

*Conséquences à basse énergie
des différentes réalisations du Seesaw*

Florian Bonnet

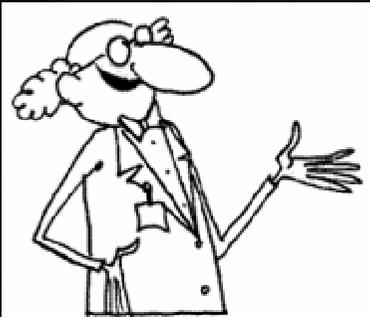
Laboratoire de Physique Théorique
Université Paris-Sud 11

Lundi 10 Décembre
JRJC 2007

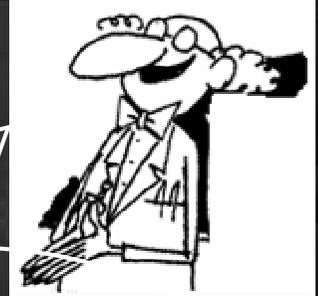
Travail effectué en collaboration avec :
A. Abada, C. Biggio, T. Hambye, M. B. Gavela

Plan

- I. ν dans le MS, au-delà du MS et mécanisme du Seesaw
- II. Théories effectives
- III. Conséquences du Seesaw à basses énergies

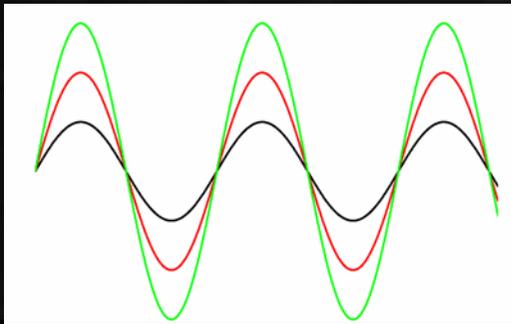


ν et Modèle Standard

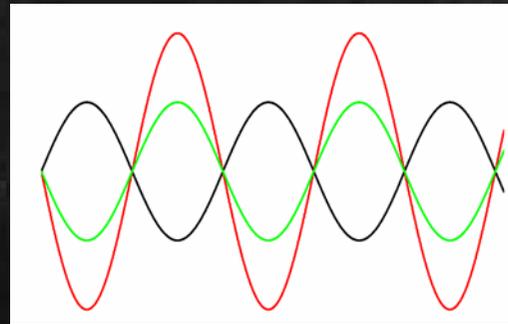


Les neutrinos peuvent osciller s'ils ont une masse :

- Etats propres de saveurs ν_α et de masses ν_i différents
- Mélange des saveurs $\nu_\alpha = \sum_i U_{\alpha i} \nu_i$

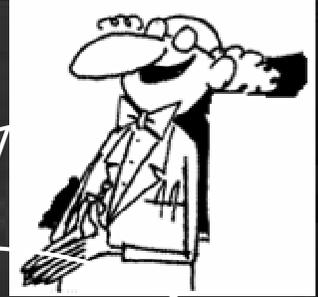


ν_e



ν_μ

ν et Modèle Standard

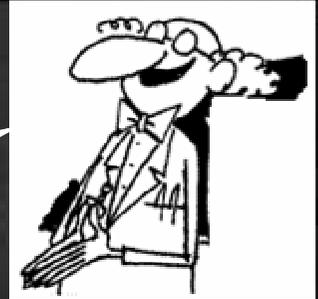


Les neutrinos peuvent osciller s'ils ont une masse :

- Etats propres de saveurs ν_α et de masses ν_i différents
- Mélange des saveurs $\nu_\alpha = \sum_i U_{\alpha i} \nu_i$

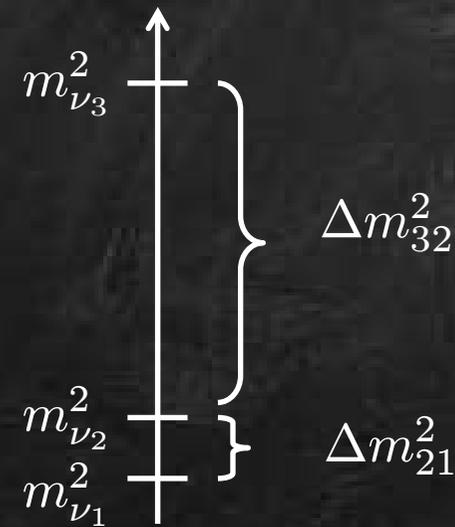
$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_i \sum_j \text{Re} \left[U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right] \sin^2 \left(\frac{(m_i^2 - m_j^2) L}{4E} \right)$$

ν et Modèle Standard

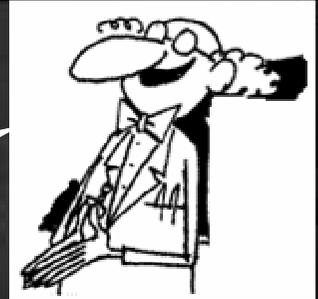


Expérimentalement on sait que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta m_{21}^2 = (8.0 \pm 3.0) \times 10^{-5} eV^2 \\ \Delta m_{32}^2 = 1.9 \text{ to } 3.0 \times 10^{-3} eV^2 \\ \sin^2(\theta_{21}) = 0.86 \pm_{0.04}^{0.03} \\ \sin^2(\theta_{23}) > 0.92 \end{array} \right.$$

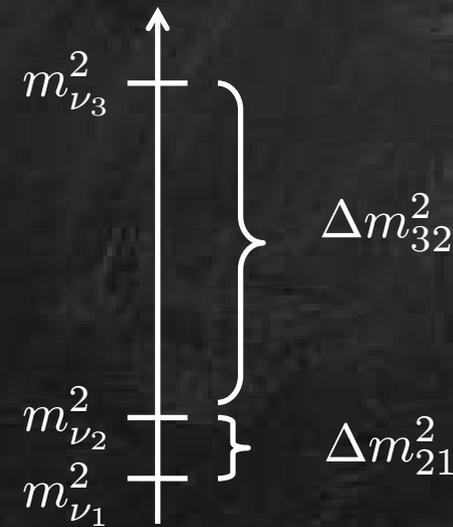


ν et Modèle Standard



Expérimentalement on sait que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta m_{21}^2 = (8.0 \pm 3.0) \times 10^{-5} eV^2 \\ \Delta m_{32}^2 = 1.9 \text{ to } 3.0 \times 10^{-3} eV^2 \\ \sin^2(\theta_{21}) = 0.86 \pm_{0.04}^{0.03} \\ \sin^2(\theta_{23}) > 0.92 \end{array} \right.$$



Les neutrinos ont une masse

ν et Modèle Standard

Les neutrinos n'ont-ils pas
une masse nulle dans le Modèle Standard ?



ν et Modèle Standard

On ne peut pas générer de masse pour les neutrinos dans le MS :

• Pas de masse de Dirac : $m_D (\overline{\nu}_L \nu_R + \overline{\nu}_R \nu_L)$

Pas de ν_R \longrightarrow Pas de $\overline{L}_L Y_\nu \tilde{H} \nu_R$



$$L_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \quad \tilde{H} = \begin{pmatrix} H^0 \\ H^- \end{pmatrix}$$

ν et Modèle Standard

On ne peut pas générer de masse pour les neutrinos dans le MS :

• Pas de masse de Dirac : $m_D (\overline{\nu}_L \nu_R + \overline{\nu}_R \nu_L)$

Pas de ν_R \longrightarrow Pas de $\overline{L}_L Y_\nu \tilde{H} \nu_R$

• Pas de masse de Majorana : $m_D (\overline{\nu}_L^c \nu_L + \overline{\nu}_L \nu_L^c)$

• Pas de triplet scalaire Δ \longrightarrow Pas de $Y_\Delta \overline{L}_L^c \Delta L_L$

• MS renormalisable \longrightarrow Pas d'opérateur dim. 5
 $(\overline{L}_L^c \tilde{H}) Y (\tilde{H}^\dagger L_L)$



$$L_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \quad \tilde{H} = \begin{pmatrix} H^0 \\ H^- \end{pmatrix} \quad \Delta = \begin{pmatrix} \Delta^{++} \\ \Delta^+ \\ \Delta^0 \end{pmatrix}$$

V au-delà du Modèle Standard

Pourquoi on ne rajoute pas tout simplement des ν_R en plus des champs du MS ?



ν au-delà du Modèle Standard

C'est en effet une possibilité :

$$\mathcal{L}_\nu = \overline{L}_L Y_\nu \tilde{H} \nu_R + h.c. \longrightarrow m_\nu = Y_\nu \frac{v}{\sqrt{2}}$$

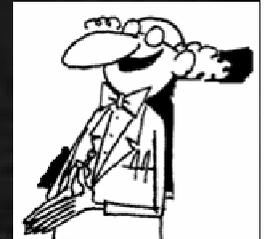
Mais

$$m_\nu \leq 0.1 \text{eV} \Rightarrow Y_\nu \sim 10^{-14}$$

Alors que

$$Y_e \sim 10^{-6} \longrightarrow \text{Fine Tuning}$$

$$\begin{aligned} \langle H^0 \rangle &= v \\ &= 246 \text{ GeV} \end{aligned}$$



ν au-delà du Modèle Standard

C'est en effet une possibilité :

$$\mathcal{L}_\nu = \overline{L}_L Y_\nu \tilde{H} \nu_R + h.c. \longrightarrow m_\nu = Y_\nu \frac{v}{\sqrt{2}}$$

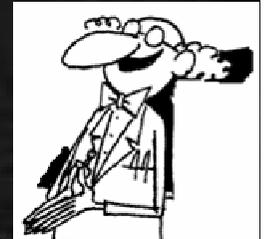
Mais

$$m_\nu \leq 0.1 \text{ eV} \Rightarrow Y_\nu \sim 10^{-14}$$

Alors que

$$Y_e \sim 10^{-6} \longrightarrow \text{Fine Tuning}$$

$$\begin{aligned} \langle H^0 \rangle &= v \\ &= 246 \text{ GeV} \end{aligned}$$



Mécanisme du Seesaw

Masse de Majorana pour les ν_R :

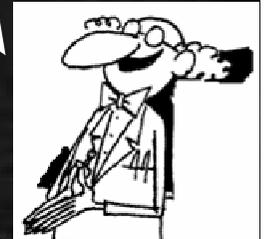
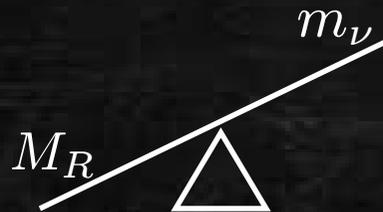
$$\mathcal{L}_\nu = m_D \bar{\nu}_L \nu_R + \frac{1}{2} \bar{\nu}_R^c M_R \nu_R + h.c.$$

Masse de ν_L :

$$m_\nu \propto \frac{m_D^2}{M_R} \propto \frac{Y_\nu^2 v^2}{\sqrt{2} M_R}$$

Plus de fine tuning:

$$M_R \sim 10^{14} \text{ GeV} \Rightarrow Y_\nu \sim \mathcal{O}(1)$$



Mécanisme du Seesaw

Masse de Majorana pour les ν_R :

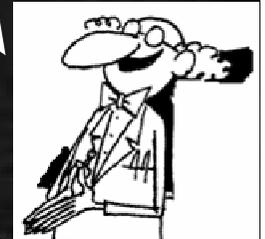
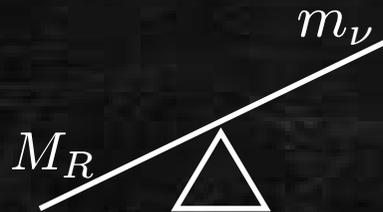
$$\mathcal{L}_\nu = m_D \bar{\nu}_L \nu_R + \frac{1}{2} \bar{\nu}_R^c M_R \nu_R + h.c.$$

Masse de ν_L :

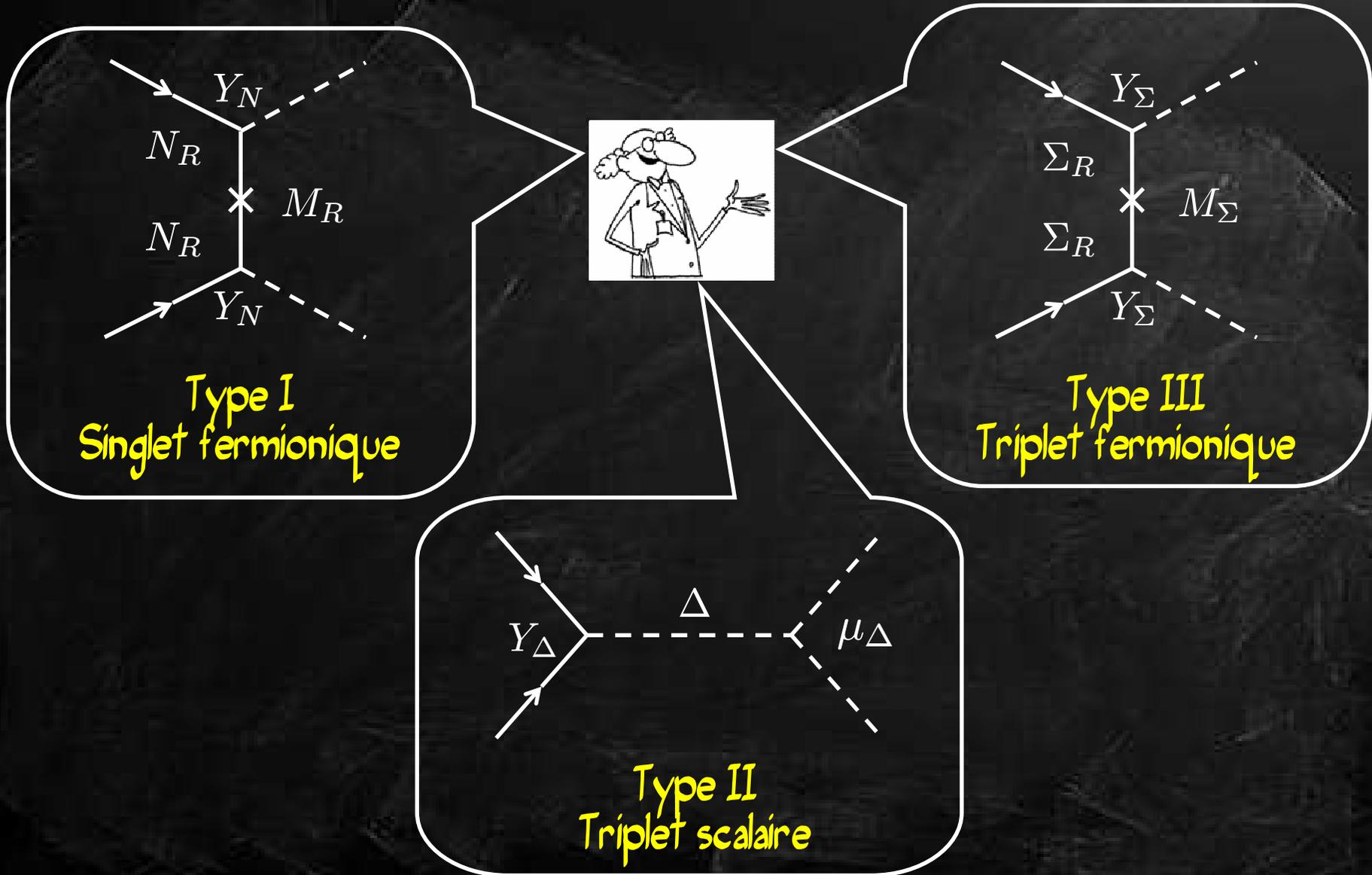
$$m_\nu \propto \frac{m_D^2}{M_R} \propto \frac{Y_\nu^2 v^2}{\sqrt{2} M_R}$$

Plus de fine tuning:

$$M_R \sim 10^{14} \text{ GeV} \Rightarrow Y_\nu \sim \mathcal{O}(1)$$



Différentes réalisations du Seesaw



Différentes réalisations du Seesaw

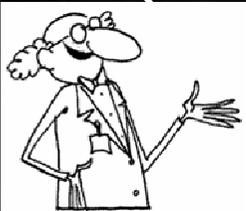
Comment peut-on savoir quelle est la réalisation choisie par la nature ?



Théories Effectives

On intègre les champs lourds \longrightarrow Opérateurs non renormalisables

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}^{MS} + \frac{1}{\Lambda} \mathcal{L}^{d=5} + \frac{1}{\Lambda^2} \mathcal{L}^{d=6} + \dots$$



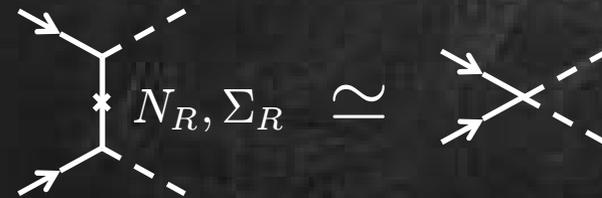
Théories Effectives

On intègre les champs lourds \longrightarrow Opérateurs non renormalisables

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}^{MS} + \frac{1}{\Lambda} \mathcal{L}^{d=5} + \frac{1}{\Lambda^2} \mathcal{L}^{d=6} + \dots$$

Développement du propagateur des champs lourds au 1^{er} ordre :

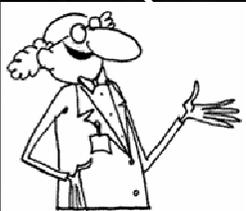
fermion : $\frac{1}{\not{D} - M} \simeq -\frac{1}{M}$



scalaire : $\frac{1}{D^2 - M^2} \simeq -\frac{1}{M^2}$



$$\frac{1}{M} (\overline{L}_L^c H^\dagger) (H L_L) \Rightarrow m_\nu \propto \frac{1}{\Lambda}$$



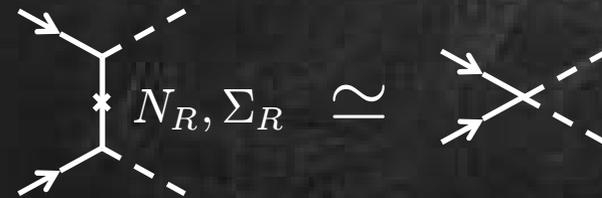
Théories Effectives

On intègre les champs lourds \longrightarrow Opérateurs non renormalisables

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}^{MS} + \frac{1}{\Lambda} \mathcal{L}^{d=5} + \frac{1}{\Lambda^2} \mathcal{L}^{d=6} + \dots$$

Développement du propagateur des champs lourds au 1^{er} ordre :

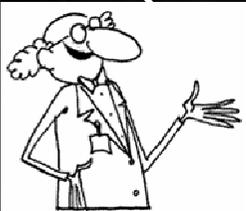
fermion : $\frac{1}{\not{D} - M} \simeq -\frac{1}{M}$



scalaire : $\frac{1}{D^2 - M^2} \simeq -\frac{1}{M^2}$



$$\frac{1}{M} (\overline{L}_L^c H^\dagger) (H L_L) \Rightarrow m_\nu \propto \frac{1}{\Lambda}$$



Différentes réalisations du Seesaw

S'ils ont tous le même effet au 1^{er} ordre,
on va devoir aller
au 2nd ordre pour les différencier.
Il faut calculer les opérateurs de dimension 6



Théories Effectives

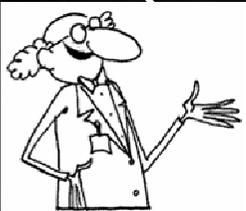
On intègre les champs lourds \longrightarrow Opérateurs non renormalisables

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}^{MS} + \frac{1}{\Lambda} \mathcal{L}^{d=5} + \frac{1}{\Lambda^2} \mathcal{L}^{d=6} + \dots$$

Développement du propagateur des champs lourds au 2nd ordre :

fermion : $\frac{1}{\not{D} - M} \simeq -\frac{1}{M} + \frac{\not{D}}{M^2} \longrightarrow$ Renormalisation du terme cinétique

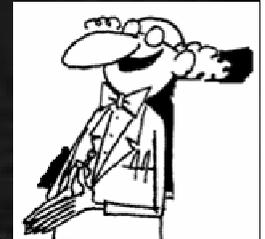
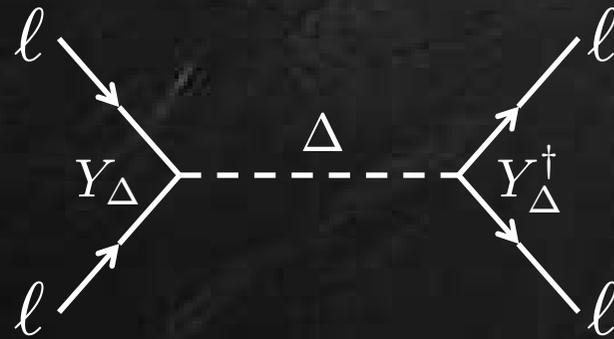
scalaire : $\frac{1}{D^2 - M^2} \simeq -\frac{1}{M^2} + \frac{D^2}{M^4} \longrightarrow$ ~~Renormalisation du terme cinétique~~



Seesaw Type II

3 opérateurs de dimension 6

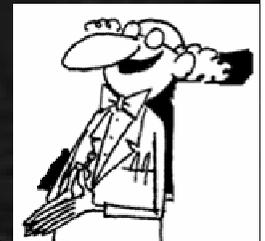
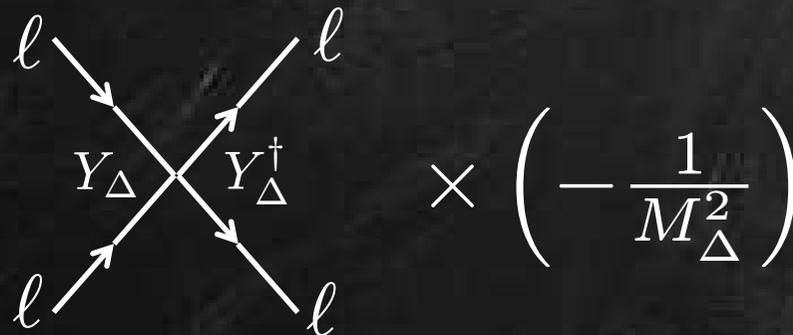
$$-\frac{1}{M_{\Delta}^2} Y_{\Delta ij} Y_{\Delta \alpha\beta}^{\dagger} (\overline{l_{L\beta}} \gamma_{\mu} l_{Lj}) (\overline{l_{L\alpha}} \gamma_{\mu} l_{Lj})$$



Seesaw Type II

3 opérateurs de dimension 6

$$-\frac{1}{M_{\Delta}^2} Y_{\Delta ij} Y_{\Delta \alpha\beta}^{\dagger} (\overline{l_{L\beta}} \gamma_{\mu} l_{Li}) (\overline{l_{L\alpha}} \gamma_{\mu} l_{Lj})$$



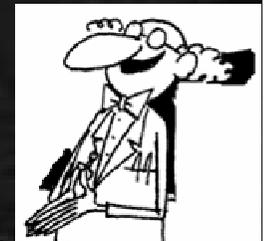
Seesaw Type II

3 opérateurs de dimension 6

$$-\frac{1}{M_{\Delta}^2} Y_{\Delta_{ij}} Y_{\Delta_{\alpha\beta}}^{\dagger} (\overline{\ell_{L\beta}} \gamma_{\mu} \ell_{Li}) (\overline{\ell_{L\alpha}} \gamma_{\mu} \ell_{Lj}) \longrightarrow \text{Violation de saveur}$$

$$c_{6H}^{d=6} (H^{\dagger} H)^3 \longrightarrow \text{Modification du potentiel scalaire}$$

$$c_{DH}^{d=6} (H^{\dagger} \vec{\tau} \tilde{H}) (\overleftarrow{D}_{\mu} \overrightarrow{D}^{\mu}) (\tilde{H}^{\dagger} \vec{\tau} H) \longrightarrow \text{Modification des paramètres de jauge, masses des bosons de jauge ...}$$



Seesaw Type II

3 opérateurs de dimension 6

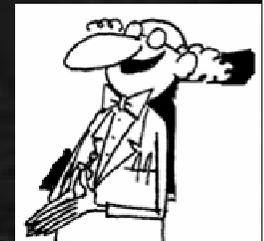
$$-\frac{1}{M_{\Delta}^2} Y_{\Delta_{ij}} Y_{\Delta_{\alpha\beta}}^{\dagger} (\overline{\ell_{L\beta}} \gamma_{\mu} \ell_{L_i}) (\overline{\ell_{L\alpha}} \gamma_{\mu} \ell_{L_j}) \longrightarrow \text{Violation de saveur}$$

$$c_{6H}^{d=6} (H^{\dagger} H)^3 \longrightarrow \text{Modification du potentiel scalaire}$$

$$c_{DH}^{d=6} (H^{\dagger} \overrightarrow{\tau} \tilde{H}) (\overleftarrow{D}_{\mu} \overrightarrow{D}^{\mu}) (\tilde{H}^{\dagger} \overrightarrow{\tau} H) \longrightarrow \text{Modification des paramètres de jauge, masses des bosons de jauge ...}$$

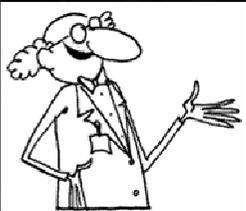
Contraintes des Yukawas, de $M_{\Delta} \dots$

$$\mu \rightarrow eee, \tau \rightarrow \mu ee, \dots$$



Seesaw Type II

Process	Constraint on	Bound $\left(\times \left(\frac{M_\Delta}{1 \text{ TeV}}\right)^2\right)$
M_W	$ Y_{\Delta\mu e} ^2$	$< 7.3 \times 10^{-2}$
$\mu^- \rightarrow e^+ e^- e^-$	$ Y_{\Delta\mu e} Y_{\Delta ee} $	$< 1.2 \times 10^{-5}$
$\tau^- \rightarrow e^+ e^- e^-$	$ Y_{\Delta\tau e} Y_{\Delta ee} $	$< 1.3 \times 10^{-2}$
$\tau^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^-$	$ Y_{\Delta\tau\mu} Y_{\Delta\mu\mu} $	$< 1.2 \times 10^{-2}$
$\tau^- \rightarrow \mu^+ e^- e^-$	$ Y_{\Delta\tau\mu} Y_{\Delta ee} $	$< 9.3 \times 10^{-3}$
$\tau^- \rightarrow e^+ \mu^- \mu^-$	$ Y_{\Delta\tau e} Y_{\Delta\mu\mu} $	$< 1.0 \times 10^{-2}$
$\tau^- \rightarrow \mu^+ \mu^- e^-$	$ Y_{\Delta\tau\mu} Y_{\Delta\mu e} $	$< 1.8 \times 10^{-2}$
$\tau^- \rightarrow e^+ e^- \mu^-$	$ Y_{\Delta\tau e} Y_{\Delta\mu e} $	$< 1.7 \times 10^{-2}$
$\mu \rightarrow e\gamma$	$ \sum_{l=e,\mu,\tau} Y_{\Delta l\mu}^\dagger Y_{\Delta el} $	$< 4.7 \times 10^{-3}$
$\tau \rightarrow e\gamma$	$ \sum_{l=e,\mu,\tau} Y_{\Delta l\tau}^\dagger Y_{\Delta el} $	< 1.05
$\tau \rightarrow \mu\gamma$	$ \sum_{l=e,\mu,\tau} Y_{\Delta l\tau}^\dagger Y_{\Delta\mu l} $	$< 8.4 \times 10^{-1}$



Seesaw Type II



Un signal très prometteur d'observation :

$$\Delta^{\pm\pm} \rightarrow l^{\pm} l^{\pm} \quad \text{libre de MS background}$$

D'autres signaux possibles, mais très supprimés :

$$\Delta^{\pm\pm} \rightarrow W^{\pm} W^{\pm}$$

$$\Delta^{\pm\pm} \rightarrow H^{\pm} W^{\pm}$$

Production de bosons de Higgs à ILC



Peut-on observer le triplet scalaire au LHC ?

Seesaw Type I et III

Type I : singlet N_R

$$c_{\alpha\beta}^{d=6} \left(\overline{L_{L_\alpha}} \tilde{H} \right) i \not{\partial} \left(\tilde{H}^\dagger L_{L_\beta} \right)$$

Avec

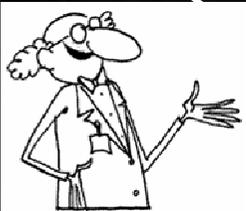
$$c_{\alpha\beta}^{d=6} = Y_N^\dagger \frac{1}{M_N^2} Y_N$$

Type III : triplet Σ_R

$$c_{\alpha\beta}^{d=6} \left(\overline{L_{L_\alpha}} \vec{\tau} \tilde{H} \right) i \not{\partial} \left(\tilde{H}^\dagger \vec{\tau} L_{L_\beta} \right)$$

Avec

$$c_{\alpha\beta}^{d=6} = Y_\Sigma^\dagger \frac{1}{M_\Sigma^2} Y_\Sigma$$



Seesaw Type I et III

Type I : singlet N_R

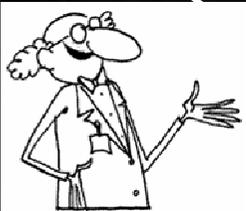
$$c_{\alpha\beta}^{d=6} \left(\overline{L_{L\alpha}} \tilde{H} \right) i \not{\partial} \left(\tilde{H}^\dagger L_{L\beta} \right)$$

Renormalisation du terme cinétique
des ν

Type III : triplet Σ_R

$$c_{\alpha\beta}^{d=6} \left(\overline{L_{L\alpha}} \overrightarrow{\not{\tau}} \tilde{H} \right) i \not{\partial} \left(\tilde{H}^\dagger \overrightarrow{\not{\tau}} L_{L\beta} \right)$$

Renormalisation du terme cinétique
des ν et des leptons chargés



Seesaw Type I et III

Type I : singlet N_R

$$c_{\alpha\beta}^{d=6} \left(\overline{L_{L_\alpha}} \tilde{H} \right) i \not{\partial} \left(\tilde{H}^\dagger L_{L_\beta} \right)$$

Renormalisation du terme cinétique
des ν

Type III : triplet Σ_R

$$c_{\alpha\beta}^{d=6} \left(\overline{L_{L_\alpha}} \vec{\tau} \tilde{H} \right) i \not{D} \left(\tilde{H}^\dagger \vec{\tau} L_{L_\beta} \right)$$

Renormalisation du terme cinétique
des ν et des leptons chargés

+

Modifications de leurs couplages
aux bosons de jauge $W^{3,+,-}$



Seesaw Type I et III

Type I : singlet N_R

$$c_{\alpha\beta}^{d=6} \left(\overline{L_{L_\alpha}} \tilde{H} \right) i \not{\partial} \left(\tilde{H}^\dagger L_{L_\beta} \right)$$

Renormalisation du terme cinétique
des ν



Matrice de mélange non-unitaire

Type III : triplet Σ_R

$$c_{\alpha\beta}^{d=6} \left(\overline{L_{L_\alpha}} \vec{\tau} \tilde{H} \right) i \not{\partial} \left(\tilde{H}^\dagger \vec{\tau} L_{L_\beta} \right)$$

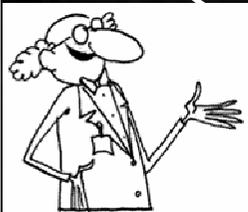
Renormalisation du terme cinétique
des ν et des leptons chargés

+

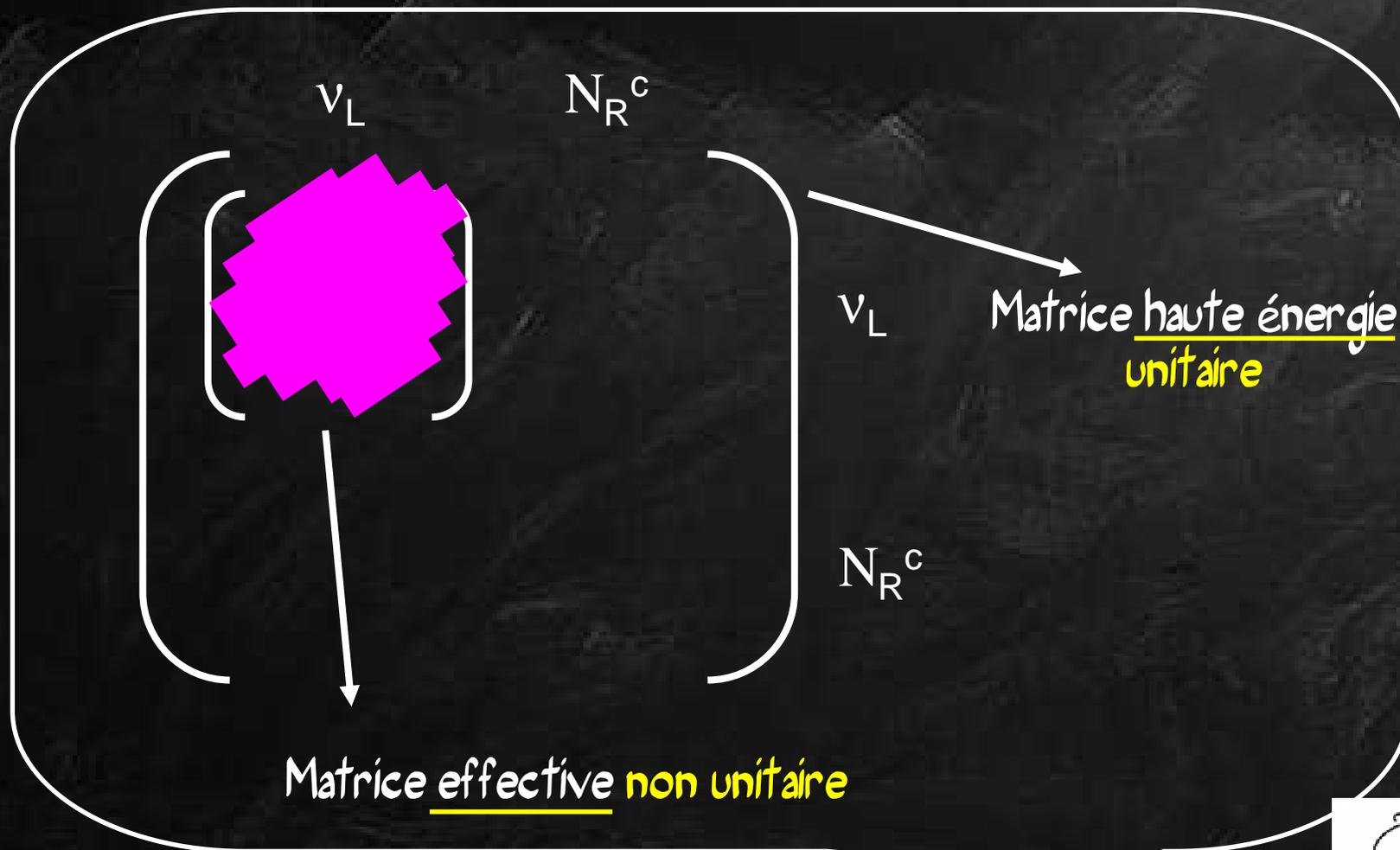
Modifications de leurs couplages
aux bosons de jauge $W^{3,+,-}$



Matrice de mélange non-unitaire



Seesaw Type I et III



Seesaw Type I et III



Type I : singlet N_R

$$\begin{pmatrix} \nu_L & N_R^c \\ \text{[redacted]} \end{pmatrix} \begin{matrix} \nu_L \\ N_R^c \end{matrix}$$

Type III : triplet Σ_R

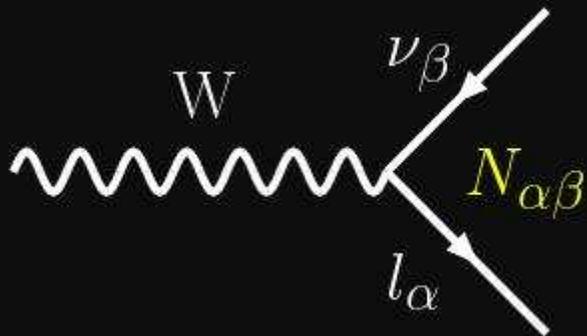
$$\begin{pmatrix} \nu_L & \Sigma_R^0 \\ \text{[redacted]} \end{pmatrix} \begin{matrix} \nu_L \\ \Sigma_R^0 \end{matrix}$$

$$\begin{pmatrix} l_L & \Sigma_R^- \\ \text{[redacted]} \end{pmatrix} \begin{matrix} l_L \\ \Sigma_R^- \end{matrix}$$

Seesaw Type I et III

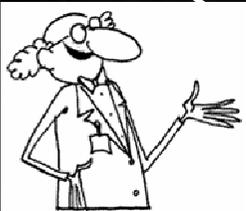
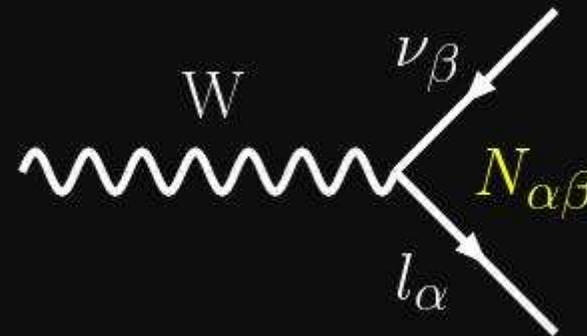
Type I : singlet N_R

$$\mathcal{J}_\mu^{-CC} = \bar{l}_L \gamma_\mu N \nu_L$$



Type III : triplet Σ_R

$$\mathcal{J}_\mu^{-CC} = \bar{l}_L \gamma_\mu N \nu_L$$

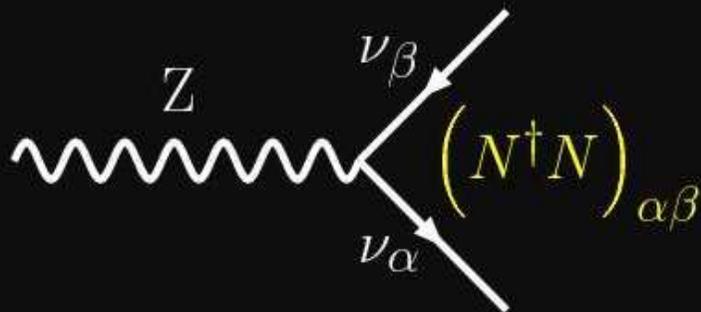


Seesaw Type I et III

Type I : singlet N_R

$$\mathcal{J}_\mu^{CC} = \bar{\ell}_L \gamma_\mu^- N \nu_L$$

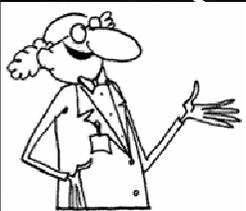
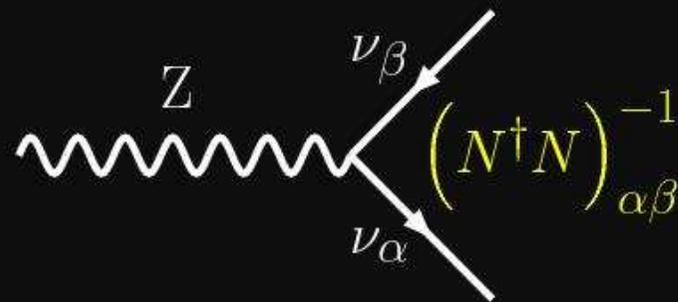
$$\mathcal{J}_\mu^{NC}(\nu) = \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_\mu N^\dagger N \nu_L$$



Type III : triplet Σ_R

$$\mathcal{J}_\mu^{CC} = \bar{\ell}_L \gamma_\mu N \nu_L$$

$$\mathcal{J}_\mu^{NC}(\nu) = \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_\mu (N^\dagger N)^{-1} \nu_L$$



Seesaw Type I et III

Type I : singlet N_R

$$\mathcal{J}_\mu^{-CC} = \bar{\ell}_L \gamma_\mu N \nu_L$$

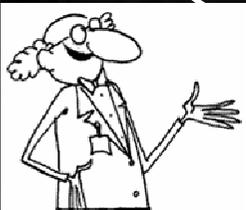
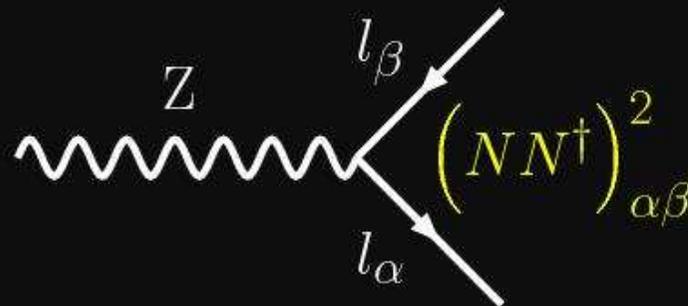
$$\mathcal{J}_\mu^{NC}(\nu) = \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_\mu N^\dagger N \nu_L$$

Type III : triplet Σ_R

$$\mathcal{J}_\mu^{-CC} = \bar{\ell}_L \gamma_\mu N \nu_L$$

$$\mathcal{J}_\mu^{NC}(\nu) = \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_\mu (N^\dagger N)^{-1} \nu_L$$

$$\mathcal{J}_\mu^{NC}(\ell) = \frac{1}{2} \bar{\ell}_L \gamma_\mu (N N^\dagger)^2 \ell_L$$



Seesaw Type I & III

Type I: singlet N_R

$$\mathcal{J}_\mu^{-CC} = \bar{\ell}_L \gamma_\mu N \nu_L$$

$$\mathcal{J}_\mu^{NC}(\nu) = \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_\mu N^\dagger N \nu_L$$

⇒ Violation de saveur

$\mu \rightarrow eee, \tau \rightarrow \mu\mu e, \mu \rightarrow e\gamma \dots$

Type III: triplet Σ_R

$$\mathcal{J}_\mu^{-CC} = \bar{\ell}_L \gamma_\mu N \nu_L$$

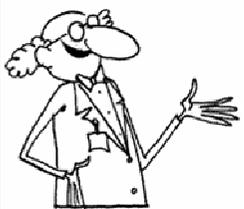
$$\mathcal{J}_\mu^{NC}(\nu) = \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_\mu (N^\dagger N)^{-1} \nu_L$$

$$\mathcal{J}_\mu^{NC}(\ell) = \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_\mu (N N^\dagger)^2 \nu_L$$

⇒ Violation de saveur

$\mu \rightarrow eee, \tau \rightarrow \mu\mu e, \mu \rightarrow e\gamma$

$Z \rightarrow l_\alpha l_\beta \dots$



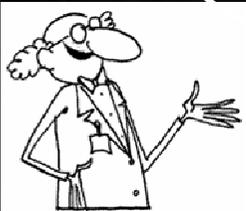
Seesaw Type I et III

Type I : singlet N_R

$$|NN^\dagger| \simeq \begin{pmatrix} 0.994 \pm 0.005 & < 7.0 \times 10^{-5} & < 1.6 \times 10^{-2} \\ < 7.0 \times 10^{-5} & 0.995 \pm 0.005 & < 1.0 \times 10^{-2} \\ < 1.6 \times 10^{-2} & < 1.0 \times 10^{-2} & 0.995 \pm 0.005 \end{pmatrix}$$

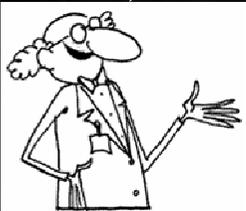
Type III : triplet Σ_R

$$|NN^\dagger| \lesssim \begin{pmatrix} 1.001 \pm 0.002 & < 1.1 \times 10^{-6} & < 1.2 \times 10^{-3} \\ < 1.1 \times 10^{-6} & 1.002 \pm 0.002 & < 1.2 \times 10^{-3} \\ < 1.2 \times 10^{-3} & < 1.2 \times 10^{-3} & 1.002 \pm 0.002 \end{pmatrix}$$

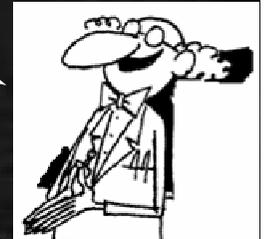
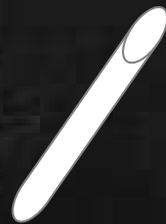


Conclusion

- Il y existe 3 réalisations du Seesaw
 - Seesaw scalaire (type II) :
 - contraint par violation de saveur
 - triplet peut-être observable au LHC
 - Seesaw fermioniques (type I & III) :
 - non unitarité des matrice de mélanges



*Merci
de votre attention*



Backup

Seesaw Type I & III

Type I : singlet N_R

Dans la base de saveur :

$$\overline{\nu}_L \not{\partial} (1 + \epsilon^N) \nu_L + \overline{\ell}_L W^- \nu_L$$

Dans la base de masse :

$$\overline{\nu}_L \not{\partial} \nu_L + \overline{\ell}_L W^- N \nu_L$$



$$N = \left(1 - \frac{\epsilon^N}{2} \right) U^\nu$$

Type III : triplet Σ_R

Dans la base de saveur :

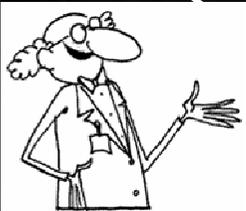
$$\overline{\nu}_L \not{\partial} (1 + \epsilon^\Sigma) \nu_L + \overline{\ell}_L \not{\partial} (1 + 2\epsilon^\Sigma) l_L + \overline{\ell}_L W (1 + 2\epsilon^\Sigma) \nu_L$$

Dans la base de masse :

$$\overline{\nu}_L \not{\partial} \nu_L + \overline{\ell}_L \not{\partial} l_L + \overline{\ell}_L W^- N \nu_L$$



$$N = U_L^\ell \left(1 + \frac{\epsilon^\Sigma}{2} \right) U^\nu$$



Seesaw Type II

3 opérateurs de dimension 6

$$-\frac{1}{M_{\Delta}^2} Y_{\Delta_{ij}} Y_{\Delta_{\alpha\beta}}^{\dagger} (\overline{\ell_{L\beta}} \gamma_{\mu} \ell_{Li}) (\overline{\ell_{L\alpha}} \gamma_{\mu} \ell_{Lj}) \longrightarrow \text{Violation de saveur}$$

$$-2(\lambda_3 + \lambda_5) \frac{\mu_{\Delta}^2}{M_{\Delta}^4} (H^{\dagger} H)^3 \longrightarrow \text{Modification du potentiel scalaire}$$

$$-\frac{\mu_{\Delta}^2}{M_{\Delta}^4} (H^{\dagger} \vec{\tau} \tilde{H}) (\overleftarrow{D}_{\mu} \overrightarrow{D}^{\mu}) (\tilde{H}^{\dagger} \vec{\tau} H) \longrightarrow \text{Modification des paramètres de jauge, masses des bosons de jauge ...}$$

