

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED SEDDIK
BEN YAHIA - JIJEL



FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET INFORMATIQUE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :
Série :.....

MEMOIRE
présenté pour obtenir le diplôme de master
Filière : physique
Spécialité : Physique Théorique

Présenté par

Rekaik Chahra

Intitulé

**Physique du boson W -prime au LHC : calcul de
précision à l'ordre NLO en QCD**

Soutenue le : 30/06/2018

Devant le jury:

Président :	DJ. Bouaziz	Prof.	Univ. MSBY, Jijel
Rapporteur :	M. S. Zidi	MCB.	Univ. MSBY, Jijel
Examineur :	A. Ahriche	Prof.	Univ. MSBY, Jijel

Remerciements

Ce travail a été réalisé au laboratoire de physique théorique à l'université Mohammed Saddik Ben Yahia de Jijel.

En premier lieu, je tiens à remercier "*Allah*" qui m'a donné la patience, la volonté et le courage durant ces années d'étude.

Mes plus vifs remerciements s'adressent au Dr. *Mohamed Sadek Zidi* qui m'a encadré, je le remercie tout particulièrement pour m'avoir fait le confiance, et de m'avoir proposé ce sujet très intéressant.

Je remercie sincèrement les membres du jury d'avoir accepté de juger et évaluer ce travail, le Professeur *Amine Ahriche* et le Professeur *Djamil Bouaziz*.

Bien sûr je n'oublie pas de remercier mes enseignants de la poste graduation de physique théorique et spécialement Professeur *Salah Haouat* pour son aide et pour l'encourager et me donner la volonté vraiment merci, Un grand merci pour Prof. *T.Boudjedaa*, Prof. *Kh.Nouicer*, Prof. *A.Bounames*, Dr. *N.Ferkous*, Dr. *N.Tilbi*.

Un grand merci pour *Lamri Houria*, secrétaire du laboratoire de physique théorique.

Et enfin je remercie tous mes amis de la promotion M2 Physique Théorique.

Dédicace

je dédie ce travail

A mes yeux *mes parents* pour l'amour, leur contribution que dieu les protège.

A mes chéries mes soeurs: Ilhem, Manel, Sara et la petite Lamisse pour le soutien l'amour et l'écoute.

Je tiens à remercier très chaleureusement mon frère *Islem* pour son aide.

A mes grands parents.

A mes beaux frères Soufiane et Hakim.

A toute ma famille.

Je remercie mes très proches amies Imene, Soulef et Sahar qui sont toujours avec moi m'encourager me conseiller et me donner la volonté de faire mieux, et Wiam, Rahma, Sadjia, Ahlam, Loubna, Nassira, Saida, Fatima, Aida, Halima, Soraya, Amina, Karima, Aya, Ilhem, Rokia, Mouna, Hadjer, Leila, Salwa et Selma pour m'aidez surtout dans cette période, pour leurs encouragement et pour les conseils.

Enfin je tiens à remercier tous ceux qui de près ou de loin ont contribué à la réalisation de ce travail.

Table des matières

1	Introduction générale	1
2	Introduction au Modèle standard et ses extensions	3
2.1	Modèle Standard	3
2.1.1	Particules du SM et interaction	3
2.1.2	Théories de jauge	4
2.1.3	Modèle de Glashow-Weinberg-Salam	8
2.2	Extension du MS et le boson W'	16
2.2.1	Désintégration de W'	17
3	Production d'un top et un bottom à l'ordre LO	21
3.1	Éléments de base et outils de calcul	21
3.1.1	Section efficace hadronique	21
3.1.2	Fonction de distribution	22
3.1.3	Grand collisionneur hadronique LHC	22
3.1.4	Calcul de la section efficace partonique :	23
3.1.5	Section efficace différentielle	25
3.1.6	Programmes de calcul de la section efficace	26
3.2	Calcul de la réaction $pp \rightarrow t\bar{b} + \bar{t}b$	27
3.3	Section efficace hadronique de la réaction $pp \rightarrow t\bar{b} + \bar{t}b$	31
3.4	Sections efficaces pour d'autres processus	35
3.4.1	La réaction $p p \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	35
3.4.2	La réaction $p p \rightarrow t \mu^- \bar{\nu}_\mu$	37
3.4.3	La réaction $p p \rightarrow t \bar{b}$ ($t \rightarrow b e^+ \nu_e$)	38
3.4.4	Production directe de W' : $p p \rightarrow t \bar{t} W'^+$	40
4	Production d'un top et d'un bottom à l'ordre NLO	43
4.1	Théorème de factorisation	43
4.2	Section efficace partonique à l'ordre NLO	46
4.3	Méthode de soustraction	48
4.4	Parton shower	50
4.5	Calcul LO+PS et NLO+PS	51
5	Conclusion	55
	Bibliographie	57

Introduction générale

Dans notre vie quotidienne nous utilisons beaucoup le mot matière. Mais c'est quoi la matière ? Quelle est sa structure ? Est ce qu'il existe plusieurs types de matière ? On sait que la matière ordinaire est constitué de molécules, ces derniers sont composé d'atomes. L'atome est constitué d'électrons et d'un nouveau composé de protons et neutrons (ou nucléon). Les nucléon ne sont pas des particules élémentaires mais ils sont formés de particules fondamentales appelées quarks. Grâce aux interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique et forte l'atome et le noyau reste stable. La physique de particule (ou physique des hautes énergies) est la branche de la physique qui étudie la relation entre les constituants élémentaires de la matières (comme les électrons, les protons et les neutrons) et les forces fondamentales (interaction électromagnétique, forte et faible). Elle permet aux physiciens d'en savoir plus sur la matière en étudiant ses constituants. Le modèle le plus connu de la physique des particules s'appellent modèle standard. Ce modèle décrit les trois interactions fondamentale dans le cadre de théorie quantique des champs. Les responsable des interactions entre les fermions (quarks et leptons) sont les boson de jauge (médiateur de l'interaction) : le photon, les bosons massifs W^\pm et Z et les gluons. Le photon est le médiateur de l'interaction électromagnétique, les bosons massifs sont les médiateur de l'interaction faible et les gluons sont les médiateurs de l'interaction forte. La théorie électrofaible est basée sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, qui est brisé spontanément via le mécanisme de Higgs. Ce mécanisme permet de donner une masse pour les boson de jauge (W, Z et H)[1].

Le modèle standard de la physique des particules fournit la meilleure description de toutes les données expérimentale, mais il reste des problèmes ouverts ou il n'a pu fournir des réponses[2, 3, 4]. Comme : les constituant de la matière noire, la masse des neutrons, ... etc. Pour cela, les physiciens ont proposé plusieurs extension de ce modèle pour résoudre ces problèmes. En général, ces nouvelles théories exigent l'existence de nouvelles particules qu'elles ne sont pas encore découvertes dans les collisionneurs comme, par exemple, le boson massif W' .

Le grand collisionneur hadronique teste de nombreux nouveaux modèles de physique dans le domaine de l'énergie à l'échelle de TeV[5]. La recherche de cette physique est importante car elle peut répondre à quelques questions, en particulier sur la composition de l'univers. La nouvelle physique représente la physique associée au top quark, qui se caractérise par des propriétés qui en font un outil merveilleux dans la recherche, où il joue un rôle clé, Surtout en couplage avec de nouvelles grandes particules, l'une de ces

particules est W' .

Le but de ce travail est étudier la production directe et indirecte du boson W' dans le collisionneur hadronique LHC à l'ordre de Born (LO) et au delà de l'ordre de Born (NLO) en utilisant le programme de calcul automatique **MadGraph** et le modèle *UFO VPrimeNLO*.

Dans le deuxième chapitre, on donne une introduction sur le modèle standard (SM) et ses extensions en présence d'un nouveau boson de jauge (appelé le boson W').

Dans le troisième chapitre, on étudie la réaction $p p \rightarrow t \bar{b} + \bar{t} b$ dans des modèles au delà du modèle standard avec le boson W' à l'ordre dominant (LO). en utilisant les programmes de calcul "hip" et "MadGraph".

Dans le quatrième chapitre, on utilise les mêmes programmes qu'on a utilisé dans le chapitre 3 pour calculer la section efficace hadronique (de la réaction $p p \rightarrow t \bar{b} + \bar{t} b$) en fonction de la masse du boson W' et les échelles de renormalisation et de factorisation. On s'intéresse aussi aux distributions différentielles en P_T des particules de l'état final calculer à l'ordre LO, NLO, LO+PS et NLO+PS

Introduction au Modèle standard et ses extensions

Dans ce chapitre, on donne une introduction sur le modèle standard (SM) et ses extensions en présence d'un nouveau boson de jauge (appelé le boson W'). Dans la première section, on discute le modèle de Glashow-Weinberg-Salam, la brisure spontanée de symétrie et l'inclusion du quarks. On conclut cette section par les règles de Feynman du MS. Dans la deuxième section, on présente une théorie effective capable de décrire l'interaction du boson W' avec les fermions du MS.

2.1 Modèle Standard

Le modèle standard est une théorie quantique des champs, elle réunit les trois interactions fondamentales (électromagnétique, faible et forte) en une seule théorie (mais pas les interactions gravitationnelles)¹. Elle décrit l'interaction de toutes les particules élémentaires connues dans la nature. Le modèle standard est aussi une théorie de jauge non abélienne basée sur le groupe de symétrie $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, où $SU(3)_C$ est le groupe de couleur (interaction forte), $SU(2)_L$ est le groupe d'isospin (interaction faible), et $U(1)_Y$ est le groupe d'hypercharge.

2.1.1 Particules du SM et interaction

On regroupe les particules du modèle standard en fermions et boson. Les **fermions** sont des particules de spin demi-entier qui obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. La fonction d'onde associée à ces particules est antisymétrique (Les quarks et les leptons). Les **bosons** sont des particules de spin entier qui obéissent à la statistique de Bose-Einstein. La fonction d'onde associée à ces particules est symétrique (les bosons de jauge et le boson de Higgs). Dans le tableaux suivant, on représente toutes les particules du modèle standard :

1. L'interaction gravitationnelle n'est pas unifiée avec les deux autres interactions fondamentales, elle est juste rajoutée ad-hoc dans le SM.

4 Chapitre 2. Introduction au Modèle standard et ses extensions

<i>Fermion</i>	<i>Boson</i>
$\begin{pmatrix} e & \mu & \tau \\ \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \end{pmatrix}$	<i>photon</i> γ
$\begin{pmatrix} u & c & t \\ d & s & b \end{pmatrix}$	W^\pm
	Z
	<i>Higgs</i>

Tous les processus physiques, peuvent être expliqués à l'aide des quatre interactions fondamentales. Chaque interaction a ses propres boson de jauge qui appelées aussi *médiateur de l'interaction*.

L'interaction gravitationnelle : c'est l'interaction la plus faible dans les quatre interactions fondamentales, le graviton c'est le médiateur de cette interaction.

L'interactions électromagnétiques : c'est la force de liaison des particules électriquement chargées. Elle est plus forte que l'interaction gravitationnelle, le photon c'est le médiateur de cette interaction.

L'interactions faibles : est l'interaction responsables de la radioactivité, et permet de décrire l'intrication des neutrinos avec la matière. Il existe y trois médiateurs de l'interaction faible : les bosons chargés W^\pm (interaction courant chargé (CC)) et le boson neutre Z_0 (interaction courant neutre (CN)).

L'interaction forts : la force nucléaire forte est la force qui relie les quarks dans les protons et les neutrons. Cette force explique la stabilité du noyau atomique malgré la force de la dissonance électrique entre les protons. Le gluon est le médiateur de l'interaction forte. Comme les quark, il porte une charge de couleur.

2.1.2 Théories de jauge

Dans cette section, on présente les théories de jauge les plus connus. Il s'agit de l'électrodynamique quantique, la Chromodynamique quantique et le modèle de Glashow-Salam-Weinberg.

2.1.2.1 (I) Électrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique (QED) est une théorie quantique des champs qui décrit l'interaction entre les particules chargés. C'est la théorie de jauge la plus simple. Dans cette théorie, les Fermions sont représentés par des spineurs à 4 dimensions, dont la dynamique est décrite par l'équation de Dirac [6] :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi = 0 \tag{2.1}$$

où γ^μ (pour $\mu = 0, 1, 2, 3$) sont les matrices de Dirac, la densité lagrangienne correspondante est :

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi \quad (2.2)$$

Cette équation est invariante sous la transformation de jauge globale $\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = \exp(ie\alpha)\psi(x)$ (α indépendant des coordonnées), mais n'est pas invariante sous la transformation de jauge locale $\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = \exp(ie\alpha(x))\psi(x)$ ($\alpha(x)$ dépend des coordonnées de l'espace temps). Le terme de masse reste toujours invariant, mais le terme cinétique n'est pas invariant à cause de la dérivé ∂_μ . Pour résoudre ce problème, nous remplaçons la dérivé normale ∂_μ par la dérivé covariante $\mathbf{D}_\mu = \partial_\mu - ie\mathbf{A}_\mu$, où A_μ est un champ vecteur qui se transforme comme suit :

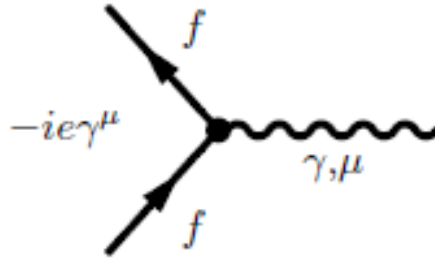
$$A_\mu \rightarrow A'_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \quad (2.3)$$

Le lagrangien après la quantification s'écrit sous la forme,

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi - \frac{1}{2\alpha} (\partial^\mu A_\mu^a)^2. \quad (2.4)$$

où le premier terme est le terme cinétique du champ A_μ , et $\frac{1}{2\alpha} (\partial^\mu A_\mu^a)^2$ est le terme de fixation de jauge².

Finalement, l'interaction entre les fermions chargés et le photon est décrite par ce lagrangien est représentée par le vertex suivant :



2.1.2.2 (II) Chromodynamique quantique

La Chromodynamique quantique (QCD) est une théorie quantique des champs qui décrit les interactions fortes entre les quarks et les gluons. Elle est basée sur le groupe de symétrie $SU(3)_C$. Le lagrangien pour un quark libre $\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q$ est invariant sous

2. Pour éliminer les degrés superficiels du champ vectoriel, on doit fixer la jauge. Cette étape est indispensable pour la quantification.

6 Chapitre 2. Introduction au Modèle standard et ses extensions

la transformation de jauge globale $q(x) = Uq(x)$ (car la matrice U ne dépend pas de x), mais il n'est pas invariant sous la transformation local $q(x) = U(x)q(x)$ (où $U(x) = e^{i\alpha_a(x)T_a}$ et les T_a sont les générateur du groupe $SU(3)$, $\alpha_a(x)$ sont les paramètres du groupe). Pour résoudre ce problème, on remplace la dérivée covariante par la dérivée normale [6, 7] :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s \sum_{j=1}^8 \frac{\lambda_j}{2} G_\mu^j \quad (2.5)$$

où g_s la constante de couplage forte, λ_j les matrices de *Gell-Mann* et G_μ^j sont les huit champs des gluons.

Donc, le lagrangien de QCD total comprend des champs de quarks et les champs de gluon :

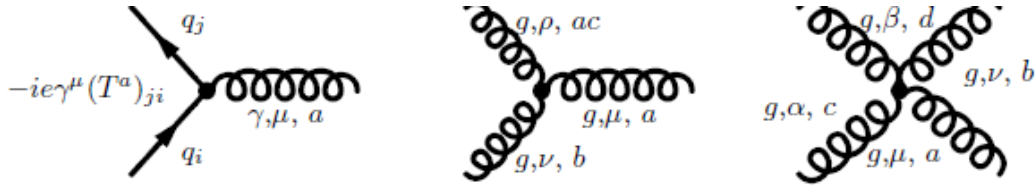
$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{j=1}^3 \bar{q}_j (i\gamma^\mu D_\mu - m_j) q_j - \frac{1}{4} \sum_{j=1}^8 F_{\mu\nu}^j F_j^{\mu\nu} \quad (2.6)$$

avec $F_{\mu\nu}^j = \partial_\nu A_\mu^j - \partial_\mu A_\nu^j - gf_{lm}^k A_\mu^l A_\nu^m$ (f_{lm}^k est les constantes de structure). Après la quantification le lagrangien de QCD est donné par :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_{GF} + \mathcal{L}_{Ghost} \quad (2.7)$$

où \mathcal{L}_G est le lagrangien du gluons, \mathcal{L}_F est le lagrangien du fermions, \mathcal{L}_{GF} est le terme d'interaction entre les fermions et les gluons, et \mathcal{L}_{Ghost} est le lagrangien des ghost³.

Les vertex décrivant les interactions entre les quarks et les gluons et les gluons entre eux sont donnés par,



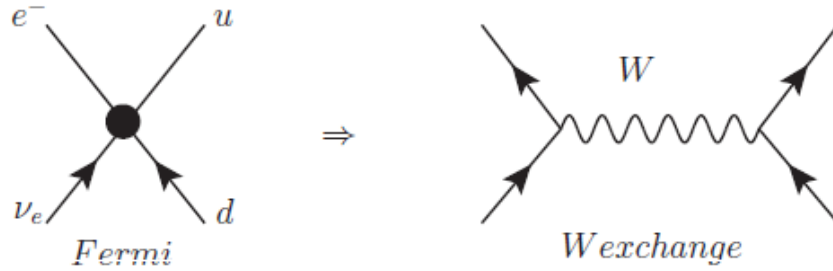
2.1.2.3 (III) Théorie des Fermi

Fermi a développé sa théorie pour expliquer la désintégration β ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$). Il a proposé une interaction *courant-courant* décrite par le lagrangien suivant [8, 9] :

$$L_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J^\mu(x) J_\mu^+(x) \quad (2.8)$$

3. Le lagrangien des ghosts vient de la fixation de jauge covariante. Si on utilise la jauge non-covariante, y auras pas de ghosts mais le propagateur du gluon devient très compliqué.

où G_F est la constante de Fermi, J_μ est le courant faible ($J_\mu(x) = l_\mu(x) + h_\mu(x)$). La théorie de Fermi souffre de problèmes théoriques et phénoménologiques. D'abord, elle n'est pas renormalisable car sa constante de couplage (la constante de Fermi) est dimensionnée (sa dimension naturelle est $[G_F] = -2$). En plus, ses prédictions sont valables que à basse énergie. A haute énergies, la section efficace augmente d'une manière très rapide et viole la condition de d'unitarité de Froissart-Martin ($\sigma \leq \ln(s)^2$ pour $s \rightarrow \infty$). Pour améliorer cette théorie, on rajoute un boson intermédiaire massive (W), au lieu d'interaction *courant-courant* (interaction directe entre 4 fermions) .



2.1.2.4 (IV) La théorie de Yang-Mills

Une théorie de Yang-Mills c'est toute théorie des champs non-abélienne basée sur le groupe $SU(N)$ (où $N > 1$). Par analogies elle est construite comme électrodynamique, elle est invariante sous transformation de jauge locale pour les champs fermioniques [16]

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = U(x)\psi(x) = \exp(-iT_i\theta_i)\psi(x) , UU^\dagger = I \quad (2.9)$$

où θ_i sont les paramètres de groupe et T_i sont les générateurs de groupe. Ces générateurs vérifient : $[T^a, T^b] = if^{abc}T^c$ ($f^{abc} = -f^{bac}$)

Alors le lagrangien :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_i \quad (2.10)$$

n'est pas invariant sous cette transformation, et pour résoudre ce problème on introduit la dérivée covariante $\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu^a T_a$. Pour que \mathcal{L} soit invariant les champs A_μ^a doivent suivre la transformation :

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = UA_\mu U^{-1} + \frac{i}{g} (\partial_\mu U) U^{-1} \quad (2.11)$$

donc le lagrangien de *Yang-Mills* est :

$$\mathcal{L}_{YM} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi_i - \frac{1}{4} \text{Tr} (F^{a\mu\nu} F_{\mu\nu}^a) \quad (2.12)$$

8 Chapitre 2. Introduction au Modèle standard et ses extensions

$$\text{où : } F_{\mu\nu}^a = D_\mu A_\nu^a - D_\nu A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

Les champs de jauge de cette théorie ne peuvent pas avoir une masse. Car le terme de masse brise l'invariance de jauge. Dans la section suivant on montre comment résoudre ce problèmes.

2.1.3 Modèle de Glashow-Weinberg-Salam

Le modèle de Glashow-Weinberg-Salam (GWS) est une théorie de jauge qui unifie l'interaction électromagnétique avec l'interaction faible. Elle est basée sur le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, où $SU(2)_L, U(1)_Y$ représentent les groupes d'isospin faible et d'hypercharge, respectivement [10].

2.1.3.1 Fermions dans le modèle GWS

Dans ce modèle, les leptons de chiralité gauche sont représentés sous forme de doublets [17] :

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L \quad (2.13)$$

et les leptons de chiralité droite sont représentés sous forme de singlets :

$$e_R, \mu_R, \tau_R \quad (2.14)$$

Il existe deux types d'interaction électrofaible. Interaction chargée, elle est décrite par le courant :

$$J_\mu^+(x) = \frac{1}{2} \bar{\nu}_l \gamma_\mu (1 - \gamma_5) l \quad (2.15)$$

$$J_\mu^-(x) = \frac{1}{2} \bar{l} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_l \quad (2.16)$$

On peut exprimer ces derniers sous forme vectoriel (en fonction des matrices de Pauli et les doublets L) :

$$J_\mu^+ = \bar{L} \gamma_\mu \tau^+ L \quad (2.17)$$

$$J_\mu^- = \bar{L} \gamma_\mu \tau^- L \quad (2.18)$$

avec $\tau^+ = \frac{\tau^1 + i\tau^2}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ et $\tau^- = \frac{\tau^1 - i\tau^2}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$. Les parties gauches et droites des champs des fermions sont définies par, comme :

$$L = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi_f \quad (2.19)$$

$$R = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi_f \quad (2.20)$$

Dans les interactions faibles, nous devons inclure les composantes droite et gauche des fermions dans différentes représentations de groupes. Tous les fermions gauche sont regroupés comme des doublets, et les fermions droite sont des singlets de $SU(2)$.

L'hypercharge faible est une quantité invariante sous la transformation de groupe $U(1)_Y$, reliée à la charge électrique Q et l'isospin faible T^3 par la relation de Gell-Man :

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2} \quad (2.21)$$

où est Q la charge électrique, T^3 est la troisième composante de l'isospin faible.

2.1.3.2 Lagrangien invariant $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

Le lagrangien invariant sous la transformation $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est défini comme :

$$\mathcal{L}_F = \bar{R}_i \gamma^\mu \left(\partial_\mu + i g' B_\mu \right) R + \bar{L}_i \gamma^\mu \left(\partial_\mu - \frac{i}{2} g \tau^i A_\mu^i + \frac{i}{2} g' B_\mu \right) L \quad (2.22)$$

où $L_i = \frac{1-\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_i} \\ \psi_i \end{pmatrix}$, $R_i = \frac{1+\gamma_5}{2} \psi_i$, ($i = 1, 2, 3$) et A_μ^i et B_μ sont des champs de bosons de jauge associés à $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$, respectivement, g et g' sont les constantes de couplage de jauge sont reliées avec e par la relation suivante :

$$e = \frac{g g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.23)$$

Le lagrangien pour les champs de jauge est donné par :

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^i F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.24)$$

où $F_{\mu\nu}^i = \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i + g \varepsilon_{ijk} A_\mu^j A_\nu^k$ et $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$

Remarque : les champs de jauge sont de masse nulle. Pour générer la masse de ces derniers, on a besoin du mécanisme de Higgs.

2.1.3.3 Mécanisme de Higgs et Brisure spontanée de symétrie

L'invariance de jauge de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est valable en absence des termes de masse, car si ils existent, le lagrangien ne deviendra pas invariant. Pour cela, Higgs, Braout et Englert ont proposé un mécanisme appelé "mécanisme de Higgs" [11, 12, 13], qui permet de donner une masse aux bosons. Pour résoudre ce problème, nous devons briser la symétrie suivante : $SU(2) \otimes U(1) \rightarrow U(1)_{em}$. On choisit le champ suivant pour réaliser cette brisure de symétrie.

$$\phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

10 Chapitre 2. Introduction au Modèle standard et ses extensions

φ^+, φ^0 sont des champs scalaires complexes.

Dans ce cas le lagrangien s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{L}_\phi = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi\phi^\dagger) \quad (2.26)$$

où le potentiel V est donné par,

$$V(\phi\phi^\dagger) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.27)$$

avec $D_\mu \phi = (\partial_\mu - \frac{i}{2} g \tau^i A_\mu^i - \frac{i}{2} g' B_\mu) \phi$ est la dérivée covariante, λ, m sont des constantes réelles ($\lambda > 0$).

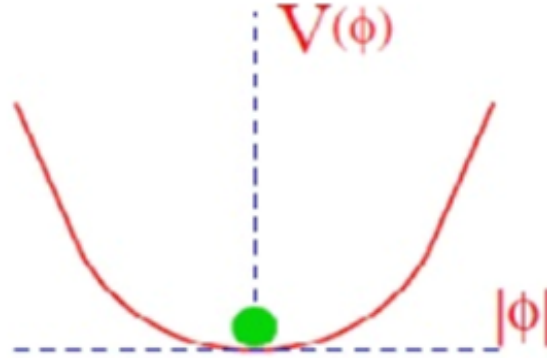
Alors

$$\mathcal{L}_\phi = (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.28)$$

L'état fondamental du champ est appelé "l'état du vide" correspond à la valeur minimale du potentiel : $\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0$

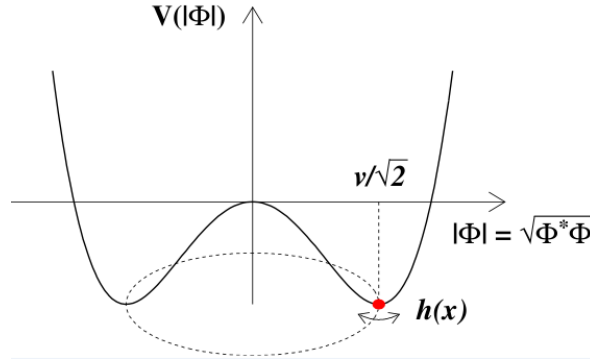
on a deux cas :

si $\mu^2 \geq 0$: $\frac{\partial V}{\partial \phi} = \frac{\partial V}{\partial \phi^\dagger} \Rightarrow \phi = \phi^\dagger = 0$. Alors la valeur moyenne de ϕ dans l'état fondamentale est : $\phi_0 = \langle \phi \rangle_0 = 0$, $\phi_0^\dagger = \langle \phi^\dagger \rangle_0 = 0 \Rightarrow$ la symétrie existe (n'est pas brisé).



si $\mu^2 \leq 0$: $\frac{\partial V}{\partial \phi} = \frac{\partial V}{\partial \phi^\dagger}$ la valeur minimale est $\phi\phi^\dagger = |\phi|^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda}$

Cette équation est une équation de cercle de rayon $R = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}}$, donc ϕ_0 prend plusieurs valeur dans l'état fondamentale. Alors l'état du vide n'est pas invariante sous le groupe $SU(2)_L$.



La brisure spontanée de symétrie se produit quand un état de vide est choisie. l'état fondamentale que nous choisissons possède une composante nulle et une composante neutre non nulle :

$$\langle 0 | \phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad v = \frac{\mu}{\sqrt{2}} \quad (2.29)$$

Notons que l'isospin T^3 ($e^{-i\alpha^3 T^3} \phi_0 \neq \phi_0$) et l'hypercharge Y ($e^{-i\beta \frac{Y}{2}} \phi_0 \neq \phi_0$) sont des générateurs brisés car ils n'annihilent pas le vide ϕ

$$T^3 \phi_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \frac{-1}{2} \phi_0 \quad (2.30)$$

$$Y \phi_0 = \phi_0 \quad (2.31)$$

Mais la charge électrique Q ($e^{-i\varepsilon Q} \phi_0 = \phi_0$) n'est pas un générateur brisé car

$$Q \phi_0 = \left(T^3 + \frac{Y}{2} \right) \phi_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = 0 \quad (2.32)$$

Dans la jauge unitaire, le doublet du champ de Higgs s'écrit :

$$\phi' = U(\xi) \phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} (v+H) \chi \quad (2.33)$$

où $\chi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$, $U(\xi) = e^{\frac{-i\vec{\tau}\vec{\xi}}{2v}}$ est une transformation unitaire du groupe $SU(2)$, ξ^i sont des bosons de *Goldstone*, et H est le boson de Higgs physique.

Dans le cas de jauge unitaire, le lagrangien de Higgs devient :

$$\mathcal{L}_\phi = (D_\mu \phi)' (D^\mu \phi)' - V(\phi'^\dagger \phi') \quad (2.34)$$

avec :

$$\begin{aligned} (D_\mu \phi)' &= \left(\partial_\mu - ig \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{A}'_\mu - \frac{i}{2} g' B'_\mu \right) U(\xi) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\ &= \left(\partial_\mu - ig \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{A}'_\mu - \frac{i}{2} g' B'_\mu \right) \frac{1}{\sqrt{2}} (v+H) \chi \end{aligned} \quad (2.35)$$

12 Chapitre 2. Introduction au Modèle standard et ses extensions

On montre que le terme de masse s'écrit sous la forme,

$$\mathcal{L}_{masse} = \frac{v^2}{2} \chi^\dagger \left(g \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{A}'_\mu + \frac{g'}{2} B'_\mu \right) \left(g \frac{\vec{\tau}}{2} \vec{A}'_\mu + \frac{g'}{2} B'_\mu \right) \chi \quad (2.36)$$

On utilise la formule $\tau^i \tau^j = \delta_{ij} + i \varepsilon^{ijk} \tau^k$ pour simplifier cette relation. On écrit donc

$$\mathcal{L}_{masse} = \frac{v^2}{8} \left(g^2 A'^1_\mu A'^1_\mu + g^2 A'^2_\mu A'^2_\mu + \left(g A'^3_\mu - g' B'_\mu \right)^2 \right) \quad (2.37)$$

On définit les champs associés aux bosons de jauge chargés comme suit :

$$W_\mu^\pm = \frac{A'^1_\mu \pm i A'^2_\mu}{\sqrt{2}} \quad (2.38)$$

et les champs associés aux bosons de jauge neutres comme suit :

$$\frac{v^2}{8} \begin{pmatrix} A'^3_\mu & B'_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'^3_\mu \\ B'^\mu \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

Après la diagonalisation de cette matrice, on trouve

$$\frac{v^2}{8} \begin{pmatrix} Z_\mu & A_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 + g'^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix} = 0 \cdot A_\mu A^\mu + \frac{v^2}{8} (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu \quad (2.40)$$

on considère la transformation suivante

$$Z_\mu = \cos \theta_W A'^3_\mu - \sin \theta_W B'_\mu \quad (2.41)$$

$$A_\mu = \sin \theta_W A'^3_\mu + \cos \theta_W B'_\mu \quad (2.42)$$

où θ_W est appelé l'angle de Weinberg, il s'écrit en fonction des constantes de couplage comme suit :

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \text{et} \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.43)$$

Alors, les masses des bosons de jauge sont donné par :

$$M_\gamma = 0 \quad (2.44)$$

$$M_z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} \quad (2.45)$$

$$M_W = \frac{gv}{2} = M_z \cos \theta_W \quad (2.46)$$

Le potentiel de Higgs après la brisure spontanée de symétrie devient et la transformation de jauge unitaire devient,

$$\begin{aligned} V(\phi'^\dagger \phi) &= -\mu^2 \begin{pmatrix} 0 & \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} U^\dagger(\xi) U(\xi) + \lambda \left[\begin{pmatrix} 0 & \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \right]^2 (U^\dagger(\xi) U(\xi))^2 \\ &= \frac{-\mu^2 v^2}{4} + \mu^2 H^2 + \lambda v H^3 + \frac{\lambda}{4} H^4 \end{aligned} \quad (2.47)$$

On déduit que : $M_H = \sqrt{2\mu^2}$. En terme des nouveaux champs, le lagrangien de Higgs s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\phi &= \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2} M_H^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 + \frac{g^2}{8} (H^2 + 2Hv) \\ &\times \left[\frac{1}{\cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu + 2W_\mu^+ W^{-\mu} \right] + M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \end{aligned} \quad (2.48)$$

Finalement, on montre que les masses des bosons de jauge, l'angle de Weinberg et les constante de couplage sont reliés par :

$$\frac{M_W^2}{M_Z^2} = \frac{\frac{g^2 v^2}{4}}{\frac{v^2}{4} (g^2 + g'^2)} = \frac{g^2}{g^2 + g'^2} = \cos^2 \theta_W \quad (2.49)$$

2.1.3.4 Lagrangien de Yukawa

Nous devons rajouter une terme qui donne un masse aux fermions et qui décrit l'interaction entre les fermions et le boson de Higgs après la brisure de symétrie spontanée. Ce terme est appelé le lagrangien de "Yukawa"

Pour une seule génération de lepton (la 1ère génération par exemple), le lagrangien de Yukawa est donné par :

$$\mathcal{L}_Y = -G_e (\bar{L} \phi R + \bar{R} \phi^+ L) + h.c.. \quad (2.50)$$

On applique la transformation de jauge unitaire, on trouve

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= -G_e (\bar{L}' \phi' R' + \bar{R}' \phi'^+ L') + h.c.. \\ &= \frac{-G_e}{\sqrt{2}} (\bar{e}'_L (v + H) e'_R + \bar{e}'_R (v + H) e'_L) + h.c.. \\ &= \frac{-G_e}{\sqrt{2}} (v \bar{e}' e' + H \bar{e}' e') \end{aligned} \quad (2.51)$$

Le premier terme de la dernière ligne de cette équation correspond au terme de masse de l'électron. Sa masse est donné par :

$$m_e = \frac{G_e}{\sqrt{2}} v \quad (2.52)$$

où G_e est la constante de couplage de Yukawa. Le deuxième terme décrit l'interaction entre le Higgs et l'électron.

Finalement, le lagrangien totale du Modèle Standard est :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_Y \quad (2.53)$$

où \mathcal{L}_{QCD} est le lagrangien de la Chromodynamique, \mathcal{L}_{jauge} est le lagrangien des bosons de jauge, \mathcal{L}_F est le lagrangien de Dirac, \mathcal{L}_ϕ est le lagrangien de Higgs et \mathcal{L}_Y est le lagrangien de Yukawa.

2.1.3.5 Matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Malgré les différences entre les quarks et les leptons, le modèle de GWS a pu intégrer ces quarks en ajoutant un autre terme au lagrangien. Dans ce paragraphe, on va montrer brièvement comment inclure les quarks dans le MS [14, 15]. On doit rajouter le lagrangien suivant au lagrangien des fermions :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F^{quarks} = & \sum_{i=1}^3 \bar{Q}_{L_i} i\gamma^\mu \left(\partial_\mu - \frac{i}{2} g \vec{\tau} \vec{A}_\mu - \frac{i}{6} g' B_\mu \right) Q_{L_i} \\ & + \sum_{i=1}^3 \bar{U}_{R_i} i\gamma^\mu \left(\partial_\mu - \frac{2i}{3} g' B_\mu \right) U_{R_i} \\ & + \sum_{i=1}^3 \bar{D}_{R_i} i\gamma^\mu \left(\partial_\mu - \frac{i}{3} g' B_\mu \right) D_{R_i} \end{aligned} \quad (2.54)$$

où $Q_{L_i} = \begin{pmatrix} U_i \\ D_i \end{pmatrix}_L$ pour $i = 1, 2, 3$. et au lagrangien de Yukawa, le terme suivant

$$\mathcal{L}_Y^{quarks} = - \sum_{i,j} \left(\Gamma_{ij}^{(D)} \bar{Q}_{L_i} \phi D_{R_j} + \Gamma_{ij}^{(U)} \bar{Q}_{L_i} \tilde{\phi} U_{R_j} + h.c \right) \quad (2.55)$$

où $\Gamma_{ij}^{(D)}, \Gamma_{ij}^{(U)}$ sont des matrices complexes (3×3) (couplage de Yukawa), ϕ est le champs du Higgs ($\tilde{\phi}$ est son complexe conjugué), Q_{L_i} sont des doublets de quark gauche, $D_{R_i}(U_{R_i})$ sont des singlets droit de quark down (up) dans la base des états faible.

On note que les autres termes (comme \mathcal{L}_G, \dots etc) reste les mêmes.

On remplace les doublets de Higgs, dans ce lagrangien, par

$$\phi \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (v + H) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

$$\tilde{\phi} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (v + H) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.57)$$

On montre que le terme de masse des quarks est,

$$\mathcal{L}^{(mQ)} = - \sum_{i,j} \bar{D}_{L_i} M_{i,j}^{(D)} D_{R_j} - \sum_{i,j} \bar{U}_{L_i} M_{i,j}^{(U)} U_{R_j} + h.c \quad (2.58)$$

Alors, la masse de chaque quarks est : $M_{i,j}^{(D)} = \Gamma_{i,j}^{(D)} \frac{v}{\sqrt{2}}$ et $M_{i,j}^{(U)} = \Gamma_{i,j}^{(U)} \frac{v}{\sqrt{2}}$.

Après la diagonalisation de la matrice de couplages et se mettre dans la base des états propres de masse, la forme finale du terme de masse est :

$$\mathcal{L}^{(mQ)} = - \bar{D}' m^{(D)} D' - \bar{U}' m^{(U)} U' \quad (2.59)$$

où : D' (U') sont des quarks de type down (up) dans les états propre de masse, et $m^{(D,U)}$ sont des matrices diagonales d'éléments réels. Elles s'écrivent comme suit : comme :

$$m^{(D)} = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} ; m^{(U)} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \quad (2.60)$$

A partir de la relation (2.54), on extrait le terme qui décrit l'interaction entre les quarks et les bosons de jauge de l'interaction faible,

$$\mathcal{L}_{cc}^Q = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_i \bar{U}_{Li} \gamma^\mu D_{Li} W_\mu^+ + \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_i \bar{D}_{Li} \gamma^\mu U_{Li} W_\mu^- \quad (2.61)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{U}' \gamma^\mu (1 - \gamma_5) V D' W_\mu^+ + h.c \\ &= \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t}) \gamma^\mu \begin{pmatrix} 1 - \gamma_5 \\ 2 \end{pmatrix} V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} W_\mu^+ + h.c \end{aligned} \quad (2.62)$$

avec V_{CKM} est une matrice unitaire ($n \times n$), appelé matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (où la matrice CKM). Cette dernière permet aux quarks de différente génération de se mélanger via les bosons de jauge W . Elle s'écrit sous la forme :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.63)$$

$c_{ij} = \cos \theta_{ij}$; $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$; ($i, j = 1, 2, 3$) ; θ sont des angles de mélange et δ est une phase, $s_{ij}, c_{ij} \geq 0$. Expérimentalement, on trouve que $s_{13} \ll s_{23} \ll s_{12} \ll 1$. Dans la paramétrisation de Wolfenstein, on écrit

$$s_{12} = \lambda = \frac{|V_{us}|}{\sqrt{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}}, s_{23} = A\lambda^2 = \lambda \left| \frac{V_{cb}}{V_{us}} \right| \quad (2.64)$$

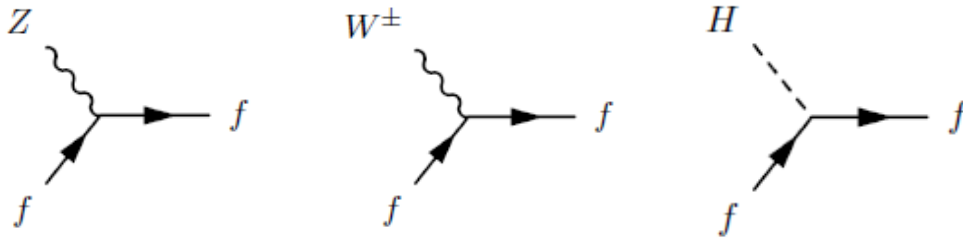
$$s_{13}e^{i\delta} = V_{ub}^* = A\lambda^3 (\rho + i\eta) = \frac{A\lambda^3 (\bar{\rho} + i\bar{\eta}) \sqrt{1 - A^2\lambda^4}}{\sqrt{1 - \lambda^2 [1 - A^2\lambda^4 (\bar{\rho} + i\bar{\eta})]}} \quad (2.65)$$

D'après la relation (2.64) on écrit la matrice CKM en terme de A, λ, ρ et η :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3 (\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3 (1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.66)$$

Les éléments de la matrice CKM sont des paramètres fondamentaux du SM.

On conclut cette section par les vertex décrivant les interactions entre les fermions et les bosons de jauge dans le MS :



2.2 Extension du MS et le boson W'

Le modèle standard est une théorie très importante dans le domaine de la physique des particules. Malgré ses réussites, il reste plusieurs questions ouvertes. Par exemple[6, 18] :

- **Matière noire** : SM n'est pas capable de proposer un candidat pour la matière noire.
- **Le problème de hiérarchie** : SM ne peut pas expliquer la grande différence entre la force faible et la force gravitationnelle.
- **Asymétrie matière-anti-matière** : SM n'explique pas pourquoi l'univers est dominé par la matière et pas l'anti-matière.
- **Unification des force fondamentale** : SM n'unifie pas toutes les forces fondamentales (il unifie que l'électromagnétisme avec l'interaction faible)
- **Masse des neutrinos** : Les neutrinos dans le SM sont de masse nulle, mais des expériences montrent que les neutrinos sont massifs.

Pour résoudre ces problèmes, plusieurs extensions du modèle standard ont été proposées. Plusieurs théories au delà de SM (BSM) prédisent l'existence de nouveaux bosons de jauge lourds comme le boson W' , dont l'étude au LHC est le sujet principal de ce travail. Les bosons W' sont des particules massives hypothétiques, de spin 1 et de charge électrique ± 1 . Parmi les théories qui prédisent l'existence de ces bosons de jauge, on cite [19]

- **Extra Dimension** : sont des théories aux dimensions supplémentaires (à la Kalouza-Klein). L'idée fondamentale de ces théories est l'unification de la gravitation avec l'électromagnétisme (et les autres forces)[20].
- **Théories de la grande unification GUT** : Il s'agit d'une classe de théories quantiques des champs relativistes possédant un groupe de symétries de jauge suffisamment large pour unifier la QCD et la théorie électrofaible[21].

- **Modèle de symétrie gauche-droite** : il est basé sur le groupe de jauge $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$. Ce modèle reproduit la symétrie de parité à hautes énergies, et génère des masse de Majorana pour les neutrinos[22].
- **Little Higgs** : Ce modèle est proposé pour résoudre le problème de la hiérarchie et les divergences quadratiques dans la masse du Higgs. Ce modèle prédit un ensemble des bosons lourds de masse de l'ordre du TeV. Parmi ces bosons, le boson W' qui possède les mêmes nombres quantiques que le boson W [23].

On peut étudier la physique du W' à l'aide d'une théorie effective. Le lagrangien qu'on doit rajouter au modèle standard est paramétrisé comme suit[24] :

$$\mathcal{L}^q = \frac{g_L g_2}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_u^i \gamma_\mu V_L'^{ij} (1 - \gamma_5) \psi_j^d W_L' + \frac{g_R g_2}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_u^i \gamma_\mu V_R'^{ij} (1 + \gamma_5) \psi_j^d W_R' + h.c. \quad (2.67)$$

$$\mathcal{L}^l = \frac{K_L g_1}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}_\nu^i \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_j^l W_L' + h.c. \quad (2.68)$$

où \mathcal{L}^q décrit l'interaction entre les quarks et le nouveau boson de jauge, et \mathcal{L}^l décrit l'interaction entre les leptons et le nouveau boson de jauge. g_2 est le couplage électrofaible du modèle standard et g_L (g_R) sont des constantes de normalisation associées aux constantes de couplage gauche (droite), V' est la matrice de *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa*. Si $g_L = 1$, $g_R = 0 \Rightarrow$ on a que la partie gauche qui rentre dans l'interaction (interaction gauche pure). Si $g_L = 0$, $g_R = 1 \Rightarrow$ que la partie droite qui rentre dans l'interaction (interaction droite pure).

Toutes les ingrédients nécessaires pour faire la phénoménologie du W' au LHC (comme les règles de Feynman, les contre terme de renormalisation, ...) sont générés automatiquement à partir de ce lagrangien et le lagrangien du modèle standard à l'aide du programme `FeynRules`[25]. Ce dernier permet de générer automatiquement les règles de Feynman et de renormaliser la théorie une fois le lagrangien est implémenté. Dans notre travail, on utilise le modèle UFO publique (`VPrime_NLO`).

On note que le couplage du photon avec W' est indépendant du modèle (il est le même pour tous les modèles) car il est fixé par l'invariance de jauge. Par contre le couplage de $W'WZ$ et $W'W'Z$ est dépendant du modèle.

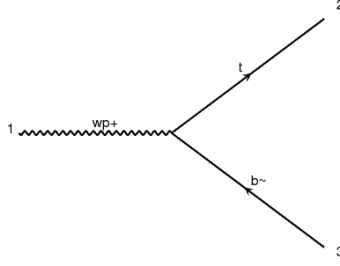
2.2.1 Désintégration de W'

On calcule le taux de désintégration de W' en top et un bottom quark. On considère la réaction suivante :

$$W'(P, m_{W'}) \rightarrow t(p_1, m_t) \bar{b}(p_2, m_b) \quad (2.69)$$

Le diagramme de Feynman correspondant est,

18 Chapitre 2. Introduction au Modèle standard et ses extensions



On suppose que $g_L \neq g_R \neq 0$, donc l'amplitude totale est donnée par :

$$\begin{aligned}
 M_{W'} &= \frac{g_L g_2}{2\sqrt{2}} \bar{u}_i(p_1) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v_j(p_2) \varepsilon^\mu(P) + \frac{g_R g_2}{2\sqrt{2}} \bar{u}_i(p_1) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) v_j(p_2) \varepsilon^\mu(P) \quad (2.70) \\
 \overline{M}_{W'} &= \frac{g_L g_2}{2\sqrt{2}} \bar{v}_{j'}(p_2) (1 + \gamma_5) \gamma_{\mu'} u_{i'}(p_1) \varepsilon^{*\mu'}(P) + \frac{g_R g_2}{2\sqrt{2}} \bar{v}_{j'}(p_2) (1 - \gamma_5) \gamma_{\mu'} u_{i'}(p_1) \varepsilon^{*\mu'}(P) \quad (2.71)
 \end{aligned}$$

Le carré de l'amplitude est,

$$\begin{aligned}
 \overline{\sum} |M_{W'}|^2 &= \frac{1}{3} \left\{ \frac{g_L^2 g_2^2}{8} \{Tr [(\not{p}_1 + m_t) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \not{p}_2 (1 + \gamma_5) \gamma_{\mu'}]\} \left(-g^{\mu\mu'} + \frac{P^\mu P^{\mu'}}{m_{W'}^2} \right) \right. \\
 &\quad + \frac{g_L g_R g_2^2}{8} \{Tr [(\not{p}_2 + m_t) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \not{p}_2 (1 - \gamma_5) \gamma_{\mu'}]\} \left(-g^{\mu\mu'} + \frac{P^\mu P^{\mu'}}{m_{W'}^2} \right) \\
 &\quad + \frac{g_L g_R g_2^2}{8} \{Tr [(\not{p}_1 + m_t) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \not{p}_2 (1 + \gamma_5) \gamma_{\mu'}]\} \left(-g^{\mu\mu'} + \frac{P^\mu P^{\mu'}}{m_{W'}^2} \right) \\
 &\quad \left. + \frac{g_R^2 g_2^2}{8} \{Tr [(\not{p}_1 + m_t) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \not{p}_2 (1 - \gamma_5) \gamma_{\mu'}]\} \left(-g^{\mu\mu'} + \frac{P^\mu P^{\mu'}}{m_{W'}^2} \right) \right\} \quad (2.72)
 \end{aligned}$$

Après la simplification et la contraction sur les indices de Lorentz on obtient :

$$\overline{\sum} |M_{W'}|^2 = (g_L^2 + g_R^2) \left\{ g_2^2 \left(2p_1 p_2 - \frac{2p_1 P p_2 P}{m_{W'}^2} + \frac{p_1 p_2 P^2}{m_{W'}^2} \right) \right\} \quad (2.73)$$

On exprime les produit scalaires en fonction des masses, alors le carré de l'amplitude devient

$$\overline{\sum} |M_{W'}|^2 = g_2^2 (g_L^2 + g_R^2) \left(m_{W'}^2 - \frac{1}{2} m_t^2 - \frac{m_t^4}{2m_{W'}^2} \right) \quad (2.74)$$

Le taux de désintégration $\Gamma_{W'}$ est donné par :

$$\Gamma_{W'} = \frac{1}{2 m_{W'}} \frac{1}{(2\pi)} \int \frac{d^3 p_1}{2E_1} \frac{d^3 p_2}{2E_2} \delta^4(P - p_1 - p_2) \overline{\sum} |M_{W'}|^2 \quad (2.75)$$

On utilise :

$$\int \frac{d^3 p_1}{2E_1} = \int d^4 p \delta^+(p_1^2 - m_t^2) \quad \text{et} \quad p_1 = P - p_2 \quad (2.76)$$

Donc

$$\Gamma_{W'} = \frac{1}{2 m_{W'} (2\pi)^2} \int \frac{d^3 p_2}{2E_2} \delta^+(m_{W'}^2 - m_t^2 - 2P p_2) \overline{\sum} |M_{W'}|^2 \quad (2.77)$$

Dans la référentielle de W' , on a

$$p_1 + p_2 = \vec{0}, \quad P = \begin{pmatrix} m_{W'} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad p_1 = \begin{pmatrix} E_1 \\ p_1 \end{pmatrix}, \quad p_2 = \begin{pmatrix} E_2 \\ p_2 \end{pmatrix} \quad (2.78)$$

$$P p_1 = m_{W'} E_2, \quad d^3 p_2 = |p_2|^2 d|p_2| \sin \theta d\theta d\varphi \quad (2.79)$$

$$E_2^2 = m_b^2 + |p_2|^2 \Rightarrow |\vec{p}_2| d|\vec{p}_2| = E_2 dE_2, \quad |\vec{p}_2| = \frac{1}{2 m_{W'}} (m_{W'}^2 - m_t^2) \quad (2.80)$$

$$\int dE_2 \delta^4(m_{W'}^2 - m_t^2 - 2 m_{W'} E_2) = \frac{1}{2 m_{W'}} \quad (2.81)$$

Finally and after simplification, one shows that the decay rate is $\Gamma_{W'}$:

$$\Gamma_{W'} = \frac{g_L^2 (g_L^2 + g_R^2) m_{W'}}{16\pi} \left\{ \left(1 - \frac{m_t^2}{m_{W'}^2} \right) \left(1 - \frac{m_t}{2m_{W'}^2} - \frac{m_t^4}{2m_{W'}^4} \right) \right\} \quad (2.82)$$

Production d'un top et un bottom à l'ordre LO

Dans ce chapitre on étudie la réaction $pp \rightarrow t\bar{b} + \bar{t}b$ dans des modèles au delà du modèle standard avec le boson W' à l'ordre dominant (LO). On utilise le package `hip` pour calculer symboliquement le carré des amplitudes et la section efficace partonique. Pour calculer numériquement la section efficace hadronique et les distributions différentielles, on utilise le programme de calcul automatique `MadGraph`. A la fin de ce chapitre, on présente les résultats d'autres réactions impliquant le W' qu'on a étudié.

3.1 Éléments de base et outils de calcul

Dans cette section, on définit la section efficace hadronique, partonique, les distributions différentielles et on présente les programmes de calcul.

3.1.1 Section efficace hadronique

La section efficace est une grandeur physique reliée à la probabilité de produire des particules dans une collision. L'unité de la section efficace est l'unité de surface ($1\text{barn} = 10^{-24}\text{cm}^2$). D'après le modèle des partons (proposé par Feynman), le proton est composé de particules élémentaires appelées partons. Les partons sont des particules ponctuelles de masse négligeable. Ce modèle nous permet de calculer la section efficace hadronique. On suppose que le parton " i " porte une impulsion " p_i ". Dans la collision parton-parton, l'impulsion du parton, en fonction de l'impulsion du proton est $p_i = x_i P$, où $\sum_i x_i = 1$.

On définit la section efficace hadronique comme une convolution de la section efficace partonique et les fonctions de distribution partonique, elle s'écrit sous la forme :

$$\sigma^{had} = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1) f_j(x_2) \hat{\sigma}^{par} \quad (3.1)$$

où $\hat{\sigma}^{par}$ est la section efficace partonique (elle décrit l'interaction entre les partons ou la physique à longue portée) et $f_i(x_1)$, $f_j(x_2)$ sont les fonctions des distributions partoniques (elles décrivent la distribution des partons à l'intérieur du proton).

3.1.2 Fonction de distribution

Les fonctions de distribution partonique (PDF) donnent des informations sur la distribution des parton à l'intérieur du proton, et décrivent la physique à longue portée (ou basse énergie). Ces quantités ne peuvent pas être calculées dans le régime perturbatif de la QCD, mais juste leurs évolution en fonction de l'échelle est prédite théorique à l'aide des équations DGLAP[26]. Elle sont déterminer expérimentalement pour une échelle donné. Les fonctions de distribution partonique dépendent de la fraction x (appelée *Bjorken-x*) et l'échelle de factorisation μ , voir la Figure 3.1

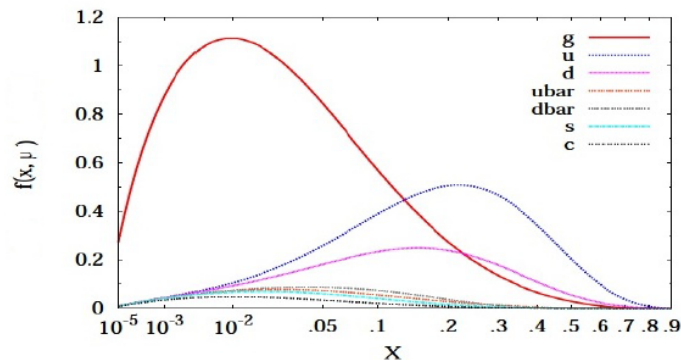


FIGURE 3.1: variation des PDF en fonction de la fraction x pour $\mu = 85\text{GeV}$

Dans cette figure[18], on présente la variation des PDF pour le gluon et les différents quarks légers en fonction de x pour $\mu = 85\text{GeV}$. On voit que le PDF du gluon domine pour petit x , et les PDF des quarks de valence (up et down) dominent pour x plus grand. Les PDFs des autres quarks (et les antiquarks) sont très petites par rapport aux autres.

On peut obtenir les PDFs à l'aide de la Bibliothèque LHAPDF (Less-Houches-Accord-PDF). Cette dernière est un programme qui nous offre les PDF de tous les partons[26].

3.1.3 Grand collisionneur hadronique LHC

Le LHC (Large Hadron Collider) est le plus grand accélérateur de particules au monde. Il a été construit entre 1998 et 2008 par le CERN. Il est conçu pour faire entrer en collision des faisceaux de protons avec une énergie de centre-de-masse $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$. Il ne fait aucun doute que le LHC a été construit dans un but important. Ce but a à voir avec la physique des particules. Il est considéré comme une chance pour les physiciens de tester les prédictions de différentes théories de la physique des particules (telles que les propriétés du boson de Higgs et la recherche de nouvelles particules prédites par les théories au-delà du modèle standard). Aussi, ce LHC répond à de nombreuses questions

vers les particules, car dans le LHC, même des particules non découvertes pourraient être créées. Ce collisionneur a de nombreux avantages. Il permet d'atteindre une énergie plus élevée que l'utilisation d'électrons et il est beaucoup plus facile de produire des protons que des antiprotons[27, 5].

La luminosité instantanée est une caractéristique importante dans le LHC. Il exprime le nombre de collisions que le collisionneur peut produire dans l'unité de temps par la formule $N = l \cdot \sigma$, où σ est la section efficace d'un processus physique et l donnée par :

$$l = \frac{N^2 B f_r}{4\pi \sigma_x \sigma_y} F \quad (3.2)$$

N le nombre de protons, B le nombre de paquets dans l'anneau du LHC par tour, f_r est la fréquence de révolution des paquets autour de l'anneau du LHC, σ_x et σ_y sont la largeur des distributions gaussiennes des faisceaux dans le plan transversal au point d'interaction et F est un facteur géométrique dû à l'angle de croisement des poutres au point d'interaction. La figure 3.2 présente schématiquement le LHC et ses détecteur (ATLAS, CMS, ... etc).

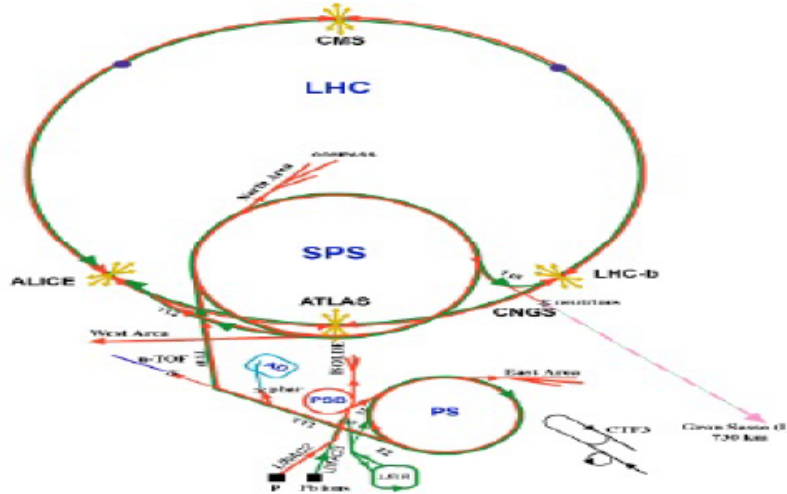


FIGURE 3.2: Grand collisionneur de hadrons LHC

3.1.4 Calcul de la section efficace partonique :

La section efficace partonique, pour un processus $2 \rightarrow 2$, est définie par :

$$\hat{\sigma} = \frac{1}{4\sqrt{(p_1 p_2)}} \int \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \frac{d^3 p_4}{(2\pi)^3 2E_4} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_3 - p_4) \overline{\sum} |M_{tot}|^2 \quad (3.3)$$

où M_{tot} est l'amplitude de diffusion d'une réaction au niveau partonique.

On utilise les relations :

$$\int \frac{d^3 p_4}{2E_4} = \int d^3 p_4 \delta^+(p_4^2 - m_4^2) \quad (3.4)$$

$$s = (p_1 + p_2)^2 = 2p_1 p_2 \quad (3.5)$$

on obtient :

$$\hat{\sigma} = \frac{1}{4s} \frac{1}{(2\pi)^2} \int \frac{d^3 p_3}{E_3} \delta^+(p_4^2 - m_4^2)_{p_4=p_1+p_2-p_3} \overline{\sum} |M_{tot}|^2 \quad (3.6)$$

L'intégration sur p_4 est évidente grâce à la fonction δ^4 . Dans les coordonnées sphériques, on a

$$d^3 p_3 = |\vec{p}_3|^2 d|\vec{p}_3| d\Omega \quad (3.7)$$

Alors,

$$\hat{\sigma} = \frac{1}{4s} \frac{1}{(2\pi)^2} \int \frac{|\vec{p}_3| d|\vec{p}_3|}{E_3} \sin\theta d\theta d\varphi \delta^+(p_4^2 - m_4^2)_{p_4=p_1+p_2-p_3} \overline{\sum} |M_{tot}|^2 \quad (3.8)$$

On utilise les relations :

$$\delta(g(x)) = \sum \frac{\delta(x - x_i)}{|g'(x_i)|} \quad (3.9)$$

$$\delta^+(p_4^2 - m_4^2) = \delta^+(g|\vec{p}_3|) \quad (3.10)$$

avec :

$$p_4^2 - m_4^2 = s + m_3^2 - m_4^2 - 2\sqrt{s}E_3 \quad (3.11)$$

Le carré du 4-vecteur p_3 est :

$$p_3^2 = m_3^2 = E_3^2 - |\vec{p}_3|^2 \Rightarrow E_3 = \sqrt{m_3^2 + |\vec{p}_3|^2} \quad (3.12)$$

Donc,

$$g(|\vec{p}_3|) = s + m_3^2 - 2\sqrt{s}\sqrt{m_3^2 + |\vec{p}_3|^2} - m_4^2 \quad (3.13)$$

Les racines de la fonction $(g|\vec{p}_3|)$ sont données par :

$$|\vec{p}_3| = \pm \sqrt{\frac{(s + m_3^2 - m_4^2)^2}{4s} - m_3^2} = A \quad (3.14)$$

On prend la solution physique (+)

$$g'(|\vec{p}_3|) = \frac{2A\sqrt{s}}{\sqrt{m_3^2 + |\vec{p}_3|^2}} \quad (3.15)$$

On trouve,

$$\hat{\sigma} = \frac{1}{4s(2\pi)^2} \int \frac{d|\vec{p}_3| |\vec{p}_3|^2}{\sqrt{m_3^2 + |\vec{p}_3|^2}} \delta^+(p_4^2 - m_4^2) \int_0^\pi \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \sum |M_{tot}|^2 \quad (3.16)$$

Dans référentiel du centre de masse, on a

$$p_1 = \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, A \right), \quad p_2 = \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, 0, 0, -A \right) \quad (3.17)$$

$$p_3 = \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, A \sin\theta, 0, A \cos\theta \right), \quad p_4 = \left(\frac{\sqrt{s}}{2}, -A \sin\theta, 0, -A \cos\theta \right) \quad (3.18)$$

Finalement la section efficace partonique (avant l'intégration sur θ) est :

$$\hat{\sigma} = \frac{A}{16s^2(2\pi)} \int_0^\pi \sin\theta d\theta \sum |M_{tot}|^2 \quad (3.19)$$

3.1.5 Section efficace différentielle

La section efficace différentielle est une quantité très importante pour comparer la théorie avec l'expérience. Nous obtenons-le par dériver la section efficace partonique par rapport aux variables comme : rapidité y , pseudo-rapidité η , masse transverse M_T et l'impulsion transverse P_T . Ces variables appelé "les variables cinématique" [28, 18].

• **Rapidité** y : est une mesure du mouvement sans dimension. Elle est donné par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (3.20)$$

où p_z est la composante de quantité du mouvement.

• **Pseudo-rapidité** η : est une variable utilisée pour décrire les propriétés géométrique des particules, définit comme :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{P + p_z}{P - p_z} \right) = - \ln \left| \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right| \quad (3.21)$$

avec : θ est une angle polaire entre p_z et P . Dans la limite relativiste, nous remplaçons la rapidité par la pseudo-rapidité.

• **Masse transverse** M_T : est une quantité invariante sous transformation de Lorentz. Elle est donné par :

$$m_T = \sqrt{m^2 + P_T^2} \quad (3.22)$$

telque : $P_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ sont des composantes orthogonale de quantité du mouvement et m est la masse invariante.

• **Impulsion transverse** P_T : c'est la quantité du mouvement qui donnée par une particule à l'autre lors d'une collision, définit comme :

$$P_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (3.23)$$

3.1.6 Programmes de calcul de la section efficace

Dans cette section nous présentons les programmes de calcul utilisé dans ce travail.

3.1.6.1 Le Programme hip

Le programme **HIP** est un ensemble de packages écrits en langage mathématica. Il permet de calculer les amplitudes et les carrés d'amplitudes des diagrammes de Feynman. Voici quelques commandes de base de ce code [29] :

- PrepareIndex[] : pour déclarer les indices de Lorentz (μ, ν, \dots)
- SetMass[] : pour déclarer les impulsions et les masses des particules (m_1, m_2, \dots)
- SetMandelstam[] : pour écrire les impulsions en fonctions de variables de Mandelstam (S, U, T)
- SetReal[] : pour déclarer les variables réels (m, g, \dots)
- DiracGamma[] : matrice de Dirac ($\gamma_{\mu \dots}$)
- SpinorU[] : Spineur de Dirac (u)
- SpinorV[] : Spineur de Dirac (v)
- SpinorUbar[] : Spineur de Dirac (\bar{u})
- SpinorVbar[] : Spineur de Dirac (\bar{v})
- Contract[] : pour contracter sur les indices de Lorentz ($g_{\mu\nu} p^\nu = p_\mu$)
- GammaTrace[] : pour calculer les traces des matrices de Dirac ($Tr\{\gamma_\mu \gamma_\nu\} = 4g_{\mu\nu}$)
- AbsSquared[] : pour calculer le caré de l'amplitude ($|M|^2$)
- DotProduct[] : pour calculer les produit scalaire ($p.q, \dots$)
- MasslessVectorPolarisation[] : vector de polarisation des bosons de jauge non massifs (*photon..*)
- HeavyVectorPolarisation[] : vector de polarisation des bosons de jauge massifs (W, Z)

3.1.6.2 Le programme MadGraph5

MadGraph5 est un programme qui nous permet de calculer la section efficace hadronique à l'ordre LO et NLO [30].

Pour installer *MadGraph* on suit les étapes suivantes :

- Télécharger *Madgraph5* sur <https://launchpad.net/madgraph5>
- Lancer le programme par la commande : `$./bin/mg5_aMC`

Pour calculer les sections efficaces à l'ordre LO, nous devons suivre les étapes suivantes :

-**Importation du modèle** : `MG5_aMC>import model (nom de model)`

-**Generation du processus** : Dans cette étape, Madgraph génère tous les diagrammes de Feynman et les amplitudes associées

`MG5_aMC>generate (Processus sélectionnée)`

-**Output** : pour créer le code qui calcule la section efficace

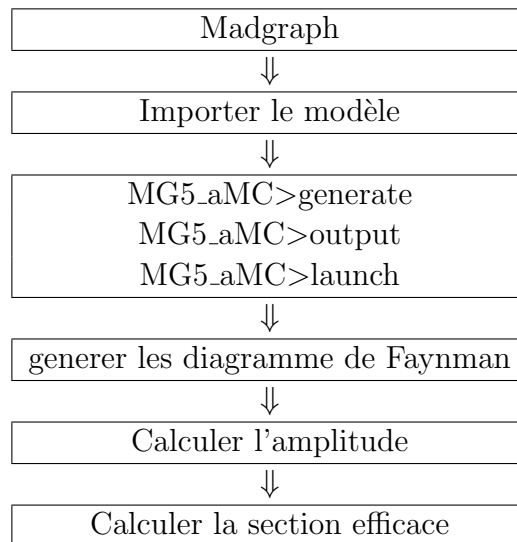
`MG5_aMC>output (nom de fichier)`

•**Exécution** : Dans cette étape, Madgraph calcule la section efficace par la commande :

`MG5_aMC>launch`

On peut changer les paramètres externes (masse, PDF, énergie.....) par la commande *set* (par exemple : `set mW' 2000` (pour changer la masse), `set ibeam1 6500` (pour changer l'énergie du premier proton), `set ibeam2 6500`, `set KL 1`, `set KR 0`)

Voici un schéma qui résume les étapes suivies par Madgraph pour calculer la section efficace :



3.2 Calcul de la réaction $pp \rightarrow t\bar{b} + \bar{t}b$

Dans cette section, on considère le processus $pp \rightarrow t\bar{b}$ comme un exemple pour montrer comment calculer le carré de l'amplitude, sa section efficace partonique et hadro-

nique par "hip" et MadGraph. On montre aussi comment tracer les section efficace différentielle par Madanalysis

3.2.0.1 Les diagramme de Feynman et l'élément de matrice

On considère la réaction suivante :

$$P(p_1, m_1) + P(p_2, m_2) \rightarrow t(p_3, m_t) + \bar{b}(p_4, m_b) \quad (3.24)$$

On travaille dans le schéma à 4-saveur (4F). Dans ce schéma, tous les quarks sont supposés de masse nulle sauf les b et t ($p = u, d, s, c$ et g). Au niveau partonique, les processus élémentaires sont : $u\bar{d} \rightarrow t\bar{b}$, $c\bar{s} \rightarrow t\bar{b}$

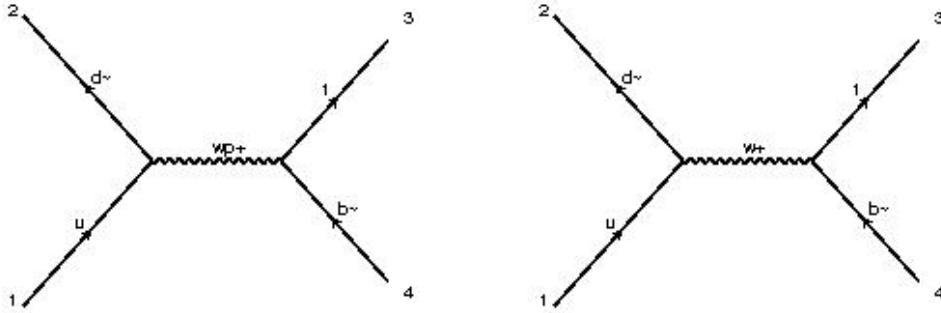


FIGURE 3.3: Production d'un top et un bottom quark

L'élément de matrice pour le processus M_1 est :

$$M_1 = \frac{ig_W^2 \delta_{ji} \delta_{kl}}{(q^2 - m_W^2)} \left\{ (\bar{v}_j(p_2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_i(p_1) \bar{u}_k(p_3) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_l(p_4)) - \frac{1}{m_W^2} (\bar{v}_j(p_2) q (1 - \gamma_5) u_i(p_1) \bar{u}_k(p_3) q (1 - \gamma_5) v_l(p_4)) \right\} \quad (3.25)$$

Car les masses des particules de l'état initial sont nulles, on peut simplifier M_1 à l'aide des équations de Dirac pour les spineurs :

$$m_1 = m_2 = 0 \quad , \quad q = (p_1 + p_2) \quad (3.26)$$

$$\bar{v}_j(p_2) \not{q} (1 - \gamma_5) u_i(p_1) = \bar{v}_j(p_2) (\not{p}_1 + \not{p}_2) (1 - \gamma_5) u_i(p_1) = 0 \quad (3.27)$$

Donc :

$$M_1 = \frac{ig_W^2 \delta_{ji} \delta_{kl}}{(q^2 - m_W^2)} \left\{ (\bar{v}_j(p_2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_i(p_1) \bar{u}_k(p_3) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_l(p_4)) \right\} \quad (3.28)$$

$$\overline{M}_1 = \frac{-ig_W^2 \delta_{i'j'} \delta_{l'k'}}{(q^2 - m_W^2)} \left\{ \left(\bar{u}_{i'}(p_1) (1 + \gamma_5) \gamma_{\mu'} v_{j'}(p_2) \bar{v}_{l'}(p_4) (1 + \gamma_5) \gamma^{\mu'} u_{k'}(p_3) \right) \right\} \quad (3.29)$$

L'élément de matrice pour le processus M_2 est :

$$\begin{aligned}
 M_2 = \frac{ig_2^2}{8(q^2 - m_{W'}^2)} & \left\{ g_L^2 (\bar{v}_j(p_2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_i(p_1) \bar{u}_k(p_3) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_l(p_4)) \right. \\
 & + g_L g_R (\bar{v}_j(p_2) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_i(p_1) \bar{u}_k(p_3) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) v_l(p_4)) \\
 & + g_L g_R (\bar{v}_j(p_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_i(p_1) \bar{u}_k(p_3) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) v_l(p_4)) \\
 & \left. + g_R^2 (\bar{v}_j(p_2) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_i(p_1) \bar{u}_k(p_3) \gamma^\mu (1 + \gamma_5) v_l(p_4)) \right\}
 \end{aligned} \tag{3.30}$$

$$\begin{aligned}
 \bar{M}_2 = \frac{-ig_2^2}{8(q^2 - m_{W'}^2)} & \left\{ g_L^2 (\bar{u}_{i'}(p_1) (1 + \gamma_5) \gamma_{\mu'} v_{j'}(p_2) \bar{v}_{l'}(p_4) (1 + \gamma_5) \gamma^{\mu'} u_{k'}(p_3)) \right. \\
 & + g_L g_R (\bar{u}_{i'}(p_1) (1 + \gamma_5) \gamma_{\mu'} v_{j'}(p_2) \bar{v}_{l'}(p_4) (1 - \gamma_5) \gamma^{\mu'} u_{k'}(p_3)) \\
 & + g_L g_R (\bar{u}_{i'}(p_1) (1 - \gamma_5) \gamma_{\mu'} v_{j'}(p_2) \bar{v}_{l'}(p_4) (1 + \gamma_5) \gamma^{\mu'} u_{k'}(p_3)) \\
 & \left. + g_R^2 (\bar{u}_{i'}(p_1) (1 - \gamma_5) \gamma_{\mu'} v_{j'}(p_2) \bar{v}_{l'}(p_4) (1 - \gamma_5) \gamma^{\mu'} u_{k'}(p_3)) \right\}
 \end{aligned} \tag{3.31}$$

3.2.0.2 Le carré de l'amplitude

Le carré de l'amplitude totale moyenné sur les spins et les couleurs s'écrit :

$$\overline{\sum} |M_{tot}|^2 = \frac{1}{4N^2} \sum_{S,C} |M_{tot}|^2 \tag{3.32}$$

où $N = 3$, $\sum_{S,C}$ la somme sur les spin et les couleurs, i, j, k, l les indices de couleur, γ^μ sont les matrices de Dirac et $|M_{tot}|^2$ définit comme

$$|M_{tot}|^2 = |M_1 + M_2|^2 = |M_1|^2 + |M_2|^2 + 2\text{Re} |M_1^* M_2| \tag{3.33}$$

Le carré de l'amplitude du processus M_1 définit comme : $\overline{\sum} |M_1|^2 = \frac{1}{4N^2} \sum_{S,C} M_1 \bar{M}_1$

$$\begin{aligned}
 \overline{\sum} |M_1|^2 & = \frac{1}{4} \frac{g_W^4}{(q^2 - m_W^2)^2} \left[(\text{Tr} (\not{p}_2 \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \not{p}_1 (1 + \gamma_5) \gamma_{\mu'})) \right. \\
 & \left. \times \left(\text{Tr} \left((\not{p}_4 - m_b) (1 + \gamma_5) \gamma^{\mu'} (\not{p}_3 + m_t) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \right) \right) \right]
 \end{aligned} \tag{3.34}$$

On utilise les propriétés suivantes pour simplifier le calcul :

$$(1 - \gamma_5) \not{p}_1 (1 + \gamma_5) = 2 \not{p}_1 (1 + \gamma_5) \tag{3.35}$$

$$(1 + \gamma_5) \gamma^{\mu'} (\not{p}_3 + m_t) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) = 2\gamma^{\mu'} \not{p}_3 \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \tag{3.36}$$

$$\{\gamma_\mu, \gamma_5\} = 0 \tag{3.37}$$

Donc après simplification, on trouve :

$$\begin{aligned} \overline{\sum} |M_1|^2 = & \frac{g_W^4}{(q^2 - m_W^2)^2} \left[Tr(\not{p}_2 \gamma_\mu \not{p}_1 \gamma_{\mu'}) Tr(\not{p}_4 \gamma^{\mu'} \not{p}_3 \gamma^\mu) - Tr(\not{p}_2 \gamma_\mu \not{p}_1 \gamma_{\mu'}) Tr(\not{p}_4 \gamma^{\mu'} \not{p}_3 \gamma^\mu \gamma_5) \right. \\ & \left. + Tr(\not{p}_2 \gamma_\mu \not{p}_1 \gamma_{\mu'} \gamma_5) Tr(\not{p}_4 \gamma^{\mu'} \not{p}_3 \gamma^\mu) - Tr(\not{p}_2 \gamma_\mu \not{p}_1 \gamma_{\mu'} \gamma_5) Tr(\not{p}_4 \gamma^{\mu'} \not{p}_3 \gamma^\mu \gamma_5) \right] \end{aligned} \quad (3.38)$$

On utilise les propriétés des matrices de Dirac, on a

$$Tr(\not{p}_2 \gamma_\mu \not{p}_1 \gamma_{\mu'}) Tr(\not{p}_4 \gamma^{\mu'} \not{p}_3 \gamma^\mu \gamma_5) = 0 \text{ (produit symétrie anti symétrie)} \quad (3.39)$$

$$Tr(\not{p}_2 \gamma_\mu \not{p}_1 \gamma_{\mu'}) Tr(\not{p}_4 \gamma^{\mu'} \not{p}_3 \gamma^\mu) = 32 [p_2 p_4 p_1 p_3 + p_2 p_3 p_1 p_4] \quad (3.40)$$

$$Tr(\not{p}_2 \gamma_\mu \not{p}_1 \gamma_{\mu'} \gamma_5) Tr(\not{p}_4 \gamma^{\mu'} \not{p}_3 \gamma^\mu \gamma_5) = 32 [p_2 p_4 p_1 p_3 - p_2 p_3 p_1 p_4] \quad (3.41)$$

Maintenant, on va écrire la contraction des traces en terme de variable de *MandelStam*. Ces variables sont définies comme suit :

$$s = (p_1 + p_2) = (p_3 + p_4), t = (p_1 - p_3) = (p_2 - p_4), u = (p_1 - p_4) = (p_2 - p_3) \quad (3.42)$$

On utilise (3.42) et on remplace dans (3.40) et (3.41), on obtient :

$$Tr(\not{p}_2 \gamma_\mu \not{p}_1 \gamma_{\mu'}) Tr(\not{p}_4 \gamma^{\mu'} \not{p}_3 \gamma^\mu) = 8 [(m_b^2 - t)(m_t^2 - t) + (m_b^2 - u)(m_t^2 - u)]$$

$$Tr(\not{p}_2 \gamma_\mu \not{p}_1 \gamma_{\mu'} \gamma_5) Tr(\not{p}_4 \gamma^{\mu'} \not{p}_3 \gamma^\mu \gamma_5) = 8 [(m_b^2 - t)(m_t^2 - t) - (m_b^2 - u)(m_t^2 - u)] \quad (3.43)$$

Le résultat final est

$$\overline{\sum} |M_1|^2 = 16g_W^4 \left\{ \frac{((m_b^2 - u)(m_t^2 - u))}{(s - m_W^2)^2} \right\} \quad (3.44)$$

Le carré de l'amplitude du processus M_2 est défini comme : $\overline{\sum} |M_2|^2 = \frac{1}{4N^2} \sum_{S,C} M_2 \overline{M}_2$, et on utilise le package "hip" de *mathematica* pour calculer le carré de cette amplitude.

On trouve :

$$\begin{aligned} \overline{\sum} |M_2|^2 = & \frac{g_2^4 g_L^2}{36 (m_{W'}^2 - s)^2} \{ 2g_L g_R m_b m_t s + g_L^2 (m_b^2 - u)(m_t^2 - u) \\ & + g_R^2 (2m_b m_t s + 2t^2 + m_b^2 (3m_t^2 - 2t - u) + u^2 - m_t^2 (2t + u)) \} \end{aligned} \quad (3.45)$$

A la fin le carré de l'amplitude totale est :

$$\begin{aligned} \overline{\sum} |M_{tot}|^2 = & \frac{1}{36 (m_W^2 - s)^2 (m_{W'}^2 - s)^2} \{ 16g_2^2 g_L g_W^2 (m_W^2 - s)(m_{W'}^2 - s) \\ & \times (g_R m_b m_t s + g_L (m_b^2 - u)(m_t^2 - u)) + 64g_W^2 (m_{W'}^2 - s)^2 \\ & \times (m_b^2 - u)(m_t^2 - u) + g_2^4 g_L^2 (m_W^2 - s)^2 \times (2g_L g_R m_b m_t s \\ & + g_L^2 (m_b^2 - u)(m_t^2 - u) + g_R^2 (2m_b m_t s + 2t^2 \\ & + m_b^2 (3m_t^2 - 2t - u) + u^2 - m_t^2 (2t + u)) \} \end{aligned} \quad (3.46)$$

Le résultat final de la section efficace partonique (voir éq. (3.19)) de cette réaction est :

$$\hat{\sigma} = \frac{\sqrt{\left((\hat{s} + m_3^2 - m_4^2)^2 + 4\hat{s}m_3^2\right)}}{16\hat{s}^2 (2\pi) \times 108 (m_{W'}^2 - \hat{s})^2 (m_{W'}^2 - \hat{s})^2} \{ 64g_W^4 (m_{W'}^2 - \hat{s})^2 (3m_b^2 (2m_t^2 + \hat{s}) + \hat{s} (3m_t^2 + 2\hat{s})) + 16g_2^2 g_L g_W^2 (m_{W'}^2 - \hat{s}) (m_{W'}^2 - \hat{s}) (6g_R m_b m_t \hat{s} + g_L (3m_b^2 (2m_t^2 + \hat{s}) + \hat{s} (3m_t^2 + 2\hat{s}))) + g_2^4 g_L^2 (m_{W'}^2 - \hat{s})^2 (12g_L g_R m_b m_t \hat{s} + g_L^2 (3m_b^2 (2m_t^2 + \hat{s}) + \hat{s} (3m_t^2 + 2\hat{s}))) + (4m_b m_t \hat{s} + 3m_b^2 (2m_t^2 + \hat{s}) + \hat{s} (3m_t^2 + 2\hat{s})) \} \quad (3.47)$$

3.3 Section efficace hadronique de la réaction $pp \rightarrow t\bar{b} + \bar{t}b$

Dans cette section, on calcule la variation de la section efficace hadronique en fonction de la masse du boson W' , en fonction de \sqrt{S} et en fonction de l'échelle de factorisation. On utilise **MadGraph** pour calculer la section efficace, et on utilise le programme **Root** pour tracer les résultat. Pour calculer la section efficace par **MadGraph**, on suit les étapes suivantes :

- Lancer MadGragh : `./bin/mg5_aMC`
- Importer le model : `import model VPrime NLO/`
- Generer les diagramme de Feynman par : `generate p p > t b`
- `add process p p > t b`
- Pour changer les paramètres externes comme ou l'énergie, on utilise la commande `set`.
- Lancer le calcule par : `launch`
- Les résultat sont stockés dans *Events*

Voici les résultat en fonction de $m_{W'}$, \sqrt{s} et en fonction de μ

$m_{W'}(\text{GeV})$	$\sigma^{LO(1,0)}(\text{pb})$	$\sigma^{LO(0,1)}(\text{pb})$	$\sqrt{s}(\text{GeV})$	$\sigma^{LO(1,0)}(\text{pb})$	$\sigma^{LO(0,1)}(\text{pb})$
300	39.69 $\left(\begin{smallmatrix} +3.8\% \\ -4.8\% \end{smallmatrix}\right)$	36.14 $\left(\begin{smallmatrix} +3.3\% \\ -4.3\% \end{smallmatrix}\right)$	8000	2.077	2.203
700	12.19 $\left(\begin{smallmatrix} +0.5\% \\ -1.1\% \end{smallmatrix}\right)$	16.26 $\left(\begin{smallmatrix} +1.0\% \\ -1.7\% \end{smallmatrix}\right)$	10000	2.865	3.05
2000	7.86 $\left(\begin{smallmatrix} +3.4\% \\ -4.3\% \end{smallmatrix}\right)$	8.383 $\left(\begin{smallmatrix} +3.2\% \\ -4.1\% \end{smallmatrix}\right)$	13000	4.123	4.404
3000	7.88 $\left(\begin{smallmatrix} +3.7\% \\ -4.6\% \end{smallmatrix}\right)$	8.125 $\left(\begin{smallmatrix} +3.6\% \\ -4.5\% \end{smallmatrix}\right)$	14000	4.558	4.865
5000	7.910 $\left(\begin{smallmatrix} +3.7\% \\ -4.7\% \end{smallmatrix}\right)$	8.079 $\left(\begin{smallmatrix} +3.6\% \\ -4.6\% \end{smallmatrix}\right)$			

TABLE 3.1: Variation de la section efficace totale en fonction de $m_{W'}$ à l'ordre LO pour $\sqrt{S}=14$ TeV et $\mu = 1$.

TABLE 3.2: Variation de la section efficace totale en fonction de \sqrt{S} à l'ordre LO($m_{W'}=2000$ GeV et $\mu = 1$).

μ	$\sigma^{LO(1,0)}$ (pb)	$\sigma^{LO(0,1)}$ (pb)
0.1	6.59 $\left(\begin{smallmatrix} +8.6\% \\ -10.7\% \end{smallmatrix}\right)$	7.065 $\left(\begin{smallmatrix} +8.3\% \\ -10.4\% \end{smallmatrix}\right)$
0.5	7.689 $\left(\begin{smallmatrix} +4.2\% \\ -5.4\% \end{smallmatrix}\right)$	8.217 $\left(\begin{smallmatrix} +4.0\% \\ -5.2\% \end{smallmatrix}\right)$
1.0	8.051 $\left(\begin{smallmatrix} +3.2\% \\ -4.1\% \end{smallmatrix}\right)$	8.594 $\left(\begin{smallmatrix} +3.0\% \\ -3.9\% \end{smallmatrix}\right)$
3.0	8.425 $\left(\begin{smallmatrix} +1.9\% \\ -2.6\% \end{smallmatrix}\right)$	8.918 $\left(\begin{smallmatrix} +1.8\% \\ -2.4\% \end{smallmatrix}\right)$

TABLE 3.3: Variation de la section efficace totale en fonction de μ à l'ordre LO pour $m_{W'}=2000$ GeV et $\sqrt{S}=14$ TeV

Les tableaux 3.1, 3.2, 3.3 représentent la variation de la section efficace en fonction de 3 variables (masse-énergie-échelle). Nous observons que plus la masse augmente, plus la valeur de la section efficace est diminuée (elle devient presque stable donc indépendant de la masse pour des valeurs plus élevées). Par contre, la section efficace augmente avec si l'échelle augmente.

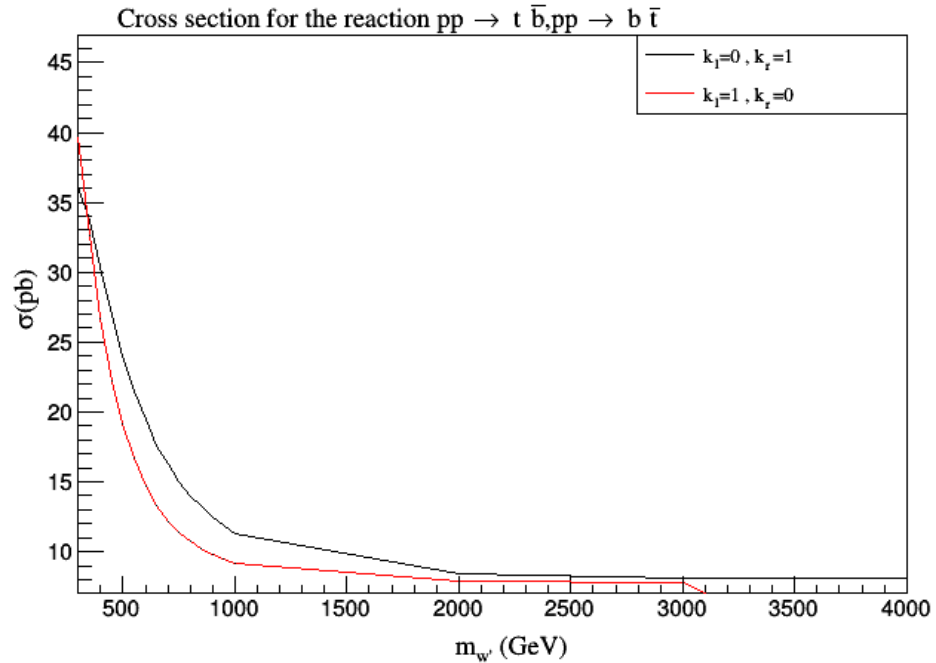


FIGURE 3.4: Variation de Section efficace totale en fonction de $m_{W'}$ à l'ordere LO pour $\sqrt{S}=14$ TeV

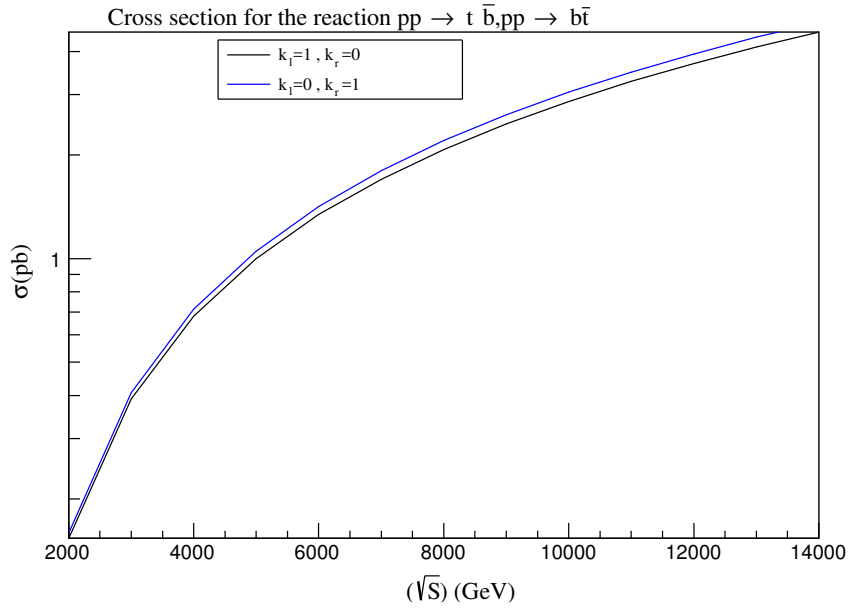


FIGURE 3.5: Variation de Section efficace totale en fonction de \sqrt{S} à l'ordre LO pour $\sqrt{S}=14$ TeV

Les sections efficaces différentielles :

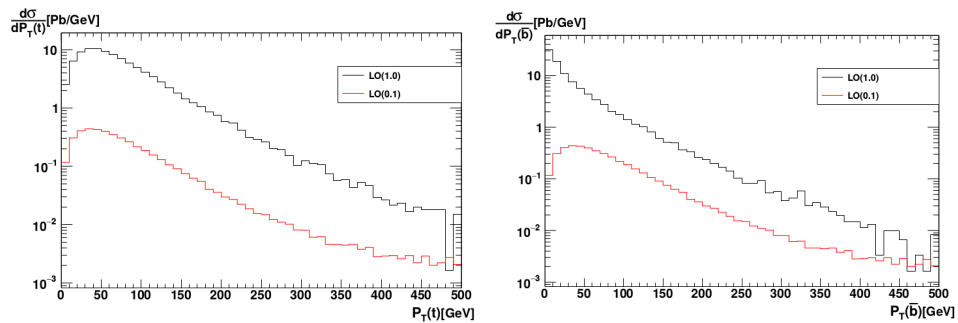


FIGURE 3.6: Section efficace différentielle de top et bottom

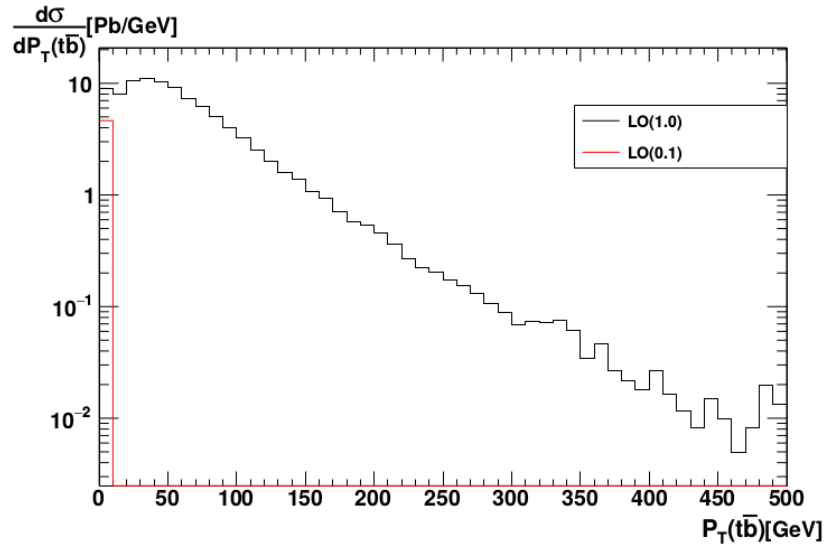


FIGURE 3.7: Section efficace différentielle de l'état finale

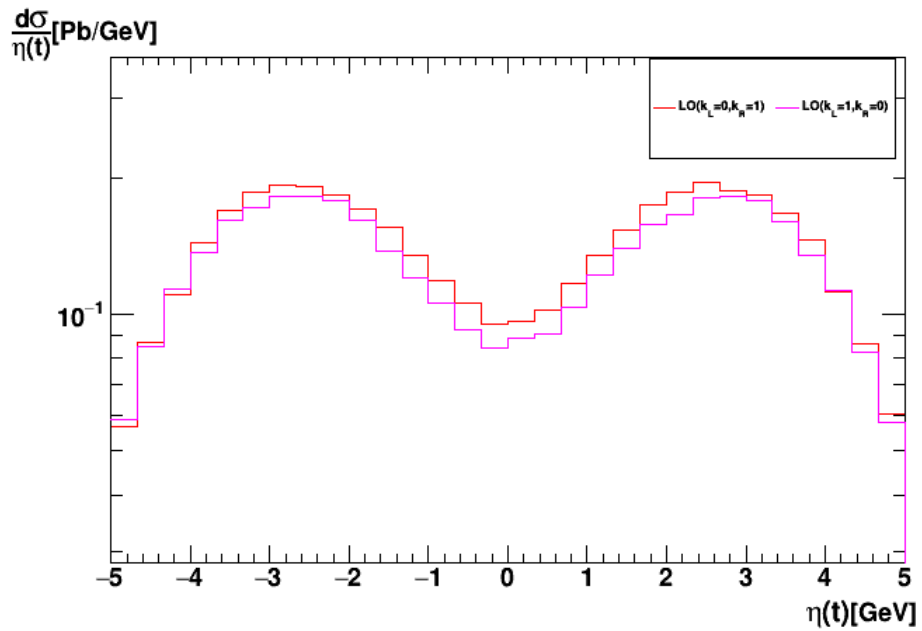
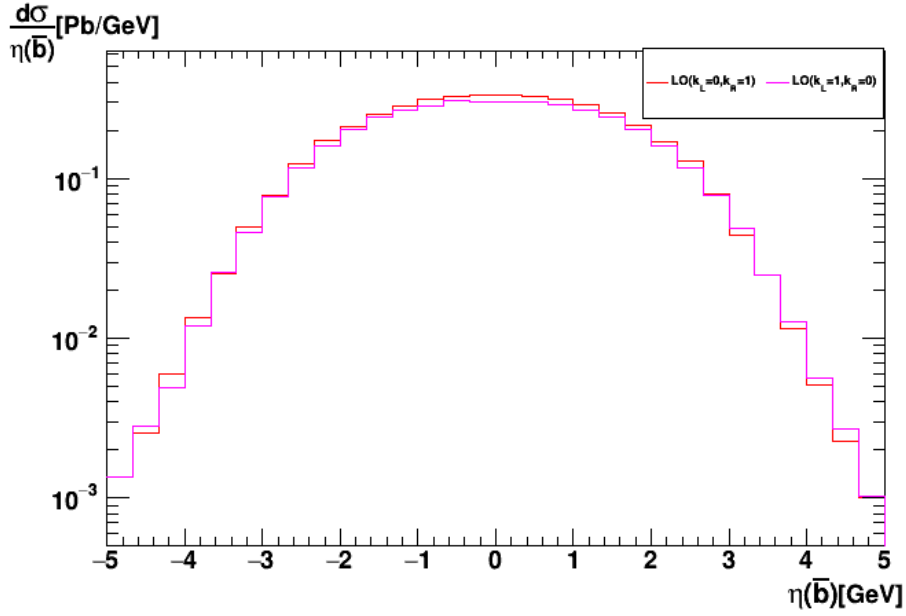


FIGURE 3.8: Section efficace différentielle de top quark en fonction de η

FIGURE 3.9: Section efficace différentielle de bottom quark en fonction de η

Il n'y a pas de grande différence entre les distributions de top et anti-bottom pour la partie gauche et la partie droite. On donne le nombre de bin 50 et 10 GeV par bin.

3.4 Sections efficaces pour d'autres processus

3.4.1 La réaction $p p \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$

$m_{W'}$ (GeV)	$\sigma^{LO(1,1)}$ (pb)
300	4040
700	3695
2000	3795
3000	3798
5000	3794

TABLE 3.4: Section efficace totale en fonction de $m_{W'}$ à l'ordre LO dans $\sqrt{S}=13$ TeV et $\mu = 1$

\sqrt{s} (GeV)	$\sigma^{LO(1,1)}$ (pb)
6000	1668
8000	2252
10000	2831
13000	3687
14000	3967

TABLE 3.5: Section efficace totale en fonction de \sqrt{S} à l'ordre LO ($m_{W'}=2000$ GeV et $\mu = 1$.)

μ	σ^{LO} (pb)
0.1	1856
0.5	3221
1.0	3795
3.0	4642

TABLE 3.6: Section efficace totale en fonction de μ à l'ordre LO ($m_{W'}=2000$ GeV et $\sqrt{S}=13$ TeV)

La valeur de la section efficace décroît lorsque la masse augmente. Aux grandes valeurs de la masse du W' , la valeur de la section efficace devient stable. Ce qui indique que la section efficace ne dépend pas de la masse de W' lorsque les valeurs sont grandes.

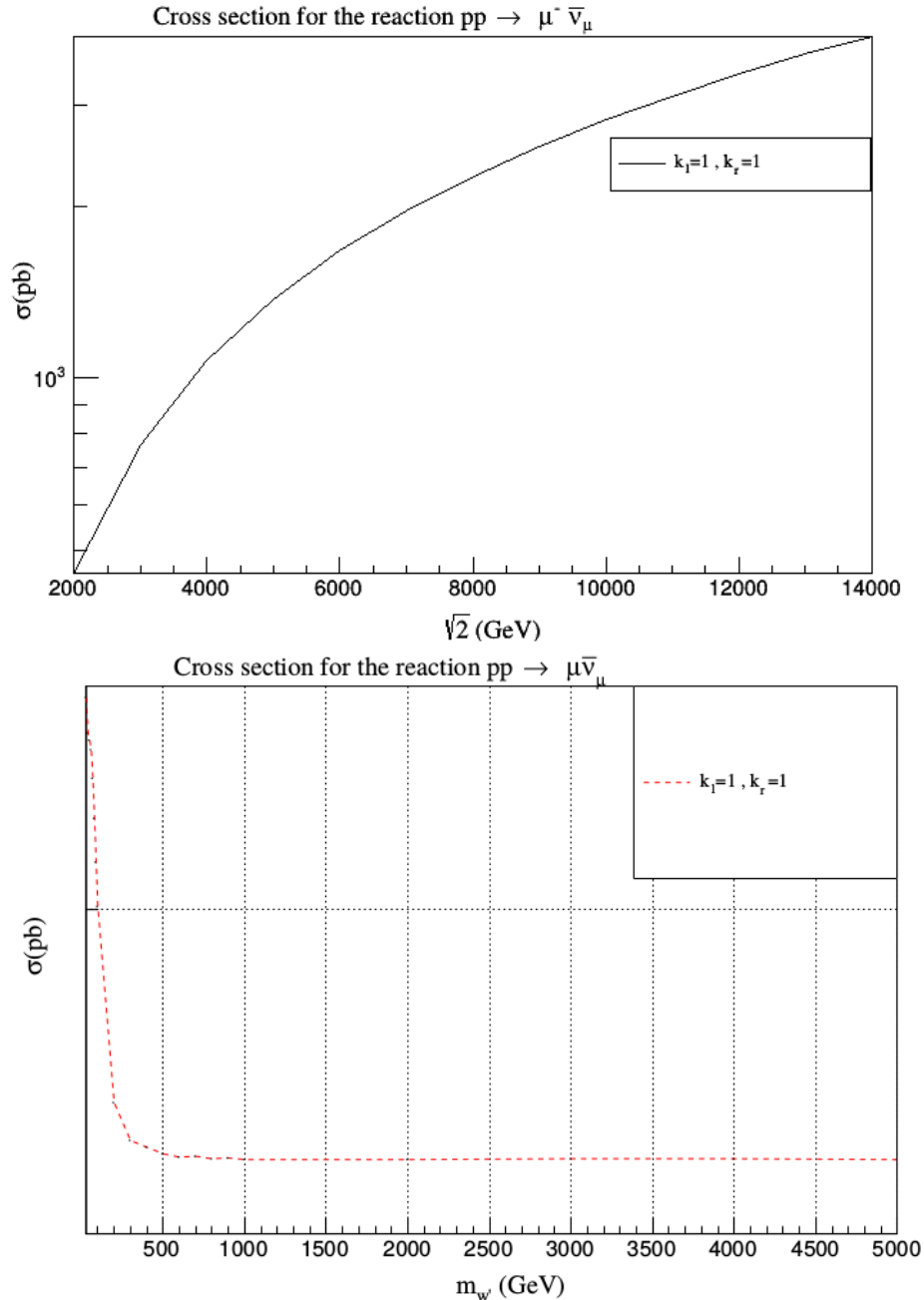


FIGURE 3.10: Variation de Section efficace totale en fonction de \sqrt{S} et $m_{W'}$ à l'ordre LO dans $\sqrt{S}=13$ TeV

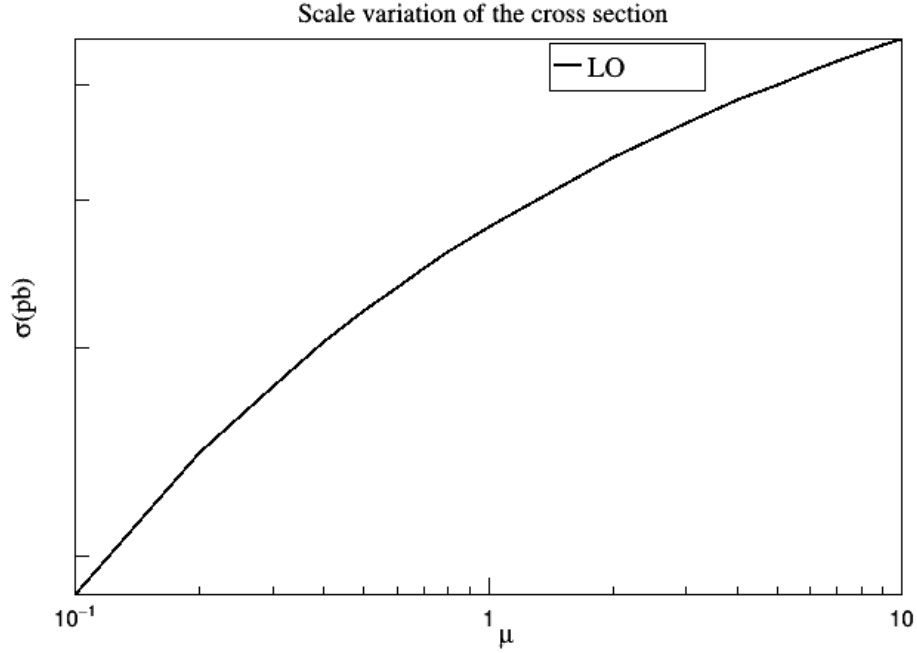


FIGURE 3.11: Variation de Section efficace totale en fonction de μ à l'ordre LO dans $\sqrt{S}=13$ TeV

3.4.2 La réaction $p p \rightarrow t \mu^- \bar{\nu}_\mu$

$m_{W'}$ (GeV)	$\sigma^{LO(1,1)}$ (pb)
300	2,665
700	2,630
2000	2,627
3000	2,628
5000	2,632

TABLE 3.7: Section efficace totale en fonction de $m_{W'}$ à l'ordre LO dans $\sqrt{S}=13$ TeV et $\mu = 1$

\sqrt{S} (GeV)	$\sigma^{LO(1,1)}$ (pb)
6000	0,4047
8000	0,856
10000	1,462
13000	2,624
14000	3,079

TABLE 3.8: Section efficace totale en fonction de \sqrt{S} à l'ordre LO ($m_{W'}=2000$ GeV et $\mu = 1$).

On voit que la section efficace augmente si l'énergie du centre de masse augmente.

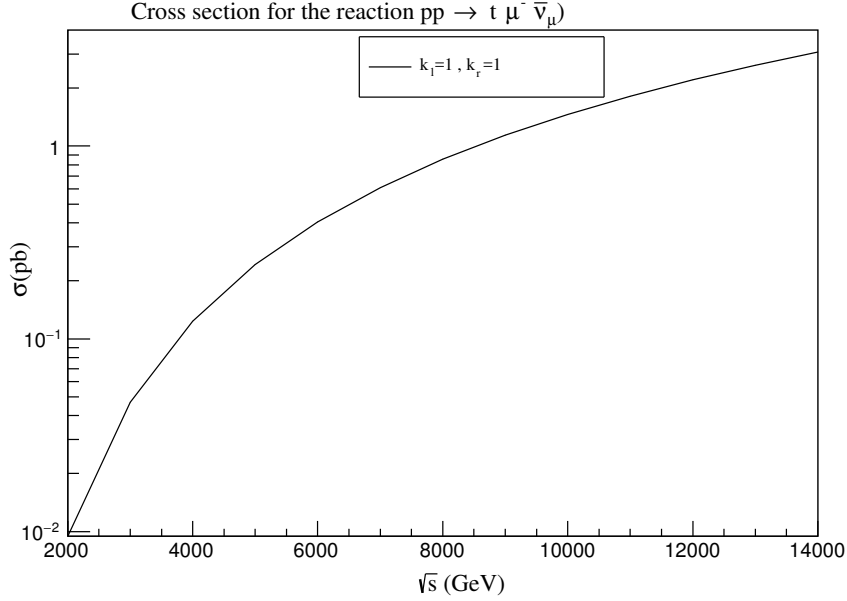


FIGURE 3.12: Section efficace en fonction de \sqrt{S}

3.4.3 La réaction $p p \rightarrow t \bar{b}$ ($t \rightarrow b e^+ \nu_e$)

$m_{W'}$ (GeV)	$\sigma^{LO(1,1)}$ (pb)
300	7,553
700	2,174
2000	0,5394
3000	0,4945
5000	0,4919

TABLE 3.9: Section efficace totale en fonction de $m_{W'}$ à l'ordre LO dans $\sqrt{S}=13$ TeV et $\mu = 1$

\sqrt{S} (GeV)	$\sigma^{LO(1,1)}$ (pb)
6000	0,1595
8000	0,2528
10000	0,3595
13000	0,5381
14000	0,6027

TABLE 3.10: Section efficace totale en fonction de \sqrt{S} à l'ordre LO ($m_{W'}=2000$ GeV et $\mu = 1$).

μ	σ^{LO} (pb)
0.1	0.4442
0.5	0.4895
1.0	0.5025
3.0	0.5158

TABLE 3.11: Section efficace totale en fonction de μ à l'ordre LO ($m_{W'}=2000$ GeV et $\sqrt{S}=13$ TeV)

Nous observons que la section efficace augmente en augmentant la valeur de l'échelle, ce qui signifie qu'elle dépend fortement de cette échelle non-physique.

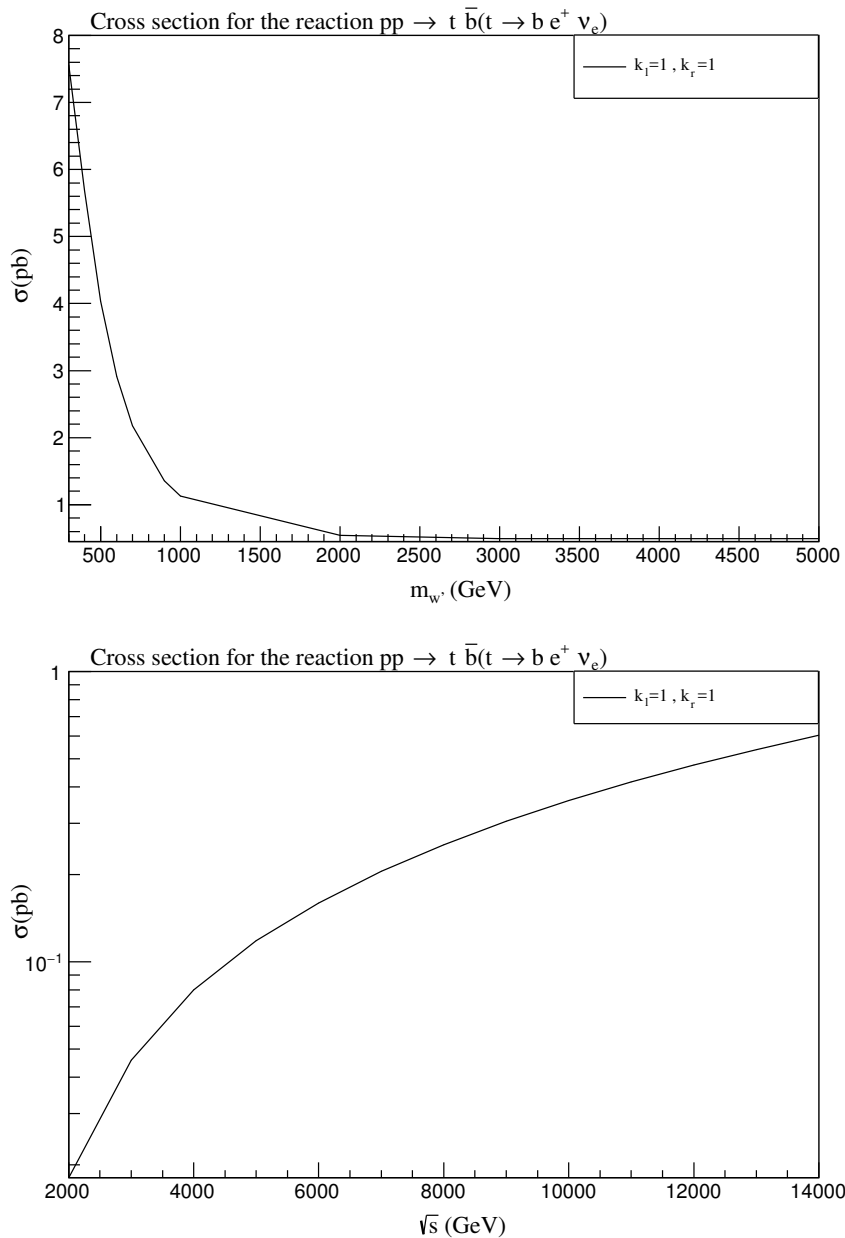
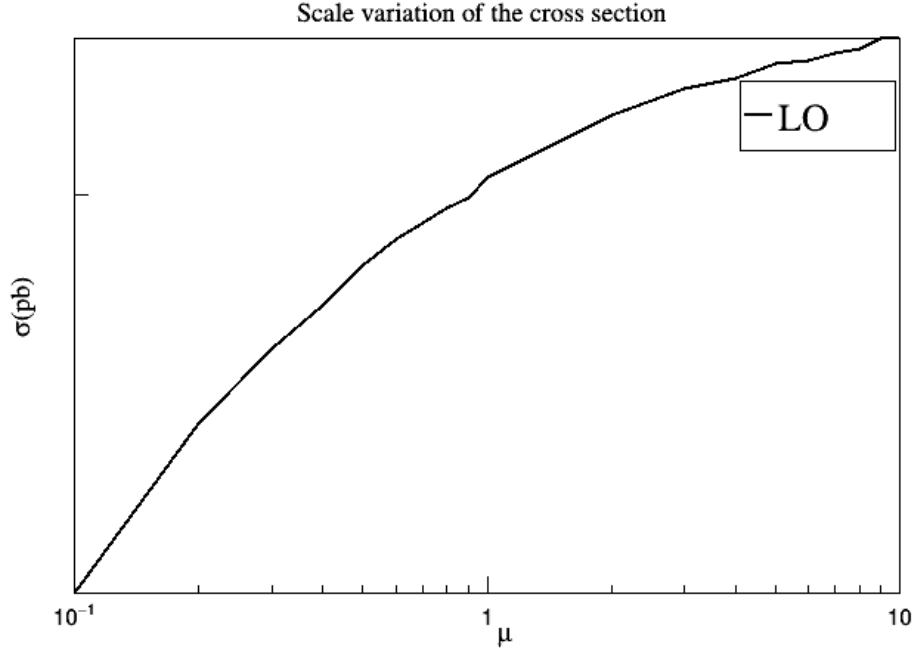


FIGURE 3.13: Section efficace en fonction de $m_{W'}$

FIGURE 3.14: Section efficace en fonction de μ

3.4.4 Production directe de W' : $p p \rightarrow t \bar{t} W'^+$

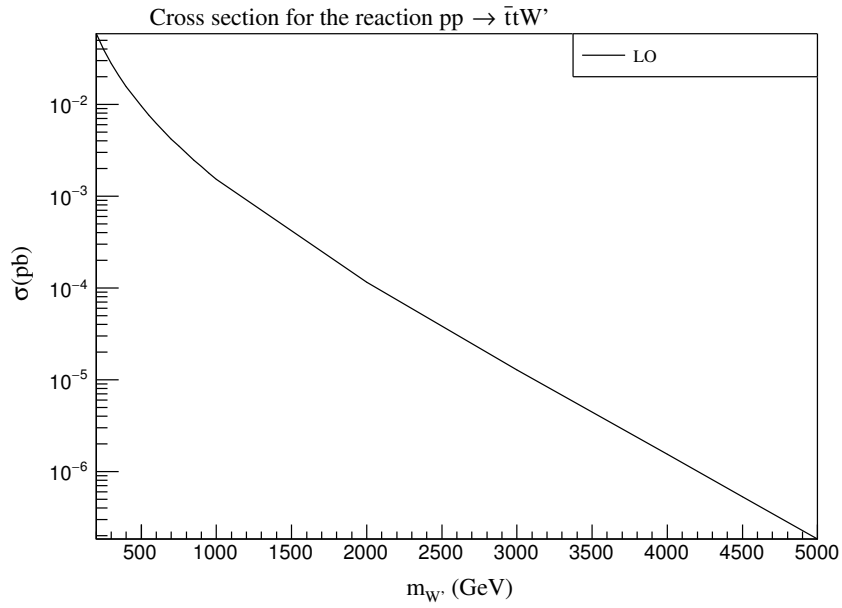
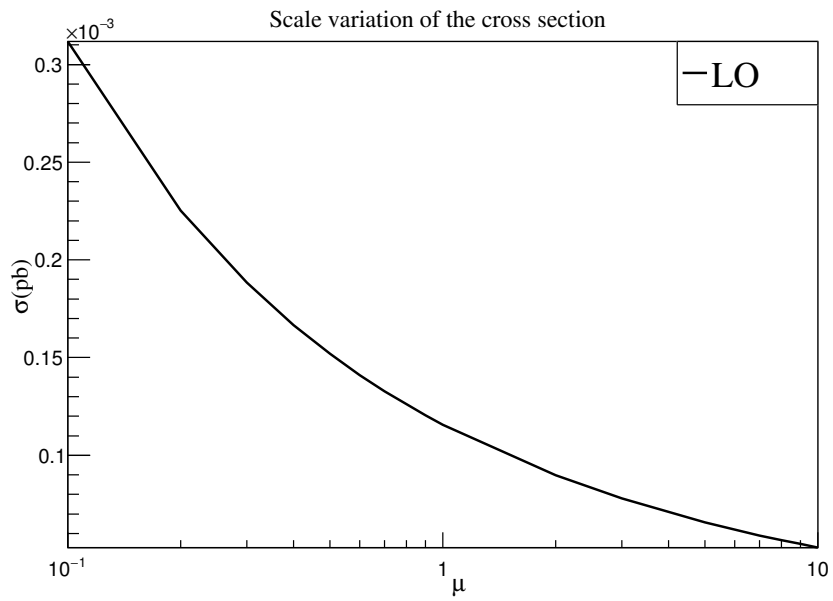
$m_{W'}$ (GeV)	σ^{LO} (pb)
500	0.009551
1000	0.001532
2000	0.0001155
3000	1.283e-05
4000	1.541e-06

TABLE 3.12: Section efficace totale en fonction de $m_{W'}$ à l'ordre LO dans $\sqrt{S}=13$ TeV et $\mu = 1$

μ	σ^{LO} (pb)
0.1	0.0003118
0.5	0.0001521
1.0	0.0001157
6.0	6.1893e-05
10.0	5.278e-05

TABLE 3.13: Section efficace totale en fonction de μ à l'ordre LO ($m_{W'}=2000$ GeV et $\sqrt{S}=13$ TeV)

Dans la production directe, nous notons que la valeur de la section efficace est inversement proportionnelle à la valeur de la masse de W' et de l'échelle μ .

FIGURE 3.15: Section efficace en fonction de $m_{W'}$ FIGURE 3.16: Section efficace en fonction de μ

Production d'un top et d'un bottom à l'ordre NLO

Dans ce chapitre, on utilise les mêmes programmes qu'on a utilisé dans le chapitre 3 pour calculer la section efficace hadronique (de la réaction $p p \rightarrow t \bar{b} + \bar{t} b$) en fonction de la masse du boson W' et les échelles de renormalisation de factorisation. On s'intéresse aussi aux distributions différentielles en P_T des particules de l'état final calculer à l'ordre LO, NLO, LO+PS et NLO+PS (PS : le calcul est interfacé avec parton shower).

La réaction

$$p p \rightarrow t \bar{b} + \bar{t} b \quad (4.1)$$

est très importantes pour explorer la nouvelle physique. Le boson W' est prédit par plusieurs théories au delà du modèle standard. Il se couple avec la troisième génération des quarks. Donc, ce processus est très important pour déterminer le couplage de ce boson de jauge avec les quarks top et bottoms. Cette particule (le top) est caractérisée par une durée de vie moyenne courte et peut être observée dans l'état libre. Du fait de sa désintégration rapide, et c'est la plus lourde des particules élémentaires, ce qui en fait un bon outil pour la recherche de la nouvelle physique à partir de la détermination de ses propriétés : mesure de sa masse, de sa charge, de son spin, de sa durée de vie moyenne ou encore de sa largeur. La question qui suppose pourquoi faire le calcul dans NLO (Next to Leading Order)? Le calcul NLO ou le calcul au delà du l'ordre dominant signifie le terme du second ordre dans un développement limité (comme la section efficace ou le taux de désintégration). Parmi les motivations du calcul NLO à est la réduction de la dépendance des échelles de renormalisation et de factorisation (des échelles non-physiques) par rapport un calcul LO. En plus, le calcul NLO donne des estimations plus précises des observables physique.

4.1 Théorème de factorisation

Dans le chapitre précédent on définit la section efficace hadronique dans le cadre du modèles des partons. On note que l'interaction entre deux partons est soumise à deux comportements : le régime perturbatif qui étudie les interactions de courtes distance ou haute énergie (section efficace partonique) et le régime non perturbatif qui étudie

44 Chapitre 4. Production d'un top et d'un bottom à l'ordre NLO

les interactions de grandes distances ou basse énergie (fonction de distribution partonique), ç.à.d la factorisation de la physique à courte et à longue distance (théorème de factorisation). Un autre avantage de ce théorème à l'ordre NLO est que les divergences infrarouge (soft et colinéaire) qui reste sont absorbé par les PDFs [31, 32, 34, 35].

La production du $t\bar{b}$, à l'ordre NLO, dans les collisionneurs hadroniques est décrite par la théorie de la QCD perturbative. La description d'une collision entre deux protons en utilisant l'approche de factorisation est représenté schématiquement par la Figure 4.1.

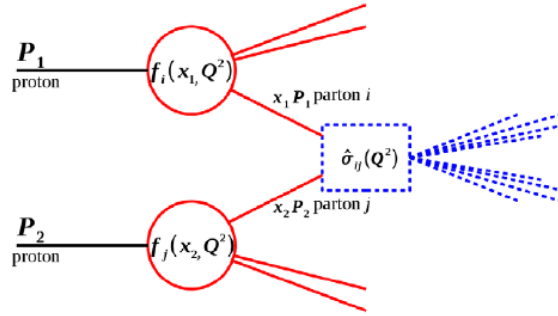


FIGURE 4.1: Description d'une collision dans le cadre de l'approche de factorisation

La section efficace hadronique de production $t\bar{b}$ est donnée par :

$$\sigma^{p_1 p_2 \rightarrow t\bar{b}} = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 f_i(x_1, \mu_F^2) f_j(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}^{ij \rightarrow t\bar{b}}(p_1, p_2, \mu_F^2, \mu_R^2) \quad (4.2)$$

avec μ_F l'échelle de factorisation, μ_R l'échelle de renormalisation, i, j sont les quarks ou les gluons (partons) de l'état initial, $f_{i,j}$ sont les fonctions de distribution partonique, $x_{i,j}$ est la fraction de l'impulsion du hadron portée par le parton i, j et $\hat{\sigma}^{ij \rightarrow t\bar{b}}$ est la section efficace partonique du processus $ij \rightarrow t\bar{b}$.

On définit les fonction de distribution partonique à l'ordre NLO par :

$$F(x, Q^2) = x \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y, Q^2) \left\{ \delta\left(1 - \frac{x}{y}\right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} C_q^{MS} \left(\frac{x}{y}\right) \right\} \\ + x \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \int_x^1 \frac{dy}{y} g(y, Q^2) \left\{ \frac{\alpha_s}{2\pi} C_q^{MS} \left(\frac{x}{y}\right) \right\} \quad (4.3)$$

Dans le schéma \overline{MS} la densité partonique donné par :

$$q(x, \mu^2) = q(x) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} q(y) \left\{ P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) \left[-\frac{1}{\varepsilon} - \ln(4\pi) + \gamma_E + \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right) \right] + C_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) \right\} \\ + \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} g(y) \left\{ P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \left[-\frac{1}{\varepsilon} - \ln(4\pi) + \gamma_E + \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right) \right] + C_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \right\} \quad (4.4)$$

Les fonctions de distribution partonique sont mesurées expérimentalement pour une échelle d'énergie Q_0^2 . Leur évolution est déterminée à travers une équation différentielle appelée **DGLAP**[32]. Voici les équation d'évolution des PDFs :

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} q(x, t) \\ g(x, t) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \begin{pmatrix} P_{qq} \left(\frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) & P_{gq} \left(\frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) \\ P_{qg} \left(\frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) & P_{gg} \left(\frac{x}{y}, \alpha_s(t) \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q(y, t) \\ g(y, t) \end{pmatrix}$$

telque P_{ij} sont les noyaux d'Altarelli-Parisi définit comme [36, 37] :

$$P_{ij}(z, \alpha_s) = P_{ij}^0(z) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{ij}^1(z) + .. \quad (4.5)$$

Ce noyaux vérifient :

$$\begin{aligned} P_{q_i q_j} &= P_{\bar{q}_i \bar{q}_j} \quad , \quad P_{q_i \bar{q}_j} = P_{\bar{q}_i q_j} \\ P_{\bar{q}_i g} &= P_{q_i g} = P_{qg} \\ P_{g \bar{q}_i} &= P_{g q_i} = P_{gq} \end{aligned}$$

Les noyaux d'Altarelli-Parisi positifs pour $x < 1$ et vérifient les relations :

$$\begin{aligned} \int_0^1 P_{qq}^{(0)} &= 0 \\ \int_0^1 x [P_{qq}^{(0)} + P_{gq}^{(0)}] &= 0 \\ \int_0^1 x [2n_f P_{gq}^{(0)} + P_{gq}^{(0)}] &= 0 \end{aligned} \quad (4.6)$$

Donc, l'expressions final de ce noyaux à l'ordre le plus bas sont :

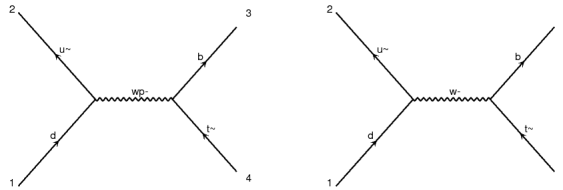
$$\begin{aligned}
 P_{qq}(z) &= C_F \left[\frac{1+z^2}{(1+z)} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right] \\
 P_{qg}(z) &= T_R [z^2 + (1+z)^2], \quad \text{avec } T_R = \frac{1}{2} \\
 P_{gq}(z) &= C_F \left[\frac{1+(1+z)^2}{z} \right] \\
 P_{gg}(z) &= 2N \left[\frac{z}{(1+z)} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) \right] + \delta(1-z) \frac{11N - 4T_F}{6}
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

Dans la QCD perturbative, les divergences softs et les divergence colinéaires de l'état finale se compense si on combine les correction à une boucle et l'émission réelle. Mais il reste des divergences colinéaire de l'état initial. Ces dernier sont absorbé dans les PDF grâce au théorème de factorisation.

4.2 Section efficace partonique à l'ordre NLO

On travaille dans le schéma a 4-saveur (4F). Dans ce schéma, tous les quarks sont supposés de masse nulle sauf les b et t . Pour calculer les corrections de type NLO on suit plusieurs étapes.

- **Processus à l'ordre LO** : On utilise MadGraph pour calculer l'élément de matrice à l'ordre de Born. Les diagrammes de Feynman qui contribuent à l'ordre de Born sont représentée dans la figure suivante :



- **Interférence d'une boucle avec LO** : La correction virtuelle est obtenu en interfaçant les diagramme à une boucle avec les diagrammes de Born, voir la figure 4.2. On note que les diagrammes à une boucle peuvent diverger dans l'ultraviolet. Donc, on doit rajouter les diagramme de contre termes après la renormalisation de la théorie. Cela est fait automatiquement par MadGraph.

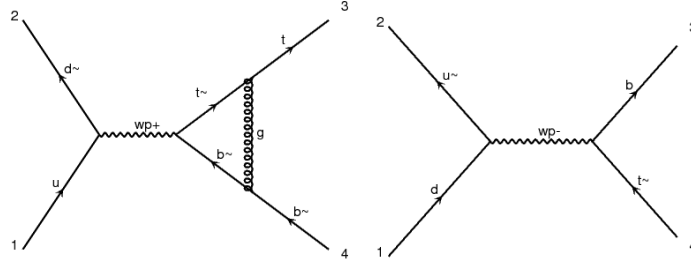


FIGURE 4.2: Exemple de diagrammes de Feynman de la correction virtuels

-L'émission réelle : Les diagrammes de l'émission sont nécessaires pour faire un calcul NLO complet. Elles indispensable pour composer les divergences ifra-rouges (il existe deux catégories : les singularités molles et les singularités colinéaires) de la partie virtuelle. Voici quelque diagrammes de l'émission réelle :

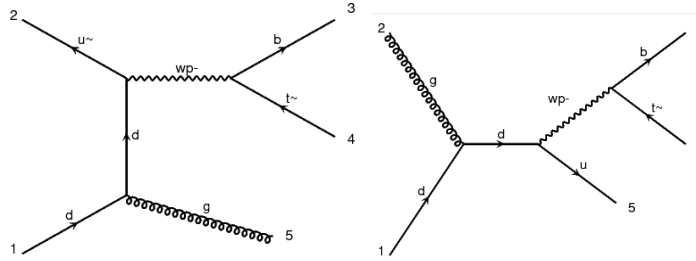


FIGURE 4.3: Exemple de diagrammes de Feynman d'émission réels

Les divergences molles apparaissent si l'énergie d'un parton devient très petite, et les divergence molles (ou softs) si deux partons de masse nulles devient colinéaire (l'angle entre leurs quantités de mouvement devient très petite). Par exemple, si dans un diagramme de Feynman on a un propagateur comme le suivant :

$$\frac{1}{(p_1 + p_2)^2} = \frac{1}{2(E_1 E_2 - |\vec{p}_1| |\vec{p}_2| \cos \theta)} = \frac{1}{2E_1 E_2 (1 - \cos \theta)} \quad (4.8)$$

Si E_1 ou $E_2 \rightarrow 0$ on a une divergence molle, si $\theta \rightarrow 0$ on a une divergence collinaire. La section efficace totale à l'ordre NLO est défini par : comme[34] :

$$\sigma_{NLO} = \sigma_{LO}(\alpha_s(\mu_R), \mu_F) + \sigma_{HO}(\alpha_s^2(\mu_R), \mu_R, \mu_F) \quad (4.9)$$

La contribution de l'ordre de Born est finie

$$\sigma_{LO} = \int_2 d\sigma_{Born} = \int_2 |M_B|^2 \quad (4.10)$$

48 Chapitre 4. Production d'un top et d'un bottom à l'ordre NLO

Par contre σ_{HO} (la contribution de l'ordre supérieur) peut avoir des divergences. C'est la contribution de l'émission réelle et virtuelle :

$$\sigma_{HO} = \int_3 d\sigma_R + \int_2 d\sigma_V \quad (4.11)$$

où σ_R est la section efficace de l'émission réelle et σ_V est la section efficace de la partie virtuelle. La dernière est calculé comme suit :

$$\sigma_V = 2\text{Re}(M_B^*.M_V) \quad (4.12)$$

Après l'intégration sur l'espace des phase on trouve :

$$\sigma_R = A\alpha_s\sigma_{LO}\left(\frac{a}{\varepsilon^2} + \frac{b}{\varepsilon} + c\right) \quad (4.13)$$

$$\sigma_V = A\alpha_s\sigma_{LO}\left(-\frac{a}{\varepsilon^2} - \frac{b}{\varepsilon} - c'\right) \quad (4.14)$$

On voit que si les deux contributions sont combinées, les divergences IR disparaissent. Mais ce n'est pas toujours possible de faire ça analytiquement car, en général, on des centaines de diagrammes de Feynman. Donc, doit utilisé une méthode (méthode de soustraction) qui nous permet d'intégrer numériquement chaque contribution séparément.

4.3 Méthode de soustraction

La méthode de soustraction est une méthode utilisée pour soustraire les divergences des corrections virtuelles et de l'émission réelle. L'idée de cette méthode est de rajouter et soustraire une un terme (contre-terme) qui permet de supprimer les divergences IR de l'mission réelle et virtuelle à la fois[32, 34, 38]. Alors :

$$\sigma_{HO} = \int_3 (d\sigma_R - d\sigma_A) + \int_2 (d\sigma_{A'} + d\sigma_V) \quad (4.15)$$

avec

$$\int_3 d\sigma_A + \int_2 d\sigma_{A'} = 0 \quad (4.16)$$

Le calcul est très compliqué pour le faire à la main. Donc, on utilise le programme Madgraph automatise ces étapes. Pour calculer les boucle, ce package utilise **Madloop**. Ce dernier est un package qui calcule les corrections QCD à une boucle. La méthode de soustraction est automatisé grace au programme **MadFKS**[39].

Voici quelques résultats de la section efficace en fonction de $m_{W'}$ et l'échelle μ de réaction $p p \rightarrow t \bar{b} + \bar{t} b$.

μ	$\sigma^{NLO(1,0)}$ (pb)	$\sigma^{NLO(0,1)}$ (pb)
0.1	269.1 $\left(\begin{smallmatrix} +18.5\% \\ -15.9\% \end{smallmatrix}\right)$	268.7 $\left(\begin{smallmatrix} +18.4\% \\ -15.9\% \end{smallmatrix}\right)$
0.5	202.7 $\left(\begin{smallmatrix} +13.3\% \\ -11.3\% \end{smallmatrix}\right)$	202.2 $\left(\begin{smallmatrix} +12.9\% \\ -11.0\% \end{smallmatrix}\right)$
1.0	178.4 $\left(\begin{smallmatrix} +12.6\% \\ -11.0\% \end{smallmatrix}\right)$	178.5 $\left(\begin{smallmatrix} +12.6\% \\ -11.0\% \end{smallmatrix}\right)$
3	148.4 $\left(\begin{smallmatrix} +12.2\% \\ -10.3\% \end{smallmatrix}\right)$	151.1 $\left(\begin{smallmatrix} +12.3\% \\ -10.4\% \end{smallmatrix}\right)$

TABLE 4.1: Section efficace totale en fonction de μ à l'ordre NLO ($m_{W'}=2000\text{GeV}$ et $\sqrt{S}=14\text{ TeV}$)

$m_{W'}$ (GeV)	$\sigma^{NLO(1,0)}$ (pb)	$\sigma^{NLO(0,1)}$ (pb)
300	742,4 $\left(\begin{smallmatrix} +5.3\% \\ -4.5\% \end{smallmatrix}\right)$	692,2 $\left(\begin{smallmatrix} +4.6\% \\ -4.5\% \end{smallmatrix}\right)$
700	225,5 $\left(\begin{smallmatrix} +10.7\% \\ -9.4\% \end{smallmatrix}\right)$	222,7 $\left(\begin{smallmatrix} +10.3\% \\ -9.2\% \end{smallmatrix}\right)$
2000	179,6 $\left(\begin{smallmatrix} +12.6\% \\ -11.1\% \end{smallmatrix}\right)$	178,7 $\left(\begin{smallmatrix} +12.5\% \\ -10.9\% \end{smallmatrix}\right)$
5000	179,7 $\left(\begin{smallmatrix} +12.8\% \\ -11.2\% \end{smallmatrix}\right)$	176,8 $\left(\begin{smallmatrix} +12.8\% \\ -11.2\% \end{smallmatrix}\right)$

TABLE 4.2: Section efficace totale en fonction de $m_{W'}$ à l'ordre NLO dans $\sqrt{S}=14\text{ TeV}$

Les tableaux 4.1 et 4.2 représentent la variation de la section efficace en fonction de $m_{W'}$ et μ , respectivement nous observons que pour chaque changement de la masse de W' et de l'échelle μ , la valeur de la section efficace diminue (elle devient constante pour des masses très élevées).

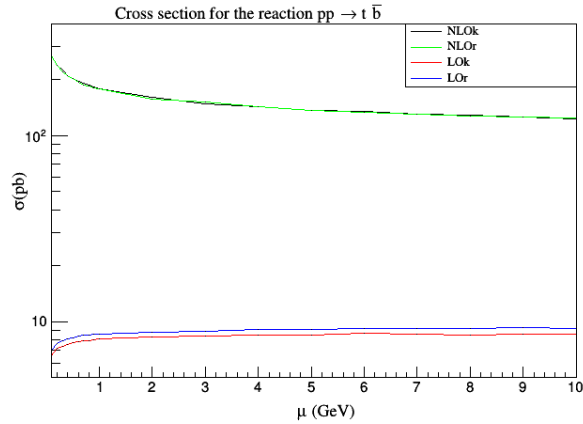


FIGURE 4.4: Variation d'échelle de la section efficace totale à l'ordre LO et NLO ($m_{W'}=2000\text{GeV}$ et $\sqrt{s}=7\text{ TeV}$)

Résultat de la désintégration $W' \rightarrow t \bar{b}$

$m_{W'}(\text{GeV})$	$\Gamma^{LO}(\text{GeV})$	$\Gamma^{NLO}(\text{GeV})$
1000	8.069	8.399
2000	16.71	17.18
3000	25.22	25.83
4000	33.7	34.53

TABLE 4.3: Le taux de désintégration en fonction de $m_{W'}$ à l'ordre LO et NLO

Le tableaux 4.3 représente la variation de la section efficace en fonction de $m_{W'}$ à l'ordre LO et NLO, nous remarquons que pour chaque changement du masse de W' , la valeur de la section efficace augmente.

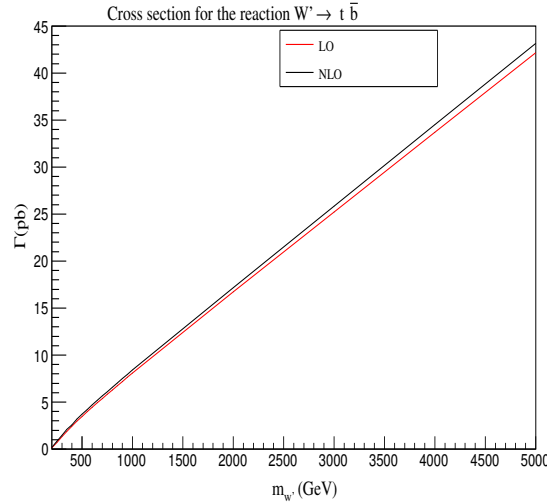


FIGURE 4.5: Variation de taux de désintégration en fonction de $m_{W'}$ à l'ordre LO et NLO

4.4 Parton shower

Parton Shower est une série d'émission de partons par les particules de l'état initial et final d'un processus donné à haute énergie. La particule entrante émis plusieurs nouvelles particules (des jets) avec moins d'énergie. De la même manière, ces particules produisent d'autres particules de basse énergie. A très basse énergie, l'émission de partons s'arrête due au phénomène de confinement et l'hadronisation commence. L'Hadronisation est le processus de formation des hadrons à partir des quarks et des gluons, ceci se produit quand les partons à basse énergie se confine pour former les hadrons. En général, les hadrons produits ne sont pas sables donc ils se désintègre, voir la

figure 4.6. Dans notre cas, on utilise pythia8[40] comme parton shower. Ce générateur d'événement de simuler les phénomène suivant :

- Émission de partons (état initial et final)
- Hadronisation
- Désintégration

Le parton shower est très important au moins pour trois raisons :

- Il donne une simulation de ce qui se passe dans les détecteur. Car dans une collision, on peut détecter des milliers de particules voir 4.6
- Dans le calcul LO et NLO, on peut considérer un nombre limité de particules dans l'état final. Si le nombre de particule augment, le calcul devient technique très compliquer (impossible de le faire). Mais le parton shower, même s'il est juste une approximation dans la limite soft et collinaire, il permet de considérer un nombre très grand de particules dans l'état final.
- Théoriquement le parton donne des prédiction fiable à basse énergie mieux que le calcul LO et NLO (ou ils divergent).

Voici le schéma qui résume cette le parton shower :

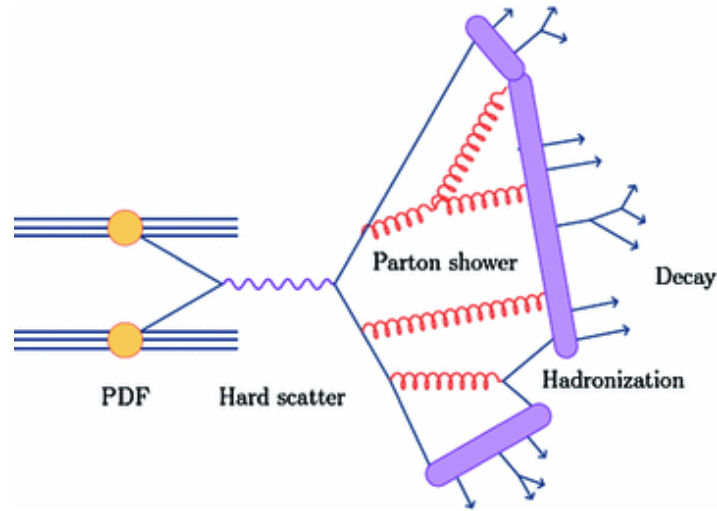


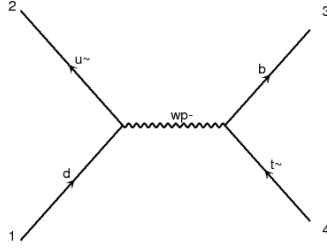
FIGURE 4.6: Parton shower, hadronisation et désintégration

4.5 Calcul LO+PS et NLO+PS

Le parton shower donne une approximation de la section efficace dans la limite collinéaire. Par exemple, si on note la section efficace à l'ordre de Born de notre processus σ_2 , voir le diagramme de Feynman

$$\sigma_2 = \int |M_B|^2 \quad (4.17)$$

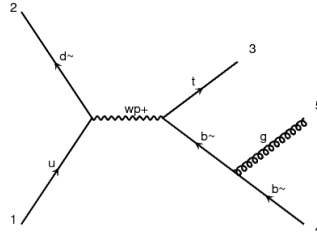
52 Chapitre 4. Production d'un top et d'un bottom à l'ordre NLO



On peut montrer que la section efficace de l'émission d'un seul parton par ce diagramme dans la limite colinéaire s'écrit

$$d\sigma_{2+1} = d\sigma_2 \left(\frac{dt}{t} dz \frac{\alpha_s}{2\pi} \hat{P}_{ba}(z) \right) \quad (4.18)$$

avec t est la virtualité de la émetteur, \hat{P} sont les noyaux d'Altarelli-Parisi (quantité universelle) et z est une fraction d' énergie $\frac{E_b}{E_a}$



Dans le cas de l'émission de deux parton, on peut montrer que

$$d\sigma_{2+2} = d\sigma_2 \left(\frac{dt}{t} dz \frac{dt'}{t'} dz' \left(\frac{\alpha_s}{2\pi} \right)^2 \hat{P}_{ba}(z) \hat{P}_{db}(z') \right) \quad (4.19)$$

En général et après plusieurs émissions, on a :

$$d\sigma_{2+n} = d\sigma_2 \Delta(Q_1, Q_2) \quad (4.20)$$

avec

$$\Delta(Q_1, Q_2) = \exp \left[-\frac{\alpha_s}{2\pi} \int_{Q_2^2}^{Q_1^2} \frac{dt}{t} \sum_b \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} dz \hat{P}_{ba}(z) \right] \quad (4.21)$$

Dans la suite, on compare la section efficace différentielle en P_T du top quark, de l'anti-bottom quark et des deux particules de l'état final. Le calcul est fait dans les approximations suivante : LO, NLO, LO+PS et NLO+PS.

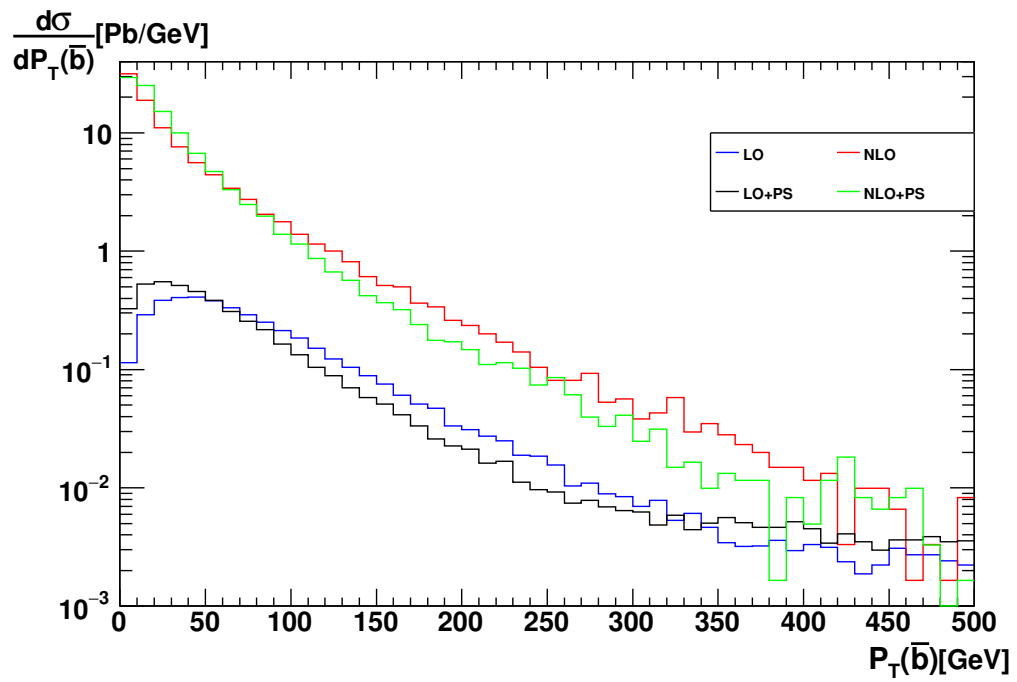
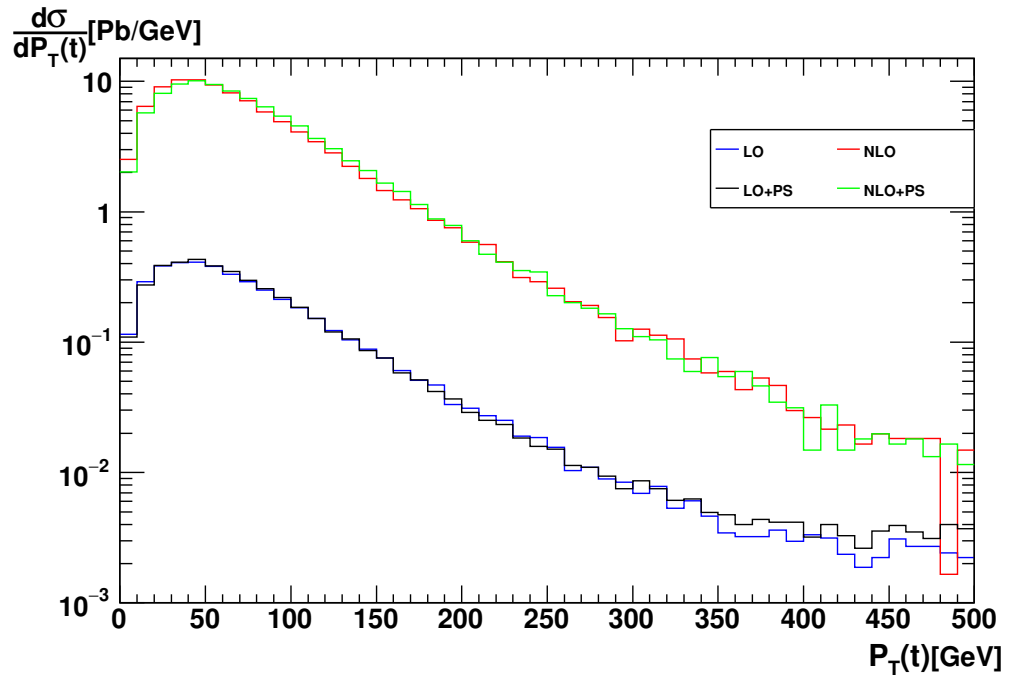


FIGURE 4.7: Section efficace différentielle de top et anti-bottom quark

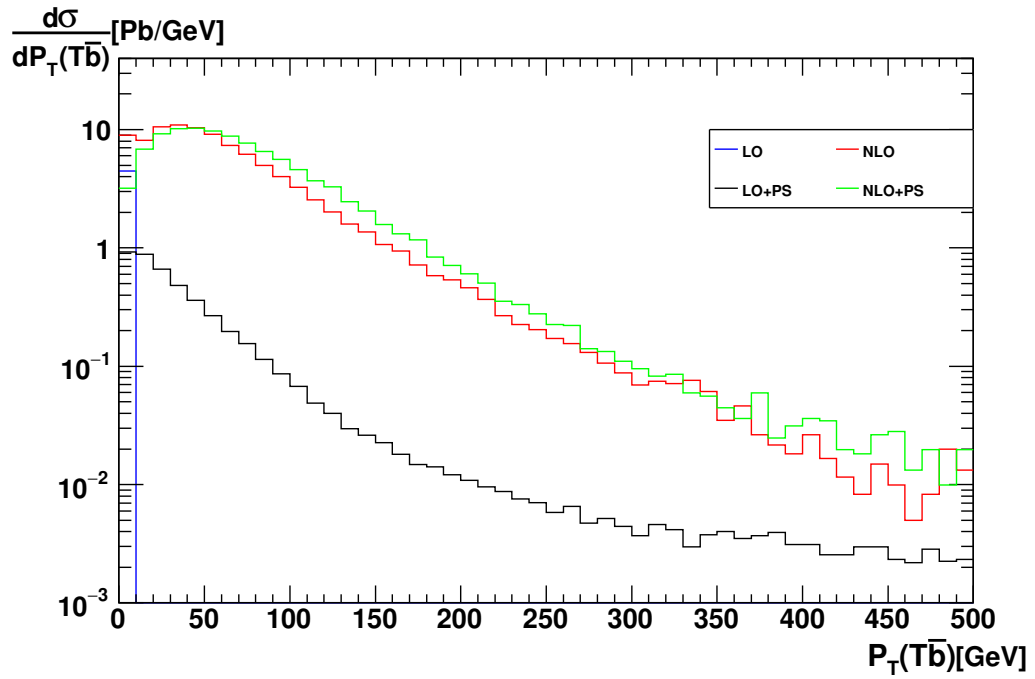


FIGURE 4.8: Section efficace différentielle de l'état finale

On observe que la différence entre les distributions du top quark et anti-bottom est petit entre $fLO(fNLO)$ et $LO + PS(NLO + PS)$ pour le moment transverse. Par contre, on observe une grande différence entre $fLO(t\bar{b})$ et $(LO + PS)\{t\bar{b}\}$. On note que dans ce cas, le nombre de bin est 50 (donc 10 GeV par bin).

CHAPITRE 5

Conclusion

Dans ce travail, j'ai étudié le modèle standard. J'ai expliquer comment le mécanisme de brisure spontané de symétrie et comme les quarks sont inclus dans ce modèle. J'ai étudié une extension de cette théorie qui prédit l'existence d'un nouveau boson de jauge le W' . Ce dernier est prédit par plusieurs théories au delà du modèle standard comme : little Higgs, les théories aux dimensions supplémentaires ... etc.

J'ai étudié la production directe et indirecte de ce boson W' dans le grand collisionneur hadronique LHC à l'ordre de Born (LO) pour les réactions suivantes :

$$\begin{aligned} p p &\rightarrow t \bar{b} + p p \rightarrow \bar{t} b \\ p p &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \\ p p &\rightarrow t \mu^- \bar{\nu}_\mu \\ p p &\rightarrow t \bar{b} \quad (t \rightarrow b e^+ \nu_e) \\ p p &\rightarrow t \bar{t} W'^+ \end{aligned}$$

J'ai étudié la réaction la production d'un top et d'un botthom quarks, en présence d'un W' , à l'ordre NLO :

$$\begin{aligned} p p &\rightarrow t \bar{b} + p p \rightarrow \bar{t} b \\ W' &\rightarrow t \bar{b} \end{aligned}$$

J'ai utilisé le programme du calcul automatique MadGraph et le modèle UFO VPrime NLO pour calculer la section efficace hadronique et les distribution différentielles.

J'ai étudié aussi l'effet de parton shower (Pythia8), à l'ordre LO et NLO, sur la production du top et du bottom quarks au LHC. J'ai montrer que le calcul NLO est meilleur que le calcul dans LO, et le calcul NLO+PS est plus précis que le calcul LO et NLO.

Bibliographie

- [1] J. Gross and F. Wilczek, Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories, Phys. Rev. Lett. 30, Issue 26, (1973) (Cit page 1.)
- [2] S. Glashow, Partial-symmetries of weak interactions, Nucl. Phys. 22, (1961) 579. (Cit page 1.)
- [3] A. Salam and J.C. Ward, Electromagnetic and weak interactions, Phys. Rev. Lett. 13, (1964)168. (Cit page 1.)
- [4] S. Glashow, I. Iliopoulos and L. Maini, Weak interactions with lepton-hadron symmetry, Phys. Rev. D2, (1970) 1285. (Cit page 1.)
- [5] L. Evans and P. Bryant, LHC machine, JINST 3 (2008) S08001 (Cit pages 1 et 23.)
- [6] T. Guillemin, Vers une mesure de la section efficace de production inclusive du boson W en électron-neutrino dans l'expérience ATLAS au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex], Université de Savoie, 2009. Français.p.6.7.18. (Cit pages 4, 6 et 16.)
- [7] H. Fritzsch et M. Gell-Mann, Current algebra : quarks and what else?, Proc. XVI Int. Conf. on High Energy Physics (1972). (Cit page 6.)
- [8] P. Aurenche, J. Ph. Guillet, THE UNIFIED MODEL OF ELECTROMAGNETIC AND WEAK INTERACTIONS, LAPTh, Université de Savoie, CNRS, B.P. 110 F-74941 Annecy-le-Vieux Cedex, France.p.4. (Cit page 6.)
- [9] S. Weinberg, A model of leptons, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264. (Cit page 6.)
- [10] A. Salam, Weak and electromagnetic interactions, Elementary Particle Theory, W. Svartholm, ed., Almqvist and Wiksell, Stockholm (1968). (Cit page 8.)
- [11] P.W. Higgs, Broken symmetries, massless particles and gauge fields, Phys. Lett. 12 (1964) 132–133. (Cit page 9.)
- [12] P.W. Higgs, Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons, Phys. Rev. 145 (1966) 1156–1163. (Cit page 9.)
- [13] F. Englert et R. Brout, Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 321–322. (Cit page 9.)
- [14] M. Kobayashi et T. Maskawa, CP violation in the renormalizable theory of weak interaction, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652. (Cit page 14.)
- [15] N. Cabibbo, Unitary symmetry and leptonic decays, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531. (Cit page 14.)
- [16] Marleau, L. (2000), introduction a la physique des particules. Notes de cours.p.275-293. (Cit page 7.)

- [17] Morii, T., Lim, C., S. Mukherjee, S.N (2004), The physics of the standard model and Beyond. World scientificchap4.p.55-84. (Cit page 8.)
- [18] Geoffrey Gilles, Recherche de résonances $W' \rightarrow t \bar{b}$ dans le canal lepton plus jets avec le détecteur ATLAS au LHC, **Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2015. Français.p.17.18.25.26.** (Cit pages 16, 22 et 25.)
- [19] Fei Huang, Hong-Lei Li, Shi-Yuan Li, Zong-Guo Si, Wei Su, and Zhong-Juan Yang, Search for W' signal in single top quark production at LHC, **arXiv :1710.09984v1p.1.2.3.** (Cit page 16.)
- [20] O. Klein, Z. Phys. 37, 895 (1926), [Surveys High Energ. Phys. 5, 241 (1986)], doi :10.1007/BF01397481. (Cit page 16.)
- [21] H. Georgi and S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32, 438 (1974), doi :10.1103/PhysRevLett.32.438. (Cit page 16.)
- [22] R. N. Mohapatra and J. C. Pati, Phys. Rev. D 11, 566 (1975), doi :10.1103/PhysRevD.11.566. (Cit page 17.)
- [23] T. Han, H. E. Logan, B. McElrath and L. T. Wang, Phys. Rev. D 67, 095004 (2003), doi :10.1103/PhysRevD.67.095004, [hep-ph/0301040]. (Cit page 17.)
- [24] Benjamin Fuks and Richard Ruiz, A Comprehensive Framework for Studying W' and Z' Bosons at Hadron Colliders with Automated Jet Veto Resummation, arXiv :1701.05263v2. (Cit page 17.)
- [25] A. Alloul, N. D. Christensen, C. Degrande, C. Duhr and B. Fuks, FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology, Comput. Phys. Commun. 185 (2014) 2250 [hep-ph/1310.1921]. (Cit page 17.)
- [26] Buckley, A., Ferrando, J., Lloyd, S., Nordstram, K., Page, B., Rufenacht, M., ...Watt, G. (2015), LHAPDF6 : parton density access in the LHC precision era. The European Physical Journal C, 75(3), 1-20, **arXiv :1412.7420v2p.1.2.** (Cit page 22.)
- [27] N. Bousson, Recherche de nouveaux quarks lourds avec l'expérience ATLAS a u LHC - Mise en oeuvre d'algorithmes d'identification de jets issus de quarks b. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. **Aix-Marseille Université, 2012. Français.p.34.35.41.42.** (Cit page 23.)
- [28] Campbell, J. M., Ellis, R. K., Williams, C. (2011), Vector boson pair production at the LHC. Journal of High Energy Physics, 2011p.61.62. (Cit page 25.)
- [29] Alexander Hsien and Eran Yehudai, HIP- Symbolic High-Energy physics Calculations, Stanford linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, California. (Cit page 26.)
- [30] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S. Shao, T. Stelzer , P. Torrielli, M. Zaro. The automated computation of tree-level

- and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations, arXiv :1405.0301v2. (Cit page 27.)
- [31] Campbell, J. M., Huston, J. W., Stirling, W. J. (2006), Hard interactions of quarks and gluons : a primer for LHC physics. Reports on Progress in Physicsp.5. (Cit page 44.)
- [32] Zidi,M.S (2010), Structure des Divergences Infrarouges dans Les Th eories de Jaugep.46.82. (Cit pages 44, 45 et 48.)
- [33] Shrihari Gopalakrishna, Tao Han, Ian Lewis, Zong-guo Si, Yu-Feng Zhou, Chiral couplings of W' and top quark polarization at the LHC, **arXiv :1008.3508v2**. (Non cit
- [34] Grégory Sanguinetti, Calcul de la production d'une paire de bosons de jauge faible associée à un jet à l'approximation au-delà des logarithmes dominants. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex].**Université de Savoie, 2008. Français**.p.13-15/62/70-75 (Cit pages 44, 47 et 48.)
- [35] J. C. Collins, D. E. Soper, G. Sterman, Factorization of Hard Processes in QCD, arXiv :hep-ph/0409313v1 (2004). (Cit page 44.)
- [36] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B126, 298 (1977). (Cit page 45.)
- [37] R. K. Ellis et al ,QCD and Collider Physics, CombridgeMonographs on particle physics, nuclear physics and cosmology (1996). (Cit page 45.)
- [38] S. Catani and M. H. Seymour, Nucl. Phys. B 485 (1997) 291 [Erratum-ibid. B 510 (1997) 291] [hep-ph/9605323]. (Cit page 48.)
- [39] Mohamed Sadek Zidi, NLO QCD corrections to single vector-like top partner production in association with top quark at the LHC, LPTTh, Department of Physics, University of Jijel, Algeria, arXiv :1805.04972v1. (Cit page 48.)
- [40] Torbjörn Sjöstrand, Stefan Ask, Jesper R. Christiansen, Richard Corke, Nishita Desai, Philip Ilten, Stephen Mrenna, Stefan Prestel, Christine O. Rasmussen, Peter Z. Skands, An Introduction to PYTHIA 8.2, arXiv :1410.3012. (Cit page 51.)