



N° d'ordre :

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

Université de M'sila
Faculté des Sciences
Département de Physique

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de :

MASTER

Domaine : **Sciences de la matière**

Filière : **Physique**

Option : **Physique des Particules à haute Energie**

Par

**MANSOUR HOUDA
THEME**

Modèle 331 et la violation CP dans le secteur leptonique

Soutenue le : 25/06/2013

Devant le jury composé de :

S. KALLI	MAA Univ. de M'sila	Président
M. BOUSSAHEL	MCA Univ. de M'sila	Rapporteur
A. METATELA	MAA Univ. de M'sila	Examineur

Promotion Juin 2013

Remerciements

Je remercie Dieu le tout puissant pour m'avoir donné toute cette force et ce courage pour faire aboutir ce travail. Mes remerciements aussi à: Mon frère Wahid et sœurs, mon père Mansour Salim et mon mère Mokeran Nora qu'ils soient remerciés pour leurs encouragements durant toute la période d'élaboration de ce travail. Je tiens à remercier mon directeur de mémoire le Dr BOUSSAHEL Mounir pour m'avoir soutenue et encouragée tout au long de mes recherches et pour m'avoir inspirée et guidée durant le cheminement de ce travail ce mémoire n'aurait pas vu le jour sans sa détermination à mener à bien ce projet il a fait preuve d'une largesse d'esprit exemplaire J'ai le plaisir de remercier les docteurs KALLI & METATLA pour leurs travaux, qu'ont permis d'améliorer la qualité de mon travail. Je suis très reconnaissante à mes enseignants Maireche, Redhouane, Deghefel, Nakab, Salmi et Dababi. Mes remerciements à Yasser, Somia Kara, Samia Medjenah, Fatima Zahera Haj Ali, Maraim Drouch, Khadidja laifa, Nabil et Sara. A tous mes collègues aussi de l'école de Master que je remercie vivement.

MANSOUR HOUDA

Dédicace

Je dédie ce travail à mon père Mansour Salim et mon mère Mokran Nora qui ont vraiment souffert pour moi. Pour mon frère Wahid et soeurs Mouchira, Abir, Sara, Manar. À mon grand mère et mes cousines surtout Moukran Nabil. Pour tous mes enseignants et mes amis en particulier: Yasser, Mariem, Fatima Zohera, Samia, Khadidja, Somia Kara, Ahlam, Badra, Fatoum, Samah, Basma, Monira et Kawther.

Table des matières

Introduction	5
1 Le Modèle Standard	6
1.1 Introduction	6
1.2 Les particules élémentaires dans le modèle standard	6
1.2.1 Fermions	7
1.2.2 Bosons :	8
1.3 Types d'interaction dans le modèle standard :	9
1.3.1 Interactions électromagnétiques :	9
1.3.2 Interactions faibles :	10
1.3.3 Interaction forte :	10
1.3.4 Interactions gravitationnelles :	11
1.4 Différents types de symétries :	11
1.4.1 Symétries discrètes :	12
1.4.2 Symétries d'espace-temps :	12
1.4.3 Symétries internes :	12
1.5 Les interactions électrofaible et les champs physique :	12
1.6 Lagrangien du modèle standard :	13
1.6.1 Secteur de Yang -Mills :	13
1.6.2 Le secteur de Dirac :	14
1.6.3 Secteur de Higgs :	16
1.6.4 Secteur de Yukawa :	17
1.7 Brisure des symétries de jauge :	18
1.8 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible :	18
1.8.1 Mécanisme de Higgs :	18
1.8.2 Masses des Bosons de jauge :	21
1.8.3 Masses des fermions :	24

2	La violation CP dans le modèle standard et le modèle de Seesaw	27
2.0.4	Introduction	27
2.1	La violation CP dans le modèle standard	28
2.1.1	Matrice de Cabibbo	29
2.1.2	Matrice Cabibbo-Kobayashi et Masekawa	32
2.2	Différents modèles de masses de neutrinos	38
2.2.1	Masse de Dirac :	38
2.2.2	Masse de Majorana :	39
2.3	Mécanisme de seesaw	44
2.4	Matrice PMNS	45
3	Modèle 331 et Violation CP dans le secteur leptonique	48
3.1	Introduction	48
3.2	Représentations de fermions :	49
3.3	Secteur de jauge	50
3.4	Champs de Higgs	51
3.5	Assignement du nombre leptonique	52
3.6	Brisure vers le modèle standard	52
3.7	331 brisure de la symétrie et les conditions de jauge resultantes . .	53
3.8	La violation de CP dans le secteur leptonique	53
3.8.1	Masses des leptons et mixage :	54
	Conclusion	58
	Annexe : Intitulé de l'annexe	62

Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules qui établit les propriétés des particules élémentaires a été remarquablement confirmé par les expériences auprès des accélérateurs. Malgré ses succès, un grand nombre de problèmes restent sans solution. Par exemple, le modèle standard ne prédit pas les propriétés du neutrino telles que sa masse ou sa nature. Le neutrino, ne portant pas de charge électrique, peut être représenté par un champ de Dirac, ou de Majorana auquel (see-saw) cas le neutrino et l'antineutrino sont une même particule.

L'observation d'oscillations entre les différents saveurs de neutrinos implique l'existence de masses pour ceux-ci alors que le modèle standard les considère comme des particules non massives. Parmi d'autres possibilités, ces masses peuvent être générées en ajoutant un nombre minimal de particules par le biais de mécanismes regroupés sous le nom de "seesaw" ou balançoire.

Une extension du modèle standard s'avère très importante, il existe déjà des modèles avec des groupes de jauge plus larges tel que $SU(5)$, $SO(10)$, E_6 mais dans ce mémoire on a préféré étudier des extensions assez voisines du groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, par les groupes $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ qui ont des propriétés très importantes tel que l'annulation des anomalies chirales, où l'oscillation et on peut même générer des masses aux neutrinos sans sortir du cadre de ces modèles.

Dans le but de comprendre la violation CP dans ce genre de modèles $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ et étudier ses prédictions, on présente ce manuscrit qui est organisé comme suit : après l'introduction générale

Dans le premier chapitre on présente une étude détaillée du modèle standard [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9].

Dans le deuxième chapitre, on a vu en détail comment générer la source de la violation CP à partir de la matrice de Kobayashi Maskawa qui est la justification théorique de son existence dans le cadre du modèle standard, et aussi on présente une étude du modèle de see-saw qui est une toute petite extension du modèle standard et qui s'intéresse surtout au secteur leptonique, où on a essayé de

comprendre la manière d'avoir la matrice PMNS qui est une matrice semblable à celle de KM avec des phases de plus [10, 11, 12, 13].

Dans le troisième et dernier chapitre, On présente quelques propriétés des modèles 331 tel que les représentations par rapport au groupe de jauge, la répartition des fermions, la brisure de la symétrie, le développement du lagrangien surtout le terme de Yukawa et finalement on a développé d'une façon détaillée les différentes matrices semblables à celles de KM ou PMNS [14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21].

Chapitre 1

Le Modèle Standard

1.1 Introduction

La théorie quantique et relativiste qui décrit dans un cadre unifié les interactions électromagnétique, faible et forte des particules élémentaires et appelée le modèle standard. La structure du modèle standard est basée sur la notion mathématique de théorie de jauge ou plus généralement sur les notions de symétrie. Le groupe de symétrie du modèle standard est plus compliqué et il est noté $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Le modèle standard de la physique des particules est la théorie actuelle qui permet d'expliquer tous les phénomènes observables à l'échelle des particules. Le modèle standard englobe donc toutes les particules connues ainsi que les trois interactions ayant un effet à l'échelle des particules : l'interaction électromagnétique, l'interaction forte et l'interaction faible. Le modèle standard permet donc d'expliquer la plus part des phénomènes naturels sauf la gravitation. Le modèle standard contient deux interactions distinctes : l'interaction forte expliquée par QCD et l'interaction électrofaible qui est une unification de l'interaction faible et de l'électromagnétisme. Il était introduit par Glashow, Salam, Weinberg pour décrire les interactions électrofaibles. Cette interaction unifié par le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le modèle standard prédit aussi l'existence du boson de Higgs.

1.2 Les particules élémentaires dans le modèle standard

Ce modèle standard explique de quoi la matière est faite et comment ses constituants interagissent. Dans le modèle standard, il existe trois grandes caté-

gories de particules élémentaires : les quarks, les leptons et les bosons de jauge. A chaque particule correspond une antiparticule avec la même valeur de masse, le même spin, la même durée de vie, et des charges électriques opposées.

1.2.1 Fermions

Les particules de matière, de moment magnétique intrinsèque ou le spin est demi-entier obéissant à la statistique de Fermi-Dirac, où deux fermions identiques ne peuvent pas occuper le même état quantique, c'est le principe d'exclusion de Pauli, d'où leur nom de fermions avec des fonctions d'onde antisymétriques, apparaissent en trois familles. La première famille forme la matière ordinaire : les leptons qui sont l'électron et le neutrino électronique, ainsi que les deux quarks up et down qui composent la matière nucléaire, protons et neutrons. Les deux autres familles en sont des répliques parfaites : les leptons et les quarks qui les constituent ont exactement les mêmes nombres quantiques mais des masses plus élevées, le μ se désintègre en e et ν_e de la première génération qui eux, sont stables. Pour être complet, ajoutons qu'à chaque fermion est associé une antiparticule de charge électrique opposée, Il existe deux groupes distincts de fermions : les quarks et les leptons.

Quarks :

Les quarks sont les particules fondamentales qui forment la matière nucléaire, Ils interagissent fortement (soumis à l'interaction forte). Ils possèdent une charge faible et forment des doublets d'interaction faible, On leur associe aussi une charge colorée (quantique appelé couleur) et forment des triplets par rapport d'interaction forte, chacune des trois familles de particules de matière est constituée de deux quarks portant une charge électrique fractionnaire ($\frac{2}{3}$ ou $-\frac{1}{3}$), chaque quark peut exister en un à trois états de couleur possible choisies arbitrairement, rouge, bleu et vert, ou bien 1, 2 et 3, la charge de couleur joue un rôle important pour les interactions fortes, les quarks apparaissent au moins en six saveurs : les quarks up, down, étrange, charme, beauté et le quark top, comme les leptons, ils peuvent être regroupés en doublets qui sont des copies conformes sauf pour ce qui est de leurs masses. les quarks sont des particules sociables : on n'en trouve jamais un qui soit seul. Ils se tiennent en paquets de deux ou trois pour former des particules appelées hadrons. Un quark et un antiquark ensemble forment les mésons, et les baryons sont formés par l'assemblage de trois quarks, dans le cadre du modèle des quarks, qui a pour symétrie celle du $SU(3)_c$.

Leptons :

Les leptons nommés parce que leurs masses étaient relativement petites, ils possèdent une charge "faible" et peuvent être regroupés en paires appelées doublets d'interaction faible. les trois familles ou générations de leptons sont formées de trois leptons chargés et massifs (électron e , muon μ , et lepton tau τ), de charge électrique égale à -1 , et de trois leptons neutres, les neutrinos (neutrinos ν_e, ν_μ et ν_τ). En tenant compte de l'isospin faible on peut faire la répartition en 3 familles des leptons :

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Pour les leptons on a défini le nombre léptonique L un nombre quantique qui prend la valeur $+1$ pour les leptons, -1 pour les anti leptons et 0 pour les autres particules.

Les propriétés des fermions sont classées dans le tableau ci-dessous :

Fermions		Quarks	Leptons
1 ^{ère} Famille	Nom	u d	e^- ν_e
	Masse(Gev)	$(1.55 - 3.3) \times 10^{-3}$ $(3 - 6) \times 10^{-3}$	3.3×10^{-3} $< 2 \times 10^{-9}$
2 ^{ème} Famille	Nom	c s	μ^- ν_μ
	Masse(Gev)	1.27 $(70 - 130) \times 10^{-3}$	157.7×10^{-3} $< 0.19 \times 10^{-6}$
3 ^{ème} Famille	Nom	t b	τ^- ν_τ
	Masse(Gev)	171.2 4.2 - 4.7	1.77 $< 18.2 \times 10^{-6}$
charge		$\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$	-1 0

tab 1.1 : Les propriétés des fermions.

1.2.2 Bosons :

Les bosons sont des particules de spin entier qui obéissent à la statistique de Bose-Einstein c'est-à-dire qu'un système de deux bosons identiques est décrit par une fonction d'onde qui est symétrique sous l'échange des particules.

Il y a 12 bosons de jauge dans le modèle standard, chaque groupe des bosons de jauge est associé à une force :

- le graviton (de spin 2), médiateur de la force de gravitation, on prédit l'existence du graviton qui n'a pas encore été observé. Notons que le graviton ne fait pas partie du modèle standard. Son existence est purement théorique et aucune expérience n'a encore démontré sa présence.

- le photon " γ " (de spin 1, et de masse et charge nulle), médiateur de la force électromagnétique qui s'exerce entre les particules chargées électriquement.

- 3 bosons médiateurs (de spin 1 et de masse élevée), dits aussi bosons faibles, médiateurs de la force faible : les bosons " W^+ ", " W^- " et " Z^0 ".

- 8 gluons (de spin 1 et de masse nulle), médiateurs de la force de couleur.

A ces particules, il faut ajouter un ou plusieurs bosons de Higgs (de spin 0, qui sont des champs scalaires) prédit par Peter Higgs et ses collaborateurs en 1964.

Supposés donner leur masse aux autres particules par un mécanisme de brisure spontanée de symétrie appelé dans ce cadre le mécanisme de Higgs. qui a été détectée récemment.

Le tableau ci-dessous explique les propriétés des bosons :

Boson			Charge	Spin
Nom	Masse(Gev)	Interaction		
photon γ	0	Electromagnétique	0	1
W^\pm, Z^0	80.403, 91.188	Faible	$\pm 1, 0$	1
8 gluons g	0	Forte	0	1
Higgs H	$\succ 114.4 @ 95\% C.L$ $\notin [158, 175] @ 95\% C.L$	Mécanisme de Higgs	0	0

tab 1.2 : les propriétés des bosons

1.3 Types d'interaction dans le modèle standard :

Il existe quatre type d'interactions recensées : gravitationnelle, électromagnétique, faible et forte. Pour le moment, rien ne semble indiquer qu'une autre force soit présente dans l'univers (dark énergie).

1.3.1 Interactions électromagnétiques :

Responsables de forces électriques et magnétiques, le composant essentiel dans cette interaction est le photon, elle s'exerce sur les particules de matière électriquement chargée. L'interaction électromagnétique est décrite en physique classique

par les équations de Maxwell, elle est décrite par une théorie appelée «Quantum ElectroDynamics ou électrodynamique quantique» (QED), décrites par un groupe de symétrie abélienne noté $U(1)$, elle est caractérisée par une constante de couplage électromagnétique relativement petite :

$$\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi} \quad (1.1)$$

1.3.2 Interactions faibles :

Responsables de l'instabilité ou la désintégration de toutes les particules, cette interaction est caractérisée par une intensité très faible a été formulé par Fermi dans les année 1950 et n'est pas renormalisable, la force nucléaire faible est responsable des désintégrations β^- et β^+ . Ses médiateurs sont les bosons W^+ , W^- (courant chargé) et Z^0 (courant neutre), et elle est caractérisée par une constante couplage faible (entre protons) :

$$\alpha_{Fermi} = \frac{G_F m_p^2}{4\pi} \quad (1.2)$$

La force faible est décrite par le groupe $SU(2)_L$ du modèle électrofaible renormalisable, elle était formulée dans les années 1970 par Glashow, Weinberg et Salam pour unifier les interactions faibles et électromagnétiques.

1.3.3 Interaction forte :

Responsables des forces entre quarks et gluons, qui assure la cohésion du noyau atomique, elle est de courte portée d'ordre de 10^{-15} m, la constante de couplage qui caractérise l'interaction forte est :

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} \quad (1.3)$$

Elle est attractive entre les constituants des noyaux, puisqu'il existe une force de répulsion entre les protons, c'est la seule force qui explique la cohésion nucléaire. L'interaction forte est traitée dans le cadre de la chromodynamique quantique (QCD). Celle-ci est basée sur le groupe de jauge $SU(3)_c$ qui décrit la dynamique des quarks et gluons, toutes les saveurs de quarks existent sous trois états de couleur regroupés au sein d'un triplet de $SU(3)$, cette symétrie n'est pas brisée, par conséquent les huit bosons porteurs de l'interaction forte ou gluons (il y a 8 gluons différents de spin 1), qui ont une masse nulle.

La particularité de l'interaction forte réside dans l'évolution de sa constante

de couplage α_s avec l'échelle d'énergie. A haute énergie, la constante de couplage devient plus faible, de sorte que les quarks se comportent comme des particules quasi libres, c'est le concept de liberté asymptotique. D'autre part, à basse énergie, la constante de couplage de grandes valeurs est responsable du confinement des quarks. C'est pour cela que les quarks ne sont pas accessibles à l'état isolé mais uniquement observables sous la forme d'états liés hadroniques.

1.3.4 Interactions gravitationnelles :

Responsables des forces entre n'importe quelle paire d'objets, la force de gravitation elle s'exerce sur toutes les particules proportionnellement à leur masse, la particule d'échange des interactions gravitationnelles a été nommée graviton, cette interaction n'est pas décrite par le modèle standard.

Le tableau ci-dessous explique les forces fondamentales et leurs médiateurs.

Interaction	Particules impliquées	Charge	Boson
Fort	Quarks	Couleur	Gluons
Electromagnétique	quarks, leptons chargés	Charge électrique	Photon
Faible	Quarks, leptons chargés et neutrinos	Isospin faible	Boson vecteurs intermédiaire W^\pm, Z^0
Gravitation	Toutes les particules	Energie	Graviton!!

tab 1.3 : les forces fondamentales.

Ces quatre forces sont décrites respectivement par quatre théories :

- i. la relativité générale
- ii. l'électrodynamique quantique
- iii. la théorie électrofaible
- iv. la chromodynamique quantique

les trois dernières étant regroupées dans le "modèle standard".

1.4 Différents types de symétries :

La notion de symétrie en physique a joué un rôle majeur dans l'élaboration du Modèle Standard.

1.4.1 Symétries discrètes :

Le paramètre de la transformation ne peut prendre que des valeurs discrètes. La parité P , la conjugaison de charge C , et l'inversion du temps T sont des symétries discrètes.

1.4.2 Symétries d'espace-temps :

Ces symétries agissent sur les coordonnées d'espace-temps, comme les rotations et les translations.

1.4.3 Symétries internes :

Elles agissent par des nombres quantiques internes au système, comme la symétrie d'isospin basée sur $SU(2)$ ou la symétrie électromagnétique $U(1)_{em}$, il faut distinguer deux catégories de symétries internes :

Symétrie globale :

Les paramètres continus de la transformation ne dépendent pas des coordonnées de l'espace temps, comme par exemple la symétrie baryonique $U(1)_B$ ou leptonique $U(1)_L$.

Symétrie locale :

les paramètres continus de la transformation dépendent des coordonnées de l'espace temps, comme la symétrie $SU(3)_C$ de couleur ou $U(1)_Y$ d'hypercharge.

1.5 Les interactions électrofaible et les champs physique :

La théorie électrofaible est une unification de QED et des interaction faibles à la base du modèle standard, cette théorie est une théorie quantique des champs basée sur un groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

$SU(2)_L$ est le groupe d'isospin faible il est pourvu de 3 générateurs (σ_a étant les matrices de Pauli) correspondants à 3 bosons vectoriels W_μ^a , les champs de matière de leptons et des quarks sont organisés en familles pour les parties de chiralité gauche, dans des doublets d'isospin faible et pour les parties de chiralité droite dans des singulets, on peut écrire :

$$f_{L,R} = \frac{1}{2} (1 \mp \gamma_5) f \quad (1.4)$$

où f est un fermion et γ_5 est la matrice chirale de Dirac. On peut remarquer l'absence de neutrinos de chiralité droite car ils n'interagissent ni électromagnétiquement ni faiblement. $U(1)_Y$ est le groupe abélien d'hypercharge faible il est pourvu d'un générateur Y associé à un boson vectoriel B_μ .

1.6 Lagrangien du modèle standard :

Le lagrangien du modèle standard est donné par :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{Higgs} \quad (1.5)$$

on va donner la signification à chaque partie du lagrangien.

1.6.1 Secteur de Yang -Mills :

La partie du lagrangien \mathcal{L}_{MS} qui concerne les champs de jauge s'écrit :

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a,\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^A G^{A,\mu\nu} \quad (1.6)$$

tel que $B^{\mu\nu}$, $W^{a,\mu\nu}$ et $G^{A,\mu\nu}$ sont donnés par les relations suivantes :
pour l'hypercharge, avec $B^{\mu\nu}$ le champ du boson vecteur de $U(1)$ d'hypercharge

$$B^{\mu\nu} = \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu \quad (1.7)$$

pour l'isospin :

$$W^{a,\mu\nu} = \partial^\mu W^{a,\nu} - \partial^\nu W^{a,\mu} + g_W \varepsilon^{abc} W^{b,\mu} W^{c,\nu} \quad (1.8)$$

avec $W^{a,\mu}$ ($a = 1, 2, 3$) qui sont les bosons vecteur de $SU(2)_L$ de l'isospin faible.

ε^{abc} : c'est la constante de structure antisymétrique de $SU(2)$, cette constante est définie par la relation de commutation pour les générateurs du groupe $SU(2)_L$.

$$\begin{aligned} [T^a, T^b] &= \varepsilon^{abc} T^c \\ T^a &= \frac{1}{2} \sigma^a \end{aligned} \quad (1.9)$$

σ^a ($a = 1, 2, 3$) sont les matrices de Pauli.
pour le group $SU(3)$ de couleur :

$$G^{A,\mu\nu} = \partial^\mu G^{A,\nu} - \partial^\nu G^{A,\mu} + gf^{ABC}G^{A,\mu}G^{C,\nu} \quad (1.10)$$

$G^{A,\mu}$ ($A = 1, \dots, 8$) les champs des gluons.
 f^{ABC} : la constante de structure antisymétrique de $SU(3)$, cette constant est définit par la relation de comutation pour les générateur du groupe $SU(3)$.

$$\begin{aligned} [T^A, T^B] &= f^{ABC}T^C \\ T^A &= \frac{1}{2}\lambda^A \end{aligned} \quad (1.11)$$

λ^A ($A = 1, \dots, 8$) sont les matrices de Gell-Man.

On note ici que : g_s , g_w et g sont les constantes de couplage associées aux groupes $SU(3)_c$, $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ respectivement et l'indice μ indique les composantes d'espace-temps.

Toutefois, aucun de ces champs de jauge n'est massif, car l'invariance de jauge de la théorie empêche d'ajouter explicitement des termes de masses $\frac{1}{2}m_w^2 W_\mu W^\mu$ dans le lagrangien pour les bosons vecteurs.

1.6.2 Le secteur de Dirac :

Les champs de matiere du modèle standard sont les fermions de spin $\frac{1}{2}$, les quarks et les leptons sont donnés en termes de multiplet de $(SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y)$, en utilisant seulement des spineurs à deux composantes de types L :

pour les leptons on a :

$$\begin{aligned} L_{aL} &= \begin{pmatrix} \nu_a \\ e_a \end{pmatrix}_L \sim (1, 2, y_1) \\ \bar{L}_{aR} &\sim (1, 1, y_2) \end{aligned} \quad (1.12)$$

et pour les quarks on a :

$$\begin{aligned} Q_{aL} &= \begin{pmatrix} u_a \\ d_a \end{pmatrix}_L \sim (3, 2, y_3) \\ \bar{U}_{aR} &\sim (\bar{3}, 1, y_4) \\ \bar{D}_{aR} &\sim (\bar{3}, 1, y_5) \end{aligned} \quad (1.13)$$

où (a, b, c) réfère à la notation des multiples $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, les valeurs y_1, \dots, y_5 sont de l'hypercharge.

Les interactions entre fermions et des champs de jauge sont décrites par \mathcal{L}_{Dirac} :

$$\mathcal{L}_D = \sum_f i \bar{\Psi}_f \gamma^\mu D_\mu \Psi_f \quad (1.14)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D &= i \bar{L}_{aL} \gamma^\mu D_{L\mu} L_{aL} + i \bar{L}_{aR} \gamma^\mu D_{R\mu} L_{aR} \\ &+ i \sum_K (\bar{Q}_{aL}^K \gamma^\mu D_{L\mu}^q Q_{aL}^K + \bar{U}_{aR} \gamma^\mu D_{R\mu}^q U_{aL}^K) \\ &+ i \sum_K \bar{D}_{aR}^K \gamma^\mu D_{R\mu}^q D_{aL}^K \end{aligned} \quad (1.15)$$

l'indice K porte sur les couleurs ($K = \{r, v, b\}$) et l'indice a sur les générations ($a = \{1, 2, 3\}$).

Où $D_{L\mu}$ et $D_{R\mu}$ sont respectivement la dérivée covariante des composantes gauche L_{aL} et droite L_{aR} des leptons :

$$D_{L\mu} = \partial_\mu - i \frac{g}{2} Y B_\mu - i \frac{g_W}{2} \sigma_a W_\mu^a \quad (1.16)$$

$$D_{R\mu} = \partial_\mu - i \frac{g}{2} Y B_\mu \quad (1.17)$$

et où $D_{L\mu}^q$ et $D_{R\mu}^q$ sont respectivement la dérivée covariante des composantes gauche Q_{aL}^K et droite U_{aR}^K et D_{aR}^K des quarks :

$$D_{L\mu}^q = \partial_\mu - i \frac{g}{2} Y B_\mu - i \frac{g_W}{2} \sigma_a W_\mu^a \quad (1.18)$$

$$D_{R\mu}^q = \partial_\mu - i \frac{g}{2} Y B_\mu \quad (1.19)$$

tels que :

(Q : un quark ; L : un lepton, $U_a \equiv u, c, t$, $D \equiv d, s, b$, $e_a \equiv e^-, \mu^-, \tau^-$, $\nu_a \equiv \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$).

L : particules gauches (left-handed)

R : particules droites (right-handed)

A ce stade de la théorie, aucun de champs de jauge et aucun des fermions n'est massif, car l'invariance de jauge de la théorie empêche l'introduction d'un terme de masse tout pour les bosons que pour les fermions.

Y représente l'hypercharge faible et Q la charge électrique, et I_3 représente la troisième composante d'isospin faible qui est reliée aux deux autres par les

relation de Gell-Mann-Nishijima :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.20)$$

Le tableau ci-dessous explique le propriétés de fermions :

	fermions			charges associées		
	1 ^{ère} génération	2 ^{ème} génération	3 ^{ème} génération	I_3	Y	Q
leptons	$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	-1 -1	0 -1
	e_R	μ_R	τ_R	0	-2	-1
	ν_{eR}	$\nu_{\mu R}$	$\nu_{\tau R}$	0	0	0
quarks	$\begin{pmatrix} d_L \\ u_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$ $\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$
	d_R	c_R	t_R	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
	u_R	s_R	b_R	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

tab 1.4 : le propriétés de fermions.

1.6.3 Secteur de Higgs :

Dans la version minimal du MS, un doublet de champs scalaire complexe :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

De nombre quantique (1, 2, 1), est introduit pour générer des masses aux fermions et aux bosons par l'intermédiaire du mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible.

La partie \mathcal{L}_{Higgs} du lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \quad (1.22)$$

où D_μ est la dérivé covariant qui s'exprime par :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_w \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + \frac{i}{2} g B_\mu \quad (1.23)$$

avec σ^a les matrices de Pauli.

le potentiel de Higgs $V(\Phi)$ s'écrit par :

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^+ \Phi + \lambda (\Phi^+ \Phi)^2 \quad (1.24)$$

les paramètres μ^2 et λ , sont libres mais doivent satisfaire les relations $\mu^2 \prec 0$, $\lambda \succ 0$ pour obtenir un potentiel borné inférieurement et une valeur minimale de $V(\Phi)$ différente de 0.

1.6.4 Secteur de Yukawa :

Pour le moment, seuls les bosons de jauge possèdent une masse grâce au mécanisme de Higgs, ce dernier permet également de donner une masse aux fermions du modèle standard par leur couplages au boson de Higgs, il faut pour cela ajouter au lagrangien du modèle standard un lagrangien dit de Yukawa qui décrit ces couplages :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{ij} \left(\lambda_e^{ij} \bar{L}_{Li} \Phi L_{Rj} + \lambda_d^{ij} \bar{Q}_{Li} \Phi D_{Rj} + \lambda_u^{ij} \bar{Q}_{Li} \tilde{\Phi} U_{Rj} \right) + hc \quad (1.25)$$

hc : le conjugué hermitique.

Où les notations pour les champs des leptons et des quarks sont celles définies par la relation :

pour les leptons, sont décrits par : $L_{Li} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$, $L_{Rj} \equiv e_R^-, \mu_R^-, \tau_R^-$ et pour les quarks : $Q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$, $D_{Rj} \equiv u_R, c_R, t_R$, $U_{Rj} \equiv d_R, s_R, b_R$.

Le champ Φ est le champ de Higgs et $\tilde{\Phi}$ dont l'hypercharge est -1 , est défini par :

$$\tilde{\Phi} = i\sigma_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \Phi^{0*} \\ -\Phi^- \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

où $\tilde{\Phi}$ le conjugué de charge de Φ .

le couplage de Yukawa $\lambda_e, \lambda_d, \lambda_u$ sont des matrices 3×3 ces couplages traduisent l'intensité du couplage des fermions au boson de Higgs : celui-ci est proportionnel à la masse des fermions .

1.7 Brisure des symétries de jauge :

Dans les théories que l'on utilise en physique des particules, les symétries sont parfois " imparfaites", on parle de brisure de symétrie et on différencie deux cas : brisure explicite (il y a brisure explicite d'une symétrie quand le lagrangien n'est pas invariant, dans une transformation de cette symétrie ($\mathcal{L}'(\Psi', \partial_\mu \Psi') \neq \mathcal{L}(\Psi, \partial_\mu \Psi)$)) et brisure spontanée.

1.8 Brisure spontanée de la symétrie électro-faible :

L'invariance du lagrangien sous la transformation de symétrie du groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ impose des masses nulles pour les bosons et les fermions, ce qui est en contradiction avec l'expérience. La solution est donnée par le mécanisme dit de Higgs dû à Brout, Englert, Higgs et Kibble qui consiste à introduire un doublet de champs scalaires Φ qui va spontanément briser la symétrie électrofaible pour donner une masse aux bosons de jauge et aux fermions.

1.8.1 Mécanisme de Higgs :

Le champ de Higgs est un doublet de champs scalaires complexes d'hypercharge $Y = 1$. Le secteur de Higgs va générer la brisure spontanée de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$. On dit que le groupe de jauge du modèle standard est spontanément brisé comme le schéma qui suit :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{em}$$

Le champ peut s'écrire de la façon suivante :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\Phi_1 + i \Phi_2}{\sqrt{2}} \\ \frac{\Phi_3 + i \Phi_4}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

$V(\Phi)$ est un potentiel scalaire défini de telle sorte qu'il soit invariant sous $SU(2)_L$ et renormalisable.

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi \Phi^+ + \lambda (\Phi \Phi^+)^2 \quad (1.28)$$

avec :

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi \Phi^+ + \lambda (\Phi \Phi^+)^2 \quad \lambda > 0 \quad (1.29)$$

L'état du vide V est l'une de ces positions et est noté Vev (vacuum expectation value).

Définissons maintenant ce qu'on appelle l'état du vide $\Phi_0 = \langle \Phi \rangle_0$. Il est obtenu en minimisant

le potential par rapport au champ $\Phi(x)$:

$$\frac{\partial V(\Phi\Phi^+)}{\partial \Phi} \Big|_{\Phi_0} = \frac{\partial V(\Phi\Phi^+)}{\partial \Phi^+} \Big|_{\Phi_0} = 0 \quad (1.30)$$

On remarque qu'il y a deux cas, selon le signe de μ^2 :
pour $\mu^2 \succ 0$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V(\Phi\Phi^+)}{\partial \Phi} &= \mu^2 \Phi^+ + 2\lambda (\Phi\Phi^+) \Phi^+ = 0 \\ \frac{\partial V(\Phi\Phi^+)}{\partial \Phi^+} &= \mu^2 \Phi + 2\lambda (\Phi\Phi^+) \Phi = 0 \end{aligned} \quad (1.31)$$

a partir de l'équation (1.31) on obtient : $\Phi = \Phi^+ = 0$

Donc l'état du vide est :

$$\Phi_0 = \langle \Phi \rangle_0 = \Phi_0^+ = \langle \Phi^+ \rangle_0 = 0 \quad (1.32)$$

Dans ce cas l'état du vide à une symétrie exacte (pas de brisure de la symétrie).
pour $\mu^2 \prec 0$:

$$\frac{\partial V(\Phi\Phi^+)}{\partial \Phi} = 0 \implies (\mu^2 + 2\lambda\Phi\Phi^+) \Phi^+ = 0 \implies \left\{ \begin{array}{l} \Phi^+ = 0 \\ \Phi\Phi^+ = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \end{array} \right\} \quad (1.33)$$

$$\frac{\partial V(\Phi\Phi^+)}{\partial \Phi^+} = 0 \implies (\mu^2 + 2\lambda\Phi\Phi^+) \Phi = 0 \implies \left\{ \begin{array}{l} \Phi = 0 \\ \Phi\Phi^+ = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \end{array} \right\} \quad (1.34)$$

V est minimum si :

$$\Phi = \pm \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} \quad (1.35)$$

dans le cas où $\mu^2 \prec 0$, on peut choisir l'état du vide comme suit :

$$\Phi = \left(\begin{array}{c} 0 \\ \frac{\nu}{\sqrt{2}} \end{array} \right) \quad (1.36)$$

avec :

$$\nu = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad \mu^2 < 0, \lambda > 0 \quad (1.37)$$

En développant autour du minimum du potentiel $V(\Phi)$, le champ scalaire devient :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

où h est un champ nul dans le vide.

On remplace (1.38) dans (1.29), on trouve :

$$\begin{aligned} V(\Phi) &= \mu^2 \left(\frac{v+h}{\sqrt{2}} \right)^2 + \lambda \left(\frac{v+h}{\sqrt{2}} \right)^4 \\ V(\Phi) &= \frac{\lambda}{4} (h+v)^4 + \frac{1}{2} \mu^2 (h+v)^2 \end{aligned}$$

$$V(\Phi) = \frac{1}{2} \mu^2 (h^2 + v^2 + 2hv) + \frac{\lambda}{4} (\nu^4 + 4\nu^3 h + 6\nu^2 h^2 + 4\nu h^3 + h^4) \quad (1.39)$$

$$\begin{aligned} V(\Phi) &= \frac{\lambda}{4} h^4 + \lambda \nu h^3 + h^2 \underbrace{\left(\frac{1}{2} \mu^2 + \frac{3}{2} \lambda \nu^2 \right)}_{=-\mu^2} \\ &+ h \underbrace{(\mu^2 \nu + \lambda \nu^3)}_{=0} + \left(\frac{1}{2} \mu^2 \nu^2 - \frac{\lambda}{4} \nu^4 \right) \end{aligned}$$

Le dernier terme n'est qu'une constante que l'on peut laisser tomber puisqu'elle n'influence pas la physique du système.

$$V(\Phi) = -\mu^2 h^2 + \frac{\lambda}{4} h^4 + \lambda \nu h^3 = \frac{1}{2} (-2\mu^2) h^2 + \frac{\lambda}{4} h^4 + \lambda \nu h^3$$

Donc, on trouve la masse du champ de Higgs :

$$m_h^2 = -2\mu^2 \quad (1.40)$$

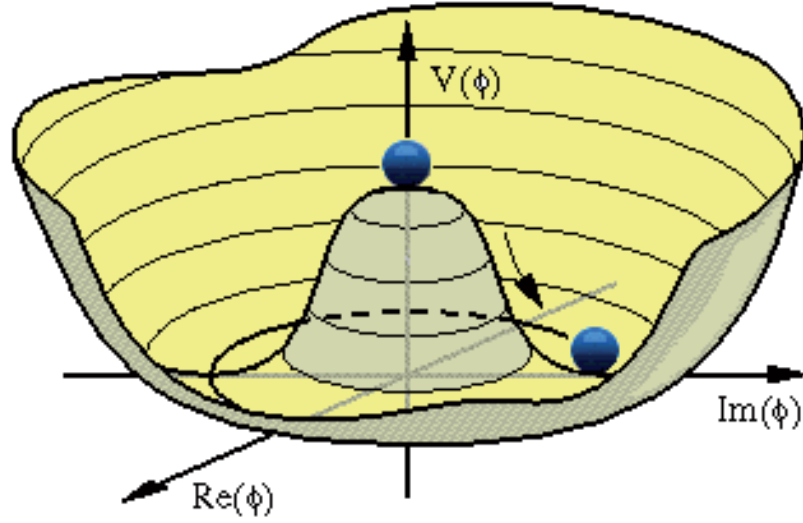


FIG. 1-1 – Représentation du potentiel utilisé dans le mécanisme de Higgs.

1.8.2 Masses des Bosons de jauge :

$(D^\mu\Phi)^\dagger (D_\mu\Phi)$ correspond à la partie cinétique du champ scalaire. Le terme D_μ représente la dérivée covariante elle s'exprime comme suit :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_w \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + \frac{i}{2} g B_\mu \quad (1.41)$$

$$D_\mu\Phi = \left(\partial_\mu + ig_w \frac{\sigma^a}{2} W_\mu^a + \frac{i}{2} g B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.42)$$

$$D_\mu\Phi = \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g_w (\sigma^1 W_\mu^1 + \sigma^2 W_\mu^2 + \sigma^3 W_\mu^3) + \frac{i}{2} g B_\mu \right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

tel que W_μ^a ($a = 1, 2, 3$) et $(\sigma^a, a = 1, 2, 3)$ les matrices de Pauli comme suit :

$$\begin{aligned}
\sigma^1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\
\sigma^2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \\
\sigma^3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{1.43}$$

On remplace (1.43) dans (1.42), on trouve :

$$D_\mu \Phi = \begin{pmatrix} \frac{i}{2} g_w (W_\mu^1 - i W_\mu^2) \frac{v}{\sqrt{2}} \\ (\partial_\mu - \frac{i}{2} g_w W_\mu^3 + \frac{i}{2} g B_\mu) \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{1.44}$$

D'autre part :

$$\begin{aligned}
(D^\mu \Phi)^+ &= \left(0 \quad \frac{v}{\sqrt{2}} \right) \left(\partial^\mu - \frac{i}{2} g_w \sigma^a W^{a,\mu} - \frac{i}{2} g B^\mu \right) \\
&= \left(0 \quad \frac{v}{\sqrt{2}} \right) \left(\partial^\mu - \frac{i}{2} g_w (\sigma^1 W^{1,\mu} + \sigma^2 W^{2,\mu} + \sigma^3 W^{3,\mu}) - \frac{i}{2} g B^\mu \right) \\
(D^\mu \Phi)^+ &= \left(-\frac{i}{2} g_w (W^{1,\mu} + i W^{2,\mu}) \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \left(\partial^\mu + \frac{i}{2} g_w W^{3,\mu} - \frac{i}{2} g B^\mu \right) \frac{v}{\sqrt{2}} \right)
\end{aligned} \tag{1.45}$$

Donc :

$$\begin{aligned}
(D^\mu \Phi)^+ (D_\mu \Phi) &= \frac{1}{8} g_w^2 \nu^2 (W^{1,\mu} - i W^{2,\mu}) (W_\mu^1 + i W_\mu^2) \\
&\quad + \frac{1}{8} \nu^2 (g B^\mu - g_w W^{3,\mu})^2
\end{aligned} \tag{1.46}$$

Les bosons physiques médiateurs de l'interaction faible W^\pm sont définis à partir des champs de jauge de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2) \\
W^{\pm\mu} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W^{1,\mu} \mp i W^{2,\mu})
\end{aligned} \tag{1.47}$$

On remplace (1.47) dans (1.46) on trouve :

$$\begin{aligned}
(D^\mu \Phi)^+ (D_\mu \Phi) &= \frac{1}{4} g_W^2 \nu^2 W^{+\mu} W_\mu^- \\
&+ \frac{1}{8} \nu^2 (g^2 B_\mu B^\mu + g_W^2 W_\mu^3 W^{3,\mu} - 2g g_W B_\mu W^{3,\mu})
\end{aligned} \tag{1.48}$$

on a :

$$(D^\mu \Phi)^+ (D_\mu \Phi) \longrightarrow M_W^2 W^{+\mu} W_\mu^- + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \tag{1.49}$$

On comparant (1.48) et (1.49) on trouve la masse des bosons exprimer en fonction du vev du Higgs :

$$M_W^2 = \frac{1}{4} g_W^2 \nu^2 \tag{1.50}$$

Les bosons Z_μ et A_μ (photon γ) sont définis à partir des champs de jauge de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} (\cos \theta_W) W_\mu^3 + B_\mu \sin \theta_W \\ B_\mu \cos \theta_W - W_\mu^3 \sin \theta_W \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{1.51}$$

Où θ_W est appelé l'angle de mélange de Weinberg. Il lie les constantes de couplages de l'interaction faible et électromagnétique :

$$\begin{aligned}
\cos \theta_W &= \frac{g_W}{\sqrt{g^2 + g_W^2}} \\
\sin \theta_W &= \frac{g}{\sqrt{g^2 + g_W^2}}
\end{aligned} \tag{1.52}$$

On peut écrire :

$$\begin{aligned}
\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} Z_\mu \cos \theta_W + A_\mu \sin \theta_W \\ A_\mu \cos \theta_W - Z_\mu \sin \theta_W \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{1.53}$$

On remplace (1.53) et (1.52) dans (1.48) on trouve :

$$\begin{aligned}
(D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) &= \frac{1}{4} g_W^2 \nu^2 W_\mu^- W^{+\mu} \\
&+ \frac{\nu^2}{4} \left((g^2 + g_W^2) Z_\mu Z^\mu + \frac{(2g_W^2 g^2 - 2g^2 g_W^2)}{g^2 + g_W^2} A_\mu A^\mu \right) \\
&= \frac{1}{4} g_W^2 \nu^2 W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{\nu^2}{4} (g^2 + g_W^2) Z_\mu Z^\mu + 0 A_\mu A^\mu
\end{aligned} \tag{1.54}$$

Donc on peut déduire les masses des bosons de jauge neutres (Z^0 et γ) :

$$\begin{aligned}
M_Z^2 &= \frac{1}{4} g_W^2 \nu^2 \\
M_A^2 &= 0
\end{aligned} \tag{1.55}$$

La masse de photon est nulle.

1.8.3 Masses des fermions :

Un terme d'interaction de Yukawa avec le champ de Higgs du type :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{ij} \left(\lambda_e^{ij} \bar{L}_{Li} \Phi L_{Rj} + \lambda_d^{ij} \bar{Q}_{Li} \Phi D_{Rj} + \lambda_u^{ij} \bar{Q}_{Li} \tilde{\Phi} U_{Rj} \right) + hc \tag{1.56}$$

où λ sont appel es couplages de Yukawa et représentent l'intensité du couplage entre les fermions et les bosons de Higgs. On peut déduire ces masses en

remplaçant le champ de Higgs par son VEV dans le lagrangien du secteur de Yukawa.

Masses des leptons :

On a :

$$\begin{aligned}
\sum_{ij} \lambda_e^{ij} \bar{L}_{Li} \Phi L_{Rj} &= \sum_{ij} \lambda_e^{ij} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_{Li} & \bar{e}_{Li} \end{pmatrix} \frac{v+h}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e_{Rj} \\
&= \sum_{ij} \lambda_e^{ij} \bar{e}_{Li} \frac{v}{\sqrt{2}} e_{Rj} + \sum_{ij} \lambda_e^{ij} \bar{e}_{Li} \frac{h}{\sqrt{2}} e_{Rj}
\end{aligned} \tag{1.57}$$

Si le second terme est une interaction entre fermions et boson de Higgs, le premier est bien finalement un terme de masse.

Donc :

$$\sum_{ij} \lambda_e^{ij} \bar{e}_{Li} \frac{v}{\sqrt{2}} e_{Rj} = \sum_{ij} \bar{e}_{Li} M_{ij} e_{Rj} \quad (1.58)$$

la matrice de masse :

$$M_{ij} = \lambda_e^{ij} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.59)$$

Pour trouver les masses des leptons, il reste a diagonaliser la matrice M_{ij} .

Soient U_L et U_R , les deux matrices unitaires telles que $M_{ij}^{diag} = U_L^+ M_{ij} U_R$ soit diagonale, $M_{ij}^{diag} = diag(M_{11}, M_{22}, M_{33})$, $M_{ij} \succ 0$.

Ecrivons alors le terme de masse comme :

$$\begin{aligned} \sum_{ij} \bar{e}_{Li} M_{ij} e_{Rj} &= \sum_{ij} \bar{e}_{Li} (U_L U_L^+) M_{ij} (U_R U_R^+) e_{Rj} \\ &= \sum_{ij} \bar{e}_{Li} U_L M_{ij}^{diag} U_R^+ e_{Rj} \end{aligned} \quad (1.60)$$

Il suffit alors de redéfinir e_{Li} et e_{Rj} par :

$$\begin{aligned} e'_{Li} &\longrightarrow e_{Li} U_L \\ e'_{Rj} &\longrightarrow U_R^+ e_{Rj} \end{aligned} \quad (1.61)$$

De la redéfinition des termes de masse du Lagrangien :

$$\sum_{ij} \bar{e}_{Li} U_L M_{ij}^{diag} U_R^+ e_{Rj} = \sum_{ij} \bar{e}'_{Li} M_{ij}^{diag} e'_{Rj} \quad (1.62)$$

On obtient donc les masses de ces leptons :

$$M_{ij}^{diag} = \lambda^{diag} \frac{v}{\sqrt{2}} = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \lambda^{11} & 0 & 0 \\ 0 & \lambda^{22} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda^{33} \end{pmatrix} \quad (1.63)$$

$$M_{ij}^{diag} = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix}$$

$$m_e = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda^{11}, \quad m_\mu = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda^{22}, \quad m_\tau = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda^{33} \quad (1.64)$$

La masse des Quarks :

On a :

$$\begin{aligned}
\sum_{ij} \left(\lambda_d^{ij} \bar{Q}_{Li} \Phi D_{Rj} + \lambda_u^{ij} \bar{Q}_{Li} \tilde{\Phi} U_{Rj} \right) &= \sum_{ij} \left(\begin{array}{c} \lambda_d^{ij} \left(\bar{U}_{Li} \quad \bar{D}_{Li} \right) \frac{v+h}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} D_{Rj} \\ + \lambda_u^{ij} \left(\bar{U}_{Li} \quad \bar{D}_{Li} \right) (i\sigma^2) \frac{v+h}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} U_{Rj} \end{array} \right) \\
&= \sum_{ij} \left(\begin{array}{c} \lambda_d^{ij} \left(\bar{U}_{Li} \quad \bar{D}_{Li} \right) \frac{v+h}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} D_{Rj} \\ + \lambda_u^{ij} \left(\bar{U}_{Li} \quad \bar{D}_{Li} \right) \frac{v+h}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} U_{Rj} \end{array} \right) \\
&= \sum_{ij} \left(\lambda_d^{ij} \bar{D}_{Li} \frac{v+h}{\sqrt{2}} D_{Rj} + \lambda_u^{ij} \bar{U}_{Li} \frac{v+h}{\sqrt{2}} U_{Rj} \right)
\end{aligned} \tag{1.65}$$

De la même façon que précédemment on trouve :

$$\begin{aligned}
M'_{ij}{}^{diag} &= \lambda_U^{diag} \frac{v}{\sqrt{2}} = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \lambda_U^{11} & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_U^{22} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_U^{33} \end{pmatrix} \\
M'_{ij}{}^{diag} &= \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \\
M''_{ij}{}^{diag} &= \lambda_D^{diag} \frac{v}{\sqrt{2}} = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \lambda_D^{11} & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_D^{22} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_D^{33} \end{pmatrix} \\
M''_{ij}{}^{diag} &= \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{1.66}$$

On obtient donc les masses de ces quarks :

$$\begin{aligned}
m_u &= \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_U^{11}, m_c = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_U^{22}, m_t = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_U^{33} \\
m_d &= \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_D^{11}, m_s = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_D^{22}, m_b = \frac{v}{\sqrt{2}} \lambda_D^{33}
\end{aligned} \tag{1.67}$$

Chapitre 2

La violation CP dans le modèle standard et le modèle de Seesaw

2.0.4 Introduction

Historiquement quand la violation de CP a été mise en évidence, seuls trois quarks avaient été découverts, les quarks u , d et s . Cabibbo avait introduit en 1963, l'angle θ_c pour expliquer les transitions $u \rightarrow d$ et $u \rightarrow s$ intervenant dans les désintégrations des kaons. L'idée de Kobayashi et Maskawa en 1973 fut de remarquer qu'en considérant trois quarks supplémentaires (avant leur découverte expérimentale) pour former 3 familles, la matrice C_{CKM} devenait complexe. Dans les années qui suivirent, le quark c et le quark b furent découverts. Ce n'est que récemment que le quark t a été mis en évidence. La violation de la symétrie CP constitue un domaine fondamental de recherche en physique des particules. Elle revêt un intérêt cosmologique puisqu'elle est une des composantes nécessaires pour expliquer l'asymétrie matière-antimatière que l'on observe dans l'univers.

La violation de CP était observée pour les désintégrations du K^0 par l'expérience de Cronin, Fitch, Turlay et Christenson en 1964 et dans les désintégrations du B^0 "beaux" en 2000. La charge et la parité et leurs produits sont conservés par les interactions forte et électromagnétique mais elles sont violées par l'interaction faible.

L'observation d'oscillations entre les différents saveurs de neutrinos implique l'existence de masses pour ceux-ci alors que le Modèle Standard les considère comme des particules non massives. Parmi d'autres possibilités ces masses peuvent être générées en ajoutant un nombre minimal de particules par le biais de mécanismes regroupés sous le nom de seesaw ou balançoire.

2.1 La violation CP dans le modèle standard

La parité

Le renversement des coordonnées spatiales d'un système ($\vec{r} \longrightarrow -\vec{r}$) est produit par l'opérateur de parité P . Il modifie les impulsions :

$$\vec{P} = m \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (2.1)$$

et les moments angulaires :

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{P} \quad (2.2)$$

selon :

$$\begin{aligned} P : \vec{P} &\longrightarrow -\vec{P} \\ p : \vec{L} &\longrightarrow \vec{L} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Donc :

$$P : (t, \vec{r}) \longmapsto (t, -\vec{r}) \quad (2.4)$$

Le résultat de cette transformation est identique à l'image formée dans un miroir.

L'action de cet opération sur une fonction d'onde Ψ est :

$$P : \Psi(\vec{r}) \longrightarrow e^{i\Phi_P} \Psi(-\vec{r}) \quad (2.5)$$

où Φ_P est une phase arbitraire pour un système isolé.

On le définit l'opérateur de parité sur une fonction d'onde :

$$\Psi(t, r) \longrightarrow \Psi'(t, r) = P\Psi(t, r) = \Psi(t, -r) \quad (2.6)$$

Donc :

$$P\Psi_P(t, r) = \eta_P \Psi_P(t, r) \quad (2.7)$$

où η_P et Ψ_P sont respectivement la valeur propre et la fonction propre du système.

La conjugaison de charge

La conjugaison de charge renverse le signe de tous les nombres quantiques additifs d'une particule (charge électrique, couleur, étrangeté,...) tout en laissant son impulsion \vec{p} et son spin \vec{s} inchangés.

C : particules \mapsto antiparticules.

La transformation de la fonction d'onde Ψ d'une particule par C donne :

$$C : \Psi(\vec{p}, \vec{s}) \longrightarrow e^{i\Phi_C} \bar{\Psi}(\vec{p}, \vec{s}) \quad (2.8)$$

où $\bar{\Psi}$ désigne la fonction d'onde de l'antiparticule. Comme Φ_P , la phase Φ_C est arbitraire pour une particule libre.

Exemple :

Rappelons l'observation expérimentale de 2 états quasi-identiques, K_S^0 et K_L^0 (le kaon neutre de longue durée de vie) sauf pour leurs désintégrations et leur temps de vie :

$$K_S^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^-$$

Pour la désintégration (état $L = 0$) du $\pi^+ \pi^-$ le spin-parité du π^\pm sera $J^P = 0^-$ et l'état sera symétrique (Bose-Einstein), donc $CP = +1$.

$$K_L^0 \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$

Pour les désintégrations $\pi^+ \pi^- \pi^0$, $C(\pi^0) = +1$, $P(\pi^0) = -1$ et donc $CP = -1$.

2.1.1 Matrice de Cabibbo

Dans le cas de deux générations $N = 2$ on a :

$$\begin{pmatrix} u \\ c \end{pmatrix}_L, u_R, c_R \quad \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L, d_R, s_R \quad (2.9)$$

On diagonalise la matrice de masse de quarks up et down par des transformations unitaires U_L et U_R telles que $u'_L = U_L^u u_L$, $u'_R = U_R^u u_R$ etc..., la partie courant chargé est donnée comme suit :

$$J_{cc}^\mu = \bar{u}'_L \gamma^\mu \bar{d}'_L = \bar{u}_L U_L^{u\dagger} \gamma^\mu U_L^d d_L \quad (2.10)$$

le lagrangien de courant chargé :

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{u} \quad \bar{c} \right)_L \gamma^\mu \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + hc \quad (2.11)$$

après diagonalisation on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cc} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{u} \quad \bar{c} \right)_L \gamma^\mu U_L^{u+} U_L^d \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + hc \\ &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{u} \quad \bar{c} \right)_L \gamma^\mu C \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + hc \end{aligned} \quad (2.12)$$

On peut écrire :

$$C = U_L^{u+} U_L^d = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{ud} & C_{us} \\ C_{cd} & C_{cs} \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Où C est la matrice de Cabibbo.

On utilise la matrice 2×2 unitaire pour obtenir les éléments de la matrice Cabbibo tel que :

$$CC^+ = C^+C = U_L^{u+} U_L^d \left(U_L^{u+} U_L^d \right)^+ = U_L^{u+} U_L^d U_L^u U_L^{d+} = 1 \quad (2.14)$$

a partir des propriétés de l'équation (2.14) on écrit :

$$|C_{11}|^2 + |C_{12}|^2 = 1 \quad (2.15)$$

$$C_{11}C_{21}^* + C_{12}C_{22}^* = 0 \quad (2.16)$$

$$C_{21}C_{11}^* + C_{22}C_{12}^* = 0 \quad (2.17)$$

$$|C_{21}|^2 + |C_{22}|^2 = 1 \quad (2.18)$$

$$|C_{11}|^2 + |C_{21}|^2 = 1 \quad (2.19)$$

$$C_{11}^*C_{12} + C_{21}^*C_{22} = 0 \quad (2.20)$$

$$C_{12}^* C_{11} + C_{22}^* C_{21} = 0 \quad (2.21)$$

$$|C_{12}|^2 + |C_{22}|^2 = 1 \quad (2.22)$$

on a :

$$(\sin \theta)^2 + (\cos \theta)^2 = 1$$

On peut introduire un angle θ a partir ((2.15), (2.19)) et ((2.18), (2.19)) on trouve :

$$\begin{aligned} |C_{12}| &= |C_{21}| = \sin \theta_c = s \\ |C_{11}| &= |C_{22}| = \cos \theta_c = c \end{aligned} \quad (2.23)$$

où θ_c est l'angle de Cabibbo.

la matrice C s'écrit comme suit :

$$C = \begin{pmatrix} ce^{i\alpha_{11}} & se^{i\alpha_{12}} \\ se^{i\alpha_{21}} & ce^{i\alpha_{22}} \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

on détermine les phases à partir des équations suivantes :

$$\begin{aligned} C_{11}C_{21}^* + C_{12}C_{22}^* &= 0 \\ cse^{i(\alpha_{11}-\alpha_{21})} + sce^{i(\alpha_{12}-\alpha_{22})} &= 0 \\ e^{i\alpha_{21}} &= -e^{i(\alpha_{22}+\alpha_{11}-\alpha_{12})} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Nous pouvons éliminer une phase, pour une matrice C qu'on peut écrire sous la forme générale de quatre paramètre independants, 3 phases et le paramèter réel θ_c comme suit :

$$C = \begin{pmatrix} ce^{i\alpha_{11}} & se^{i\alpha_{12}} \\ -se^{i(\alpha_{22}+\alpha_{11}-\alpha_{12})} & ce^{i\alpha_{22}} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

pour éliminer les trois phase il faut ecrire la matrice C sous la forme de transformation suivante :

$$C \longrightarrow C = P_u C' P_d^* \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned}
C &= \begin{pmatrix} ce^{i\alpha_{11}} & se^{i\alpha_{12}} \\ -se^{i(\alpha_{22}+\alpha_{11}-\alpha_{12})} & ce^{i\alpha_{22}} \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i(\alpha_{22}-\alpha_{12})} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c & s \\ -s & c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_{11}} & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_{12}} \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{2.28}$$

où :

$$\begin{aligned}
P_u &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i(\alpha_{22}-\alpha_{12})} \end{pmatrix} \\
P_d^* &= \begin{pmatrix} e^{i\alpha_{11}} & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_{12}} \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{2.29}$$

le lagrangien des courants chargé qui deviennent :

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{c} \end{pmatrix}_L \gamma^\mu P_u C' P_d^* \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + hc \tag{2.30}$$

on peut éliminer les 3 phases de la matrice C , en redefinition les champs des quarks comme suit :

$$\begin{aligned}
u_L &\longrightarrow u_L = u_L P_u \\
d_L &\longrightarrow d_L = P_d^* d_L
\end{aligned} \tag{2.31}$$

on obtient une nouvelle matrice C' un angle et 0 phase :

$$C' = \begin{pmatrix} c & s \\ -s & c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \tag{2.32}$$

Mais dans cette matrice la source de la violation CP n'est pas observé. Donc on ait obligé à travailler avec $N = 3$ pour détecter une éventuelle source de violation CP.

2.1.2 Matrice Cabibbo-Kobayashi et Masekawa

Dans le cas de $N = 3$ on a :

$$\begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L, u_R, c_R, u_R \quad \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L, d_R, s_R, b_R \tag{2.33}$$

le lagrangien de courant chargé :

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t} \right)_L \gamma^\mu \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + hc \quad (2.34)$$

après diagonalisation on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cc} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t} \right)_L \gamma^\mu U_L^{u+} U_L^d \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + hc \\ &= \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t} \right)_L \gamma^\mu C \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L W_\mu^+ + hc \end{aligned} \quad (2.35)$$

où C est la matrice Cabibbo-Kobayashi et Masekawa (CKM).
on écrit la matrice de CKM sous la forme de matrice 3×3 :

$$C = U_L^{u+} U_L^d = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

La matrice CKM, en général peut être écrite comme une fonction de trois angles et une phase.

Pour calculer la matrice CKM on peut utiliser la matrice unitaire $CC^+ = C^+C = 1$ tel que :

$$|C_{11}|^2 + |C_{12}|^2 + |C_{13}|^2 = 1 \quad (2.37)$$

$$C_{11}C_{21}^* + C_{12}C_{22}^* + C_{13}C_{23}^* = 0 \quad (2.38)$$

$$C_{11}C_{31}^* + C_{12}C_{32}^* + C_{13}C_{33}^* = 0 \quad (2.39)$$

$$C_{21}C_{11}^* + C_{22}C_{12}^* + C_{23}C_{13}^* = 0 \quad (2.40)$$

$$|C_{21}|^2 + |C_{22}|^2 + |C_{23}|^2 = 1 \quad (2.41)$$

$$C_{21}C_{31}^* + C_{22}C_{32}^* + C_{23}C_{33}^* = 0 \quad (2.42)$$

$$C_{31}C_{11}^* + C_{32}C_{12}^* + C_{33}C_{13}^* = 0 \quad (2.43)$$

$$C_{31}C_{21}^* + C_{32}C_{22}^* + C_{33}C_{23}^* = 0 \quad (2.44)$$

$$|C_{31}|^2 + |C_{32}|^2 + |C_{33}|^2 = 1 \quad (2.45)$$

$$|C_{11}|^2 + |C_{21}|^2 + |C_{31}|^2 = 1 \quad (2.46)$$

$$C_{11}^*C_{12} + C_{21}^*C_{22} + C_{31}^*C_{32} = 0 \quad (2.47)$$

$$C_{11}^*C_{13} + C_{21}^*C_{23} + C_{31}^*C_{33} = 0 \quad (2.48)$$

$$C_{12}^*C_{11} + C_{22}^*C_{21} + C_{32}^*C_{31} = 0 \quad (2.49)$$

$$|C_{12}|^2 + |C_{22}|^2 + |C_{32}|^2 = 1 \quad (2.50)$$

$$C_{12}^*C_{13} + C_{22}^*C_{23} + C_{32}^*C_{33} = 0 \quad (2.51)$$

$$C_{13}^*C_{11} + C_{23}^*C_{21} + C_{33}^*C_{31} = 0 \quad (2.52)$$

$$C_{13}^*C_{12} + C_{23}^*C_{22} + C_{33}^*C_{32} = 0 \quad (2.53)$$

$$|C_{13}|^2 + |C_{23}|^2 + |C_{33}|^2 = 1 \quad (2.54)$$

à partir des solution de l'ensemble des équations (2.37) , (2.41) , (2.45) , (2.46) , (2.50) , (2.54) on introduit le premier angle θ_{13} tel que :

$$|C_{13}| = \sin \theta_{13} \equiv s \quad (2.55)$$

D'après (2.37) et (2.54) on trouve :

$$\begin{aligned}
|C_{11}|^2 + |C_{12}|^2 &= 1 - |C_{13}|^2 = 1 - (\sin \theta_{13})^2 = \cos^2 \theta_{13} \\
|C_{23}|^2 + |C_{33}|^2 &= 1 - |C_{13}|^2 = 1 - (\sin \theta_{13})^2 = \cos^2 \theta_{13}
\end{aligned} \tag{2.56}$$

Donc :

$$\begin{aligned}
|C_{11}|^2 + |C_{12}|^2 &= \cos^2 \theta_{13} = c_{13}^2 \\
|C_{23}|^2 + |C_{33}|^2 &= \cos^2 \theta_{13} = c_{13}^2
\end{aligned} \tag{2.57}$$

On peut introduire deux autres angles θ_{12} et θ_{23} :

$$\begin{aligned}
|C_{11}|^2 &= c_{12}^2 c_{13}^2 \\
|C_{12}|^2 &= s_{12}^2 c_{13}^2 \\
|C_{23}|^2 &= s_{23}^2 c_{13}^2 \\
|C_{33}|^2 &= s_{23}^2 c_{13}^2
\end{aligned} \tag{2.58}$$

Cette méthode est la seule qui nous permet d'interpréter ces angles comme des angles de rotation. Comme il y a seulement 4 équations indépendantes parmi les 6 équations diagonales il est suffisant d'introduire un autre paramètre.

On choisit une phase δ tel que :

$$\begin{aligned}
|C_{21}|^2 &= |s_{12}c_{23} + c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta}|^2 \\
|C_{22}|^2 &= |c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta}|^2 \\
|C_{31}|^2 &= |s_{12}s_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta}|^2 \\
|C_{32}|^2 &= |c_{12}s_{23} + s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta}|^2
\end{aligned} \tag{2.59}$$

On définit ces phases comme :

$$\begin{aligned}
C_{22} &= c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} \\
C_{21} &= s_{12}c_{23} + c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} \\
C_{11} &= c_{12}s_{13}e^{i\alpha_{11}} \\
C_{12} &= s_{12}^2 c_{13}^2 e^{i\alpha_{12}} \\
C_{13} &= s_{13}e^{i(\alpha_{12}-\delta)} \\
C_{23} &= s_{23}^2 c_{13}^2 e^{i\alpha_{23}}
\end{aligned} \tag{2.60}$$

$$\begin{aligned}
C_{31} &= s_{12}s_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} \\
C_{33} &= s_{23}^2 c_{13}^2 e^{i\alpha_{33}} \\
C_{32} &= c_{12}s_{23} + s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta}
\end{aligned} \tag{2.61}$$

on remplace les équations (2.60) dans l'équation (2.38) on trouve :

$$\begin{aligned}
& c_{12}c_{13} (s_{12}c_{23} + c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta}) e^{i(\alpha_{11}-\alpha_{21})} \\
& + s_{12}c_{13} (c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta}) e^{i(\alpha_{12}-\alpha_{22})} \\
& + s_{13}s_{23}c_{13}e^{-i\delta} e^{i(\alpha_{13}-\alpha_{23})} = 0
\end{aligned} \tag{2.62}$$

on remplace $\theta_{12} = 0$ et $\theta_{13} = 0$ dans (2.62) on trouve respectivement :

$$\begin{aligned}
e^{i(\alpha_{11}-\alpha_{21})} &= -e^{i(\alpha_{13}-\alpha_{23})} \\
e^{i(\alpha_{11}-\alpha_{21})} &= -e^{i(\alpha_{12}-\alpha_{22})}
\end{aligned} \tag{2.63}$$

La forme générale de C est donnée comme suit (le même manière précédemment) :

$$\begin{aligned}
C &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i(\alpha_{23}-\alpha_{13})} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i(\alpha_{33}-\alpha_{13})} \end{pmatrix} \\
& \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{2.64}$$

$$\begin{pmatrix} e^{i\alpha_{11}} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_{12}} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha_{13}} \end{pmatrix}$$

on écrit :

$$C \longrightarrow C = H_u C' H_d^* \tag{2.65}$$

où :

$$H_u = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i(\alpha_{23}-\alpha_{13})} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i(\alpha_{33}-\alpha_{13})} \end{pmatrix} \tag{2.66}$$

$$H_d^* = \begin{pmatrix} e^{i\alpha_{11}} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_{12}} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha_{13}} \end{pmatrix}$$

tel que :

$$C' = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.67)$$

$$\equiv C_{CKM}$$

On peut écrire la matrice C_{CKM} sous la forme de produit de 3 matrices de rotation :

$$C_{CKM} = R_{23}(\theta_{23}, 0) R_{13}(\theta_{13}, \delta) R_{12}(\theta_{12}, 0) \quad (2.68)$$

où :

$$R_{23}(\theta_{23}, 0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix}$$

$$R_{13}(\theta_{13}, \delta) = \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13}e^{-i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \quad (2.69)$$

$$R_{12}(\theta_{12}, 0) = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

La matrice CKM sera donnée comme suit :

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.70)$$

On considère la notation suivante : $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ tel que $i, j = 1, 2, 3$.

La matrice CKM décrite par 3 angles de mélange et un phase, la violation CP se trouve dans ce terme de phase non nulle δ .

2.2 Différents modèles de masses de neutrinos

Une autre question ouverte concerne la nature du neutrino (en liaison avec sa masse), le neutrino est-il une particule de Dirac ou de Majorana. Un neutrino de Dirac (comme l'électron) comporte 4 états différents : les neutrinos gauche ν_L et droit ν_R , et les antiparticules correspondantes $\bar{\nu}_L$ et $\bar{\nu}_R$.

Il est donc nécessaire de rajouter un ν_R stérile (et un $\bar{\nu}_R$) dans le modèle standard. Un neutrino de Majorana ne comporte que 2 états différents ceux qui sont observés expérimentalement le ν_L et le $\bar{\nu}_R$. Mais ceci implique que le neutrino de Majorana est sa propre antiparticule.

2.2.1 Masse de Dirac :

Dans ce cas, la masse est générée par un couplage au boson de Higgs. des termes de masse de fermions comme suit :

$$\sum \Psi_{iL} M_{ij} \Psi_{iR} \quad (2.71)$$

Il s'agit du terme de masse utilisé dans le modèle standard, il est de la forme :

$$m_D \bar{\Psi} \Psi \quad (2.72)$$

Le champ Ψ peut être décomposé suivant ses composantes chirales :

$$\begin{aligned} \Psi &= \frac{1}{2} (1 + \gamma^5) \Psi + \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \Psi \\ \Psi_R &= \frac{1}{2} (1 + \gamma^5) \Psi \\ \Psi_L &= \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \Psi \end{aligned} \quad (2.73)$$

L'opérateur de chiralité γ^5 est défini par :

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix}$$

donc :

$$m_D \bar{\Psi} \Psi = m_D (\bar{\Psi}_L \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Psi_L) \quad (2.74)$$

on peut généraliser la notion de masse de Dirac en introduisant dans le lagrangien :

$$\mathcal{L}_{masse}^{Dirac} = \sum_{ij} \bar{\Psi}_i M_{ij}^D \Psi_j + hc \quad (2.75)$$

M_{ij}^D appelée matrice de masse de Dirac.

on a :

$$\begin{aligned}\bar{\Psi}_i &= \bar{\Psi}_{iL} + \bar{\Psi}_{iR} \\ \Psi'_j &= \Psi'_{jL} + \Psi'_{jR}\end{aligned}\tag{2.76}$$

2.2.2 Masse de Majorana :

On peut définir :

$$\Psi^c = C\bar{\Psi}^T = \eta_c i\gamma^2 \Psi^*\tag{2.77}$$

Où

$$\begin{aligned}C &= i\gamma^2\gamma^0 \\ \bar{\Psi} &= \Psi^+\gamma^0\end{aligned}\tag{2.78}$$

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}$$

Ψ^c est un champ conjugué de charge. L'opérateur de conjugaison de charge C transforme un fermion dans un état donné de spin à un antifermion dans le même état de spin. C est la matrice de conjugaison de charge, T est la transposition, et η_c est une phase.

Les champs libres et leurs conjugués de charge doivent satisfaire la même équation de Dirac avec la même masse c'est-à-dire :

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi = 0\tag{2.79}$$

et

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi^c = 0\tag{2.80}$$

On peut alors montrer que :

$$\begin{aligned}
(\Psi_L)^C &= \frac{1}{2} \left(\overline{C(1-\gamma^5)\Psi} \right)^T \\
&= \frac{1}{2} C \left(\Psi^+ (1-\gamma^5)^+ \gamma^0 \right)^T \\
&= \frac{1}{2} C \left(\Psi^{*T} \gamma^0 (1+\gamma^5) \right)^T \\
&= \frac{1}{2} C (1+\gamma^5) \gamma^0 \Psi^* \\
&= \frac{1}{2} (1+\gamma^5) C \gamma^0 \Psi^* \\
&= \frac{1}{2} (1+\gamma^5) C (\bar{\Psi})^T \\
&= \frac{1}{2} (1+\gamma^5) \Psi^c \\
&= (\Psi^c)_R
\end{aligned} \tag{2.81}$$

le conjugué de charge d'un champ chiral gauche est un champ chiral droit.

D'autre part :

$$(\Psi_R)^C = \frac{1}{2} (1-\gamma^5) \Psi^c = (\Psi)_L^C \tag{2.82}$$

Un spinneur est un spinneur de Majorana s'il est égal à son conjugué de Majorana :

$$\Psi = \Psi^c \Leftrightarrow \Psi = C \bar{\Psi}^T \tag{2.83}$$

par exemple des particules neutres comme le photon est sa propre anti-particule.

Ce modèle consiste à rajouter un terme de masse supplémentaire au lagrangien L^D , afin de rendre compte de l'existence potentielle de neutrinos stériles comme suit :

$$\mathcal{L}^{DM} = L^D + L^M \tag{2.84}$$

L^M contient en fait deux termes, l'un relatif aux 3 champs de neutrinos gauches, et un terme pour les champs droits.

$$\mathcal{L}^{DM} = \sum_{i,j=1}^3 \bar{\Psi}_{iL} M_{ij}^D \Psi_{jR} + \bar{\Psi}_{iR} M_{ij}^D \Psi_{jL} + hc \tag{2.85}$$

Pour une particule de Majorana de nouveaux lagrangiens des termes de masse peuvent être construits :

lagrangien terme de masse de Majorana gauche :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{masse}^{M, L} &= \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^3 \bar{\Psi}_i M_{ij}^L (\Psi_j)^c + hc \\
&\equiv \frac{1}{2} M^L (\bar{\Psi}_L (\Psi_L)^c + (\bar{\Psi}_L)^c \Psi_L) + hc
\end{aligned} \tag{2.86}$$

lagrangien terme de masse de Majorana droit :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{masse}^{M, R} &= \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^3 \bar{\Psi}'_i M_{ij}^R (\Psi'_j)^c + hc \\
&\equiv \frac{1}{2} M^R (\bar{\Psi}_R (\Psi_R)^c + (\bar{\Psi}_R)^c \Psi_R) + hc
\end{aligned} \tag{2.87}$$

Les matrices M^L et M^R , les matrices de masses droites et gauches de Majorana.

On produit le facteur $\frac{1}{2}$ dans les lagrangiens au-dessus cause :

$$\bar{\Psi}_i (\Psi_j)^c = \bar{\Psi}_j (\Psi_i)^c \tag{2.88}$$

On a la forme de lagrangien de masse de neutrinos comme suit :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{masse} &= \mathcal{L}_{masse}^{Dirac} + \mathcal{L}_{masse}^{M, R} + \mathcal{L}_{masse}^{M, L} \\
&= \frac{1}{2} \bar{\Psi} M \Psi^c + hc \\
&= \frac{1}{2} \bar{\Psi} \begin{pmatrix} M^L & M^D \\ M^D & M^R \end{pmatrix} \Psi^c + hc
\end{aligned}$$

avec :

$$\Psi = \begin{pmatrix} (\Psi_e)^c \\ (\Psi_\mu)^c \\ (\Psi_\tau)^c \\ \Psi_e \\ \Psi_\mu \\ \Psi_\tau \end{pmatrix} \tag{2.89}$$

et

$$\Psi^c = \begin{pmatrix} \Psi_e \\ \Psi_\mu \\ \Psi_\tau \\ (\Psi_e)^c \\ (\Psi_\mu)^c \\ (\Psi_\tau)^c \end{pmatrix} \quad (2.90)$$

tel que :

$$M = \begin{pmatrix} M^L & M^D \\ M^D & M^R \end{pmatrix} \quad (2.91)$$

M est la matrice de masse.

On diagonalise la matrice de masse pour obtenir les neutrinos de masses, soient U et U^T , les deux matrices unitaires telles que UMU^T soit diagonale, $UMU^T = M^{diag} = \text{diag}(M_1, M_2, M_3, \dots)$, $M_i \succ 0$.

On redéfinit $\bar{\Psi}$ et Ψ^c comme suit :

$$\begin{aligned} \bar{\Psi}' &= \bar{\Psi}U^+ \\ \Psi'^c &= U^{T+}\Psi^c \end{aligned} \quad (2.92)$$

Donc :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{masse} &= \frac{1}{2}\bar{\Psi}M\Psi^c + hc \\ &= \frac{1}{2}\bar{\Psi}UU^+MUU^{T+}\Psi^c + hc \\ &= \frac{1}{2}\bar{\Psi}'M^{diag}\Psi'^c + hc \end{aligned} \quad (2.93)$$

on remplace (2.95) dans (2.96) on obtient :

$$\mathcal{L}_{masse} = \frac{1}{2} (M_1 \bar{X}_1 X_1^c + M_2 \bar{X}_2 X_2^c + M_3 \bar{X}_3 X_3^c) \quad (2.94)$$

$$+ \frac{1}{2} (M_4 \bar{X}_4 X_4^c + M_5 \bar{X}_5 X_5^c + M_6 \bar{X}_6 X_6^c) + hc \quad (2.95)$$

$$\mathcal{L}_{masse} = \frac{1}{2} (M_1 \bar{X}_1 X_1^c + M_2 \bar{X}_2 X_2^c + M_3 \bar{X}_3 X_3^c) \quad (2.96)$$

$$+ \frac{1}{2} (M_4 \bar{X}_4 X_4^c + M_5 \bar{X}_5 X_5^c + M_6 \bar{X}_6 X_6^c)$$

$$+ \frac{1}{2} (M_1 X_1 \bar{X}_1^c + M_2 X_2 \bar{X}_2^c + M_3 X_3 \bar{X}_3^c)$$

$$+ \frac{1}{2} (M_4 X_4 \bar{X}_4^c + M_5 X_5 \bar{X}_5^c + M_6 X_6 \bar{X}_6^c) \quad (2.97)$$

X_i sont les champs physiques.

où

$$X_i = U_{ik} \Psi_k \quad (2.98)$$

on a :

$$\bar{X}_i X_i = 0 \quad (2.99)$$

$$\bar{X}_i^c X_i^c = 0$$

on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{masse} &= \frac{1}{2} M_1 (\bar{X}_1 X_1^c + X_1 \bar{X}_1^c) + \frac{1}{2} M_2 (\bar{X}_2 X_2^c + X_2 \bar{X}_2^c) \\ &+ \frac{1}{2} M_3 (\bar{X}_3 X_3^c + X_3 \bar{X}_3^c) + \frac{1}{2} M_4 (\bar{X}_4 X_4^c + X_4 \bar{X}_4^c) \\ &+ \frac{1}{2} M_5 (\bar{X}_5 X_5^c + X_5 \bar{X}_5^c) + \frac{1}{2} M_6 (\bar{X}_6 X_6^c + X_6 \bar{X}_6^c) \quad (2.100) \\ \mathcal{L}_{masse} &= \frac{1}{2} M_1 \overline{(X_1 + X_1^c)} (X_1 + X_1^c) + \frac{1}{2} M_2 \overline{(X_2 + X_2^c)} (X_2 + X_2^c) \\ &+ \frac{1}{2} M_3 \overline{(X_3 + X_3^c)} (X_3 + X_3^c) + \frac{1}{2} M_4 \overline{(X_4 + X_4^c)} (X_4 + X_4^c) \\ &+ \frac{1}{2} M_5 \overline{(X_5 + X_5^c)} (X_5 + X_5^c) + \frac{1}{2} M_6 \overline{(X_6 + X_6^c)} (X_6 + X_6^c) \end{aligned}$$

les états propres de la masse peuvent se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} N_i &= X_i + X_i^c \\ (N_i)^c &= N_i = (X_i + X_i^c)^c = X_i + X_i^c \end{aligned} \quad (2.101)$$

le lagrangien de masse est donc :

$$\mathcal{L}_{masse} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^6 M_i \bar{N}_i N_i \quad (2.102)$$

2.3 Mécanisme de seesaw

Le mécanisme de seesaw permet de générer des masses faibles pour les neutrinos et représenter la différence de masse entre les leptons chargés et les neutrinos qui leur sont associés dans l'hypothèse où la matrice de masse contiendrait des termes de Majorana. Il se base sur l'hypothèse qu'il n'y a pas de couplage gauche de Majorana c'est-à-dire que le terme M^L est nul.

Pour obtenir les valeurs propres on a :

$$\begin{aligned} \det | M - Y I | &= 0 \\ \det \left| \begin{pmatrix} M^L & M^D \\ M^D & M^R \end{pmatrix} - Y \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right| &= 0 \\ \det \begin{vmatrix} M^L - Y & M^D \\ M^D & M^R - Y \end{vmatrix} &= 0 \\ &= (M^L - Y)(M^R - Y) - (M^D)^2 \\ &= -Y M^R + Y^2 + M^L M^R - M^L Y - (M^D)^2 \\ &= 0 \end{aligned} \quad (2.103)$$

Les valeurs propres de M sont les solutions du polynôme :

$$\begin{aligned} Y^2 - Y(M^R + M^L) + M^L M^R - (M^D)^2 &= 0 \\ \Delta &= (M^R + M^L)^2 - 4(M^L M^R - (M^D)^2) \end{aligned} \quad (2.104)$$

et la matrice de masse devient :

$$M = \begin{pmatrix} 0 & M^D \\ M^D & M^R \end{pmatrix} \quad (2.105)$$

donc :

$$\Delta = (M^R)^2 + 4(M^D)^2 \quad (2.106)$$

on peut écrire :

$$\begin{aligned} m_1 &= \frac{1}{2} \left(M^R - \sqrt{(M^R)^2 + 4(M^D)^2} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left(M^R - \sqrt{(M^R)^2 \left(1 + \left(\frac{2M^D}{M^R} \right)^2 \right)} \right) \\ &\simeq \frac{1}{2} \left(M^R - M^R \left(1 + \left(\frac{2M^D}{M^R} \right)^2 \right) \right) \\ m_1 &= -\frac{2(M^D)^2}{M^R} \end{aligned} \quad (2.107)$$

$$\begin{aligned} m_2 &= \frac{1}{2} \left(M^R + \sqrt{(M^R)^2 + 4(M^D)^2} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left(M^R + \sqrt{(M^R)^2 \left(1 + \left(\frac{2M^D}{M^R} \right)^2 \right)} \right) \\ &\simeq \frac{1}{2} \left(M^R + M^R \left(1 + \left(\frac{2M^D}{M^R} \right)^2 \right) \right) \\ m_2 &= M^R + \frac{(M^D)^2}{2M^R} \end{aligned} \quad (2.108)$$

alors si $M^R \gg M^D$ on obtient deux neutrinos de Majorana :

$$m_\nu = m_{léger} = -\frac{M^D}{M^R} \quad (2.109)$$

et

$$m_N = m_{lourde} \simeq M^D \quad (2.110)$$

Le signe moins de m_ν peut être éliminé par une rédefinition des champs. Sa masse est inférieure à M^D qui donne l'ordre de grandeur de la masse des fermions.

2.4 Matrice PMNS

Les champs d'interaction et de masses des neutrinos sont reliés entre-eux par une matrice de mélange unitaire 3×3 :

$$\begin{aligned}
\begin{pmatrix} \Psi_e \\ \Psi_\mu \\ \Psi_\tau \end{pmatrix} &= U \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} & U_{13} \\ U_{21} & U_{22} & U_{23} \\ U_{31} & U_{32} & U_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{2.111}$$

U est une matrice (3×3) unitaire $UU^+ = U^+U = 1$, appelée matrice de mélange PMNS(Pontecorvo, Maki, Nakagawa et Sakata) présentant des propriétés très voisines à celles de la matrice CKM qui relie les champs d'interaction et de masses des trois quarks d, s, b .

$\Psi_e, \Psi_\mu, \Psi_\tau$ sont les champs de neutrinos d'interaction faible. et Ψ_1, Ψ_2, Ψ_3 sont les champs de neutrinos possédant des masses définies m_1, m_2, m_3 .

le mélange dans le secteur leptonique est décrit par la matrice PMNS. Si on fait la supposition que les neutrinos sont des particules Majorana, la matrice PMNS est paramétrisé par 3 angles de mélange et 3 phases.

$$\begin{aligned}
U &= \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} & U_{13} \\ U_{21} & U_{22} & U_{23} \\ U_{31} & U_{32} & U_{33} \end{pmatrix} \\
U &= \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \\
&\begin{pmatrix} c_{13} & 0 & e^{-i\delta_{CP}}s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta_{CP}}s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\frac{\alpha_1}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\alpha_2}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
U &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \\
&\begin{pmatrix} e^{i\delta_1} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\delta_2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{2.112}$$

en considère la notation suivant : $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ tel que $i, j = 1, 2, 3$. δ est la phase de violation CP. δ_1 et δ_2 les 2 phases de Majorana.

le matrice PMNS joue dans le secteur des leptons le même rôle que la matrice de mélange CKM pour les quarks. Actuellement, on ne sais pas encore si la nature des neutrinos est de type de Dirac ou de type Majorana. Supposant qu'elle soit de type Dirac comme les fermions et donc les leptons existent en trois générations et que l'opérateur est unitaire il n'y aura finalement que quatre paramètres libres. On peut montrer que la matrice U peut être paramétrisée par trois angles de mélange et une phase de violation CP :

$$\begin{aligned}
 U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \\
 &\quad \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.113} \\
 U &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Chapitre 3

Modèle 331 et Violation CP dans le secteur leptonique

3.1 Introduction

Alors que le modèle standard est un grand succès et est compatible avec les données expérimentales connues, il laisse néanmoins quelques questions inexplicées. Parmi ces questions est la question pourquoi il ya exactement trois familles de quarks et de leptons. Le modèle 331 offre une réponse naturelle à cette question de réplication de familles et donne en outre des indications pour lesquelles le top quark est si lourd.

Dans le modèle 331, le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ électrofaible du modèle standard est étendu à $SU(3)_L \otimes U(1)_X$. Contrairement au modèle standard, où l'annulation des anomalies se fait famille par famille, dans le modèle 331 les anomalies sont annulées uniquement lorsque les trois familles sont prises ensemble. Ceci est accompli en choisissant l'une des familles, que nous prenons comme la troisième, pour se transformer différemment selon le groupe de jauge 331.

Une troisième famille différente permet commodément d'avoir un quark trop lourd, mais aussi elle introduit des niveaux supérieurs de courants neutres changeant de saveurs (FCNC : flavor changing neutral currents).

Comme le modèle 331 se réduit à la théorie électrofaible standard, les FCNC de niveaux supérieurs sont limitées à des interactions non présentes dans le modèle standard. Dans le secteur de la jauge, seule le nouveau boson de jauge neutre Z' a un couplage aux quarks ordinaires changeant de saveur. Parce que les leptons sont traités de la même façon que le modèle standard, ils ne souffrent pas de FCNC. Dans le modèle standard, l'absence de FCNC et l'absence de masse des neutrinos

suffit à montrer que les saveurs des leptons individuelles sont conservées. Alors que les deux conditions sont remplies dans le modèle minimal 331, il s'avère que la saveur de lepton n'est plus conservée. La violation de la saveur leptonique se produit à travers les interactions des bosons de jauge "les dileptons" Y^{++} et Y^+ qui portent tous les deux deux unités de nombre de leptons. Puisque les dileptons ne portent pas de nombre leptonique spécifique, seul le nombre total de leptons, $L \equiv L_e + L_\mu + L_\tau$, est conservé (en l'absence d'anomalies).

3.2 Représentations de fermions :

Etant donné que chaque famille des leptons a trois états d'hélicité (en supposant que les neutrinos sont sans masse), ils se mettent naturellement dans un anti-triplet de $SU(3)_L$:

$$\psi_i = \begin{pmatrix} \ell_i^- \\ -\nu_i \\ \ell_i^+ \end{pmatrix}_L \quad (3.1)$$

où $i = 1, 2, 3$ est l'indice de famille.

on a : $T^a = \frac{1}{2}\lambda^a$, où λ^a sont les matrices de Gell-Mann.

de sorte que les deux premières composantes de (3.1) correspondent au doublet électrofaible ordinaire.

En conséquence, nous constatons que l'hypercharge est donnée par :

$$\frac{Y}{2} = \sqrt{3}T^8 + X \quad (3.2)$$

où les leptons ont une charge X nulle, $X = 0$.

telle que :

$$\begin{aligned} T^3 &= \text{diag}(1, -1, 0) \\ T^8 &= \frac{1}{\sqrt{3}}\text{diag}(1, 1, -2) \end{aligned} \quad (3.3)$$

Notre choix de l'hypercharge correspond à deux fois la charge électrique moyenne de la représentation de $SU(2)_L$, soit $Q = T^3 + \frac{Y}{2}$.

Ainsi, chaque famille des leptons est en $(1, 3^*)_0$ représentation de $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$. Ce qui importe dans cette représentation est qu'il n'y a pas de nouveaux leptons dans le modèle 331.

Bien que les trois familles de leptons sont traitées de manière identique, l'annulation de l'anomalie nécessite que l'une des trois familles de quarks transformer

différemment des deux autres. En particulier, l'annulation de l'anomalie $SU(3)_L$ nécessite le même nombre de triplets et anti-triplets.

Comme il ya trois leptons des anti-triplets et trois Quark des couleurs, nous constatons que l'annulation de l'anomalie nécessite que deux familles de quarks se transforment en triplets, $(3, 3)_{-\frac{1}{3}}$, tandis que le troisième triplet se transforme comme un anti-triplet, $(3, 3^*)_{\frac{2}{3}}$. Toutes les anti-particules lefts sont mises en des singulets de la manière habituelle pour les deux premières familles : $(3^*, 1)_{-\frac{2}{3}, \frac{1}{3}, \frac{4}{3}}$ et pour la troisième famille : $(3^*, 1)_{-\frac{5}{3}, -\frac{2}{3}, \frac{1}{3}}$.

3.3 Secteur de jauge

Lorsque le groupe de jauge électrofaible est étendu à $SU(3)_L \otimes U(1)_X$, nous obtenons 5 nouveaux bosons de jauge au-delà du modèle standard

On note les $W_\mu^a (a = 1..8)$ bosons de jauge de $SU(3)_L$ et pour $a = 1, 2, 3$ on a les bosons de jauge de $SU(2)_L$ qui est un sous-groupe de $SU(3)_L$. Le boson de jauge correspondant à $U(1)_X$ est donnée par X_μ . Nous définissons les deux constantes de couplages de jauge, g et g_X pour $SU(3)_L$ et $U(1)_X$ respectivement selon la relation de la dérivée covariante comme suit :

$$D_\mu = \partial_\mu - igT^a W_\mu^a - ig_X \frac{X}{\sqrt{6}} X_\mu \quad (3.4)$$

avec la normalisation non-abélienne conventionnel $TrT^a T^b = \frac{1}{2}\delta^{ab}$ dans la représentation fondamentale.

Le facteur $\frac{1}{\sqrt{6}}$ a été choisi, ainsi que pour les triplets $\frac{X}{\sqrt{6}} \equiv T^9 X$ avec $TrT^9 T^9 = \frac{1}{2}$.

Nous trouverons l'hypercharge :

$$\frac{Y}{2} = \sqrt{3}T^8 + X = \sqrt{3}T^8 + \sqrt{6}T^9 X \quad (3.5)$$

En conséquence, lorsque 331 est brisé au modèle standard, on retrouve les conditions.

$$\frac{1}{g'^2} = \frac{3}{g^2} + \frac{6}{g_X^2} \quad (3.6)$$

où g' est la constante de couplage de $U(1)_Y$ et qui est donnée par : $\tan \theta_W = \frac{g}{g'}$ selon le schéma de brisure $SU(3)_L \otimes U(1)_X \rightarrow SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, les

nouveaux bosons de jauge forment un doublet complexe de $SU(2)_L$, les dileptons (Y^{++}, Y^+) avec l'hypercharge 3 et un singlet, W^8 . Ce nouveau boson de jauge $U(1)$ est mélangé avec le boson de jauge X de $U(1)_X$ pour donner le boson d'hypercharge B et un nouveau Z' .

Ce mélange peut être paramétré par un 331 angle de mélange θ_{331} (généralisation de l'angle de Weinberg) défini par :

$$g' = \frac{1}{\sqrt{3}}g \cos \theta_{331} = \frac{1}{\sqrt{6}}g_x \sin \theta_{331} \quad (3.7)$$

3.4 Champs de Higgs

A première vue, seulement deux représentations de Higgs sont nécessaires pour la brisure de symétrie, une pour briser 331 au modèle standard et l'autre pour jouer le rôle du Higgs du modèle standard.

Cependant, les couplages de Yukawa sont limités par l'invariance de jauge de $SU(3)_L$. Afin de donner des masses réalistes pour toutes les particules, il doit y avoir un minimum de quatre Higgs dans le modèle 331. Ces quatre multiplets sont les trois triplets, Φ , ϕ et ϕ' dans les représentations $(1, 3)_1$, $(1, 3)_0$ et $(1, 3)_{-1}$ respectivement, et $(1, 6)_0$ notée H .

$SU(3)_L \otimes U(1)_X$ est brisé à $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, lorsque Φ acquiert un V'ev, donnant des masses dileptons Y et au boson de jauge Z' et les nouveaux quarks (de quarks exotiques).

A ce stade de la brisure de symétrie, les trois autres champs de Higgs se décomposent en les représentations $3_0 \rightarrow 2_1 + 1_{-2}$,

$$3_{-1} \rightarrow 2_{-1} + 1_{-4} \text{ et } 6_0 \rightarrow 3_2 + 2_{-1} + 1_{-4} \text{ de } SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

Nous pouvons écrire les champs de Higgs explicitement en termes de composantes de champs de $SU(2)_L$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_Y \\ \varphi^0 \end{pmatrix}, \quad \phi = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Delta^- \end{pmatrix}, \quad \phi' = \begin{pmatrix} \tilde{\Phi}_2 \\ \rho^{--} \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

et

$$H = \begin{pmatrix} T & \frac{\tilde{\Phi}_3}{\sqrt{2}} \\ \frac{\tilde{\Phi}_3^T}{\sqrt{2}} & \eta^{--} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} & H_{13} \\ H_{21} & H_{22} & H_{23} \\ H_{31} & H_{32} & H_{33} \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Dans ce qui précède, $\Phi = (\Phi_Y^{++}, \Phi_Y^+)$ est le boson de Goldstone doublet "mangé" par les dileptons.

$\Phi_i = (\phi_i^+, \phi_i^0)$ ($i = 1, 2, 3$) Trois modèles de Higgs doublets standards où $\tilde{\Phi}_i = i\sigma^2 \Phi_i^*$, et T est un $SU(2)_L$ triplet

$$T = \begin{pmatrix} T^{++} & \frac{T^+}{\sqrt{2}} \\ \frac{T^+}{\sqrt{2}} & T^0 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

3.5 Assignement du nombre leptonique

Parce que le lepton chargé et son antiparticule sont dans le même multiplet l'affectation du nombre leptonique n'est pas entièrement évidente.

A partir de $L(\ell^-) = L(\nu) = 1$ et $L(\ell^+) = -1$, nous constatons que le dilepton doublet (Y^{++}, Y^+) porte lepton nombre $L = -2$. Les nombre leptons des scalaires peuvent être définis par l'inspection des couplages de Yukawa. Nous constatons que Y et T portent le nombre leptonique $L = -2$ et Δ^-, ρ^{--} et η^{--} ont $L = 2$. φ^0 et les doublets de Higgs du modèle standard n'ont pas de nombre leptonique comme prévu.

Le triplet T (avec $L = -2$) a une composante neutre qui peut acquérir un VEV et briser spontanément le nombre leptonique, Ces possibilités peuvent être classés comme suit :

Une non violation de L et $\langle T \rangle = 0$: il s'agit modèle minimal 331.

Non explicite violation de L mais $\langle T \rangle \neq 0$: Dans ce cas, le nombre leptonique est spontanément brisé, conduisant ainsi à un modèle de Majoron éliminée par les résultats expérimentaux.

Violation explicite de L dans le potentiel de Higgs : en général, lorsque L est violé explicitement, il induit un triplet non nulle $VEV \langle T \rangle$ sauf quelques ajustements imposés ce qui nous permet d'avoir un modèle de neutrinos sans masses ou des neutrinos avec masses de Majorana.

3.6 Brisure vers le modèle standard

Le boson de VEV's sont disposés à briser d'abord $SU(3)_L \otimes U(1)_X$ au modèle standard et en suite de briser le modèle standard.

Cette hiérarchie de la brisure de symétrie peut être représenté comme suit :

$$SU(3)_L \otimes U(1)_X \xrightarrow{\langle \Phi \rangle} SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\langle \phi \rangle, \langle \phi' \rangle, \langle H \rangle} U(1)_Q \quad (3.11)$$

3.7 331 brisure de la symétrie et les conditions de jauge resultantes

Lorsque 331 est brisé au modèle standard, les bosons de jauge neutres W_μ^8 et X_μ se mélangent pour donner le Z'_μ et le boson d'hypercharge B_μ .

Par analogie avec le modèle standard nous trouvons :

$$\begin{pmatrix} B_\mu \\ Z'_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{331} & \sin \theta_{331} \\ -\sin \theta_{331} & \cos \theta_{331} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^8 \\ X_\mu \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

$$= \begin{pmatrix} (\cos \theta_{331}) W_\mu^8 + X_\mu \sin \theta_{331} \\ X_\mu \cos \theta_{331} - W_\mu^8 \sin \theta_{331} \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

où $\tan \theta_{331} = \frac{\sqrt{2}g}{g_X}$. La constante de couplage de l'hypercharge g' est donnée à partir des conditions de jauge (3.6) par : (3.7)

3.8 La violation de CP dans le secteur leptonique

Dans le cas du groupe $SU(3)_L \otimes U(1)_X$ les leptons sont représentés par 3_0^* , le produit leptonique $\Psi\Psi$ bilinéaire se transforme en $3_0^* \otimes 3_0^* = 3_0 + 6_0^*$.

ainsi les leptons peuvent avoir des couplages de Yukawa au triplet ϕ et H invariant de jauge.

Où on peut écrire les interactions de Yukawa :

$$-\mathcal{L} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_i^{\prime\alpha} h_s^{ij} \psi_j^{\prime\beta c} H_{\alpha\beta}^* - \frac{1}{2} \bar{\psi}_i^{\prime\alpha} h_a^{ij} \psi_j^{\prime\beta c} \phi^\gamma \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} + hc \quad (3.14)$$

i, j : sont des indices de familles et $\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3$ sont des indices du groupe $SU(3)$.

h_s : matrice de couplage de Yukawa qui est symétrique.

h_a : matrice de couplage de Yukawa qui est antisymétrique.

En utilisant les définitions de (3.8) et (3.9) le lagrangien de Yukawa sera développée en :

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L} = & \bar{L}'_L[h_s\Phi_3 + h_a\Phi_1]e'_R \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{L}'_L h_s \tilde{T} L'_L{}^c - \frac{1}{2}\bar{L}'_L h_a (i\tau^2) L'_L{}^c \Delta^- + \frac{1}{\sqrt{2}}\bar{e}'_R{}^c h_s e'_R \eta^{++} + hc
\end{aligned} \tag{3.15}$$

où les indices de familles ont été omis et $L_L = (\nu, \ell^-)_L$ est un doublet leptonique du modèle standard, pour plus de détails voir annex.

La première ligne donne les interactions du modèle standard avec deux doublets de Higgs et la deuxième ligne donne les interactions avec les nouvelles particules scalaires du modèle 331. Alors que Δ^- est lourd, T et η^{++} sont légers.

3.8.1 Masses des leptons et mixage :

Lorsque le modèle standard est brisé par le doublet de Higgs à travers les Vev's $\Phi_i = \frac{\nu_i}{\sqrt{2}}$, les leptons chargés auront des matrices de masse, pour le terme de masse :

$$\bar{L}'_L[h_s\Phi_3 + h_a\Phi_1]e'_R \tag{3.16}$$

par conséquent, les états propres physiques (masse) sont liées aux états propres faibles selon :

$$e'_L = E_L e_L \quad e'_R = E_R e_R \quad \nu'_L = F_L \nu_L \tag{3.17}$$

Donc :

$$\bar{L}'_L[h_s\Phi_3 + h_a\Phi_1]e'_R = \bar{L}'_L[h_s \frac{\nu_3}{\sqrt{2}} + h_a \frac{\nu_1}{\sqrt{2}}]e'_R = \bar{L}'_L M_\ell e'_R \tag{3.18}$$

où

$$M_\ell = \frac{(h_s \nu_3 + h_a \nu_1)}{\sqrt{2}} \tag{3.19}$$

lorsque h_s (h_a) est (anti-) symétrique, M_ℓ est une matrice complexe 3×3 arbitraire. Nous diagonalisons cette matrice par une transformation bi-unitaire

$$E_L^\dagger M_\ell E_R = \text{diag}(m_e, m_\mu, m_\tau), m_i > 0 \tag{3.20}$$

le courants chargés de W et de dileptons deviennent :

$$\begin{aligned}
J_+^\mu &= \bar{\nu}\gamma^\mu\gamma_L[F_L^+E_L]e = \bar{\nu}\gamma^\mu\gamma_L K_{CKM}e \\
J_{Y^+}^\mu &= \bar{e}^c\gamma^\mu\gamma_L[E_R^T F_L]\nu = \bar{e}^c\gamma^\mu\gamma_L V_Y K_{CKM}^+\nu \\
J_{Y^{++}}^\mu &= -\bar{e}^c\gamma^\mu\gamma_L[E_R^T E_L]e = -\bar{e}^c\gamma^\mu\gamma_L V_Y e
\end{aligned} \tag{3.21}$$

$$\gamma_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \tag{3.22}$$

on a :

$$\begin{aligned}
J_+^\mu &= \left(\bar{\nu}_e \quad \bar{\nu}_\mu \quad \bar{\nu}_\tau \right)_L \gamma^\mu\gamma_L [F_L^+ E_L] \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}_L \\
&= \left(\bar{\nu}_e \quad \bar{\nu}_\mu \quad \bar{\nu}_\tau \right)_L \gamma^\mu\gamma_L K_{CKM} \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}_L
\end{aligned} \tag{3.23}$$

où

$$K_{CKM} = \begin{pmatrix} K_{11} & K_{12} & K_{13} \\ K_{21} & K_{22} & K_{23} \\ K_{31} & K_{32} & K_{33} \end{pmatrix} \tag{3.24}$$

on peut écrire : $K_{CKM} = C_{CKM}$ celle du modèle standard qui contient une phase source de la violation CP.

où

$$K_{CKM} = F_L^+ E_L \tag{3.25}$$

et

$$V_Y = E_R^T E_L \tag{3.26}$$

sont des matrices unitaires de mélange dans le secteur leptonique. Ainsi, nous constatons l'existence des matrices de mélange CKM possibles venant des neutrinos massifs responsables de la violation CP dans le secteur leptonique.

Notons que le courant $J_{Y^{++}}$ voir eq (3.19) peut être réécrit comme :

$$J_{Y^{++}}^\mu = -\frac{1}{2}\bar{e}^c\gamma^\mu (V_Y\gamma_L - V_Y^T\gamma_R) e \tag{3.27}$$

$$\gamma_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \tag{3.28}$$

Si les neutrinos sont de masse nulle, alors nous pouvons choisir $F_L = E_L$, ou de manière équivalente :

$$K_{CKM} = F_L^+ E_L = 1, \quad F_L = E_L \quad (3.29)$$

Dans ce cas le courant chargé en bosons W est automatiquement diagonale, et l'interaction des dileptons est déterminée complètement par V_Y . En général, une matrice unitaire 3×3 est fixée par trois angles et 6 phases. Contrairement au cas normal des CKM, parce que V_Y est entièrement déterminé à partir du secteur chargé des leptons, où on ne peut pas éliminer les 3 phases, correspondant à $E_{L,R} \rightarrow E_{L,R} K$ (où K est une matrice diagonale de phases), qui préserve des masses réelles aux leptons chargés diagonaux. En conséquence, V_Y dépend de 6 paramètres réels au total, trois angles et trois phases.

On a le terme de masse :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \bar{L}'_L h_s \tilde{T} L'_L{}^c = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{L}'_L h_s (i\sigma^2) T^* L'_L{}^c \quad (3.30)$$

Si le triplet T obtient un V'ev, puis les neutrinos ramasse une masse de Majorana :

$$M_\nu = \sqrt{2} h_s \langle T_i \rangle = \sqrt{2} h_s \langle 0 | T_i | 0 \rangle \quad (3.31)$$

les masses des neutrinos peuvent également survenir en ajoutant des neutrinos droits. Dans les deux cas, F_L doit être alors choisi pour diagonaliser la matrice de masse des neutrinos. Pour le neutrino de Majorana, M_ν est symétrique et que nous pouvons trouver F_L tels que : $F_L^+ M_\nu F_L^*$ est diagonale.

Avec les neutrinos massifs, K_{CKM} décrit le mélange dans le secteur leptonique ordinaire. le nombre d'éventuelles phases violant CP dépend de la nature des neutrinos. pour les neutrinos de Majorana, si V_Y est fixé comme ci-dessus pour avoir trois angles et trois phases, alors il n'y a plus la liberté d'éliminer toutes les phases en raison de la nature des neutrinos de Majorana. Par conséquent, il y a trois angles et 6 phases dans K_{CKM} . D'autre part, nous pouvons éliminer trois phases dans K_{CKM} en redéfinissant les phases des leptons chargés, laissant K_{CKM} avec seulement trois angles et trois phases et V_Y avec trois angles et 6 phases. Dans les deux cas, il ya un total de neuf phases possibles violant CP. Physiquement, il ne devrait y avoir aucune différence entre ces cas, si nous pouvons choisir de distribuer les phases entre les différents courants. Pour les neutrinos de Dirac, nous pouvons retirer trois phases supplémentaires, laissant un total de 6 phases violant CP. Une distribution possible des phases, attribue l'une des phases au

K_{CKM} et les cinq restantes au V_Y , de sorte que la matrice K_{CKM} a la forme habituelle qui est celle de Dirac.

Alors que neuf ou même six, les phases de violation de CP peuvent sembler beaucoup, dans de nombreux modèles 331 spécifiques avec des neutrinos massif, les matrices de masse des neutrinos sont liées aux matrices la masse de leptons chargés, et donc peuvent conduire à des relations entre les angles et les phases de ce mélange. Ainsi, le nombre des phases indépendantes ne peuvent pas être supérieur à trois, le minimum viendra des courants doublement chargés de dileptons. En particulier, pour les neutrinos de Majorana qui obtiennent des masses avec les mêmes couplages de Yukawa h_s et h_a , il n'y a pas de liberté supplémentaire, et la matrice V_W peut être spécifiée en termes de 6 paramètres de V_Y .

Dans le cas de 331 la matrice de mélange est obtenue de la même façon :

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13}e^{i\delta_3} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i(\delta_1-\delta_2)} & s_{13}s_{23}e^{i(\delta_2+\delta_3)} + c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_1} \\ -s_{12}c_{23}e^{-i\delta_3} & c_{12}c_{23} + s_{12}s_{23}s_{13}e^{i(\delta_1-\delta_2-\delta_3)} & c_{12}s_{23}e^{i\delta_2} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i(\delta_1-\delta_3)} \\ s_{13}e^{-i\delta_1} & -s_{23}c_{13}e^{-i\delta_2} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

Cette matrice est en fait le produit trois matrices contenant des sources responsable de la violation CP, dans chacune une phase responsables de la violation CP et un angle de mélange. On observe qu'on a deux phases supplémentaires que celle de la phase du modèle standard qui sont responsables de la violation CP.

Conclusion

En conclusion, dans ce travail on a étudié le modèle standard se basant sur le groupe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et le boson du Higgs responsable de l'acquisition des masses des particules par la brisure spontanée de la symétrie $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}$ en mangeant des Goldstones.

On sait que la violation de CP est responsable de l'asymétrie entre la matière et l'antimatière, donc on a étudié la violation CP dans le cadre du modèle standard exprimé par la matrice CKM où la source de la violation CP est la seule phase de cette matrice.

Le modèle standard ne génère pas de masses pour les neutrinos à cause de la non existence du neutrino droit dans ce modèle, pour cela on a étudié un autre modèle qui est le see-saw pour calculer des neutrinos qui identifient à une masse de Majorana dans ce cadre. où on a étudié les matrices du PMNS qui contiennent deux phases de plus sources de la violation de CP induites par la masse de Majorana des neutrinos.

Finalement on a étudié la violation CP dans le modèle 331 qui se base sur le groupe de Jauge $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$. Pour briser ce groupe il faut avoir trois triplets de Higgs responsables des masses des fermions en plus de quarks exotiques et des bosons de jauge et un quatrième un sextet responsable de la masse des neutrinos où l'étude des courants dans ce modèle nous a permis d'avoir trois matrices contenant des sources responsables de la violation CP, l'une d'elles est identique à celle de KM et les deux autres ont résulté des courants chargés avec les dileptons, dans chacune une phase responsable de la violation CP.

Bibliographie

- [1] S. Abachi et al. [DØ Collaboration], "Observation of the Top Quark", Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995).
- [2] S. L. Glashow, "Partial Symmetries of Weak Interactions", Nucl. Phys. 22 (1961) 579–588.
- [3] S. Weinberg, "A Model of Leptons", Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264–1266.
- [4] A. Salam, in Elementary Particle Theory, p. 367. Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968.
- [5] I. Marleau, introduction à la physique des particules, 2003.
- [6] PAUL LANGACKER, introduction to the standard model and electroweak physics. arXiv : 0901.0241v1[hep-ph] 2 jan 2009.
- [7] Mikhail Shaposhnikov, Champs Quantiques Relativistes, 2007
- [8] Matthew B. Robinson, Karen R. Bland, Gerald B. Cleaver, and Jay R. Dittmann, A Simple Introduction to Particle Physics ,Part I - Foundations and the Standard Model arXiv : 0810.3328v1[hep-ph] 18 Oct 2008.
- [9] R.N. Mohapatra, Unification and supersymmetry : The frontiers of quark-lepton physics, Springer-verlag, New York, 2003, 1992, 1986.
- [10] Harold Erbin, Angle de Cabibbo, matrice CKM et mécanisme GIM, 13 mai 2011
- [11] Andrija Rasin, Diagonalization of Quark Mass Matrices and the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix, International Center for Theoretical Physics, Strada Costiera 11, 34100 Trieste, Italy. hep-ph/9708216.
- [12] R.N. Mohapatra and A.Y. Smirnov, NEUTRINO MASS AND NEW PHYSICS. Annu. Rev. Nucl. Sci 2006.65 :569.628
- [13] Biswajit Adhikarya and Probir Roy, Neutrino Yukawa textures within type-I see-saw. arXiv : 1211.0371v1[hep-ph] 2 Nov 2012
- [14] BERTRAND DION, PRODUCTION DE LEPTOQUARKS ET DE BILEPTONS DANS DES COLLISIONNEURS HADRONIQUES : SIGNAUX ET BRUITS. Mai 1999

- [15] Andrzej J. Buras ;b, Fulvia De Fazioc, Jennifer Girrbacha ;b, Maria V. Carluccia, The Anatomy of Quark Flavour Observables in 331 Models in the Flavour Precision Era. arXiv : 1211.02411237v2[hep-ph] 16 Nov 2012
- [16] Rodolfo A. Diaz , R. Martinez, F. Ochoa, $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ models for arbitrary and families with mirror fermions. arXiv : hep-ph/0411263v3 3 Aug 2005
- [17] E. Catano M., R Martinez, and F. Ochoa, Neutrino masses in a 331 model with right-handed neutrinos without doubly charged Higgs via inverse and double seesaw mechanisms. arXiv : 1206.1966v2[hep-ph] 14 Sep 2012
- [18] Rodolfo A. Diaz, R. Martinez, and F. Ochoa, The scalar sector of the $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ model. arXiv : hep-ph/0309280v2 12 Mar 2004
- [19] Fredy Ochoa and R. Martinez, Family Dependence in $SU(3)_c \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ models. arXiv : hep-ph/0505027v2 6 Aug 2005
- [20] James T. Liu, Daniel Ng, Lepton flavor changing processes and CP violation in the 331 model. arXiv : hep-ph/9401228v1 10 Jan 1994
- [21] I. Cortés-Maldonado, A. Moyotl , G. Tavares-Velasco, Lepton flavor violating decay $Z \rightarrow l_i^\pm l_j^\mp$ in the 331 model

Table des figures

1-1 Représentation du potentiel utilisé dans le mécanisme de Higgs. . 24

Liste des tableaux

1.1 Les propriétés des fermions	12
1.2 les propriétés des bosons	13
1.3 les forces fondamentales.	15
1.4 les propriétés de fermions.	20

Procès-Verbal des résultats de l'expertise des dossiers de Post-Graduation déposés

Session normale du 15 Avril à l'université de Tlemcen

Com.	Nature	Etat	Filière	Intitulé de la PG	Responsable de la PG	Grade	Etablissement	NP demandé	NP accordé	Avis de la Commission
DSP	PG	HAB	DROIT	عقود و مسؤولية	KHEL KAMAL	MC A	ADRAR	20	10	A retenir
DSP	PG	HAB	DROIT	القانون العام	فتاحي محمد	MC A	ADRAR	25		A reformuler
LLA	PG	HAB	علوم اللسان	اللسانيات وقضايا التواصل اللغوي	عبد القادر قصابي	MC A	ADRAR	20	12	A retenir
LLA	PG	HAB	اللغة العربية وادائها	تحقيق المخطوطات اللغوية	حاج احمد الصديق	MC A	ADRAR	12		A reformuler
LLE	PG	HAB	ANGLAIS	Littérature et Civilisation	MAMI Fouad	MC A	ADRAR	10		A reformuler
LLE	PG	HAB	ANGLAIS	Arabic and sahara language varieties	Bouhania Bachir	MC A	ADRAR	10		A reformuler
SEGC	PG	HAB	Sciences Commerciales	المالية الدولية	يوسفات علي	MC A	ADRAR	20	8	A retenir
SSH	PG	HAB	علوم اسلامية	فقه الاسرة	بن زينة حميدة	MC A	ADRAR	20	8	A retenir
SSH	PG	HAB	علوم اسلامية	دراسات قرآنية	دفرور راجح	PR	ADRAR	10	8	A retenir
SSH	PG	HAB	شريعة وقانون	شريعة وقانون	بلعزرو من محمد	MC A	ADRAR	10	10	A retenir
SSH	PG	GEL	علم الاجتماع	علم الاجتماع التنظيم و العمل	لعي بوكيش	MC A	ADRAR	10		A reformuler
ST	PG	HAB	GENIE ELECTRIQUE	SYSTEMES ELECTRO-ENERGETIQUES	HAMOUDA Messaoud	MC A	ADRAR	12	6	A retenir
DSP	PG	HAB	DROIT	قانون المنازعات العقارية	معوان مصطفي	PR	BECHAR	40		A reformuler
DSP	PG	HAB	حقوق	قانون العلاقات الدولية	HAMILIL SALAH	MC A	BECHAR	12		A reformuler
LLA	PG	HAB	الأدب العربي	الخطاب النقدي العربي المعاصر بين التنظير و الممارسة	BOUHASSOUNE HOUCINE	MC A	BECHAR	10		A reformuler
LLA	PG	HAB	الأدب العربي	الشعر العربي القديم (دراسة موضوعاتية فنية)	BOUCHIBA BARKA	MC A	BECHAR	10		A reformuler
LLA	PG	HAB	الأدب العربي	أسلوب الخطاب الروائي الجزائري (الاتجاهات التيماتية و الفنية الفترة 1998/2012)	KOUARI MEBROUK	MC A	BECHAR	12		A reformuler

Com.	Nature	Etat	Filière	Intitulé de la PG	Responsable de la PG	Grade	Etablissement	NP demandé	NP accordé	Avis de la Commission
LLA	PG	REC	الأدب العربي	الأدب العربي عبر فضاء الإنترنت "أبداعا و نقدا"	ABDENOUR IBRAHIM	MC A	BECHAR	15	6	A retenir
SEGC	PG	REC	إدارة أعمال	إدارة أعمال	BOUDI ABDELKADER	PR	BECHAR	15		A reformuler
SEGC	PG	HAB	مالية	مالية	MEKHOULFI ABDESSALEM	MC A	BECHAR	15		A reformuler
ST	PG	REC	TECHNOLOGIES	CALCUL ET OPTIMISATION EN MECANIQUE	BENZEGAOU ALI	MC A	BECHAR	8		A reformuler
ST	PG	HAB	Chimie	Analyse chimique biomédicale	BELBOUKHARI NASSER	MC A	BECHAR	6		A reformuler
ST	PG	HAB	ARCHITECTURE	ARCHITECTURE SAHARIENNE ET PRESERVATION DU PATRIMOINE	HAMOUINE ABDELMADJID	PR	BECHAR	10	10	A retenir
ST	PG	HAB	ARCHITECTURE	AMENAGEMENT HYDRAULIQUE	DJERMANE MOHAMED	MC A	BECHAR	8	8	A retenir
LLE	PG	HAB	Langue française	Didactique du français langue étrangère	Naima BENAMMAR	MC A	ENPO	15		A reformuler
MI	PG	REC	Mathématiques	Analyse Mathématique et Numérique pour l'Optimisation et les Equations aux Dérivées Partielles	BENAHMED Boubakeur	Pr	ENPO	6	0	A reformuler
SEGC	PG	GEL	Management	Management de l'Innovation et de la Compétitivité Industrielle (M.I.C.I)	BENZIANE Abdelbaki	Pr	ENPO	-	-	A retenir
SM	PG	GEL		Ingénierie des Nanomatériaux et simulations numériques	ZANOUN Abdelouahab	Pr	ENPO	0	0	A retenir
SM	PG	HAB	Physique	Physique et Applications des Couches Minces et Matériaux Massifs	HAMDADOU Nasr-Eddine	Pr	ENPO	6	6	A retenir
SM	PG	REC	Physique des matériaux	Caractérisation des matériaux par spectroscopie électronique et photonique	BOUSLAMA M'Hammed	Pr	ENPO	6	6	A retenir
SSH	PG	HAB	Formation initiale des enseignants (BAC+4 ; BAC+5)	L'ingénierie de la formation et de la professionnalisation des métiers de l'enseignement	RAHWANI Soad	MC A	ENPO	15	8	A retenir
ST	PG	HAB	Génie Mécanique	Energétique du bâtiment	ARIS Abdelkader	MC A	ENPO	6	6	A retenir
ST	PG	HAB	ELECTROTECHNIQUE	Identification, Modélisation et Commande Numérique des Processus	CHAKER Abdelkader	Pr	ENPO	8	8	A retenir
ST	PG	HAB	Génie Mécanique	Génie Thermique et Energétique	MADANI Yssaad Habib	MC A	ENPO	6	6	A retenir
ST	PG	HAB	RESEAUX ET SYSTEMES	TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION ET DE LA COMMUNICATION (TIC)	KOUNINEF Belkacem	MC A	INTTIC	8	8	A retenir
LLA	PG	REC	Littérature Arabe	الرواية الجزائرية في ضوء المناهج النقدية المعاصرة	CHERIET Senouci	MC A	MASCARA	0		A reformuler
LLE	PG	HAB	Langue Française	Didactique du FLE/ FOS/ FOU	SEBANE Mounia Aicha	MC A	MASCARA	15		A reformuler

Com.	Nature	Etat	Filière	Intitulé de la PG	Responsable de la PG	Grade	Etablissement	NP demandé	NP accordé	Avis de la Commission
MI	PG	HAB	Mathématiques	Algèbres d'opérateurs et géométrie non - commutative.	SEGRES Abdelkader	MC A	MASCARA	6	0	A reformuler
SEGC	PG	HAB	Sciences Commerciales	Economie Mathématique et Econométrie	ADOUKA Lakhdar	MC A	MASCARA	10		A reformuler
SEGC	PG	GEL	Sciences Economiques	Economie Sociale et Développement Economiques	MOKHTARI Fayçal	MC A	MASCARA	0		A retenir
SM	PG	HAB	Chimie	Chimie Physique des Colloïdes	BOUHEDDA Youcef	MC A	MASCARA	8	-	A reformuler
SNV	PG	HAB	Agriculture	Développement durable des zones de montagne	BENABELLI Kheloufi	Pr	MASCARA	6		A reformuler
SNV	PG	REC	Biologie	Substances naturelles et innovation thérapeutique	TIRTOUIL Aicha	Pr	MASCARA	7		A reformuler
STU	PG	GEL	Sciences de la Terre	Hydrogéologie et Environnement	KHALDI Abdelkader	Pr	MASCARA	0		A retenir
DSP	PG	HAB	DROIT	قانون الوظيفة العمومية	بن عزوز بن صابر	MC A	MOSTAGANEM	12		A reformuler
DSP	PG	HAB	DROIT	الجواز الجنائي	باسم شهاب محمد	MC A	MOSTAGANEM	10		A reformuler
DSP	PG	HAB	DROIT	DROIT PRIVE	GUEMARI BENEDEDOUCHE NEDRA	MC A	MOSTAGANEM	10		A reformuler
DSP	PG	HAB	DROIT	Droit de la responsabilité et des contrats	سلام عبد الله	MC A	MOSTAGANEM	20		A reformuler
DSP	PG	REC	DROIT	Droit international et relations politiques internationales	BEKENNICHE OTMANE	MC A	MOSTAGANEM	12		A reformuler
DSP	PG	GEL	DROIT	DROIT CIVIL FONDAMENTAL	Meziane mohammed amine	MC A	MOSTAGANEM	0	0	A retenir
DSP	PGS	REC	DROIT	القانون الاجتماعي و المؤسسة	بن عزوز بن صابر	MC A	MOSTAGANEM	20		A reformuler
DSP	PGS	HAB	SCIENCE POLITIQUE	EVALUATION DES POLITIQUE PUBLIQUES	BEKENNICHE OTMANE	MC A	MOSTAGANEM	15		A reformuler
LLA	PG	HAB	Littérature Arabe	النحو العربي واللسانيات المعاصرة	لخضر لجمال	MC A	MOSTAGANEM	10		A reformuler
SEGC	PG	REC	Sciences Commerciales	Commerce et Management International	YOUCEFI RACHID	PR	MOSTAGANEM	6	6	A retenir
SEGC	PG	HAB	ECONOMIE APPLIQUEE	FINANCE APPLIQUEE	AMEUR AMEUR AHMED	PR	MOSTAGANEM	6		A reformuler
SEGC	PG	GEL	GESTION	تسويق ومناجمت المؤسسة	BRAINIS Abdelkader	MC A	MOSTAGANEM	0		A retenir
SEGC	PG	HAB	Sciences Commerciales	L'entreprise économique en Algérie dans l'ère du système comptable financier (SCF)	LAID Mohamed	MC A	MOSTAGANEM	8	6	A retenir
SEGC	PG	HAB	GESTION	Management des ressources humaines	BEKKAR BACHIR	MC A	MOSTAGANEM	8	8	A retenir

Com.	Nature	Etat	Filière	Intitulé de la PG	Responsable de la PG	Grade	Etablissement	NP demandé	NP accordé	Avis de la Commission
SNV	PG	HAB	Science agronomiques	Agroforesterie et développement rural durable en milieux semi-arides	LARID Mohamed	MC A	MOSTAGANEM	10	10	A retenir
SSH	PG	HAB	العلوم الاجتماعية	تكنولوجيات الاعلام والاتصال والمجتمع	الحاج عيسى سعيدات	MC A	MOSTAGANEM	10		A reformuler
SSH	PG	REC	SCIENCE SOCIALE	Communication et langage	Abdelhak Abderrahmane BEKSEBIA	MC A	MOSTAGANEM	6		A reformuler
SSH	PG	HAB	العلوم الاجتماعية	الواقع الاثري و التكنولوجي و المعطيات المجتمعية في المجتمع الجزائري	حمداوي محمد	PR	MOSTAGANEM	10		A reformuler
ST	PG	REC	GENIE DES PROCEDES	MANAGEMENT QUALITE HYGIENES	ADDOU AHMED	PR	MOSTAGANEM	20	20	A retenir
ST	PG	GEL	GENIE ELECTRIQUE	Microélectronique et nanoélectronique	BOUKORTT Abdelkader	PR	MOSTAGANEM	0		A retenir
ST	PG	GEL	GENIE ELECTRIQUE	Modélisation des signaux aléatoires et applications	HADRI BAGHDAD	PR	MOSTAGANEM	0		A retenir
ST	PG	GEL	Génie Mécanique	MODELISATION, SIMULATION NUMERIQUE ET CALCULS SCIENTIFIQUES APPLIQUES	OUINAS Djamel	PR	MOSTAGANEM	0		A retenir
ARTS	PG	HAB	فنون درامية	جماليات فنون العرض و الاداء في الجزائر	جدي قفور	MC A	ORAN	10		A reformuler
ARTS	PG	HAB	فنون	نظرية الدراما و الصناعة المسرحية	سيد احمد صبياد	MC A	ORAN	6		A reformuler
ARTS	PG	HAB	فنون درامية	السينوغرافيا و الفنون التشكيلية	عزوز بنعمر	MC A	ORAN	10		A reformuler
LLA	PG	HAB	اللغة العربية	فوتولوجيا الخطاب الشعري	مكي درار	PR	ORAN	10	6	A retenir
LLA	PG	HAB	الأدب العربي المعاصر	الأدب العربي المعاصر الرواية المغربية و توظيف التراث	العابدي خضرة	MC A	ORAN	10	6	A retenir
LLA	PG	HAB	لغة	اللسانيات التداولية	بن عيسى عبد الحليم	PR	ORAN	8	6	A retenir
LLA	PG	HAB	لغة	سيميائية الخطاب المردي في الرواية الجزائرية المعاصرة	هوارى بلقاسم	PR	ORAN	10	6	A retenir
LLA	PG	HAB	الأدب العربي	النقد الادب العربي المعاصر	مختاري خالد	MC A	ORAN	10	6	A retenir
LLA	PG	HAB	لغة	اللسانيات النصية	محمد ملياني	MC A	ORAN	10	6	A retenir
LLA	PG	HAB	الأدب	الأدب و التحليل النفسي	بن حلي عبد الله	PR	ORAN	5	5	A retenir
LLA	PG	GEL	اللسانيات	الدلالة في المستويات اللسانية	مطهري صفية	PR	ORAN			A retenir
LLA	PG	GEL	لغة	المعجمية و صناعة المعجم	رشيد عبد الخالق	MC A	ORAN			A retenir
LLA	PG	GEL	الأدب العربي	الاسلوبيات و تحليل الخطاب	محمد برونية	MC A	ORAN			A retenir
LLA	PG	GEL	الأدب العربي	الادب الجزائري في ضوء المناهج النقدية المعاصرة	بن مالك حسين	MC A	ORAN			A retenir

Com.	Nature	Etat	Filière	Intitulé de la PG	Responsable de la PG	Grade	Etablissement	NP demandé	NP accordé	Avis de la Commission
LLA	PG	GEL	الأدب العربي	الأدب القديم	سكران عبد القادر	MC A	ORAN			A retenir
LLA	PG	GEL	لغويات/صوتيات	علم الأصوات السمعي تاريخ و تطور	سعاد بناسي	MC A	ORAN			A retenir
LLA	PG	GEL	الأدب	بلاغة القرآن	بوعدة عبد القادر	MC A	ORAN			A retenir
LLA	PG	GEL		الخطاب النقدي في الجزائر بين النظرية و التطبيق	عبد القادر شرشار	PR	ORAN			A retenir
LLA	PG	HAB	الأدب العربي	الأدب المقارن	ابن عبد الله الأخضر	PR	ORAN	6	6	A retenir
LLE	ED	HAB	LANGUE ETRANGERE	LANGUE DE SPECIALITE (edolas)	ELKORSO Kamal	PR	ORAN	18		A reformuler
LLE	ED	REC	ENGLISH STUDIES	BRITISH , COMMONWEALTH AND AMERICANSTUDIES.	YACINE Rachida	PR	ORAN	42		A reformuler
LLE	PG	REC	الأدب و اللغات و الفنون	الترجمة	توهامي وسم	PR	ORAN	6		A retenir
LLE	PG	HAB	Traduction	TRADUCTION JURIDIQUE	ZAOUJ ABDERRAHMENE	MC A	ORAN	6		A retenir
LLE	PG	HAB	Traduction	الترجمة الادبية	بلحيا الطاهر	PR	ORAN	6		A retenir
LLE	PG	HAB	Traduction	الترجمة و التواصل	بلقاسمي حفيدة	MC A	ORAN	6		A retenir
LLE	PG	HAB	Traduction	ترجمة الخطاب الاشعاري	ضفوف احلام	MC A	ORAN	6		A retenir
LLE	PG	REC	الروسية	لغات اللغة الروسية	عباد احمد	PR	ORAN	6		A retenir
MI	PG	GEL	Mathématiques	Analyse Mathématique et Application	MORTAD Mohammed Hichem	MC A	ORAN	0	-	A retenir
MI	PG	GEL	Mathématiques	Mathématique appliquées et computationnelles	BELGHABA Kacem	MC A	ORAN	0	-	A retenir
MI	PGS	HAB	Informatique	Management des systèmes d'information (MSI)	BOUAMRANE Karim	PR	ORAN	20	0	A reformuler
SEGC	ED	REC	Sciences Economiques	Economie et Management	BEBAYER Habib	PR	ORAN	36	36	A retenir
SM	PG	GEL	Physique	MATERIAUX NANOTECHNOLOGIE NANOMETROLOGIE	KADRI Abderrahmene	pr	ORAN	0	0	A retenir
SM	PG	GEL	CHIMIE	CHIMIE MOLECULAIRE ET BIOMOLECULAIRE	DERDOUR Aicha	PR	ORAN	0	0	A retenir
SNV	PG	HAB	Biologie végétale	Physiologie végétale	BELKHODJA Moulay	PR	ORAN	6		A reformuler
SNV	PG	HAB	Biologie animale	GENETIQUE BIOLOGIE CELLULAIRE ET CANCER	SENHADJI RACHID	PR	ORAN	6	6	A retenir
SNV	PG	GEL	Génétique microbienne	Biologie Moléculaire et génétique des microorganismes	BENSALAH Farid	PR	ORAN	0	0	A retenir

Com.	Nature	Etat	Filière	Intitulé de la PG	Responsable de la PG	Grade	Etablissement	NP demandé	NP accordé	Avis de la Commission
SNV	PG	GEL	Microbiologie	BIODIVERSITE des microorganismes	HENNI JAMEL EDDINE	PR	ORAN	0	0	A retenir
SNV	PG	GEL	Microbiologie	Microbiologie Fondamentale et appliquée	KIHEL Mebrouk	PR	ORAN	0	0	A retenir
SNV	PG	GEL	Biologie	BIOETHIQUE	EL KEBIR Fatima zohra	PR	ORAN	0	0	A retenir
SNV	PG	GEL	Science de l'environnement	Science de l'environnement marin	BOUTIBA Zitouni	PR	ORAN	0	0	A retenir
SNV	PG	GEL	Méditerranée	Connaissance des cétaqués du bassin algérien	BOUDERBALA Mohamed	PR	ORAN	0	0	A retenir
SSH	PG	HAB	العلوم الاجتماعية	التقويم التربوي	عبد العزيز محمد	MC A	ORAN	12	8	A retenir
SSH	PG	HAB	العلوم الاجتماعية	التغيرات المكتنية وأبعادها في التنمية المستدامة	عبد الصمد عاشور	MC A	ORAN	5	5	A retenir
SSH	PG	HAB	العلوم الاجتماعية	سيكولوجيا والتكفل العالجي	محمد بن عبد الله	MC A	ORAN	15	10	A retenir
SSH	PG	HAB	العلوم الإنسانية والحضارة الإسلامية	الإتصال والقضاء العمومي	بن عريبة فلة	MC A	ORAN	10	10	A retenir
SSH	PG	HAB	العلوم الاجتماعية	علم إحصاء العائلة	شارب دليبة	MC A	ORAN	10	10	A retenir
SSH	PG	HAB	SCIENCE SOCIALE	Magister en Démographie Population et stratégie de développement	DAOUDI Nourdine	MC A	ORAN	5	5	A retenir
SSH	PG	GEL	العلوم الاجتماعية	النقد و قضايا المنهج في الفلسفة	الزاوي عمر	PR	ORAN			A retenir
SSH	PG	GEL	العلوم الاجتماعية	الفلسفات الأنطولوجيا الحديثة والمعاصرة	سواريت بن عمر	PR	ORAN			A retenir
SSH	PG	GEL	العلوم الاجتماعية	العلمسة الألمانية المعاصرة	HAMED HAMID	PR	ORAN			A retenir
SSH	PG	GEL	العلوم الاجتماعية	التربية البيئية و انماط التنمية المستدامة	ABDELGHANIE Fouad mohamed	PR	ORAN			A retenir
SSH	PG	GEL	العلوم الاجتماعية	فلسفة الاخلاق التسامح و المواطنة	صلم عبد الحكيم	PR	ORAN			A retenir
SSH	PG	GEL	العلوم الاجتماعية	Ecole doctorale en anthropologie	MOUTASSEM-MIMOUNI Badra	PR	ORAN			A retenir
SSH	PG	GEL	العلوم الاجتماعية	التنمية البشرية وفعالية الاداءات	boufaldja ghat		ORAN			A retenir
SSH	PG	GEL	العلوم الاجتماعية	Les moyens d'investigation et les technique Therapeutique en Psychologie	MEKKI Mohamed		ORAN			A retenir
SSH	PG	GEL	العلوم الاجتماعية	علم النفس الاسري	منصور عبد الحق	PR	ORAN			A retenir
SSH	PG	REC	العلوم الاجتماعية	الدولة -السلطة و الظاهرة الانتخابية في الجزائر	مصطفى زاوي	MC A	ORAN	15	12	A retenir
SSH	PG	REC	العلوم الاجتماعية	اشكالية القيم في الفكر الغربي الحديث والمعاصر	بوشبية محمد	MC A	ORAN	10	6	A retenir

Com.	Nature	Etat	Filière	Intitulé de la PG	Responsable de la PG	Grade	Etablissement	NP demandé	NP accordé	Avis de la Commission
SSH	PG	REC	العلوم الإجتماعية	الفلسفة السياسية المعاصرة	بريخ مختار	MC A	ORAN	10		A retenir
SSH	PG	HAB	العلوم الإجتماعية	علم النفس العمل و التنظيم	مزيان محمد	PR	ORAN	12	10	A retenir
ST	ED	REC	Sureté de fonctionnement	Management des risque	Guenachi Khadidja	Pr	ORAN	8		A reformuler
ST	PGS	HAB	Risques_securité-sureté	Sciences du danger et développement durable	Guenachi khadidja	Pr	ORAN	15	15	A retenir
STU	PG	HAB	Hydrogéologie	Hydrogéologie et Hydrogéologie des zones arides et semi-arides	MANSOUR Hamidi	PR	ORAN	8	8	A reformuler
DSP	PG	HAB	DROIT	المؤسسات و النظم العقابية	لريد محمد احمد	MC A	SAIDA	10		A reformuler
LLA	PG	HAB	اللغة العربية	تعليمية اللغة العربية	بن ببينة بن ببينة	MC A	SAIDA	11		A reformuler
SEGC	PG	HAB	Sciences Economiques	ANALYSE DES PROJET DE DEVELOPEMENT	BELARBI Abelkader	MC A	SAIDA	6	6	A retenir
SEGC	PGS	HAB	Sciences Economiques	إدارة الموارد البشرية وتسيير الكفاءات	زقاي دياب	MC A	SAIDA	30	30	A retenir
SEGC	PGS	REC	Sciences Commerciales	مناجحت	بن حميدة محمد	MC A	SAIDA	30	30	A retenir
DSP	ED	HAB	DROIT	Le droit du sport	Boudali Mohamed	Pr	SBA	80	50	A retenir
LLA	PG	HAB	لغة	المدرجات اللغوية في العهد عثمانى بالجزائر	مصطفى غربي	MC A	SBA	8		A reformuler
LLA	PG	HAB	لغة	السيرة الذاتية في الادب الجزائري النادرة و المتخيل	مصطفى منصور ي	MC A	SBA	10	6	A retenir
LLA	PG	HAB	اللغة العربية و أداها	الدراسات القرآنية في ضوء علم اللغة القديم و الحديث	فرعون احمد	MC A	SBA	10		A reformuler
LLA	PG	HAB	اللغة العربية و أداها	الشعر الاندلسي و النقد الحديث	الاحمر الحاج	MC A	SBA	10		A reformuler
LLA	PG	HAB	الدراسات اللغوية	الجهود اللغوية عند علماء الاندلس	قندوز محمد	MC A	SBA	20		A reformuler
LLA	PG	HAB	الأدب العربي	المردية العربية واشكالية التلقي في النقد العربي المعاصر	بودالي التاج	MC A	SBA	10		A reformuler
LLE	PG	HAB	LANGUE FRANCAISE	LITTÉRATURE COMPAREE ET INTERCULTURALITE	MELLAK Djillali	MC A	SBA	10		A reformuler
LLE	PG	HAB	ANGLAIS	Psychopédagogie	MERBOOUH Zouaoui	MC A	SBA	10		A retenir
MI	PG	GEL	Informatique	Systèmes d'information web	Benstimane sidi mohammed	MC A	SBA	0	-	A retenir
SEGC	PG	REC	GESTION	Finance et Contrôle	SALAH Elyas	MC A	SBA	10	8	A retenir

Com.	Nature	Etat	Filière	Intitulé de la PG	Responsable de la PG	Grade	Etablissement	NP demandé	NP accordé	Avis de la Commission
SEGC	PG	REC	GESTION	تسويق الخدمات العمومية	صحراوي بن شبيخة	MC A	SBA	10	8	A retenir
SNV	PG	REC		POLLUTION ET ECOSYSTEMES AQUATIQUES DURABLES	AMARA Youcef	MC A	SBA	8	8	A retenir
SNV	PG	HAB	Science de l'environnement	Santé eau et environnement	KOUDACHE Fatiha	MC A	SBA	8	8	A retenir
SSH	PG	HAB	فلسفة	الفلسفة المسياسية في الفكر العربي المعاصر	مروان كاتوم	MC A	SBA	10		A reformuler
SSH	PG	HAB	فلسفة	إستيمولوجية العلوم الإجتماعية وأزمة العلم المعاصر	بن ديدة مختار	MC A	SBA	15		A reformuler
SSH	PG	REC	علم الاجتماع الثقافي	التغير الثقافي والهوية المحلية	بلعربي منور	MC A	SBA	12		A reformuler
SSH	PG	HAB	تاريخ	الانتخابات وأثرها في ثورة الوعي السياسي لدى المجتمع الجزائري من نهاية الحرب العالمية الأولى إلى اندلاع الثورة	بن حويقة علي	MC A	SBA	12		A reformuler
SSH	PG	GEL	تاريخ	تاريخ الجزائر في العهد العثماني	HALALI Hanifi	PR	SBA			A retenir
SSH	PG	GEL	العلوم الاجتماعية	سوسيولوجية الدولة الحديثة في الجزائر	قدوسي محمد	MC A	SBA			A retenir
SSH	PG	GEL	تاريخ	التصوف والصوفية والزوايا الدينية في الجزائر وبلاد المغرب من الوجود العثماني إلى الاحتلال الأوروبي	مكطي محمد	PR	SBA			A retenir
SSH	PG	GEL	تاريخ	تاريخ المغرب الأوسط الحضاري في العصر الوسيط	بلعربي خالد	PR	SBA			A retenir
DSP	PG	HAB	DROIT	قانون الأسرة المقارن	عليان بورزيان	MC A	TIARET	10		A reformuler
DSP	PG	HAB	DROIT	عقود و مسؤولية	بوسماحة الشيخ	MC A	TIARET	15		A reformuler
LLA	PG	REC	دراسات نقدية و ادبية	التقاطع المعرفي في الخطاب النقدي العربي حتى القرن الثامن الهجري	زروقي عبد القادر	MC A	TIARET	10		A reformuler
LLA	PG	HAB	دراسات نقدية و ادبية	الادب العربي و الخطاب الاستشراقي	تاج محمد	MC A	TIARET	15		A reformuler
LLA	PG	REC	اللغة العربية	الاتجاه الوظيفي في تعليمية اللغة العربية	عابد بوهادي	MC A	TIARET	8		A reformuler
LLA	PG	REC	دراسات نقدية و ادبية	الشعرية العربية بين التراث والحداثة	بورزيان احمد	MC A	TIARET	10		A reformuler
SM	PG	HAB		Physicochimie des Matériaux	HAOUZI Ahmed	PR	TIARET	5	-	A reformuler
SNV	PG	HAB	Biologie	Biotechnologie Appliquée à L'environnement	REZZOUG Waffa	MC A	TIARET	10	-	A reformuler
SNV	PG	HAB	Biologie	Ecologie-Ecophysiologie	HASSANI Abdelkrim	MC A	TIARET	16	-	A reformuler
SNV	PG	HAB	Medecine vétérinaire	REPRODUCTION DES ANIMAUX DE LA FERME	NIAR Abdellatif	PR	TIARET	10	8	A retenir

Com.	Nature	Etat	Filière	Intitulé de la PG	Responsable de la PG	Grade	Etablissement	NP demandé	NP accordé	Avis de la Commission
SNV	PG	HAB	Sciences vétérinaires	Microbiologie et immunologie appliquée	BOUKRAA Laid	MC A	TIARET	10		A reformuler
SNV	PG	HAB	Sciences vétérinaires	Hygiène et qualité des aliments d'origine animal	AGGAD Hebib	MC A	TIARET	10		A reformuler
SNV	PG	GEL	Sciences vétérinaires	Chirurgie des petits animaux	AMARA Karim	MC A	TIARET	0	0	A retenir
LLA	PG	HAB	دراسات لغوية	التعليمية في الحقل اللساني	بن جامعة الطيب	MC A	TISSEMSILT	10	10	A retenir
LLA	PG	HAB	دراسات لغوية	علم لغة النص والتوجهات اللسانية الحديثة	بوعز عازة محمد	MC A	TISSEMSILT	10		A reformuler
DSP	PG	HAB	العلوم القانونية والإدارية	القانون الإداري العميق	AZZAOUI Abderhmane	PR	TLEMEN	15		A reformuler
DSP	PG	HAB	القانون الخاص	القانون الطبي	MAMOUN Abdelkrim	PR	TLEMEN	12		A reformuler
DSP	PG	GEL	الحقوق	القانون العام العميق	BENSAHLA TANI Ben Ali	PR	TLEMEN	0		A retenir
DSP	PG	GEL	العلوم السياسية	المبهمات المقارنة	TACHMA Boumediene	PR	TLEMEN	0		A retenir
DSP	PG	GEL	DROIT	DROIT PRIVE APPROFONDI	TCHOUAR Zakia		TLEMEN	0		A retenir
LLA	PG	HAB	أدب جزائري	الرواية الجزائرية المعاصرة	CHERIF BEMMOUSSA Abdelkader	PR	TLEMEN	10	6	A retenir
LLA	PG	HAB	اللغة العربية وأدبها	نحو عربي	GUERRICHE Ahmed	MC A	TLEMEN	10		A reformuler
LLE	PG	HAB	ANGLAIS	CURRICULUM DEVELOPMENT	BENMANSOUR Radia	MC A	TLEMEN	10		A reformuler
LLE	PG	HAB	ANGLAIS	Assessment and Testing in English Language Education	BENMOUSSAT Smail	Pr	TLEMEN	10		A reformuler
LLE	PG	HAB	ANGLAIS	American Studies	ZEGHOUDI Yahia	MC A	TLEMEN	15		A reformuler
LLE	PG	REC	Français	Sociolinguistique et didactique en français	ALI BENCHERIF Mohammed Zakaria	MC A	TLEMEN	8		A reformuler
LLE	PG	REC	Traduction	تعليمية اللغات و المصطلحاتية	DERRAGUI Zobir	PR	TLEMEN	8		A reformuler
MED	PGS	HAB	SANTE AU TRAVAIL	ERGONOMIE	TALEB Abdesselam	PR	TLEMEN	20		A reformuler
SEGC	PG	REC	Sciences économiques	Gestion des finances publiques	BARKA Zine	Pr	TLEMEN	6		A reformuler
SEGC	PG	REC	Sciences économiques	Economie quantitative	BELMOKADDEM Mostefa	Pr	TLEMEN	6	6	A retenir

Com.	Nature	Etat	Filière	Intitulé de la PG	Responsable de la PG	Grade	Etablissement	NP demandé	NP accordé	Avis de la Commission
SEGC	PG	REC	Sciences commerciales	Economie bancaire et financière	BOUTELDJA Abdenacer	Pr	TLEMEN	6	6	A retenir
SEGC	PG	GEL	Sciences de gestion	Système d'Information Communication en Entreprise	BENDIABDELAH Abdeslam	Pr	TLEMEN	0		A retenir
SEGC	PG	GEL	Sciences commerciales	Innovation et entrepreneuriat	BENHABIB Abderrzak	Pr	TLEMEN	0		A retenir
SEGC	PG	GEL	Sciences économiques	Analyse des institutions et du développement	BOUNOUA Chaib	Pr	TLEMEN	0		A retenir
SEGC	PG	GEL	Sciences de gestion	Management stratégique et Intelligence Economique	TCHOUAR KHEIR-EDDINE	Pr	TLEMEN	0		A retenir
SNV	PG	HAB	Foresterie	Ressources phytogénétiques et Amélioration des Ligneux (RPAL)	BENMAHIOUL Benamar	MC A	TLEMEN	6		A reformuler
SNV	PG	HAB	Foresterie	GEOMATIQUE ET GESTION DES RESSOURCES	HADDOUCHE Idriss	MC A	TLEMEN	6	6	A retenir
SNV	PG	REC	Ecologie	Biodiversité et gestion intégrée des écosystèmes	GAOUAR-BENVELLES Nassira	MC A	TLEMEN	6	6	A retenir
SNV	PG	REC	Ecologie végétale	Phyto-dynamique des écosystèmes menacés	BENABADJI Noury	PR	TLEMEN	6	6	A retenir
SNV	PG	REC	Ecologie animale	Ecologie et dynamique des Arthropodes	DAMERDJI Amina	MC A	TLEMEN	6	6	A retenir
SNV	PG	GEL	Foresterie	Santé des forêts	BOUHROUA Rachid Tarik	PR	TLEMEN	0	0	A retenir
SSH	ED	HAB	SCIENCE SOCIALE	Les défenses du corps entre l'organicité et la pensée	Afffa ATTAR-MECHEBET	PR	TLEMEN			A reformuler
SSH	PG	HAB	علم الاجتماع	علم اجتماع التنظيمات والعمل	BOUHASSOUNE LARBI	PR	TLEMEN	6		A reformuler
SSH	PG	HAB	علم الآثار	صيانة و ترميم المعاني الأثرية و المعالم التاريخية	REZKI Cherki	MC A	TLEMEN	6		A reformuler
SSH	PG	HAB	التاريخ	تاريخ الحركة الوطنية والثورة التحريرية الجزائرية (1830-1962)	TAHAR DJEBLI	MC A	TLEMEN	10		A reformuler
SSH	PG	REC	العلوم الإسلامية	تفسير القرآن بين القديم والحديث	SIB Khiredine	PR	TLEMEN	15		A reformuler
SSH	PG	REC	العلوم الإنسانية	الفلسفة المعاصرة و قضايا المنهج	BOUDOUMA Abdelkader	MC A	TLEMEN	8		A reformuler
SSH	PG	REC	التاريخ	تاريخ و حضارة المغرب الإسلامي	MEKIOUI Mohammed	MC A	TLEMEN	6		A reformuler
SSH	PG	REC	التاريخ	تحقيق المخطوطات	ZERRIOUH Abdelhak	PR	TLEMEN	8		A reformuler
SSH	PG	GEL	التاريخ و علم الآثار	التراث اللامادي الجزائري	MEGNONIF Chaib	PR	TLEMEN	-		A retenir
ST	PG	REC	Architecture	La ville, patrimoine et urbanisme	GHOWARI Fouad	PR	TLEMEN	8	8	A retenir

Com.	Nature	Etat	Filière	Intitulé de la PG	Responsable de la PG	Grade	Etablissement	NP demandé	NP accordé	Avis de la Commission
MI	PG	GEL	Informatique	Simulation et Intelligence Artificielle (SIA)	BENYETTOU Mohammed	PR	USTO-MB	0	-	A retenir
MI	PG	GEL	Informatique	Modélisation, Optimisation et Evaluation des Performances des Systèmes (MOEPS)	BELKADI Khaled	MC A	USTO-MB	0	-	A retenir
SM	PG	REC	Physique	Modélisation des Systèmes Physiques	ELCHIKH Mokhtar	PR	USTO-MB	6	-	A reformuler
SM	PG	REC	Physique	Plasmas et Conversion d'Energie	BELASRI Ahmed	PR	USTO-MB	6	-	A reformuler
SM	PG	REC	Physique	Sciences des matériaux, application capteurs pour environnement et énergie renouvelable	HAMZAOUI Saad	PR	USTO-MB	6	-	A reformuler
SM	PG	REC	Physique	Traitement des Surfaces et Sciences des Matériaux	HIADSI Saïd	PR	USTO-MB	4	-	A reformuler
SM	PG	GEL	Chimie	Elaboration et durabilité des Eco-Matériaux Minéraux	KACIMI Larbi	PR	USTO-MB	0	0	A retenir
ST	ED	REC	Electronique	Technologies et Applications Spatiales	RAHLI Mostéfa	PR	USTO-MB	6		A reformuler
ST	PG	REC	Electronique	Technologie des Microsystèmes Électromécaniques et Microfluidiques	MEKKAKIA MAAZA Nasr-Eddine	PR	USTO-MB	6		A reformuler
ST	PG	REC	Electrotechnique	MAINTENANCE ET CONTROLE DES CONVERTISSEURS D'ENERGIE	BENDIABDELLAH Azzedine	MC A	USTO-MB	6		A reformuler
ST	PG	REC	Chimie	Physico-chimie des oxydes : Elaboration et Application	SELLAMI Mayouf	MC A	USTO-MB	5		Avis défavorable
ST	PG	HAB	Architecture	Ville et Patrimoine	SALEM ZinaïSouria	PR	USTO-MB	6	6	A retenir
ST	PG	REC	Electronique	Composants et Systèmes de la Microélectronique Avancée	BOUTCHACHA Touati	PR	USTO-MB	6		A reformuler

ملخص

في هذه الأطروحة درسنا خاصة الطرف الليبتوني لنماذج
كما انشأنا مصفوفات مشابهة لمصفوفة Kobayachi
maskawa أو PMNS والتي تحتوي على مصادر انتهاك
CP

Abstract

In this thesis, we have especially studied a leptonic sector in 331 models and we have developed matrices like Kobayachi maskawa or PMNS that contains CP violation sources

Résumé

Dans ce travail, on a surtout étudié le secteur leptonique dans la cadre des modèles 331 et on a développé les matrices semblables à celles de Kobayachi Maskawa ou PMNS qui contiennent les sources responsables de la violation CP.

