



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

CHERIEF Sadeq

THEME

Le modèle Seesaw type III et la phénoménologie

Soutenue le : 19/06/2014

Devant le jury composé de :

Dr.S .Zaim

MCA Univ. de Batna

Président

Dr.M .Boussahel

MCA Univ. de M'sila

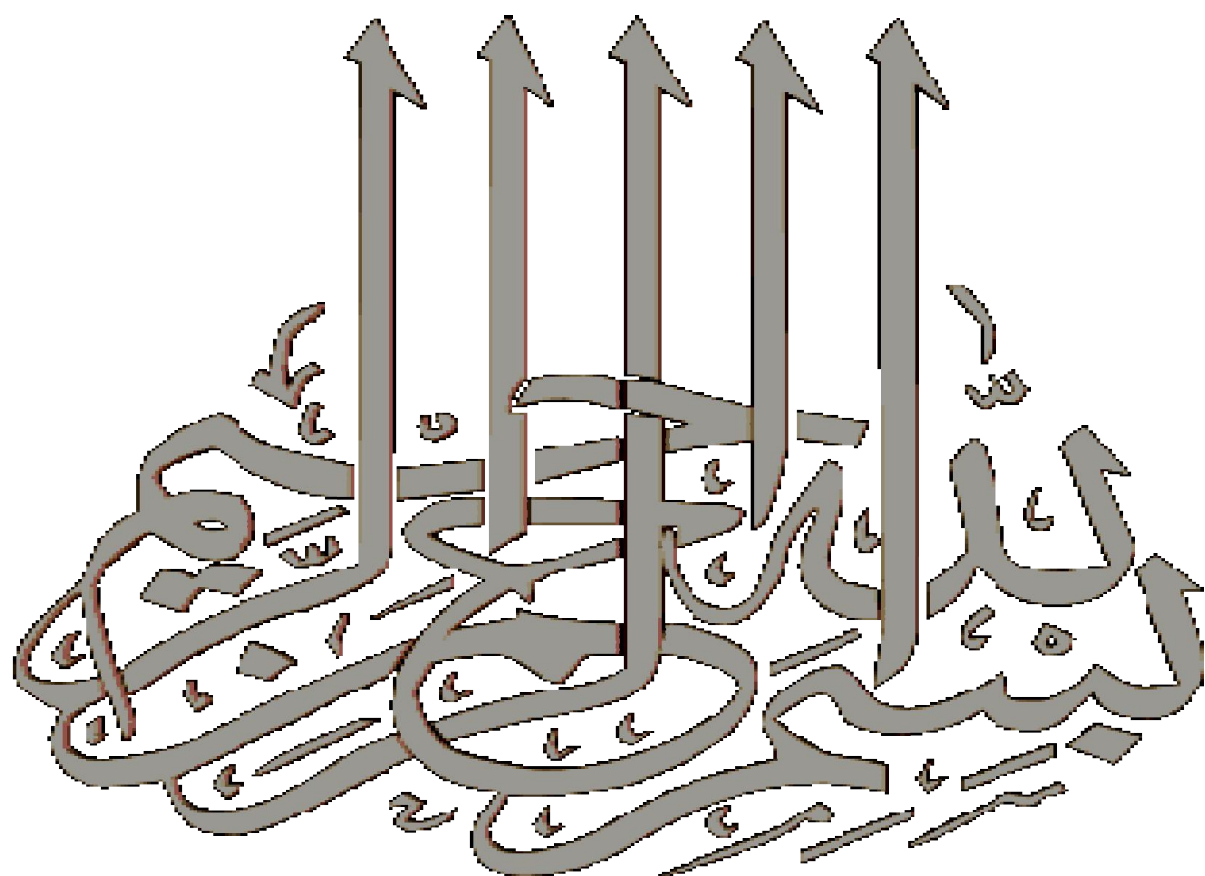
Rapporteur

Dr. Biskri

MCA Univ. de M'sila

Examineur

Promotion Juin 2014



DÉDICACE

**Je dédie ce travail à
Ma mère et Mon père
Mes frères et Mes sœurs
et Mes aîmes**

CHERIEF Sadeq

TABLES DE MATIERE

Introduction générale.....	1
-----------------------------------	----------

Chapitre01 : neutrino

1.1. Introduction.....	4
1.2. Les généralités sur les neutrinos.....	4
1.3. La découverte des différentes saveurs.....	5
1.4. La limitation de nombre du saveurs.....	6
1.5. Les propriétés et les caractéristiques de neutrino.....	6
1.6. Les détecteurs et les sources de neutrino.....	7
1.7. La mesure de l'hélicité du neutrino.....	9
1.8. Oscillations des neutrinos.....	10
1.8.1. Mélange des saveurs.....	10
1.8.2. Oscillation à deux familles.....	10
1.8.3. Oscillation a trois familles.....	11
1.8.4. Oscillation dans la matière.....	12
1.8.5. La mise en évidence de l'oscillation de neutrino.....	12

Chapitre02 : Modelé électrofaible

2.1 Les particules élémentaires.....	15
2.1.1 Les fermions.....	15
2.1.2 Les bosons.....	16
2.2 Modèle électrofaible.....	17
2.2.1 Introduction.....	17
2.2.2 Lagrangien du modelé électrofaible.....	18
2.3 La brisure spontanée de la symétrie.....	20
2.4 Les masses des bosons.....	21
2.5 Les masses des fermions.....	23
2.5.1 Les masses des quarks.....	23
2.5.2 Les masses des leptons.....	25

Chapitre03: Le mecanisme de Seesaw type III et la phénoménologie

3.1. Introduction.....	28
3.2. Le terme de masse.....	28
3.3. Le mecanisme de Seesaw.....	30
3.3.1. Le mecanisme de Seesaw type I.....	30
3.3.2. La phénoménologie.....	31
3.3.3. Le mecanisme de Seesaw type III.....	33
3.3.3.1.Introduction.....	33

3.3.3.2.Lagrangien.....	33
3.3.3.3.Masse de neutrino.....	34
Conclusion.....	39
Bibliographies	

INTRODUCTION

GÉNÉRALE

Introduction générale

Le neutrino est une particule fondamentale dans le modèle standard, comme les particules de matière ont des propriétés remarquables. Ils ont seulement les interactions faible et gravitationnelle. Postulé il y a plus de 80 ans, observés expérimentalement il y a 50 ans, Cependant, le neutrino est également la première sonde d'une physique allant au-delà de la physique proposée par ce modèle. En effet, sa nature oscillante est la preuve que le neutrino possède une masse, ce qui n'est pas prévu par la théorie du modèle standard. Le phénomène d'oscillation, correspondant à une probabilité que possède le neutrino de changer de saveur lorsqu'il se propage, a été prouvé expérimentalement en 1998 par l'expérience Superkamiokande. Il est aujourd'hui le sujet d'investigation de nombreuses expériences dans le monde, à la fois étudié avalés neutrinos provenant du centre du soleil, avec les neutrinos créés par l'interaction de rayons cosmiques dans notre Atmosphère ou encore avec des neutrinos fabriqués par l'homme auprès de réacteurs nucléaires ou d'accélérateurs de Particules.

Ce mémoire est constitué de trois chapitres structuraient comme suit :

Dans le premier chapitre nous exposons quelques généralités sur le neutrino, sa découverte, son nombre de famille, ses détecteurs et ses sources, le phénomène de l'oscillation, sa découverte et le problème de la masse.

Le deuxième chapitre est consacré à la représentation des étapes essentielles de la Théorie électrofaible, on va voir les interactions entre les particules élémentaires qui sont exprimées dans lagrangien, puis le mécanisme de Higgs qu'est le responsable de la brisure spontanée de la symétrie et trouver la masse des particules dans cette théorie.

Au troisième chapitre on présentant une extension ou au delà de la modèle standard, le modèle Seesaw, ou nous ajoutons des nouvelles particules aux particules de modèle standard pour expliquer la masse de neutrino, qui a trois types. On étudiera le modèle de Seesaw type I et type III et ses Phénoménologie.

CHAPITRE 01:

NEUTRINO

1.1. Introduction

A travers ce chapitre, on présente brièvement l'histoire de la découverte et les sources de neutrino. Les phénomènes des oscillations dans le vide et la matière, avant de finir par la question ouverte de l'existence masse de neutrinos.

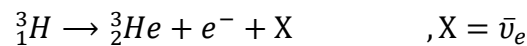
1.2. les généralités sur les neutrinos :

La désintégration beta des noyaux radioactifs. Elle fut mise en évidence pour la première fois lorsque Henri Becquerel découvrit en 1896. La radioactivité produite par des cristaux d'uranium.

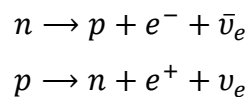
Dans les quelques années qui suivirent, Walter Kaufmann et Ernest Rutherford montrèrent expérimentalement que la radioactivité beta consiste en l'émission de particules chargées (particules beta) se déplacent à une vitesse proche de celle de la lumière. Ces particules furent identifiées plus tard comme étant des électrons.

Au commencement des années 20, il y avait encore un problème des spectres en énergie des électrons émis dans les désintégrations beta montraient que ceux-ci étaient continus ce qui est contraire à ce qui est prédit par la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement dans une désintégration en deux corps [1].

Pour résoudre ce problème, Pauli a proposé en 1930 l'existence d'une particule neutre, très légère et sensible aux interactions faibles, par exemple [1]:



Avec la découverte du neutron par Chadwick (1932), et la découverte des antiparticules (positron) par Anderson (1931), Fermi a présenté en 1933, sa théorie des interactions faibles par une interaction de contact (ou plus tard, le transfert d'une particule massive et chargée, le W), et avec les désintégrations suivantes [1]:



La première vérification de l'existence du neutrino était faite par Cowan et Reines en 1956, pour les interactions. Un peu plus tard, Davis a montré que $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$, il a utilisé un réacteur comme la source des neutrinos [1].

Dans chaque fission d'uranium, environ 6 antineutrinos d'environ 1 MeV sont produits. Près du réacteur, ils ont eu un détecteur de l'eau et CdCl_2 . L' e^+ (positron) qui est produit dans l'interaction perdra son énergie, et combinera avec l' e^- (électron) d'un atome pour créer

positronium. Le positronium se désintègre en 2 photons. Cette désintégration se produit dans ~ 1 nanoseconde.

L'atome de Cd capture le neutron quelques microsecondes plus tard, et produit des photons qu'on détecte (fig1) :

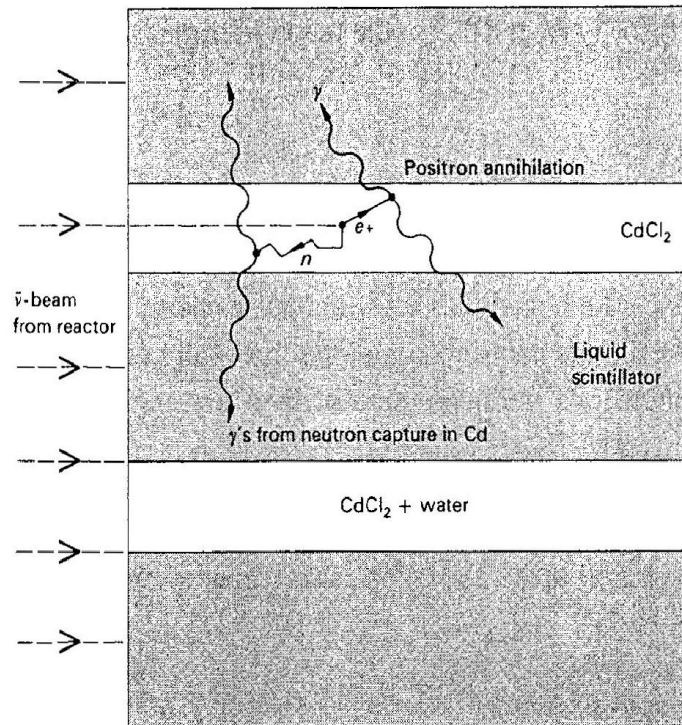


Fig01 : Fig1 : Schéma de l'expérience de Reines et Cowan, en 1956, qui a montré pour la première fois les interactions des antineutrinos, produit dans les β^- désintégrations d'un réacteur.

1.3. La découverte des différents saveurs:

En 1962, Lederman, Schwartz et Steinberger ont montré l'existence d'un deuxième type de neutrino, le ν_μ . En utilisant un faisceau de neutrinos venant de l'accélérateur de Brookhaven (USA) [1],

La désintégration : $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$ était identifiée.

La désintégration : $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n$ n'était pas identifiée.

Il fallut attendre l'an 2000 pour mettre en évidence une troisième saveur de neutrino, attendue pour compléter la symétrie avec les trois familles de leptons. En effet, depuis la découverte du lepton (τ) en 1975, l'existence d'une troisième saveur de neutrino était fortement supposée. La première observation d'une interaction de ν_τ fut faite auprès de l'expérience DONUT au Fermilab [1].

1.4. La limitation de nombre du saveurs :

Le nombre de trois saveurs de neutrino fut prédit avant la découverte neutrino tuanique par l'expérience de DONUT, en 1991 l'étude de Z^0 dans LEP (CERN). Dans ces expériences la largeur de la désintégration :

$$Z^0 \rightarrow \nu_l + \bar{\nu}_l, \quad l = e, \mu, \tau$$

A été déterminé une masse le boson Z^0 ($M_Z = 91.0021 \pm GeV$).

Modes désintégrations différentes du boson Z^0 ($Z^0 \rightarrow l^- + l^+, l = e, \mu, \tau$ ou $Z^0 \rightarrow hadrons$). A été enquêté à en détail la collision($e^- - e^+$).

Et lorsqu' on néglige la masse faible de neutrino nous avons :

$$\sum_l \Gamma(Z^0 \rightarrow \nu_l + \bar{\nu}_l) = n_{\nu f} \Gamma(Z^0 \rightarrow \nu_l + \bar{\nu}_l) \quad (1.1)$$

Où $n_{\nu f}$ est le nombre de paires du neutrino-antineutrino et $\Gamma(Z^0 \rightarrow \nu_l + \bar{\nu}_l)$ est la largeur de la désintégration du Z^0 dans une paire du neutrino-antineutrino (cette largeur est calcule dans le Modèle Standard)

De l'équation (1.1) nous trouvons la relation suivante :

$$n_{\nu f} = \frac{\sum_l \Gamma(Z^0 \rightarrow \nu_l + \bar{\nu}_l)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow l^- + l^+)} \left(\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow l^- + l^+)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \nu_l + \bar{\nu}_l)} \right)_{SM} \quad (1.2)$$

Le premier rapport est mesuré dans les expériences, Le deuxième rapport est calculs

$$SM \left(\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \nu_l + \bar{\nu}_l)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow l^- + l^+)} \right)_{SM} = 1.991 \pm 0.001$$

Des données de quatre expériences LEP, ils sont trouvé :

$$n_{\nu f} = 2.984 \pm 0.008 \quad (1.3)$$

NB: La conclusion était l'existence d'un neutrino distinct pour chaque lepton chargé, et la conservation de la saveur pour chaque famille

1.5. Les propriétés et les caractéristiques des neutrinos :

Les neutrinos sont caractérisés par Les propriétés suivantes :

- Il y a trois neutrinos, ν_e , ν_μ et ν_τ , associés respectivement à l'électron, au muon et au tau, les trois leptons charges. On utilisera dans la suite le terme générique neutrino si l'on n'a pas besoin de préciser la saveur leptonique.
- La sensibilité unique a l'interaction faible.une distance d'une année-lumière de plomb arrêterait la moitié des neutrinos qui la traverse.

- Le neutrino a une charge nulle. Son spin est $1/2$, comme les autres particules de matière. Son hélicité est gauche (le spin pointe dans la direction opposée au mouvement) ainsi que la démontre la très belle expérience de M. Goldhaber et ses collègues en 1958. Corrélativement l'antineutrino a une hélicité droite.
- Les particules de matière (quarks et leptons) sont regroupées en 3 doublets de quarks (u et d, s et c, b et t) et 3 doublets de leptons (e et ν_e , μ et ν_μ , τ et ν_τ). Leurs masses sont aujourd'hui bien connues ... sauf celles des neutrinos
- Ils obéissent à la statistique de Fermi-Dirac (sont des fermions).
- Dans le modèle standard minimal, les neutrinos n'ont pas de masse. En effet, les particules acquièrent une masse grâce au mécanisme de Higgs.
- Le nombre quantique leptonique spécifique ($L_{e,\mu,t}$) caractérise les trois saveurs de neutrinos égale ($L_{e,\mu,t}=1$) pour les particules et ($L_{e,\mu,t}=-1$) pour les antiparticules.
- Le neutrino est une particule de matière, il a une charge électrique nulle et l'oscillation d'une saveur à l'autre (mécanique quantique).
- 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 $\bar{\nu}_L$. Mais ceci implique que le neutrino de Majorana a sa propre antiparticule. En conséquence, un ν_L émis à un vertex pourrait se transformer en $\bar{\nu}_L$ absorbé à un autre vertex, nous y reviendrons lorsque nous parlerons de la désintégration $\beta\beta 0\nu$, ce phénomène induisant une violation du nombre leptonique ($\Delta L = 2$) qui devrait permettre de trancher sur la nature du neutrino.

1.6. Les types de détecteurs et les sources de neutrinos :

Il y a plusieurs types de détecteurs de neutrinos. Leur principal point commun est d'être composé d'une grande quantité de matériel, étant donnée la faible section efficace d'interaction des neutrinos. Ils sont également généralement situés profondément sous terre ou sous la mer, afin de s'affranchir du bruit de fond occasionné par le rayonnement cosmique.

- Les détecteurs au chlore furent les premiers employés et se composent d'un réservoir rempli de tétrachlorure de carbone (CCl_4). Dans ces détecteurs, un neutrino convertit

un atome de chlore en un atome d'argon. Le fluide doit être purgé périodiquement avec du gaz Hélium qui enlève l'argon. L'hélium doit alors être refroidi pour le séparer de l'argon. Ces détecteurs avaient le désavantage majeur de ne pas déterminer la direction du neutrino entrant. C'est le détecteur au chlore de Homestake, dans le Dakota de sud, contenant 520 tonnes de liquide, qui détecta la première fois le déficit des neutrinos solaires et qui permit de découvrir le problème des neutrinos solaires.

- Les détecteurs au gallium sont semblables aux détecteurs au chlore mais sont plus sensibles aux neutrinos de faible énergie. Dans ces détecteurs, un neutrino convertit le gallium en germanium qui peut alors être détecté chimiquement. Ce type de détecteur ne fournit pas non plus d'information sur la direction du neutrino.
- Les détecteurs à eau ordinaire, ou détecteur Čerenkov, tels que Superkamiokande. Ils sont constitués d'un grand réservoir d'eau pure entouré par des détecteurs très sensibles à la lumière, des tubes photomultiplicateurs. Dans ces détecteurs, un neutrino transfère son énergie à un lepton chargé, qui se déplace alors plus rapidement que la lumière dans ce milieu, ce qui engendre, par effet Čerenkov, une production de lumière caractéristique permettant de remonter à la trajectoire initiale de la particule. Les avantages de ce type de détecteur sont de détecter à la fois la direction du neutrino, sa saveur et son énergie. Il autorise également un large volume de détection pour un coût minime, ce qui permet d'augmenter significativement le nombre de neutrinos détectés. C'est ce type de détecteur qui a enregistré le « sursaut » de neutrinos de la supernova 1987a.
- Les détecteurs à l'eau lourde emploient trois types de réactions pour détecter les neutrinos : la même réaction que les détecteurs à eau légère, une réaction impliquant la collision d'un neutrino avec le neutron d'un noyau de deutérium, ce qui libère un électron, et une troisième réaction dans laquelle le neutrino casse un noyau de deutérium en proton et neutron sans lui-même changer de nature. Les résultats de ces réactions peuvent être détectés par des tubes photomultiplicateurs et des détecteurs de neutrons. Ce type de détecteur est en fonction dans l'observatoire de neutrinos Sudbury.
- Les détecteurs à liquide scintillant, tels ceux des expériences double Chooz et kamland, permettent de détecter des neutrinos d'énergie de l'ordre du MeV. Ils sont en général pour cette raison utilisés pour détecter les neutrinos en provenance de centrales

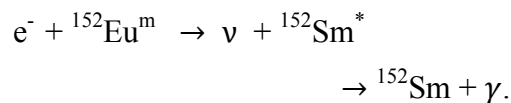
nucléaires. Le liquide scintillant permet de détecter très précisément l'énergie du neutrino, mais ne donne pas d'information quant à sa direction.

- Le détecteur à film photographique OPERA, installé dans le tunnel du Gran Sasso en Italie, détecte les neutrinos émis par un faisceau généré au CERN par une technique originale : des couches photographiques sont alternées avec des feuilles de plomb, afin de détecter l'oscillation du neutrino muonique en neutrino tauique. Le développement des films photographiques permet de reconstruire la topologie de l'interaction, afin d'identifier le tau issu de l'interaction du neutrino tauique.
- Les détecteurs de double désintégration bêta : ils permettent de détecter le spectre de la double désintégration bêta avec émission de 2 neutrinos, afin de chercher l'existence d'une double désintégration bêta sans émission de neutrinos, ce qui prouverait que le neutrino et l'antineutrino sont une seule et même particule (neutrino de Majorana, par opposition au neutrino classique, de Dirac). Ils sont de deux types : calorimétrique tels GERDA et CUORE, ils détectent seulement l'énergie totale de la double désintégration bêta pour reconstruire fidèlement le spectre d'énergie ; trajectographie-calorimètre pour l'expérience NEMO3 et le projet superNEMO, qui détectent le spectre en énergie et la trajectoire des deux électrons afin de rejeter le plus de bruit de fond possible.

1.7. La mesure de l'hélicité du neutrino :

Jadis après que la théorie du neutrino deux-composant eût été proposée, l'hélicité du neutrino démontré la très belle expérience de « M. Goldhaber » et ses collègues en 1958.

Dans cette expérience l'hélicité du neutrino a été obtenu de la mesure de la polarisation circulaire de γ produit dans la chaîne de réactions :



Avec les spins des noyaux sont : $S_{\text{Eu}}=S_{\text{Sm}}=0$ et $S_{\text{Sm}^*}=1$

Depuis le moment orbitale de l'électron initial est égal à nul (K-capture), la conservation du projection de moment angulaire total sur le moment du neutrino est :

$$\frac{1}{2}h + m = \pm \frac{1}{2} \quad (1.4)$$

Avec h est l'hélicité du neutrino et le m est la projection de la rotation de ${}^{152}\text{Sm}^*$.

De cette relation on a :

$$m = 0, -1 \Rightarrow h = 1 \text{ et } m = 0, 1 \Rightarrow h = -1 \quad (1.5)$$

Donc, la polarisation circulaire de γ a émis dans la direction de moment du $^{152}\text{Sm}^*$ est égale à l'hélicité du neutrino, Dans expérience, Goldhaber et all. la polarisation circulaire de photon dispersé avec résonance été mesure (seulement. Le photon a émis dans la direction de mouvement de $^{152}\text{Sm}^*$ satisfaites la condition de la résonance). Les auteurs ont conclu "... notre résultat est compatible avec 100% les hélicité négatifs de neutrino ont émis dans "capture de l'électron orbitale",

Donc, Goldhaber et all. L'expérience a confirmé les deux-composant dans la théorie du neutrino. Il a été établi que des deux possibilités pour le champ de neutrinos présentent ($\nu_L(x)$ ou $\nu_R(x)$) de la première possibilité réalisé [1].

1.8. Oscillations des neutrinos :

L'idée de l'oscillation des neutrinos a été proposée par Pontecorvo en 1957. Sur le modèle des oscillations $K^0 - \bar{K}^0$, il propose des oscillations neutrino-antineutrino car se sont des leptons neutres. L'idée est reprise puis développée en 1962 par Maki, Nakagawa et Sakata sur le modèle du mélange des quarks et elle reformulée en tant que mélange entre les différentes saveurs des neutrinos [4.5.6.7].

L'oscillation du neutrino est un phénomène de la mécanique quantique, selon lequel un neutrino créé avec une certaine saveur leptonique (électron, muon ou tauon) peut être mesuré plus tard en ayant une saveur différente.

1.8.1. Les mélange des saveurs :

l'hypothèse qui dit les neutrinos seraient massifs, avec des états propres de masse non dégénères (le chapitre précédant), un mélange quantique entre les états propres de saveurs et de masse est possible, le formalisme de ce mélange est décrit par la combinaison linéaire entre les états propres de saveurs et de masse.

Tel que :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.6)$$

Où $\nu_\alpha (\alpha = e, \mu, \tau)$ les états propres de saveur du neutrino participant à l'interaction faible $\nu_i (i = 1, 2, 3)$ les états propres de masses gouvernant la propagation de la particule $U_{\alpha i}$ est une matrice unitaire de mélange entre les états propres de saveurs et de masse.

1.8.2. Oscillations à deux familles

On considère maintenant un mélange entre deux saveurs de neutrino, par exemple ν_e et ν_μ et deux états propres de masse, ν_1 et ν_2 . Dans ce cas, la matrice U est une matrice de rotation de dimension 2×2 . Nous trouvons :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Dans cette matrice, l'angle de mélange unique.

Ainsi, neutrino ν_e crée au point $x = 0$ est décrit par

$$\nu_e = \cos \theta \nu_1 + \sin \theta \nu_2 \quad (1.8)$$

A une distance x de son point d'émission, on a

$$\nu_e(x) = \cos \theta \nu_1 e^{ip_1 x} + \sin \theta \nu_2 e^{ip_2 x} \approx e^{ip_1 x} \left(\cos \theta \nu_1 + \sin \theta e^{i \frac{\Delta m^2}{2E_\nu} x} \nu_2 \right) \quad (1.9)$$

Où $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ est la différence des carrées de masse propres, p_i l'impulsion associée à l'état propre ν_i et E_ν l'énergie de neutrino.

La probabilité pour le neutrino électronique soit toujours un neutrino électronique à la distance x de son point d'émission est donnée par :

$$P_{ee} = |\langle \nu_e | \nu_e(x) \rangle|^2 = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos \frac{\Delta m^2}{2E_\nu} x \right) \quad (1.10)$$

La probabilité avec laquelle le neutrino ν_e peut être détecté comme un neutrino ν_μ à la distance x s'exprime :

$$P_{e\mu} = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos \frac{\Delta m^2}{2E_\nu} x \right) \quad (1.11)$$

1.8.3. Oscillation à trois familles

Dans ce cas, la matrice U est analogue du matrice de CKM qui pour les quarks, à partir l'expérience de l'oscillation, les états propres de saveurs sont liés aux états propres de masse, par la matrice U :

$$|v_\alpha\rangle = U|v_i\rangle \quad (1.12)$$

Cette matrice décomposé en

$$U = VA$$

Avec

$$A = \begin{pmatrix} e^{i\alpha} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\beta} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

A est la matrice des phases de Majorana, V est une matrice de PMNS, la matrice peut être paramétrée de la manière suivantes :

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{13} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{13} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

Où : $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$, $i, j = 1, 2, 3$, δ la phase de violation CP

1.8.4. Oscillation dans la matière :

Dans la matière, la diffraction vers l'avant entre d'une part les neutrinos, et d'autre part, les Quarks et les électrons, affecte la propagation des neutrinos. Les courants chargés et neutres provoquent cette diffraction. Parmi les trois saveurs de neutrinos, seul le ν_e est sensible au courant chargé.

Ce phénomène induit des masses effectives $\mu = \pm 2E_\nu A$, où le signe se réfère au ν_e et $\bar{\nu}_e$ respectivement.

$A = \sqrt{2}G_F n_e$ avec n_e la densité ambiante du nombre d'électrons. Les effets de la matière sur les neutrinos ont été traités par Wolfstein, Mikheyev et Smirnov. Nous les appelons les oscillations MSW. Cette théorie a été développée afin d'expliquer l'augmentation des oscillations à l'intérieur du soleil. Les effets de la matière sur les oscillations s'amplifient

$$\text{si } A > \Delta_{ij} \equiv \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E_\nu}$$

1.8.5. La mise en évidence de l'oscillation de neutrino :

Plusieurs expériences ont mis en évidence cette oscillation des neutrinos. En 1998, l'expérience Superkamiokande permet pour la première fois de mettre en évidence ce phénomène d'oscillation [3]. En 2010, des chercheurs travaillant sur l'expérience OPERA annoncent avoir, pour la première fois, observé directement une oscillation du neutrino muonique vers le neutrino tau [19]. En juin 2011, ils sont des chercheurs du projet T2K qui observent pour la première fois une transformation du neutrino muonique en neutrino électronique.

A la fin, après les expériences qui confirment des oscillations entre les neutrinos, toute une particule ne peut osciller que si elle possède une masse non nulle parce que l'oscillation représentant la variation de masse [3.19],

Les neutrinos ont-ils une masse ? par quelle méthode pour trouver sa masse ? quel est la conséquence de la masse de neutrino sur le modèle standard de la physique des particules ?

CHAPITRE 02 :
GÉNÉRALITÉS
SUR
LE MODÈLE
ÉLECTROFAIBLE

2.1. Les particules élémentaires :

On classe les particules en deux familles distinctes selon que leur spin est demi-entier et entier : les fermions et les bosons.

2.1.1. Les fermions :

Ils ont un spin demi entier ($S=1/2, 3/2, \dots$), la fonction d'onde totale d'un système de fermions est antisymétrique, ce qui signifie que deux fermions ne peuvent pas occuper le même état quantique, cette propriété est connue sous le nom de principe d'exclusion de Pauli. Ces particules obéissent à la statistique de Fermi-Dirac, par rapport à la masse on divise en deux types (leptons et quarks).

Les leptons

Les leptons (ainsi nommés parce que leurs masses étaient relativement petites) [10]

1. Ce sont des particules qui n'interagissent pas fortement (aucune interaction forte)
2. Ils portent des charges électriques entières (multiples de la charge de l'électron).
3. Ils possèdent une charge "faible" et peuvent être regroupés en paires appelées doublets d'interaction faible.

Les trois familles ou générations de leptons connues sont :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$$

Le tableau ci-dessous montre les caractéristiques des Leptons :

Saveur leptonique.	Symboles.	La masse ($\text{MeV} \cdot c^{-2}$)	La charge électrique (e^-)
Neutrino électronique.	ν_e	0	0
Electron.	e	0.511	-1
Neutrino muonique.	ν_μ	0	0
Muon.	μ	105.7	-1
Neutrino tauonique.	ν_τ	0	0
Taux.	τ	1777	-1

Tab2.1.: la masse et la charge électrique des leptons [10].

Les quarks :

Les quarks sont les particules fondamentales qui forment la matière nucléaire [10].

1. Ils interagissent fortement (soumis à l'interaction forte)

2. Ils portent des charges électriques fractionnaires.
3. Ils possèdent une charge faible et forment des doublets d'interaction faible.
4. On leur associe aussi une charge colorée (couleur) et forment des triplets d'interaction forte.

Les quarks apparaissent au moins en six saveurs (l'existence du quark top a été confirmé en 1995): les quarks up, down, étrange, charmé, bottom (encore appelé aussi le quark beauté pour des raisons historiques) 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.

$$Q \begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

De façon générale, on soupçonne que les familles de quarks et leptons sont reliées; il en existe trois de chaque. Pour le moment cependant, il semble que seuls des arguments de symétrie viennent appuyer cette assertion [10].

Le tableau ci-dessous montre les caractéristiques Les quarks

Saveur	Symboles.	La masse (GeV.c ⁻²)	La charge électrique (Q/e ⁻)
Up	u	0.3	2/3
Down	d	0.3	-1/3
Charm	c	1.6	2/3
Strange	s	0.5	-1/3
Top	t	175	2/3
Bottom	b	4.5	-1/3

Tab2.2.: la masse et la charge électrique des quarks [10].

2.1.2. Les bosons :

Ils ont un spin entier (S=0, 1, 2,.....), la fonction d'onde totale d'un système de bosons est symétrique, ce qui signifie que plusieurs bosons peuvent occuper le même état quantique. Ces particules obéissent à la statistique de Bose-Einstein, Il ya douze bosons élémentaires et Higgs.

Le tableau ci-dessous montre les caractéristiques les bosons de jauge :

La particule	Symbole	La masse (GeV.c ⁻²)	Charge électrique (Q/e)
Higgs	H	250	0
Boson W	W [±]	80.33	±1

Boson Z	Z^0	91.187	0
Photon	γ	0	0
Les gluons	G	0	0

Tab2.3: la masse et la charge électrique des bosons [10].

2.2. La modèle électrofaible :

2.2.1. Introduction :

Ce modèle est une théorie quantique des champs relativiste, il basée sur le groupe de gauge local de symétrie $SU_{I_3}(2) \otimes U_Y(1)$ où les indices I_3 et Y représentent respectivement l'isospin faible et l'hypercharge. Il en découle douze fermions (et leurs 12 antiparticules) : six quarks et six leptons (voir tableaux 2.1 et 2.2). Les six leptons sont divisés en leptons neutres, les trois neutrinos ν , et en leptons chargés négativement, l'électron e^- , le muon μ^- et le tauon τ^- . Les 6 quarks sont répartis en 3 familles : up et down, strange et charm, bottom et top. Les leptons sont également répartis en 3 familles ou saveurs : électronique, muonique, tauique [8.9.2].

Il y a 4 champs de gauge: on associe les W_μ^i ($i = 1, 2, 3$) à $SU_{I_3}(2)$, tandis que B_μ est le champ de gauge de $U_Y(1)$. Les W_μ^i et B_μ couplent aux charges I_3 et Y, respectivement.

La charge électrique est définie comme [8.9.10.2]:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.1)$$

Où : Q : La charge électrique, I_3 : L'isospin faible et Y : L'hypercharge.

La dérivée covariante pour cette théorie est [8] :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a + \frac{Y}{2} ig' B_\mu \quad (2.2)$$

Où g, g' : les constantes des couplages des groupes $SU_{I_3}(2)$ et $U_Y(1)$ respectivement

Remarque: QED a un photon, tandis que la théorie de Fermi implique l'existence du $W^\pm$. La théorie $SU_{I_3}(2) \otimes U_Y(1)$ contient un deuxième boson de gauge neutre, le Z^0 . C'est une prédiction de cette théorie. Elle a été confirmée quand le Z^0 a été découverte au CERN en 1980.

On place des fermions LH dans des doublets de $SU_{I_3}(2)$; les fermions RH sont des singlets

de $SU_{I_3}(2)$. Remarque: $Y/2$ est différent pour des composantes LH et RH des particules:

Particule	La charge électrique (Q/e ⁻)	L'isospin faible. (I ₃)	L'hypercharge (Y/2)
ν_e	0	+1/2	-1/2
e_L	-1	-1/2	-1/2
e_R	-1	0	-1
u_L	2/3	+1/2	1/6
u_R	2/3	0	3/2
d_L	-1/3	-1/2	1/6
d_R	-1/3	0	-1/3

Tab2.4 : le nombre quantique des particules dans le modèle standard [9].

2.2.2. Lagrangien du modèle électrofaible :

Lagrangien du modèle électrofaible est décrit par les termes suivants :

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_{fermion} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (2.3)$$

La terme du Gauge :

Lagrangien terme de gauge s'écrit comme [8.9.2]:

$$\mathcal{L}_{Gauge} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^\alpha W^{\mu\nu\alpha} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.4)$$

Avec :

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.5)$$

$$W_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu W_\nu^\alpha - \partial_\nu W_\mu^\alpha - g \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} W_\mu^\beta W_\nu^\gamma \quad (2.6)$$

Où :

B_μ : Le champ de jauge pour le groupe $U_Y(1)$, W_μ^α ($\alpha = 1,2,3$) sont Les champs de jauge pour le groupe $SU_{I_3}(2)$, g : la constante de couplage de groupe $SU_{I_3}(2)$ et $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$: La constante de structure de groupe $SU_{I_3}(2)$ est définit par :

$$[I^\alpha, I^\beta] = i \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} I^\gamma \quad (2.7)$$

Le terme du fermion :

Lagrangien terme du fermion s'écrit comme [8.9.2]:

$$\mathcal{L}_{fermion} = \sum_f \bar{\Psi}_f i\gamma^\mu D_\mu \Psi_f \quad (2.8)$$

$$\mathcal{L}_{fermion} = \sum_{i=1}^3 (i\bar{q}_{Li} \gamma^\mu D_\mu q_{Li} + i\bar{U}_{Ri} \gamma^\mu D_\mu U_{Ri} + i\bar{d}_{Ri} \gamma^\mu D_\mu d_{Ri} + i\bar{l}_{Li} \gamma^\mu D_\mu l_{Li} + i\bar{E}_{Ri} \gamma^\mu D_\mu E_{Ri}) \quad (2.9)$$

Avec : i : représenté les nombres des familles ($i=1,2,3$), q_L : Représenté la partie left de quark ($q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$ et $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$). U_R : Représenté la partie right de up quark ($U_R = u, c$ et t). d_R : Représenté la partie right de down quark ($d_R = d, s$ et b). l_L : Représenté la partie left de lepton ($l_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$ et $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$). E_R : Représenté la partie right de lepton ($E_R = e, \mu$ et τ).

Et la dérivée covariante des champs fermionique est donnée par :

$$D_\mu q_{Li} = \left(\partial_\mu + ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a + \frac{i}{6} g' B_\mu \right) q_{Li} \quad (2.10a)$$

$$D_\mu U_{Ri} = \left(\partial_\mu + \frac{1}{3} ig' B_\mu \right) U_{Ri} \quad (2.10b)$$

$$D_\mu d_{Ri} = \left(\partial_\mu - \frac{i}{3} g' B_\mu \right) d_{Ri} \quad (2.10c)$$

$$D_\mu l_{Li} = \left(\partial_\mu + ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a - \frac{i}{2} g' B_\mu \right) l_{Li} \quad (2.10d)$$

$$D_\mu E_{Ri} = \left(\partial_\mu - ig' B_\mu \right) E_{Ri} \quad (2.10e)$$

La terme du Higgs :

Lagrangien terme du Higgs s'écrit comme [9.8.2]:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi - V(\phi) \quad (2.11)$$

Avec :

$\phi = \begin{pmatrix} \phi^0 \\ \phi^+ \end{pmatrix}$: sont champs scalaire complexe doublet de $SU_{I_3}(2)$ et $Y=1$,

La dérivée covariante du champ scalaire écrire comme :

$$D_\mu \phi = \left(\partial_\mu + ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a + \frac{i}{2} g' B_\mu \right) \phi \quad (2.12)$$

$V(\phi)$ est un potentiel scalaire (Higgs) et il est donné par

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^+ \phi + \lambda (\phi^+ \phi)^2, \lambda > 0 \quad (2.13).$$

Où μ^2 et λ sont deux paramètres arbitraires.

Le terme du Yukawa :

Lagrangien terme du Yukawa s'écrit comme [8.9.2] :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{ij} [f_{ij} \bar{\psi}_{Li} \psi_{Rj} \phi + h.c] \quad (2.14)$$

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{ij} [f_{ij}^l \bar{l}_{Li} \phi E_{Rj} + f_{ij}^d \bar{q}_{Li} \phi d_{Rj} + f_{ij}^u \bar{q}_{Li} \tilde{\phi} U_{Rj}] + h.c \quad (2.15)$$

Avec :

f_{ij} : C'est une constante de couplage terme du Yukawa, ϕ : C'est un champ de Higgs et $\tilde{\phi} = i\sigma_2 \phi^*$: C'est un champ de Higgs conjugué

2.3. La brisure spontanée de la symétrie

Mécanisme de Higgs (appelée aussi mécanisme de Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hgen-kibble) est procédé qui permet de donner une masse aux bosons de jauge et fermions des théories avec une brisure spontanée de la symétrie [8.9.2].

Pour brisure spontanée de la symétrie $SU_{13}(2) \otimes U_Y(1)$, on prend le minimum du potentiel $V(\phi)$:

$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial (\phi^+ \phi)} = 0 \quad (2.16)$$

- Si $\mu^2 > 0$ le minimum du potentiel est réalisé pour une valeur du champ non nulle [8.9.20]

$$\frac{\partial V(\phi)}{\partial (\phi^+ \phi)} = \mu^2 + \lambda (\phi^+ \phi) = 0 \quad (2.17)$$

Donc, est donnée par :

$$(\phi^+ \phi)_{min} = |\phi|_{min}^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2} \quad (2.18)$$

Où

$$v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \quad (2.19)$$

Pour $\mu^2 < 0$, on peut choisir la valeur moyenne du champ ϕ dans le vide [8.9.2]:

$$\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

v : La valeur moyenne du champ de Higgs dans le vide.

On peut écrire le champ ϕ autour l'état de vide sous la forme suivante [8.2]:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left(i \frac{\tau^i}{2} \xi^i(x)\right) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Où

$$\phi = \begin{pmatrix} \xi^1 + i\xi^2 \\ \frac{v + h(x) + i\xi^3}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Avec :

$\xi^i(x)$ ($i=1, 2, 3$) et $h(x)$ sont des champs scalaires réels.

2.4. La masse des bosons:

Pour trouver les masses des bosons on choisit une jauge de sorte que [9.2] :

$$\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

En remplaçant l'équation (2.23) dans le potentiel V de l'équation (2.13), on obtient :

$$V(\phi) = \mu^2 \left(\frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} \right)^2 + \lambda \left(\frac{v + h(x)}{\sqrt{2}} \right)^4 \quad (2.24)$$

D'après la simplification de l'équation (2.24) :

$$V(\phi) = \frac{1}{2} (-2\mu^2) h(x)^2 + \frac{\lambda}{4} (h(x)^4 + v^4) + \lambda v h(x)^3 \quad (2.25)$$

Donc, La masse de boson de Higgs est :

$$M_h^2 = -2\mu^2 \quad (2.26)$$

D'autre part :

On a : $Y=+1$, alors :

$$D_\mu \phi = \left(\partial_\mu + \left[+i \frac{g}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} + i \frac{g'}{2} \begin{pmatrix} B_\mu & 0 \\ 0 & B_\mu \end{pmatrix} \right] \right) \phi \quad (2.27)$$

Les Termes de masse pour les bosons de jauge :

$$\mathcal{L}_{masse}^{boson} = \left(0, \frac{v}{\sqrt{2}}\right) \left[-i \frac{g}{2} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & W_\mu^1 - iW_\mu^2 \\ W_\mu^1 + iW_\mu^2 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} - i \frac{g'}{2} \begin{pmatrix} B_\mu & 0 \\ 0 & B_\mu \end{pmatrix} \right] \\ \times \left[i \frac{g}{2} \begin{pmatrix} W^{\mu,3} & W^{\mu,1} - iW^{\mu,2} \\ W^{\mu,1} + iW^{\mu,2} & -W^{\mu,3} \end{pmatrix} + i \frac{g'}{2} \begin{pmatrix} B^\mu & 0 \\ 0 & B^\mu \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

$$= \frac{v^2 g^2}{8} [W_\mu^1 W^{\mu,1} + W_\mu^2 W^{\mu,2}] + \frac{v^2}{8} [g W_\mu^3 - g' B_\mu] [g W^{\mu,3} - g' B^\mu] \quad (2.29)$$

$$= \frac{v^2 g^2}{8} [W_\mu^1 W^{\mu,1} + W_\mu^2 W^{\mu,2}] + \frac{v^2}{8} [g W_\mu^3 - g' B_\mu]^2 \quad (2.30)$$

Nous avons

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2) \quad (2.31)$$

$$[W_\mu^1 W^{\mu,1} + W_\mu^2 W^{\mu,2}] = [W_\mu^{+2} + W_\mu^{-2}] \quad (2.32)$$

Donc

$$\mathcal{L}_{masse}^{boson} = \frac{v^2 g^2}{8} [W_\mu^{+2} + W_\mu^{-2}] + \frac{v^2}{8} [g W_\mu^3 - g' B_\mu]^2 \quad (2.33)$$

Donc, lors de la brisure de la symétrie $SU_{I_3}(2) \otimes U_Y(1)$, on déduit la masse de $W^\pm$:

$$\frac{M_W^2}{2} = \frac{v^2 g^2}{8} \Rightarrow M_W^2 = \frac{v^2 g^2}{4} \quad (2.34)$$

Pour trouver les masses de boson Z et le photon, On peut écrire le dernier terme de l'équation (2.33) comme soit [9] :

$$[g W_\mu^3 - g' B_\mu]^2 = (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -g g' \\ -g g' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

On utilise la matrice orthogonale suivante [9] :

$$O = \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \begin{pmatrix} g & -g' \\ g' & g \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & -\sin \theta_w \\ \sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

$$\cos \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \text{ et } \sin \theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.37)$$

Où g, g' : les constantes des couplages de $SU_{I_3}(2)$ et $U_Y(1)$ respectivement et θ_w :
L'angle de Weinberg

Alors, on peut écrire

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_w & -\sin \theta_w \\ \sin \theta_w & \cos \theta_w \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

Où

$$Z_\mu = \cos \theta_w W_\mu^3 - \sin \theta_w B_\mu \quad (2.39)$$

$$A_\mu = \sin \theta_w W_\mu^3 + \cos \theta_w B_\mu \quad (2.40)$$

On remplace les équations (2.35), (2.36), (2.39) et (2.40) dans l'équation (2.33), on obtient :

$$\mathcal{L}_{masse}^{boson} = \frac{v^2 g^2}{8} [W_\mu^{+2} + W_\mu^{-2}] + \frac{v^2}{8} (g^2 + g'^2) Z_\mu Z^\mu + 0 A_\mu A^\mu \quad (2.41)$$

Les masses des bosons de jauge sont :

$$\text{Pour } W^\pm : M_W^2 = \frac{v^2 g^2}{4} \quad (2.42)$$

$$\text{Pour } Z^0 : M_Z^2 = \frac{v^2}{4} (g^2 + g'^2) \quad (2.43)$$

$$\text{Pour le photon } \gamma : M_\gamma^2 = 0 \quad (2.44)$$

D'après les relations (2.37), (2.42) et (2.43) on déduit :

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_w} \quad (2.45)$$

2.5. La masse des Fermions :

Pour les masses des fermions, à cause de la symétrie $SU_{I_3}(2) \otimes U_Y(1)$, il faut écrire un terme de Yukawa (2.14):

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{ij} [f_{ij} \bar{\psi}_{Li} \psi_{Rj} \phi + h.c.]$$

2.5.1. La masse des quarks :

Il faut écrire un terme de Yukawa des quarks :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{quarks}} = \sum_{ij} [f_{ij}^d \bar{q}_{Li} \phi d_{Rj} + f_{ij}^u \bar{q}_{Li} \tilde{\phi} u_{Rj}] + h.c \quad (2.46)$$

On remplaçant le choix de jauge de l'équation (2.16) dans l'équation (2.46) on obtient :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{quarks}} = \sum_{ij} \left[f_{ij}^u (\bar{u}_{Li} \quad \bar{d}_{Li}) \begin{pmatrix} v \\ \sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} u_{Rj} + f_{ij}^d (\bar{u}_{Li} \quad \bar{d}_{Li}) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \\ d_{Rj} \end{pmatrix} \right] + h.c \quad (2.47)$$

Les termes de masses des quarks prennent la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{quarks}} = \sum_{ij} \left[f_{ij}^u \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{u}_{Li} u_{Rj} + f_{ij}^d \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{d}_{Li} d_{Rj} \right] + h.c \quad (2.48)$$

Pour les quarks on obtient des matrices de masse non diagonalisée :

$$m_{ij}^u = f_{ij}^u \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad m_{ij}^d = f_{ij}^d \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (2.49)$$

Mais les quarks physiques ont des masses bien définies, il faut diagonaliser ces matrices de masse.

Matrice générale diagonalisée par une transformation unitaire suivante :

$$M_{diag}^u = \begin{pmatrix} m^u & 0 & 0 \\ 0 & m^c & 0 \\ 0 & 0 & m^t \end{pmatrix} = U_L^{u+} m_{ij}^u U_R^u \quad (2.50)$$

$$M_{diag}^d = \begin{pmatrix} m^d & 0 & 0 \\ 0 & m^s & 0 \\ 0 & 0 & m^b \end{pmatrix} = U_L^{d+} m_{ij}^d U_R^d \quad (2.51)$$

Où :

Les matrices unitaires U_L^u, U_R^u, U_L^d et U_R^d sont différentes.

Le terme de masse des quarks deviennent :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{quarks}} = \sum_i [\bar{u}'_{Li} M_{diag}^u u'_{Ri} + \bar{d}'_{Li} M_{diag}^d d'_{Ri}] + h.c \quad (2.52)$$

Où:

$$u'_{L,R} = U_{L,R}^u u_{L,R} \quad \text{et} \quad d'_{L,R} = U_{L,R}^d d_{L,R} \quad (2.53)$$

$$u_{L,R} = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L, \quad d_{L,R} = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \quad (2.54)$$

On définit lagrangien de courant chargé dans la base de jauge [8.9.2] :

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L d_L W^{+\mu} \quad (2.55)$$

Dans la base de masse ou on utilise l'équation (2.53), ceci devient:

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L' U_L^{u+} U_L^d d_L' W^{+\mu} \quad (2.56)$$

$$\mathcal{L}_{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L' V_{CKM} d_L' W^{+\mu} \quad (2.57)$$

Où : $U_L^{u+} U_L^d = V_{CKM}$ et V_{CKM} qu'est une matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Et V_{CKM} qu'est une matrice complexe sous la forme de matrice 3×3 :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

Nombre de paramètres indépendants dans V_{CKM} sont 18 paramètres réels, L'unitarité de V_{CKM} enlève 9 paramètres réels; on peut enlever 5 autres en changeant la phase de quarks i.e. 4 paramètres indépendants, 3 sont des angles (comme les angles d'Euler); 1 est une phase.

D'après la paramétrisation la matrice V_{CKM} s'écrit comme :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{13} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{13} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

Où : $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$, $i, j = 1, 2, 3$, δ la phase de violation CP .

2.5.2. la masse des leptons :

Il faut écrire un terme de Yukawa des leptons :

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{\text{leptons}} = \sum_{ij} f_{ij}^l \bar{l}_{Li} \phi E_{Rj} + h.c \quad (2.60)$$

On remplace le choix de jauge de l'équation (2.16) dans l'équation (2.60) on obtient :

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^{\text{leptons}} = \sum_{ij} f_{ij}^l (\bar{\nu}_{Li} \quad \bar{e}_{Li}) \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} e_{Rj} + h.c \quad (2.61)$$

D'après brisure spontanée de la symétrie :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{leptons}} = \sum_{ij} f_{ij}^l \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{e}_{Li} e_{Rj} \quad (2.62)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{leptons}} = \sum_{ij} M_l \bar{e}_{Li} e_{Rj} \quad (2.63)$$

Pour les leptons on obtient des matrices de masse :

$$M_l = \frac{v}{\sqrt{2}} f_{ij}^l \quad (2.64)$$

Par la même méthode précédente, on trouve la masse physique des leptons :

$$M_l^{diag} = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix} = U_L^{l+} M_l U_R^l \quad (2.65)$$

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{leptons}} = M_l^{diag} \bar{e}'_L e'_R \quad (2.66)$$

Où :

$$e'_{L,R} = U_{L,R}^l e_{L,R} \quad (2.67)$$

CHAPITRE 03 :

LE MODÈLE DE

SEESAW TYPE III

ET LA

PHÉNOMÉNOLOGIE

3.1. Introduction :

Au le modèle standard les neutrinos n'ont pas de masse, Mais, Le phénomène d'oscillation étant une preuve expérimentale que les neutrinos sont bien massifs, des extensions du modèle standard sont utilisées pour introduire des termes de chiralité droite (gauche) aux neutrinos (antineutrino) afin de leur construire des termes de masse.

Dans ce chapitre on va voir un aperçu sur le modèle de SeeSaw type I et type III et ses phénoménologies

3.2. Le terme de masse :

Dans le modèle standard, la masse un fermion dérivé de mécanisme de Higgs au travers du couplage des champs fermioniques avec le doublet Higgs, c'est le couplage de Yukawa.

On a [15] :

$$m_f \bar{\psi}\psi = m_f (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \quad (3.1)$$

Ceci le terme de masse de Dirac, Il relie les états chiralités droites et gauches (LH, RH), Mais dans le modèle standard ne pas écrire ce terme, alors on remplace ce terme par le terme de Yukawa que écrire sous la forme suivante [8.9.10.1] :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{ij} [f_{ij} \bar{\psi}_{Li} \psi_{Rj} \phi + h.c.] \quad (3.2)$$

Avec: ϕ est le champ scalaire, ψ_L et ψ_R sont les spineurs fermioniques des différentes chiralités, f_{ij} est la constante de couplage de Yukawa, matrice complexe 3×3

D'après l'application du mécanisme de Higgs ou (brisure spontanée de la symétrie), on génère un terme de masse de Dirac pour les fermions :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = m_{ij}^{\alpha} \bar{\psi}_{Li} \psi_{Rj} \quad (3.3)$$

Où

$$m_{ij}^{\alpha} = \frac{v}{\sqrt{2}} f_{ij}^{\alpha} \quad (\alpha = e, \mu, \tau, u, d, s, c, t, b) \quad (3.4)$$

Avec : m_{ij}^{α} est une matrice de la masse et v est le champ moyen de Higgs

Mais m_{ij}^α est une matrice non diagonalisée, on peut diagonaliser cette matrice par les transformations suivantes :

$$M_{diag}^\alpha = U_L^\alpha m_{ij}^\alpha V_R^{\alpha+} \quad (3.5)$$

Avec M_{diag}^α est une matrice de la masse diagonalisée, $U_{L,R}^\alpha$ et $V_{L,R}^\alpha$ sont des matrices 3×3 unitaires complexes différentes. On passe des états propres de jauge aux états propres de masse (états physiques) : pour les quarks : $q'_{L,R} = U_{L,R}^q q_{L,R}$

Pour les leptons chargés : $e'_{L,R} = U_{L,R}^l e_{L,R}$

et le secteur de neutrino, Il faut ajouter dans le modèle standard les composantes droites et gauches aux neutrinos et antineutrinos. On peut écrire facilement le terme de masse de Dirac pour les neutrinos [15.16] :

$$\mathcal{L}^D = -m_D(\bar{\nu}_R \nu_L + \bar{\nu}_L \nu_R) \quad (3.6)$$

Il est invariant sous les transformations de jauge et il conserve ainsi le nombre leptonique.

Une autre manière de générer un terme de masse est possible pour des particules de Majorana. Dans cette description, une particule a sa propre antiparticule, ce qui implique la relation [15.16] :

$$v^c = Cv = i\gamma^2 v^*, \bar{v}^c = v^T C = v^T i\gamma^2 \quad (3.7a)$$

$$(v_L)^c = (v^c)_R \text{ et } (v_R)^c = (v^c)_L \quad (3.7b)$$

C : l'opérateur conjugaison de charge.

Nous avons [15] :

ν_L Annihile un neutrino de chiral LH et crée un antineutrino RH, $\bar{\nu}_L$ crée un neutrino de chiral LH et annihile un antineutrino RH, ν_L^c crée un neutrino de chiral LH et annihile un antineutrino RH et $\bar{\nu}_L^c$ annihile un neutrino de chiral LH et crée un antineutrino RH

On peut alors montrer que le terme de masse de Majorana pour les neutrinos [15.16] :

$$\mathcal{L}^M = -\frac{1}{2}M_L(\bar{\nu}_L \nu_L^c + \bar{\nu}_L^c \nu_L) - \frac{1}{2}M_R(\bar{\nu}_R \nu_R^c + \bar{\nu}_R^c \nu_R) \quad (3.8)$$

Il invariant sous les transformations de jauge et ne conserve pas le nombre leptonique. Avec : L et R représenté les parties left et right de chiralité,

3.3. Le mécanisme de Seesaw :

3.3.1. Le mécanisme de Seesaw type I :

Ce modèle consiste deux nessesite, la première nessesite est ajoute les composantes droites de neutrinos et la deuxième nessesite est les particules soient de Majorana. On peut alors écrire le terme de masse Dirac et Majorana [14.15.16] :

$$\mathcal{L}^{M+D} = -\frac{1}{2}M_L \overline{(v_L)^c} v_L - \frac{1}{2}M_R \overline{(v_R)^c} v_R + m_D \bar{v}_R v_L + HC \quad (3.9)$$

$$\mathcal{L}^{M+D} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \overline{(v_L)^c} & \bar{v}_R \end{pmatrix} M_v \begin{pmatrix} v_L \\ (v_R)^c \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

Où m_D est une matrice de la masse de Dirac, M_R et M_L Sont des matrices des masses de Majorana.

$$M_v \text{ est une matrice du masse définit par : } M_v = \begin{pmatrix} M_L & m_D \\ m_D & M_R \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

La diagonalisation de matrice de la masse M_v de l'équation (3.11) permet déterminer les valeurs propres de masse correspondante à Lagrangien de l'équation (3.10) [16] :

$$M_+ = \frac{1}{2} \left\{ (M_L + M_R) + \sqrt{(M_L + M_R)^2 + 4m_D^2} \right\} \quad (3.12)$$

$$M_- = \frac{1}{2} \left\{ -(M_L + M_R) + \sqrt{(M_L + M_R)^2 + 4m_D^2} \right\} \quad (3.13)$$

$$v_+ = \sin \theta v_L + \cos \theta (v_R)^c \quad (3.14)$$

$$v_- = i[\cos \theta v_L - \sin \theta (v_R)^c] \quad (3.15)$$

Les états propres v_+ et v_- déformaient des mélanges des états v_L et $(v_R)^c$ avec l'angle de couplage θ , Où

$$\tan 2\theta = \frac{2m_D}{M_R - M_L} \quad (3.16)$$

D'après l'équation de (3.16) il peut alors construire les cas suivants :

- Cas 1 : Si $M_R = M_L = 0 \Rightarrow \theta = 45$ alors $M_{\pm} = m_D$ alors on dit les neutrinos de Dirac.
- Cas 2 : Si $m_D = 0 \Rightarrow \theta = 0$ alors $M_{\pm} = M_{R,L}$ alors on dit les neutrinos de Majorana.
- Cas 3 : Si $M_R \gg m_D, M_L = 0 \Rightarrow \theta = \frac{m_D}{M_R} \ll 1$ alors les valeurs propres de masse sont : $M_- = m_\nu = \frac{m_D^2}{M_R}$ $M_+ = M_N = M_R(1 + \frac{m_D^2}{M_R^2}) \approx M_R$

Le dernier cas c'est ce qu'on appelle le mécanisme de SeeSaw type I, ce mécanisme à été proposé par (P. Minkowski 1977, M. Gell-Mann, P.Ramond, R.Stanky 1979, T.Yanagida 1979, S.Glashow 1980, R.N.Mohapatra, G.Senjanovic 1989) pour expliquer la masse de neutrino.

Le terme m_ν la masse correspond ainsi aux neutrinos gauches léger du modèle standard (l'échelle de théorie électrofaible), et il existe un neutrino droit lourd de masse $M_N \approx M_R$ est appelle la masse de Majorana. le neutrino lourd devrait posséder une masse ($M_R \approx 10^{15} GeV$) proche de l'énergie du théorie de grande unification (GUT), ce qui expliquerait pourquoi ces neutrinos droits n'ont jamais été observés.

Le diagramme représente le modèle de Seesaw type I :

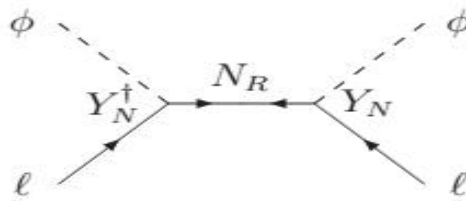


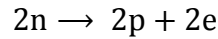
Fig3.1.

3.3.2. La phénoménologie :

La désintégration double beta sans émission de neutrino

La désintégration double beta sans émission de neutrino est un processus à été proposé par W.H.Furry en 1939, Pour déterminer la nature de neutrino, Dirac ou Majorana, La désintégration double beta sans émission de neutrino est le processus du second de

l'interaction faible qui un noyau (A,Z) fait correspondre le noyau (A ,Z+2) par la réaction suivante :



La différence entre la désintégration on double beta avec et sans émission de neutrino , le première est possible par le modèle standard de la physique des particule , par ce qu'il existe la conservation de nombre leptonique , Mais la deuxième est interdit par le modèle standard car il implique la violation de la conservation de nombre leptonique, dans ce dernière , dans l'état initial ,nombre leptonique (L=0) et (L=2) dans l'état final , dans se produit , il nécessité que le neutrino soit ne particule massive de Majorana.

Désintégration double beta par échange de neutrino léger de Majorana, le modèle le plus utilisé pour décrire Désintégration double beta sans neutrino implique l'échange de neutrino léger de Majorana et fait appel au courant droit qui va être absorbé en tant que neutrino gauche en un second vertex cette absorptionnemanant à l'émission d'un second d'électron (fig3.2).

Ce processus nessicite que le neutrino soit une particule de Majorana, car pour qu'il ait lieu il faut que l'antineutrino émis au première vertex soit un neutrino au second vertex. De plus le reversement d'hélicité enter l'antineutrino droite et le neutrino gauche implique que le neutrino droit être massif.

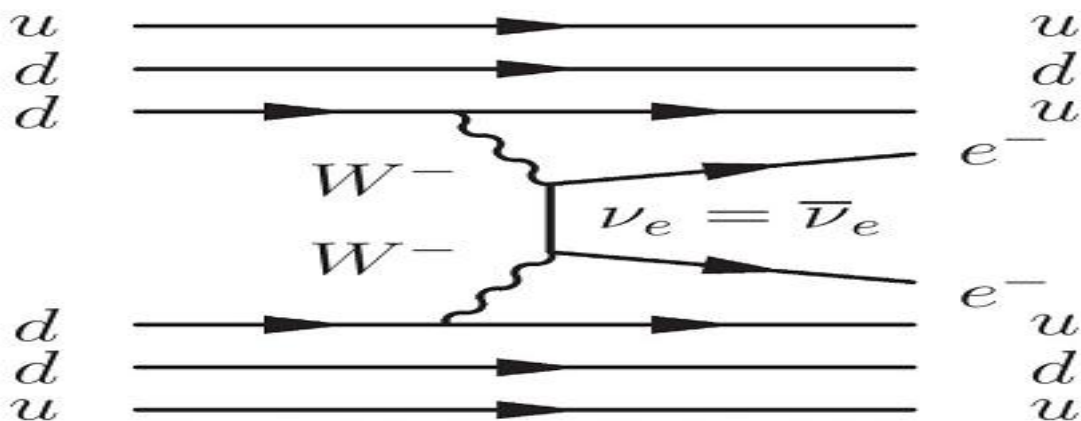


Fig. 3.2:le diagramme de Désintégration double sans émission un neutrino

3.3.3. Le modèle de Seesaw type III :

3.3.3.1. Introduction :

Ce modèle à été proposé par (Fout, Lew, He et Joshi) en 1989 [18], il consiste l'addition des trois fermions (leptons) lourds à la famille des particules dans modèle standard, ces fermions ont hypercharge faible nulle c.-à-d. singlets de la groupe $U_Y(1)$, ils transforment comme triplets dans les représentations d'adjoints de le groupe $SU_{I_3}(2)$ i.e. la représentation de ce triplet de la symétrie $SU_{I_3}(2) \otimes U_Y(1)$ est (3,0)[11.13.17].

$$\text{Nous écrivons les champs de ce triplet par : } \Sigma_L = \begin{pmatrix} \frac{\Sigma_L^0}{\sqrt{2}} & \Sigma_L^+ \\ \Sigma_L^- & \frac{\Sigma_L^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3.17a)$$

$$\text{Et les champs de conjugaison de charge : } \Sigma_L^c = \begin{pmatrix} \frac{\Sigma_L^{0c}}{\sqrt{2}} & \Sigma_L^{+c} \\ \Sigma_L^{-c} & \frac{\Sigma_L^{0c}}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3.17b)$$

Avec Σ_L^c la partie droite

3.3.3.2. Lagrangien :

Lagrangien de modèle Seesaw type III s'écrit comme [11.14.17] :

$$\mathcal{L}^{seesaw03} = \mathcal{L}_{EW} + \mathcal{L}_{\Sigma} \quad (3.18)$$

Avec : $\mathcal{L}_{EW}$ et $\mathcal{L}_{\Sigma}$ Sont lagrangiens de model standard et des triplets lourds de fermion respectivement.

Où

$$\mathcal{L}_{\Sigma} = \mathcal{L}_{gauge\Sigma} + \mathcal{L}_{yukawa\Sigma} + \mathcal{L}_{M\Sigma} \quad (3.19)$$

Avec

$$\mathcal{L}_{gauge\Sigma} = Tr[\bar{\Sigma}_L i\gamma^\mu D_\mu \Sigma_L] \quad (3.20)$$

$$\mathcal{L}_{yukawa\Sigma} = \bar{l}_L \sqrt{2} Y_{\Sigma}^+ \Sigma_L^c \phi + \tilde{\phi}^+ \bar{\Sigma}_L^c \sqrt{2} Y_{\Sigma} l_L \quad (3.21)$$

$$\mathcal{L}_{Majorana\Sigma} = -\frac{1}{2} [\bar{\Sigma}_L^c M_{\Sigma} \Sigma_L + \bar{\Sigma}_L M_{\Sigma}^* \Sigma_L^c] \quad (3.22)$$

Où : M_Σ : La matrice de la masse de Majorana des triplets lourds de fermions. Y_Σ : La constante de couplage de Yukawa. l_L, ϕ et $\tilde{\phi}$ Les champs doublets de lepton et de Higgs respectivement et on peut les écrire :

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L, \phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \text{ et } \tilde{\phi} = \begin{pmatrix} \phi^0 \\ -\phi^- \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

Pour chaque membre de l_L est spineurs de Dirac à 4 composantes, puis que le triplet de fermions est dans la représentation d'adjoints de $SU_{I_3}(2)$.

La dérivée covariante de triplet du fermions est définit par :

$$D_\mu \Sigma = \left(\partial_\mu + ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a \right) \Sigma \quad 3.24$$

Où : g est le constante de couplage de le groupe $SU_{I_3}(2)$, τ^a est la matrice de Pauli et W_μ^a le champ bosonique.

3.3.2.2. La masse de neutrino

On peut définit le nouvel champ ψ :

$$\psi = \psi_R + \psi_L \text{ avec } \psi_R = \Sigma_L^{+c}, \psi_L = \Sigma_L^- \Rightarrow \psi = \Sigma_L^{+c} + \Sigma_L^- \quad 3.25$$

Après la brisure spontanée de la symétrie $SU_{I_3}(2) \otimes U_Y(1)$, la valeur moyenne de champ de Higgs dans l'équation (2.20) est $\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$, on remplaçant dans lagrangien et on obtient le terme de masse suivant [11.13.17] :

$$\mathcal{L}_m = (\bar{e}_R \quad \bar{\psi}_R) \begin{pmatrix} m_e & 0 \\ vY_\Sigma & M_\Sigma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_L \\ \psi_L \end{pmatrix} + hc + (\bar{\nu}_L^c \quad \bar{\Sigma}_L^{0c}) \begin{pmatrix} 0 & \frac{vY_\Sigma^T}{2\sqrt{2}} \\ \frac{vY_\Sigma}{2\sqrt{2}} & \frac{M_\Sigma}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \Sigma_L^0 \end{pmatrix} + hc \quad (3.26)$$

Le dernier terme de lagrangien terme de masse est donnée la matrice de la masse de Seesaw pour les neutrinos.

Pour trouver les masses des particules dans ce modèle, il faut diagonalisée les matrices des masses de l'équation (3.26) par les transformations unitaires des champs fermioniques, on définit dans la suivre [11.17]:

$$\begin{pmatrix} e_{L,R} \\ \psi_{L,R} \end{pmatrix} = U_{L,R} \begin{pmatrix} e_{mL,R} \\ \psi_{mL,R} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_L \\ \Sigma_L^0 \end{pmatrix} = U_O \begin{pmatrix} \nu_{mL} \\ \Sigma_{mL}^0 \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

Où $U_{L,R}$ et U_O sont des matrices unitaires 6×6 , 3 pour doublets légers et 3 triplets lourds, lequel nous décomposons dans matrice du bloc 3×3 comme [11.17] :

$$U_L = \begin{pmatrix} U_{Lee} & U_{Le\psi} \\ U_{L\psi e} & U_{L\psi\psi} \end{pmatrix}, U_R = \begin{pmatrix} U_{Ree} & U_{Re\psi} \\ U_{R\psi e} & U_{R\psi\psi} \end{pmatrix} \text{ et } U_O = \begin{pmatrix} U_{0vv} & U_{0v\Sigma} \\ U_{0\Sigma v} & U_{0\Sigma\Sigma} \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

On remplace ces transformations dans le dernier terme du lagrangien terme de masse, on trouve :

$$\mathcal{L}_m = (\bar{\nu}_{mL}^c \quad \bar{\Sigma}_{mL}^{0c}) \begin{pmatrix} m_v^{diag} & 0 \\ 0 & M_\Sigma^{diag} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{mL} \\ \Sigma_{mL}^0 \end{pmatrix} + hc \quad (3.29)$$

Avec

$$m_v^{diag} = U_{0\Sigma v}^+ Y_\Sigma^* \frac{v}{\sqrt{2}} U_{0vv}^T{}^{-1} \quad (3.30a)$$

$$M_\Sigma^{diag} = U_{0v\Sigma}^+ Y_\Sigma^+ \frac{v}{\sqrt{2}} U_{0\Sigma\Sigma}^* \quad (3.30b)$$

Pour nos études nous devons savoir les interactions de jauge et de boson Higgs aux champs leptonique. Dans la base de jauge, ils peuvent être écrits comme [11] :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{gauge} = & q(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi + \bar{e}\gamma^\mu e)A_\mu + g \cos \theta_w (\bar{\psi}\gamma^\mu\psi + \bar{e}\gamma^\mu e)Z_\mu \\ & - \frac{g}{\cos \theta_w} \left(\frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + \frac{1}{2} \bar{e}_L \gamma^\mu e_L \right) Z_\mu - g(\bar{\psi}_L \gamma^\mu \Sigma_L^0 W_\mu^- + \bar{\psi}_R \gamma^\mu \Sigma_L^{0c} W_\mu^-) \\ & - \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L W_\mu^- \\ & + hc \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -(\bar{\nu}_L Y_\Sigma^+ \Sigma_L^{0c} + \sqrt{2} \bar{e}_L Y_\Sigma^+ \psi_R) \frac{h^0}{\sqrt{2}} - \bar{e}_L m_e e_L \frac{h^0}{v} + hc \quad (3.32)$$

Où θ_w est l'angle de Weinberg.

Dans la base des états propres de masse (les états physiques), les courants électromagnétiques sont diagonaux, mais les courants neutres sont plus compliqués. Nous avons [11] :

$$\mathcal{L}_{ncZ} = \mathcal{L}_{ncZ}^1 + (\mathcal{L}_{ncZ}^2 + hc) + \mathcal{L}_{ncZ}^3 \quad (3.33)$$

Avec

$$\mathcal{L}_{ncZ}^1 = \frac{-g}{2 \cos \theta_w} \overline{\Sigma_{mL}^0} V_{Z\Sigma}^L \gamma^\mu P_L \Sigma_{mL}^0 Z_\mu^0 \quad (3.34)$$

$$\mathcal{L}_{ncZ}^2 = \frac{g}{2 \cos \theta_w} \overline{v_m} V_{Zv\Sigma}^L \gamma^\mu P_L \Sigma_{mL}^0 Z_\mu^0 \quad (3.35)$$

$$\mathcal{L}_{ncZ}^3 = \frac{-g}{2 \cos \theta_w} \overline{v_m} V_{Zvv}^L \gamma^\mu P_L v_m Z_\mu^0 \quad (3.36)$$

Avec

$$V_{Z\Sigma}^L = U_{0v\Sigma}^+ U_{0v\Sigma} \quad \text{et} \quad V_{Zv\Sigma}^L = -U_{0vv}^+ U_{0v\Sigma} \quad \text{et} \quad V_{Zvv}^L = U_{0vv}^+ U_{0vv} \quad (3.37)$$

Pour les courants chargés [11] :

$$\mathcal{L}_{cc} = \mathcal{L}_{cc}^1 + \mathcal{L}_{cc}^2 + \mathcal{L}_{cc}^3 + \mathcal{L}_{cc}^4 + hc \quad (3.38)$$

Où

$$\mathcal{L}_{cc}^1 = \frac{-g}{2 \cos \theta_w} (\overline{\psi_m} V_{\psi\Sigma}^L \gamma^\mu P_L \Sigma_{mL}^0 W_\mu^- + \overline{\psi_m} V_{\psi\Sigma}^R \gamma^\mu P_R \Sigma_{mL}^{0c} W_\mu^-) \quad (3.39)$$

$$\mathcal{L}_{cc}^2 = \frac{-g}{2 \cos \theta_w} (\overline{e_m} V_{e\Sigma}^L \gamma^\mu P_L \Sigma_{mL}^0 W_\mu^- + \overline{e_m} V_{e\Sigma}^R \gamma^\mu P_R \Sigma_{mL}^{0c} W_\mu^-) \quad (3.40)$$

$$\mathcal{L}_{cc}^3 = \frac{-g}{2 \cos \theta_w} (\overline{e_m} V_{e\nu}^L \gamma^\mu P_L v_{m,L} W_\mu^- + \overline{e_m} V_{e\nu}^R \gamma^\mu P_R v_{m,L}^c W_\mu^-) \quad (3.41)$$

$$\mathcal{L}_{cc}^4 = \frac{-g}{2 \cos \theta_w} (\overline{\psi_m} V_{\psi\nu}^L \gamma^\mu P_L v_{m,L} W_\mu^- + \overline{\psi_m} V_{\psi\nu}^R \gamma^\mu P_R v_{m,L}^c W_\mu^-) \quad (3.42)$$

Avec

$$V_{\psi\Sigma}^L = U_{Le\psi}^+ U_{0v\Sigma} + \sqrt{2} U_{L\psi\psi}^+ U_{0\Sigma\Sigma}, \quad V_{\psi\Sigma}^R = \sqrt{2} U_{R\psi\psi}^+ U_{0\Sigma\Sigma}^* \quad (3.43a)$$

$$V_{e\Sigma}^L = U_{Lee}^+ U_{0v\Sigma} + \sqrt{2} U_{L\psi e}^+ U_{0\Sigma\Sigma}, \quad V_{e\Sigma}^R = \sqrt{2} U_{R\psi e}^+ U_{R\Sigma\Sigma}^* \quad (3.43b)$$

$$V_{\psi\nu}^L = U_{Le\psi}^+ U_{0vv} + \sqrt{2} U_{L\psi\psi}^+ U_{0\Sigma v}, \quad V_{\psi\nu}^R = \sqrt{2} U_{R\psi\psi}^+ U_{0\Sigma v}^* \quad (3.43c)$$

$$V_{e\nu}^L \equiv U_{PMNS} = U_{Lee}^+ U_{0vv} + \sqrt{2} U_{L\psi e}^+ U_{0\Sigma v}, \quad V_{e\nu}^R = \sqrt{2} U_{R\psi e}^+ U_{0v}^* \quad (3.43d)$$

$$\text{Et } P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5), P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$$

Dans le précité nous avons fait l'approximation $V_{\text{ev}}^L = U_{PMNS}$, on dit que V_{ev}^L n'est pas unitaire comme la définition de matrice unitaire U_{PMNS} 3×3 , La correction est à l'ordre de $\mathcal{O}(m_\nu/M_\Sigma)$, C'est une bonne approximation depuis que nous travaillons avec le petit et lourd neutrino qui mélange dans ce modèle.

Le couplage avec le Higgs [11]:

$$\mathcal{L}_H^A = -\bar{\nu}_m V_{H\nu\Sigma}^R P_R \Sigma_{m,L}^{0c} h^0 \quad (3.44)$$

$$\mathcal{L}_H^B = -(\bar{e}_m V_{He\psi}^L P_L \psi_m + \bar{e}_m V_{He\psi}^R P_R \psi_m) h^0 \quad (3.45)$$

Avec

$$V_{H\nu\Sigma}^R = \frac{[U_{0\nu\nu}^+ Y_\Sigma^+ U_{0\Sigma}^{*} + U_{0\Sigma\nu}^+ Y_\Sigma^* U_{0\nu\Sigma}^*]}{\sqrt{2}} \quad (3.46a)$$

$$V_{He\psi}^L = U_{R\psi\nu}^+ Y_\Sigma U_{Le\psi} + \frac{1}{v\sqrt{2}} U_{Lee}^+ m_e U_{Re\psi} \quad (3.46b)$$

$$V_{He\psi}^R = U_{Lee}^+ Y_\Sigma^+ U_{R\psi\psi} + \frac{1}{v\sqrt{2}} U_{Ree}^+ m_e U_{Le\psi} \quad (3.46c)$$

En principe, les matrices $U_{L,R}$ et U_0 peut être exprimé quant à Y_Σ, m_e et M_Σ . Et pour travailler par ce modèle, $Y_\Sigma v M_\Sigma^{-1}$ qui devrait être petit, on peut étendre $U_{L,R}$ et U_0 dans les pouvoirs de $Y_\Sigma v M_\Sigma$ à tenez-vous au courant des contributions de l'ordre principales.

Pour ce but, c'est comme d'écrire expressions l'ordre principale jusqu'à $Y_\Sigma^2 v^2 M_\Sigma^{-2}$ dans ce base où m_e et M_Σ sont déjà des diagonalisé sans perte de généralité, Les résultats suivants ont été obtenus dans la littérature [11] :

$$U_L = \begin{pmatrix} U_{Lee} & U_{Le\psi} \\ U_{L\psi e} & U_{L\psi\psi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \epsilon & Y_\Sigma^+ M_\Sigma^{-1} v \\ -M_\Sigma^{-1} Y_\Sigma v & 1 - \epsilon' \end{pmatrix} \quad (3.47)$$

$$U_R = \begin{pmatrix} U_{Ree} & U_{Re\psi} \\ U_{R\psi e} & U_{R\psi\psi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & m_e Y_\Sigma^+ M_\Sigma^{-2} v \\ -M_\Sigma^{-2} Y_\Sigma m_e v & 1 \end{pmatrix} \quad (3.48)$$

$$U_0 = \begin{pmatrix} U_{0vv} & U_{0v\Sigma} \\ U_{0\Sigma v} & U_{0\Sigma\Sigma} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (1 - \epsilon'/2)V_{PMNS} & Y_\Sigma^+ M_\Sigma^{-1} v/\sqrt{2} \\ -M_\Sigma^{-1} Y_\Sigma U_{0vv} v/\sqrt{2} & 1 - \epsilon'/2 \end{pmatrix} \quad (3.50)$$

Avec

$$\epsilon = \frac{v^2}{2} Y_\Sigma^+ M_\Sigma^{-2} Y_\Sigma \quad (3.51a)$$

$$\epsilon' = \frac{v^2}{2} M_\Sigma^{-1} Y_\Sigma Y_\Sigma^+ M_\Sigma^{-1} \quad (3.51b)$$

On remplace l'équation de (3.50) dans l'équation de (3.30a), on trouve la matrice de la masse pour les neutrinos dans ce modèle [11]:

$$m_v^{diag} = -\frac{v^2}{\sqrt{2}} Y_\Sigma^T \frac{1}{M_\Sigma} Y_\Sigma \quad (3.53)$$

Par conséquent, le phénomène des neutrinos légers est la même pour le modèle de Seesaw type I.

Il y a beaucoup de traits déférentes pour le modèle de SeeSaw type III à compare les autres types, par exemple type I, dans ce type le doublet leptons chargée mélangeant avec le triplet leptons chargée, le fait que le triplet de leptons lourds dans le type III de SeeSaw ayez aussi l'interaction de jauge mène a autre phénoménologie déférentes.

Par une bonne approximation la matrice $V_{\text{ev}}^L = U_{PMNS}$ celui assurée l'oscillation de neutrino

Le diagramme représente le modèle Seesaw type III :

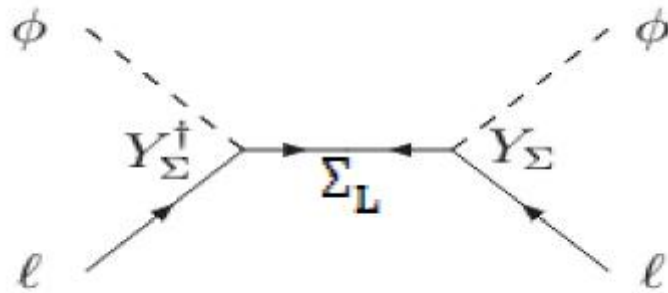


Fig3.

CONCLUSION

Conclusion :

On déduit à partir de notre travail que le mécanisme de Seesaw est particulièrement intéressant pour expliquer la très faible masse des neutrinos par rapport aux autres leptons, tout en générant une masse de Dirac m_D selon le mécanisme de Higgs du même ordre de grandeur pour tous les autres fermions du modèle standard, « La nouvelle physique » au-delà du modèle standard, et permettrait en outre d'accéder à la masse du neutrino, trop faible pour être mesurée directement avec les techniques expérimentales actuelles mais non nulle comme le démontre le phénomène d'oscillation .

BIBLIOGRAPHIES

- [1] S. M. Bilenky. Neutrino, history of a unique particle. Arxiv: 1210.3065v1 [hep-ph]
 - [2] M.Herrero. The standard model. Arxiv: hep-ph /9812242.
 - [3] The Super-Kamiokande Collaboration. Evidence for oscillation of atmospheric neutrino Arxiv: hep-ph/9807003v2
 - [4] S.M. Bilenky. Phenomenology of neutrino oscillation. Arxiv: hep-ph/9812360v4
 - [5] S. M. Bilenky. on theory of neutrino mixing and oscillations Arxiv: 1012.4966v1 [hep-ph]
 - [6] M. C. Gonzalez-Garcia. Michele Maltoni. Phenomenology whit massive neutrinos Arxiv: 0704.1800v2 [hep-ph]
 - [7] S. M. Bilenky. The history of the neutrino oscillations Arxiv: hep-ph/0410090v1
 - [8] Paul.Langacke. Introduction to the standard model and Electroweak physics Arxiv: 0901.0241V1 [hep-ph]
 - [9] Champs quantiques relativistes « notes de cours du professeur mikail shaposhnikov » (Steven Bachmann 2007)
 - [10] Introduction a la physique des particules (L. Marleau 2007)
 - [11] Tong Li et Xiao-Gang He. neutrino masses and heavy triplet leptons at LHC . Arxiv: 0907.4193v4 [hep-ph]
 - [12] Abdesslam Arhrib, Borut Bajc, Dilip Kumar Ghosh,. Collider signatures for heavy lepton triplet in type I+III seesaw Arxiv: 0904.2390v1 [hep-ph]
 - [13] Joy deep Chakraborty, Amol Dighe, Srubabati Goswami et Shamayita Ray. Renormalization group evolution of neutrino masses and mixing in the type III seesaw mechanism. Arxiv: 0812.2776v2 [hep-ph]
 - [14] A. Abada et al .low energy effects of neutrino mass. Arxiv: 0707.4058v3 [hep-ph]
 - [15] Robert D. Klauber. Seesaw mechanism [http:// www.quantumfieldtheory.info/Seesawmechanism](http://www.quantumfieldtheory.info/Seesawmechanism)
 - [16] T.Morii, C.S.Lim et S.N .Mukharjee. Physics of the SM and beyond. Copyright © 2004 by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, ISBN 981-02-4571-8
-

[17] A .Abada et all $\mu \rightarrow e\gamma$ and $\tau \rightarrow l\gamma$ decays in the fermion triplet seesaw model.

Arxiv: 0803.0481v2 [hep-ph].

[18] Foot et all. See-saw neutrino masses induced by a triplet of leptons. Z. Phys. C - Particles and Fields 44, 441~444 (1989).

[19] The OPERA Collaboration. Measurement of the neutrino velocity with the OPERA detector in the CNGS beam. Arxiv: 1109.4897v4 [hep-ex].

جَمْعُ

ملخص:

في عملنا هذا قمنا بإعطاء عموميات و خصائص النيتريـنو و مناقشة ظاهرة التذبذب التي تفرض أن النيتريـنو كتلة. وكذلك عرضنا النموذج الكهروضعيف ومختلف الجوانب الفيزيائية والرياضية؛ كيفية تكسير التناظر و توليد كتل الجسيمات.

كما وسعنا في النموذج الكهروضعيف بإضافة جسيمات لحل مشكلة كتلة النيتريـنو و هذا النموذج سمي بنموذج الأرجوحة .

وهذا النموذج استطاع تفسير ظاهرة التذبذب والكتلة الصغيرة للنيتريـنو .

الكلمات المفتاحية: النيتريـنو، كتلة، نموذج الأرجوحة، النموذج الكهروضعيف، التذبذب، الظواهر

Résumé :

Au fil de notre travail nous essayons de présenter les généralités et les caractéristiques de neutrino et des discussions le phénomène de l'oscillation qui posée la masse de neutrino.

Et aussi déposée le modèle électrofaible et des différentes cotes physiques et mathématiques et la manière de briser de la symétrie et générer les masses des particules.

Comme on a larger le modèle électrofaible en ajoutant des particules pour résoudre le problème de la masse de neutrino et ce modèle est' appelle modèle de Seesaw qu'est pu expliquer le phénomène d'oscillation et la petite masse.

Mots clés: Neutrino, Masse, Modèle de Seesaw, Modèle électrofaible, Oscillation, Phénoménologie

Abstract :

In our work present the generalities and the features of neutrino and debated the phenomenon of the oscillation that is put the mass of neutrino.

As set down the electroweak model and the deferential physical and mathematical ratings and the manner to break the symmetry and to generate the masses of the particles.

As one has larger models it electroweak while adding some particles to solve the problem of the mass of neutrino and this model is' calls SeeSaw model which can explain the phenomenon of oscillation and the small mass.

Keys works: Neutrino, Mass, Seesaw Model, Electroweak Model, Oscillation, Phenomenology.