theory and noncommutative geometry. *J. High Energy Phys.* 09 (1999) 032.
- [21] B. Jurčo, L. Möller, S. Schraml, P. Schupp, et J. Wess, Construction of non-abelian gauge theories on noncommutative spaces. *Eur. Phys. J. C* 21 (2001) 383.
- [22] C. E. Carlson, C. D. Carone, et R. F. Lebed, Bounding noncommutative QCD. *Phys. Lett. B* 518 (2001) 201.
- [23] R. Horvat, A. Ilakovac, D. Kekez, J. Trampetić, et J. You, Forbidden and invisible Z boson decays in a covariant θ -exact noncommutative standard model. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys* 41 (2014) 055007.
- [24] W. Wang, J. H. Huang, et Z. M. Sheng, Bound on noncommutative standard model with hybrid gauge transformation via lepton flavor conserving Z decay. *Phys. Rev. D* 88 (2013) 025031.
- [25] S. Bilmiş, M. Deniz, H. B. Li, J. Li, H. Y. Liao, S. T. Lin, V. Singh, H. T. Wong, İ. O. Yıldırım, Q. Yue, et M. Zeyrek, Constraints on a noncommutative physics scale with neutrino-electron scattering. *Phys. Rev. D* 85 (2012) 073011.
- [26] P. K. Das, A. Prakash, et A. Mitra, Neutral Higgs boson pair production at the linear collider in the noncommutative standard model. *Phys. Rev. D* 83 (2011) 056002.
- [27] M. Haghghat, N. Okada, et A. Stern, Location and direction dependent effects in collider physics from noncommutativity. *Phys. Rev. D* 82 (2010) 016007.
- [28] A. Prakash, A. Mitra, et P. K. Das, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ scattering in the noncommutative standard model. *Phys. Rev. D* 82 (2010) 055020.
- [29] T. Ohl, et C. Speckner, Noncommutative standard model and polarization in charged gauge boson production at the LHC. *Phys. Rev. D* 82 (2010) 116011.
- [30] V. Shtabovenko, R. Mertig, et F. Orellana, New Developments in FeynCalc 9.0. *Comput. Phys. Commun.* 207 (2016) 432.
- [31] R. Mertig, M. Böhm, et A. Denner, *Comput. Feyn Calc* - Computer-algebraic calculation of Feynman amplitudes. *Phys. Commun.* 64 (1991) 345.

- [32] D. Griffiths, Introduction to elementary particles, John Wiley and Sons (Toronto, 1987).
- [33] ATLAS Collaboration, Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC, Phys. Lett. B 716 (2012) 1.
- [34] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne et G. Watt, Parton distributions for the LHC, Eur. Phys. J. C 63 (2009) 189.
- [35] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz, et P. M. Zerwas, Higgs boson production at the LHC, Nucl. Phys. B 453 (1995) 17.
- [36] Jean-Pierre Derendinger, Théorie quantique des champs, Presses polytechniques et universitaires romandes (Lausanne, 2001).
- [37] J. Owens, Large Momentum Transfer Production of Direct Photons, Jets, and Particles. Rev. Mod. Phys. 59 (1987) 465.
- [38] P. Aurenche, et J. Lindfors, Direct photon production beyond leading order in QCD. Nucl. Phys. B168 (1980) 296.
- [39] P. Aurenche, A. Douiri, R. Baier, M. Fontannaz, et D. Schiff, Prompt Photon Production at Large pT in QCD Beyond the Leading Order, Phys. Lett. B 140 (1984) 87.
- [40] A. P. Contogouris, N. Mebarki, E. N. Argyres, et S. D. P. Vlassopoulos, Large pT Photon Plus Opposite Side Jet and the Gluon Distribution in the Nucleon. Phys. Rev. D 35 (1987) 1584.
- [41] P. Aurenche, R. Baier, M. Fontannaz, J. F. Owens, et M. Werlen, The Gluon Contents of the Nucleon Probed with Real and Virtual Photons. Phys. Rev. D 39 (1989) 3275.
- [42] W. Vogelsang et A. Vogt, Constraints on the proton's gluon distribution from prompt photon production. Nucl. Phys. B 453 (1995) 334.
- [43] A. D. Martin et al., Parton distributions, A New global analysis. Eur. Phys. J. C 4 (1998) 463.
- [44] E. L. Berger, E. Braaten, et R. Field, Large-pT production of single and double photons in proton-proton and pion-proton collisions. Nucl. Phys. B 239 (1984) 52.
- [45] R. Ichouand, et D.d'Enterria, Sensitivity of isolated photon production at TeV hadron colliders to the gluon distribution in the proton. Phys.Rev. D 82 (2010) 014015.
- [46] S. K. Garg, T. Shreecharan, P. K. Das, N. G. Deshpande, G. Rajasekaran, TeV scale implications of non commutative space time in laboratory frame with polarized beams. J. High Energy Phys. 07 (2011) 024.
- [47] N. G. Deshpande et S. K. Garg, Anomalous triple gauge boson couplings in $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ for noncommutative standard model. Physics Letters B 708 (2012) 150.

- [48] M. R. Bekli, N. Mebarki, I. Chadou, Direct Photon Production in NCG QCD at the Tevatron and LHC. AIP Conf. Proc. 1444 (2012) 370.
- [49] B. Melić, K. Passek-Kumerički, J. Trampetić, P. Schupp, M. Wohlgenannt, The standard model on non-commutative space-time: strong interactions included. Eur. Phys. J. C 42 (2005) 499.
- [50] G. Abbiendi, et al. (OPAL Collaboration), Test of non-commutative QED in the process $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ at LEP. Phys. Lett. B 568 (2003) 181.
- [51] J. Kamoshita, Probing Noncommutative Space-Time in the Laboratory Frame. Eur. Phys. J. C 52 (2007) 451.
- [52] T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), Measurement of the Inclusive Isolated Prompt Photon Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}=1.96\sim\text{TeV}$ using the CDF Detector. Phys. Rev. D 80 N 11 (2009) 111106.
- [53] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, G. Watt, Parton distributions for the LHC. Eur. Phys. J. C 63 (2009) 189.
- [54] Carolina Deluca Silberberg, Measurement of the inclusive isolated prompt photon production cross section at the Tevatron using the CDF detector. PhD thesis, 2009. FERMILAB-THESIS-2009-18
- [55] S. Y. Ayazi, S. Esmaili, M. Mohammadi-Najafabadi, Single top quark production in $t\bar{t}$ - channel at the LHC in Noncommutative Space-Time. Phys. Lett. B 712 (2012) 93.
- [56] R. Horvat, D. Kekez, P. Schupp, J. Trampetić, J. You, Photon-neutrino interaction in theta-exact covariant noncommutative field theory. Phys. Rev. D 84 (2011) 045004.
- [57] M. Haghghat, Bounds on the parameter of noncommutativity from supernova SN1987A. Phys. Rev. D 79 (2009) 025011.
- [58] M. Haghghat, M. Khorsandi, Hydrogen and muonic hydrogen atomic spectra in non-commutative space-time. Eur. Phys. J. C 75 (2015) 4.
- [59] J. Selvaganapathy, P. K. Das, et P. Konar, Drell-Yan process as an avenue to test a non-commutative standard model at the Large Hadron Collider. Phys. Rev. D 93 (2016) 116003.
- [60] L. Ghegal et A. Benslama, New limit for the noncommutativity parameter of the noncommutative standard model. Int. J. Mod. Phys. A 29 (2014) 1450199.
- [61] W. Wang, F. Tian, et Z. M. Sheng, Higgs-strahlung and pair production in the $e\bar{e}$ collision in the non-commutative standard model. Phys. Rev. D 84 (2011) 045012.
- [62] P. K. Das, et A. Prakash, 126 GeV Higgs boson pair production at the linear collider in the noncommutative space-time. Int. J. Mod. Phys. A 28 (2013) 1350004.

- [63] S. Aghababaei, M.Haghighat, et A. Kheirandish, Lorentz violation in the Higgs sector and the noncommutative standard model. *Phys. Rev. D* 87 (2013) 047703.
- [64] J. Selvaganapathy, P. K. Das, et P. Konar, Search for associated production of Higgs with Z boson in the noncommutative Standard Model at linear colliders. *Int. J. Mod. Phys. A* 30 (2015) 1550159.
- [65] M. Ghasemkhani, R. Goldouzian, H. Khanpour, M. Khatiri Yanehsari, et M. Mohammadi Najafabadi, Higgs production in e^-e^+ collisions as a probe of noncommutativity. *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2014 (2014) 081B01.
- [66] Simon Sirca, *Probability for physicists*, Springer (Berlin ,2016).
- [67] Roger Williamson, *Statistics 1*, Heinemann (Oxford, 2000).
- [68] D. Buskulic et al. (ALEPH Collaboration), A Study of single and multi - photon production in e^+e^- collisions at center-of-mass energies of 130-GeV and 136-GeV, *Phys. Lett. B* 384 (1996) 333.
- [69] R. Barate et al. (ALEPH Collaboration), Single photon and multiphoton production in $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ collisions at a center-of-mass energy of 183-GeV, *Phys. Lett. B* 429 (1998) 201.
- [70] A. Heister et al. (ALEPH Collaboration), Single photon and multiphoton production in $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ collisions at \sqrt{s} up to 209-GeV, *Eur. Phys. J. C* 28 (2003) 1.
- [71] I. CHADOU, N. MEBARKI et M. R. BEKLI, NCG gluon fusion for the Higgs Production at Large Hadron Colliders, *AIP Conf. Proc.* 1444 (2012) 457.
- [72] I. Chadou, N. Mebarki et M. R. Bekli, Minimal NCSM Direct Photon Production in Proton-antiproton Collisions, *International Journal of Theoretical Physics* 56 (2017) 3271.
- [73] T. S. Videe, *The LHC Project: The Accelerator and the Experiments*, *Nuc. Instrum. Methods Phys. Res. A* 623 (2010) 1.
- [74] K. Jakobs, *Physics at the LHC and sLHC*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 636 (2011) S1.
- [75] R. D. Harringtona, et (ATLAS Collaboration), On behalf of the ATLAS Collaboration, Observation of an excess of events in the Higgs boson search in ATLAS, *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* 234 (2013) 15.
- [76] G. Aarons, et al. (ILC Collaboration), *International linear collider reference design report: ILC Global Design Effort and World Wide Study, volume 2: physics at the ILC*, ed. A. Djouadi, J. Lykken, K. Mönig, Y. Okada, M. Oreglia, et S. Yamashita, Août, 2007. arXiv:0709.1893.

Résumé

Dans le cadre de cette thèse, on s'est intéressé à l'étude phénoménologique des théories au-delà du modèle standard, et tout particulièrement le modèle standard non-commutatif, dans le secteur de l'interaction électrofaible.

Nous avons ainsi étudié de nombreux processus de la physique des particules : Production et désintégration du boson de Higgs, production de photons directs suite à l'annihilation proton-antiproton, annihilation électron-positron en deux photons. Cela nous a permis essentiellement d'analyser le comportement de la section efficace non-commutative et de déduire de nouvelles contraintes sur le paramètre de non-commutativité.

Mots clés: NCMS, Higgs, photon direct, section efficace, interaction électrofaible

دراسة ظواهرية من قطاع التفاعلات الكهروضعيفة لنظريات ما بعد النموذج المعياري

الملخص

في إطار هذه الأطروحة اعتنينا بدراسة ظواهرية لنظريات ما بعد النموذج المعياري، و خاصة النموذج المعياري غير التبادلي (NCMS)، في مجال التأثير الكهروضعيف.

في هذا الاطار، قمنا بدراسة جملة من التفاعلات في مجال فيزياء الجسيمات: كإنتاج و تفكك بوزون هيغز، توليد الفتونات المباشرة الناتجة من تصادم البروتونات مع اضعادها، فناء الالكترون و مضاده البوزيترون الى فتونين. سمح لنا كل ذلك على وجه الخصوص بتحليل منحى مقطع التفاعل الشامل غير التبادلي، و مكننا من وضع ذروات جديدة للعامل غير التبادلي.

الكلمات المفتاحية: NCMS، الهيغز، الفوتون المباشر، المقطع العرضي، التأثير الكهروضعيف

Phenomenological study of the electroweak interaction sector in theories beyond the standard model

Abstract :

In this thesis, we have studied the phenomenological study of theories beyond the standard model, and in particular the non-commutative standard model, in the electroweak interaction sector.

For thus studied, we have many processes of particle physics: Production and disintegration of the Higgs boson, production of direct photons following the proton-antiproton annihilation, electron-positron annihilation in two photons. This essentially allowed us to analyze the behavior of the non-commutative cross section and to deduce new bonds on the non-commutativity parameter.

Key words: NCMS, Higgs, direct photon, cross section, electroweak interaction