

UNIVERSITÉ LAVAL

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE, GÉNIE PHYSIQUE ET OPTIQUE

---

# Masse des neutrinos et extension du modèle standard

---

## Rapport de recherche

Gbeasor BORIS

111 124 531

*Travail présenté à :  
Jean-François Fortin*

1 Juin 2020



UNIVERSITÉ  
**LAVAL**

# 1 Introduction

L'astronomie des neutrinos vit le jour en 1987 avec l'effondrement de la supernova 1987A dans le Grand Nuage de Magellan. Trois heures avant que le rayonnement produit par l'explosion atteigne la Terre, deux laboratoires avaient déjà détecté des neutrinos : le détecteur Kamiokande au Japon et le IMB en Ohio aux États-Unis. Malgré l'abondante recherche ayant mené à 3 prix Nobel, les neutrinos demeurent parmi les domaines les plus mystérieux de la physique.

Les premiers indices de l'existence du neutrino remontent aux alentours de l'année 1930. À cette époque, les physiciens étaient perplexes par rapport à la désintégration  $\beta$  qui semblait violer le principe de conservation de l'énergie. Lors d'une désintégration  $\beta$ , un neutron se transforme en proton et émet un électron. Des débats entourant le phénomène, il fut admis que l'énergie de l'électron éjecté possédait un spectre continu, ce qui a provoqué les protestations de la communauté scientifique considérant que les autres processus radioactifs impliquent des particules à l'énergie quantifiée. Bohr émit donc l'hypothèse que les noyaux atomiques pourraient ne pas obéir à la conservation de l'énergie dans une tentative pour expliquer cette incohérence. De son côté, Pauli suggéra ce qu'il appela lui-même un remède désespéré : l'existence d'une particule neutre de moment angulaire  $\hbar/2$ , le neutrino. Si celui-ci est émis au même moment que l'électron, l'énergie est conservée. Puisque cette particule n'interagit que très peu avec la matière (seulement à travers les interactions faibles et gravitationnelles), Pauli avait la certitude qu'elle ne serait jamais détectée. C'est en 1956 que des chercheurs du réacteur nucléaire de Savannah River en Caroline du Sud détectèrent le premier neutrino, prouvant ainsi que Pauli s'était trompé.

Dans le modèle standard actuel, seul le neutrino de chiralité gauche est présent, et il n'existe pas d'interaction entre ce neutrino et le boson de Higgs. En effet, la génération de la masse des neutrinos à travers le mécanisme de Higgs implique la présence des deux chiralités des neutrinos pour maintenir l'invariance de jauge du terme de masse du modèle électrofaible. Or le neutrino droit, aussi appelé neutrino dextrogyre, n'a pas encore été observé expérimentalement. Il a donc été longtemps considéré que le neutrino gauche ne possédait pas de masse au même titre que le photon et le gluon. Cependant, la découverte des oscillations de neutrinos atmosphériques par la collaboration Super Kamiokande au Japon en 1998 a apporté des arguments en faveur de l'existence de masse pour les neutrinos, remettant en cause le modèle standard. Plusieurs hypothèses et théories, tentant d'étendre le modèle standard, ont alors été proposées afin de justifier la faible masse des neutrinos gauches.

## 2 Extension du modèle standard et neutrinos droits

La caractérisation de la masse des neutrinos implique d'ajouter trois générations de neutrinos droits au modèle standard [2]. Certaines propriétés de ces neutrinos peuvent être déduites par la combinaison d'isospin.

En effet, dans le but de générer une masse pour les neutrinos, un terme de couplage entre le champ de Higgs  $\tilde{\Phi}_0$  et les neutrinos doit être rajouté au lagrangien du modèle électrofaible<sup>1</sup> de telle sorte que la combinaison résultante est un singulet du groupe de jauge  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Sachant que

$$\left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle_{\nu_{\alpha L}} \otimes \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle_{\tilde{\Phi}_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} |1, 0\rangle_{\nu_{\alpha L} \tilde{\Phi}_0} + \frac{1}{\sqrt{2}} |0, 0\rangle_{\nu_{\alpha L} \tilde{\Phi}_0}, \quad (1)$$

les deux possibilités de couplage de manière à reproduire un singulet sont

$$|0, 0\rangle_{\nu_{\alpha L} \tilde{\Phi}_0} \otimes |0, 0\rangle_{\nu_{\beta R}} = |0, 0\rangle_{\nu_{\alpha L} \tilde{\Phi}_0 \nu_{\beta R}}, \quad (2)$$

$$|1, 0\rangle_{\nu_{\alpha L} \tilde{\Phi}_0} \otimes |1, 0\rangle_{\Sigma^{0a}} = \sqrt{\frac{2}{3}} |2, 0\rangle_{\nu_{\alpha L} \tilde{\Phi}_0 \Sigma^{0a}} - \sqrt{\frac{1}{3}} |0, 0\rangle_{\nu_{\alpha L} \tilde{\Phi}_0 \Sigma^{0a}}. \quad (3)$$

Dans le contexte de l'équation 2, trois singulets de neutrinos droits peuvent être ajoutés au modèle standard ( $\nu_{s1R}$ ,  $\nu_{s2R}$ ,  $\nu_{s3R}$ ) dans une représentation la plus basique (isospin nul, hypercharge nulle, ...) de manière à n'interagir avec la matière que par la gravité. Alors que dans le cas de l'équation 3, il s'agit de rajouter trois triplets fermioniques ( $\Sigma^1$ ,  $\Sigma^2$ ,  $\Sigma^3$ ) de chiralité droite et d'hypercharge nulle.

Sachant que la méthodologie restera la même dans les deux cas, la démarche traitée dans la suite de ce texte ne sera faite qu'en considérant le neutrino singulet droit  $\nu_R$ .

### 2.1 Masse de Dirac et de Majorana des neutrinos

Le terme de masse de Dirac [2], rajouté au lagrangien de l'interaction électrofaible, peut s'écrire de la forme

$$\mathcal{L}_D = - \sum_{\alpha, \beta} (Y_{\alpha\beta}^\nu \bar{L}_\alpha \tilde{\Phi}_0 \nu_{\beta R} + Y_{\beta\alpha}^{\nu*} \overline{\nu_{\beta R}} \tilde{\Phi}_0^\dagger L_\alpha), \quad (4)$$

---

1.  $\mathcal{L}_{ef} = \sum_{\alpha=e,\nu,\tau} i \bar{L}_\alpha \gamma^\mu D_\mu L_\alpha + \sum_{\alpha=e,\nu,\tau} i \bar{l}_{\alpha R} \gamma^\mu D_\mu l_{\alpha R} - \frac{1}{4} \sum_{a=1}^3 (F_a)_{\mu\nu} (F_a)^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu},$

où  $(F_a)^{\mu\nu} = \partial^\mu W_a^\nu - \partial^\nu W_a^\mu - g_w \sum_{b,c} \epsilon_{abc} W_b^\mu W_c^\nu$  et  $B^{\mu\nu} = \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu$  sont des tenseurs antisymétriques formant les termes cinétiques du lagrangien.

où  $\alpha = e, \mu, \tau$ ,  $\beta = s_1, s_2, s_3$ ,  $Y^\nu$  est une matrice complexe  $3 \times 3$  contenant les constantes de couplage de Yukawa. Le champ de Higgs conjugué, quant à lui, est représenté par  $\tilde{\Phi}_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix}$ , avec  $v \approx 246 \text{ GeV}$ , la valeur moyenne du champs de Higgs dans le vide.

En développant le lagrangien 4, il s'en suit que

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D &= -\frac{v}{\sqrt{2}} \sum_{\alpha, \beta} (Y_{\alpha\beta}^\nu \overline{\nu_{\alpha L}} \nu_{\beta R} + Y_{\beta\alpha}^{\nu*} \overline{\nu_{\beta R}} \nu_{\alpha L}) \\ &= -(\overline{\nu_L} M^D \nu_R + \overline{\nu_R} M^{D\dagger} \nu_L), \end{aligned} \quad (5)$$

où la matrice de masse de Dirac est définie comme  $M^D = \frac{v}{\sqrt{2}} Y^\nu$ . Pour obtenir les masses des champs physiques de neutrinos, il devient utile de diagonaliser  $M^D$  par une diagonalisation biunitaire de la matrice de couplage  $Y^\nu$  sous la forme  $Y^\nu = U_L^\nu y^\nu U_R^{\nu\dagger}$ . Le terme de masse devient

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D &= -\frac{v}{\sqrt{2}} (\overline{\nu_L} U_L^\nu y^\nu U_R^{\nu\dagger} \nu_R + \overline{\nu_R} U_R^\nu y^\nu U_L^{\nu\dagger} \nu_L) \\ &= -(\tilde{\nu}_L m^D \tilde{\nu}_R + \tilde{\nu}_R m^D \tilde{\nu}_L). \end{aligned} \quad (6)$$

Les valeurs propres  $m_k^D = \frac{v}{\sqrt{2}} y_k^\nu$  définissent donc les masses des neutrinos. Cependant, ces constantes de couplage de Yukawa  $y_k^\nu$  ne sont pas prédites par le modèle standard. De plus ces masses sont aussi proportionnelles à  $v$  similairement au cas des bosons de jauge W, Z ou des leptons chargés et des quarks lorsqu'ils sont couplés avec le champ de Higgs. Cela signifie donc que la masse des neutrinos devrait être du même ordre de grandeur que celle de ces particules, à moins que le modèle puisse expliquer naturellement le faible couplage requis pour obtenir le bon ordre de grandeur, ce qui n'est pas le cas.

N'ayant aucune charge, les neutrinos dextrogyres peuvent avoir un terme de masse de Majorana [2]. Il s'agit d'un couplage sans le champ de Higgs  $\tilde{\Phi}_0$ , correspondant à un terme scalaire qui ne brise aucune symétrie dans le lagrangien électrofaible.

Le terme de masse de Majorana prend la forme

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_M &= -\frac{1}{2} \sum_{\beta, \rho} (\overline{\nu_{\rho R}^c} M_{\rho\beta}^R \nu_{\beta R} + \overline{\nu_{\beta R}} M_{\beta\rho}^{R*} \nu_{\rho R}^c) \\ &= -\frac{1}{2} (\overline{\nu_R^c} M^R \nu_R + \overline{\nu_R} M^{R\dagger} \nu_R^c), \end{aligned} \quad (7)$$

avec  $\beta, \rho = s_1, s_2, s_3$  et  $M^R$  une matrice symétrique complexe  $3 \times 3$  contenant les paramètres de couplage des champs. L'échelle de grandeur des coefficients contenus dans  $M^R$  n'est pas contrainte par la symétrie de jauge, et par conséquent, peut être aussi élevée que l'échelle d'énergie de la théorie de grande unification (de l'ordre de  $10^{16} \text{ GeV}$ ).

En diagonalisant  $M^R$  tel que  $U_R^T M^R U_R = m^R$ , seules des masses pour les neutrinos droits apparaissent dans ce secteur du fait que les chiralités sont complètement découplées. Cette situation n'est pas très réaliste. De plus, un terme de masse de Majorana ne conserve pas le nombre leptonique total, la symétrie  $\mathbf{B} - \mathbf{L}$  est donc brisée.

Les problèmes, présents dans le cas de la masse de Dirac ou de Majorana, sont liés à une analyse séparée de ces deux types de masse. En effet, une fois les neutrinos droits introduits dans le modèle standard, tous les couplages possibles avec ce neutrino (terme de masse de Dirac et Majorana) doivent être ajoutés ensemble au lagrangien, il n'y a pas de raison de les considérer indépendamment ou d'en écarter une. Dans cette optique, le mécanisme de seesaw de type I est introduit.

## 2.2 Type I du mécanisme de seesaw

Le mécanisme de seesaw de type I, l'une des solutions proposées, la plus simple, va combiner les termes de masse de Dirac et de Majorana [3]. Le terme de masse hybride suivant est obtenu

$$\mathcal{L}_{MR} = -(\bar{\nu}_L M^D \nu_R + \bar{\nu}_R M^{D\dagger} \nu_L) - \frac{1}{2}(\bar{\nu}_R^c M^R \nu_R + \bar{\nu}_R M^{R\dagger} \nu_R^c) + c.h., \quad (8)$$

Sous forme matricielle, la représentation devient plus condensée :

$$\mathcal{L}_{M\nu} = -\frac{1}{2}(\bar{\nu}_L \quad \bar{\nu}_R^c) \begin{pmatrix} 0 & M^D \\ (M^D)^T & M^R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + c.h. \quad (9)$$

La matrice  $M$  peut être diagonalisée par blocs, par une matrice unitaire  $U$ , de manière à obtenir la forme suivante

$$U^\dagger M U = \begin{pmatrix} M_{leger} & 0 \\ 0 & M_{lourd} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Sachant que

$$U^\dagger \begin{pmatrix} \nu_L^c \\ \nu_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_L^c \\ \tilde{\nu}_R \end{pmatrix}, \quad (11)$$

après diagonalisation, le terme de l'équation 9 devient

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{M\nu} &= -\frac{1}{2}(\bar{\tilde{\nu}}_L \quad \bar{\tilde{\nu}}_R^c) \begin{pmatrix} M_{leger} & 0 \\ 0 & M_{lourd} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_L^c \\ \tilde{\nu}_R \end{pmatrix} + c.h \\ &= -\frac{1}{2} \left( \bar{\tilde{\nu}}_L M_{leger} \tilde{\nu}_L^c + \bar{\tilde{\nu}}_L^c M_{leger} \tilde{\nu}_L \right) - \frac{1}{2} \left( \bar{\tilde{\nu}}_R M_{lourd} \tilde{\nu}_R^c + \bar{\tilde{\nu}}_R^c M_{lourd} \tilde{\nu}_R \right), \end{aligned} \quad (12)$$

avec  $M_{leger} \approx -M^D(M^R)^{-1}(M^D)^T$ , lequel est de l'ordre de  $10^{-2}$  eV, et  $M_{lourd} \approx M^R$ , de l'ordre de  $10^{16}$  GeV.

Les champs des neutrinos stériles et actifs obtiennent tous les deux une masse de type Majorana. Dans ce cas-ci, l'ordre de grandeur de la matrice  $M^R$  permet alors d'expliquer la faible masse des neutrinos actifs et la grande masse des neutrinos stériles.

À défaut de rajouter des neutrinos droits au modèle standard, un nouveau champ de Higgs, à la base du mécanisme de seesaw de type II, peut être introduit dans le but d'expliquer la faible masse des neutrinos lévogyres.

### 3 Nouveau champ de Higgs

Le mécanisme de Seesaw de type II consiste à produire une masse de Majorana pour les neutrinos gauches, à l'aide du couplage invariant de jauge, formé du doublet  $L_\beta$  et de son conjugué de charge  $L_\alpha^c$  avec un nouveau champ de Higgs massif  $\Delta$  tel que  $\overline{L}_\alpha^c \Delta L_\beta$  [4]. Similairement à la section précédente, la combinaison d'isospin des champs  $\overline{\nu}_{\alpha L}^c \nu_{\beta L}$  permet de trouver les propriétés de base de ce nouveau champ de Higgs  $\Delta$ .

Partant de

$$\left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle_{\overline{\nu}_{\alpha L}^c} \otimes \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle_{\nu_{\beta L}} = |1, 1\rangle_{\overline{\nu}_{\alpha L}^c \nu_{\beta L}}, \quad (13)$$

l'unique représentation possible pour le champ de Higgs à l'état fondamental  $\Delta^0$ , donnant un singulet, est  $|1, -1\rangle_{\Delta^0}$  telle que

$$|1, 1\rangle_{\overline{\nu}_{\alpha L}^c \nu_{\beta L}} \otimes |1, -1\rangle_{\Delta^0} = \frac{1}{\sqrt{6}} |2, 0\rangle_{\overline{\nu}_{\alpha L}^c \nu_{\beta L} \Delta^0} + \frac{1}{\sqrt{2}} |1, 0\rangle_{\overline{\nu}_{\alpha L}^c \nu_{\beta L} \Delta^0} + \frac{1}{\sqrt{3}} |0, 0\rangle_{\overline{\nu}_{\alpha L}^c \nu_{\beta L} \Delta^0}. \quad (14)$$

Le but est donc de rajouter un champ scalaire complexe qui se transforme comme un triplet de  $SU(2)_L$ . Il prend donc la forme

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{i=1}^3 \sigma^i \Delta_i \\ &= \begin{pmatrix} \frac{\Delta_3}{\sqrt{2}} & \frac{\Delta_1 - i\Delta_2}{\sqrt{2}} \\ \frac{\Delta_1 + i\Delta_2}{\sqrt{2}} & -\frac{\Delta_3}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (15)$$

Le lagrangien associé à ce champ se définit comme

$$\mathcal{L}_\Delta = \text{tr}((D_\rho \Delta)^\dagger D^\rho \Delta) - V(\Phi, \Delta) - \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta=e, \mu, \tau} (Y_{\alpha\beta}^\Delta \overline{L}_\alpha^c i\sigma^2 \Delta L_\beta + Y_{\beta\alpha}^{\Delta*} \overline{L}_\beta (i\sigma^2 \Delta)^\dagger L_\alpha^c), \quad (16)$$

avec l'expression la plus générale pour le potentiel de la forme

$$V(\Phi, \Delta) = \mu^2(\Phi^\dagger \Phi) - \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 + M_\Delta^2 \text{tr}(\Delta^\dagger \Delta) - \lambda_\Delta M_\Delta \frac{1}{2}(\Phi^\dagger \Delta \tilde{\Phi} + \tilde{\Phi}^\dagger \Delta^\dagger \Phi) \\ + \lambda_1 \Phi^\dagger \Phi \text{tr}(\Delta^\dagger \Delta) + \lambda_2 \text{tr}(\Delta^\dagger \Delta)^2 + \lambda_3 \text{tr}((\Delta^\dagger \Delta)^2) + \lambda_4 \Phi^\dagger \Delta \Delta^\dagger \Phi. \quad (17)$$

La minimisation du potentiel permet de trouver les champs scalaires  $\Delta$  et  $\Phi$  à l'état fondamental suivant les conditions

$$\left. \frac{\partial}{\partial \Phi} V(\Phi, \Delta) \right|_{\Delta=\Delta_0, \Phi=\Phi_0} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial \Delta} V(\Phi, \Delta) \right|_{\Delta=\Delta_0, \Phi=\Phi_0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (19)$$

avec

$$\Delta_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ v_\Delta & 0 \end{pmatrix} \quad (20)$$

et

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}. \quad (21)$$

À partir de ces conditions sur la dérivée première du potentiel, une contrainte est alors imposée sur la masse  $M_\Delta$  et le paramètre  $\mu^2$

$$-2\mu^2 = 2\lambda v^2 - \sqrt{2}\lambda_\Delta M_\Delta v_\Delta + (\lambda_1 + \lambda_4)v_\Delta^2, \quad (22)$$

$$M_\Delta = \frac{\lambda_\Delta v^2}{4\sqrt{2}v_\Delta} \pm \frac{v^2}{4\sqrt{2}v_\Delta} \sqrt{\lambda_\Delta^2 - 16 \frac{v_\Delta^2}{v^2}(\lambda_1 + \lambda_4) - 32 \frac{v_\Delta^4}{v^4}(\lambda_2 + \lambda_3)}. \quad (23)$$

Le paramètre  $v_\Delta$  est fortement contraint par la valeur expérimentale du paramètre  $\rho$  du modèle standard [4], impliquant qu'il est limité par une borne supérieure de l'ordre de grandeur  $v_\Delta \leq 3 \text{ GeV}$ .

En considérant l'équation 23 et la limite  $v_\Delta \ll v$ ,  $v_\Delta$  peut être défini

$$v_\Delta \simeq \frac{\lambda_\Delta v^2}{2\sqrt{2}M_\Delta}. \quad (24)$$

Par cette relation, la grande masse du triplet  $M_\Delta$  vient expliquer la faible valeur de  $v_\Delta$ .  
Le dernier terme de l'équation 16, représentant le terme de masse, peut donc être développé

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\Delta\text{masse}} &= -\frac{1}{2} \sum_{\alpha,\beta=e,\mu,\tau} (Y_{\alpha\beta}^\Delta \overline{L}_\alpha^c i\sigma^2 \Delta_0 L_\beta + Y_{\beta\alpha}^{\Delta*} \overline{L}_\beta (i\sigma^2 \Delta_0)^\dagger L_\alpha^c) \\
&= -\frac{1}{2} \sum_{\alpha,\beta=e,\mu,\tau} \left[ Y_{\alpha\beta}^\Delta (\overline{\nu}_{\alpha L}^c \quad \overline{l}_{\alpha L}^c) \begin{pmatrix} \frac{v_\Delta}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{\beta L} \\ l_{\beta L} \end{pmatrix} + Y_{\beta\alpha}^{\Delta*} (\overline{\nu}_{\beta L} \quad \overline{l}_{\beta L}) \begin{pmatrix} \frac{v_\Delta}{\sqrt{2}} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{\alpha L}^c \\ l_{\alpha L}^c \end{pmatrix} \right] \\
&= -\frac{1}{2} \sum_{\alpha,\beta=e,\mu,\tau} \left[ Y_{\alpha\beta}^\Delta \overline{\nu}_{\alpha L}^c \left( \frac{v_\Delta}{\sqrt{2}} \right) \nu_{\beta L} + Y_{\beta\alpha}^{\Delta*} \overline{\nu}_{\beta L} \left( \frac{v_\Delta}{\sqrt{2}} \right) \nu_{\alpha L}^c \right]. \tag{25}
\end{aligned}$$

Sous forme matricielle, cela donne

$$\mathcal{L}_{\Delta\text{masse}} = -\frac{1}{2} (\overline{\nu}_L^c M^L \nu_L + \overline{\nu}_L M^{L\dagger} \nu_L^c), \tag{26}$$

avec la matrice de masse de Majorana pour les neutrinos gauches  $M^L = \frac{v_\Delta}{\sqrt{2}} Y^\Delta \approx \frac{\lambda_\Delta v^2}{4M_\Delta} Y^\Delta$ .  
La faible masse des neutrinos gauches est donc causée par la grande masse du triplet  $\Delta$ .

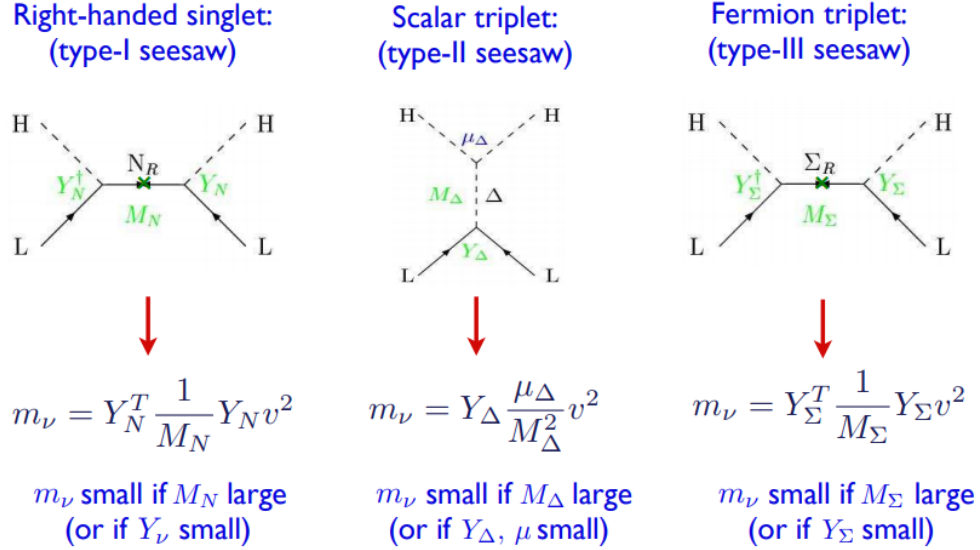


FIGURE 1 – Résumé des trois variantes du mécanisme de seesaw [1].



## 4 Conclusion

La masse des neutrinos demeure ainsi toujours une des énigmes du modèle standard. Le mécanisme de Higgs, responsable de la masse des particules du modèle standard actuel, semblent imparfait dans la détermination de la masse des neutrinos du fait de l'absence de neutrinos droits. Il est donc nécessaire d'étendre le modèle standard en ajoutant une nouvelle génération de neutrinos droits ou un nouveau champ de Higgs dans les termes de couplage pour la masse. Ces extensions génèrent une faible masse pour les neutrinos gauches et généralement une grande masse pour les neutrinos droits. Tel est l'objectif du mécanisme de seesaw qui vient corriger le mécanisme de Higgs en tentant d'expliquer la faible masse des neutrinos actifs.

Malgré le charme du mécanisme de seesaw, celui-ci soulève plusieurs questionnements. Il n'explique pas vraiment les mécanismes responsables de la grande échelle d'énergie des matrices de masses  $M^R$  et  $M^\Delta$ , ni les attributs des constantes de couplage associées à ces matrices. Il est aussi nécessaire de se demander, si outre le fait de donner une masse aux neutrinos, il existe une raison particulière qui justifient d'introduire ces nouvelles particules au modèle standard.

## Références

- [1] Evgeny AKHMEDOV. “Neutrino physics”. In : (août 2017). URL : <https://indico.mitp.uni-mainz.de/event/88/sessions/706/attachments/2183/2292/mainz1.pdf>.
- [2] S. M. BILENKY. “Neutrino in Standard Model and beyond”. In : (jan. 2015). URL : <https://arxiv.org/pdf/1501.00232.pdf>.
- [3] S. F. KING. “Neutrino Mass Models”. In : (août 2002). URL : <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/0208266.pdf>.
- [4] André Morgado PATRÍCIO. “Low-Energy Phenomenology of Neutrino Mass Mechanisms”. In : (nov. 2014).