Pourquoi les neutrinos sont différents …

une invitation à la discussion

• les masses sont faibles – à tel point que nous n'en connaisson que les différences

• le mélange « à la Cabibbo » est très important

• nous ne connaissons même pas leur nombre de degrés de liberté

• ils violent la conservation séparée des nombres leptoniques individuels (électronique, muonique ,…)

• ils pourraient violer la conservation du nombre leptonique total (par exemple, …dans la désintégration beta double sans neutrino!)

• par un mécanisme similaire, ils pourraient expliquer l'actuel excès de matière par rapport à l'antimatière (la défaite de l'antimatière)

• ils suggèrent la présence d'autres particules, d'autres échelles, et pourraient même s'accomoder de dimensions supplémentaires

Ils nous empoisonnent avec ces notions de Dirac, Majorana, Weyl, degrés de liberté, ….

Alors que tout est (paraît) simple pour les leptons chargés.

- **Fermions de Dirac, Weyl, Majorana**

- **La masse d'un fermion**
  - Le signe (voire la phase) d'une masse fermionique?
  - Masse et conservation/violation de la charge/du nombre fermionique
  - Si le neutrino est sa propre anti-particule, pourqoi n'observe-t-on pas d'oscillations « neutrino anti-neutrino » ?
  - Le comptage des neutrinos en cosmologie (nucléosynthèse,…) nous renseigne-t-il sur la nature (Majorana-Dirac) des neutrinos légers?

- **Comment donner une masse aux neutrinos?**
  - Le vrai triplet
  - Les triplets du pauvre

- **Que peut-on tester**
  - Comment construire des modèles où on voit quelque chose?
    (chassez le naturel …)

- **Un modèle dans lequel les neutrinos sont « automatiquement » différents**

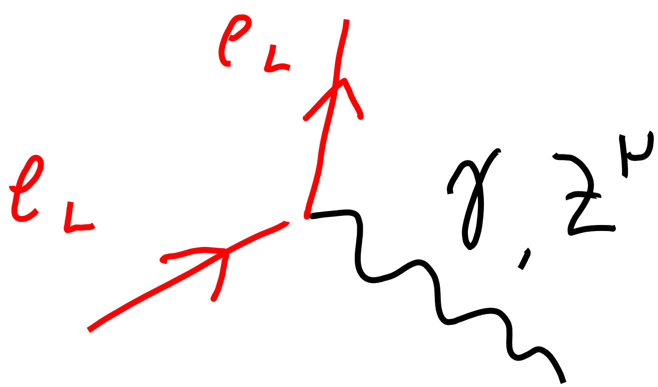
Il est plus simple de parler de l'électron …

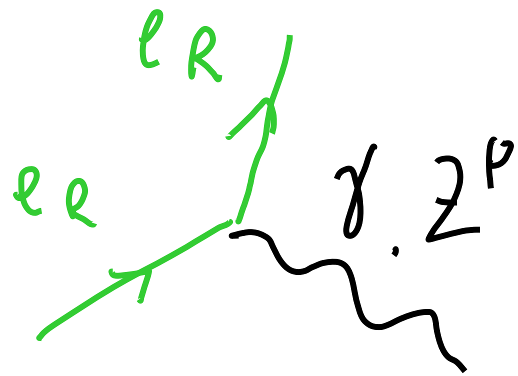
$$\begin{pmatrix} e_L \\ e_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e_{L1} \\ e_{L2} \\ e_{R1} \\ e_{R2} \end{pmatrix}$$

Le spineur de Dirac se décompose en deux spineurs à 2 composantes, dits « Spineur de Weil »

$$\begin{pmatrix} \xi_L \\ \eta_R \end{pmatrix}$$

Les interactions « de jauge » ne mélangent pas les composantes L (lévogyre) et R (dextrogyre)





$$\begin{pmatrix} e_L \\ e_R \end{pmatrix}$$

e_L Décrit (la destructiond') un électron **lévogyre**
ET (la création d'un) positon (anti-électron) **dextrogyre**

e_L

$$\longrightarrow \quad e^-_L$$

$$+$$

$$\overline{(e^-_L)} \equiv (\overline{e^-})_R \equiv e^+_R \quad \longleftarrow - - - \quad (e^+)_R$$

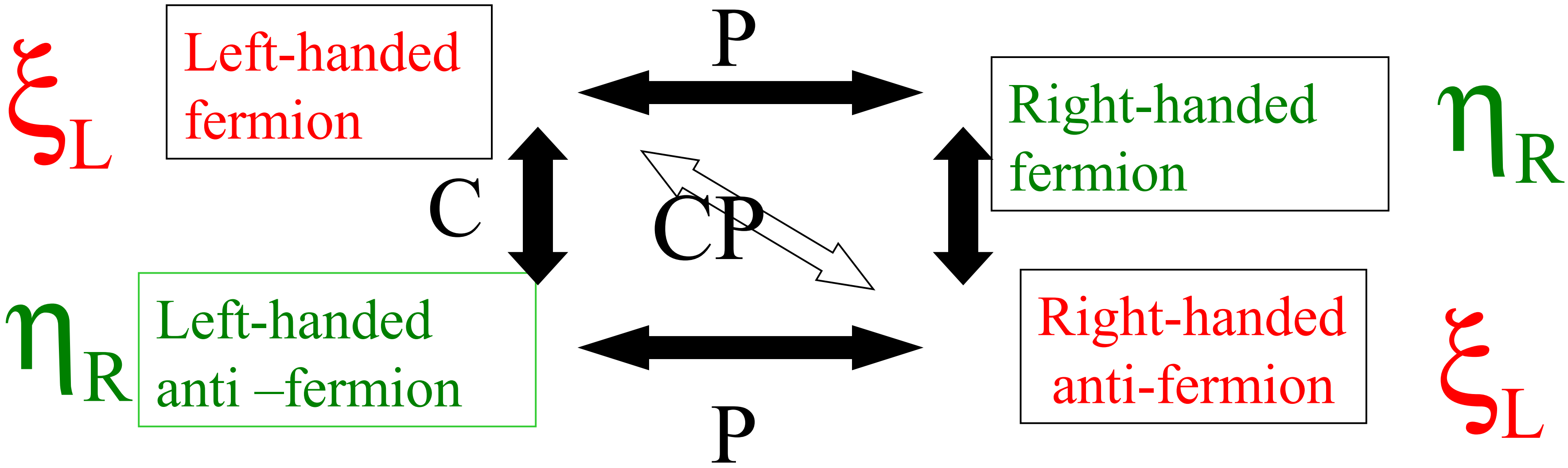
$$\overline{(e^-_R)} = (e^+)_L$$

e_R

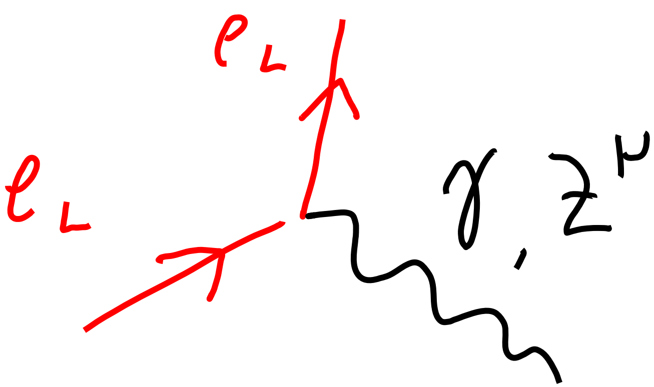
$$\longrightarrow \quad e^-_R$$

$$+$$

$$- - \longleftarrow - - \quad (e^+)_L$$

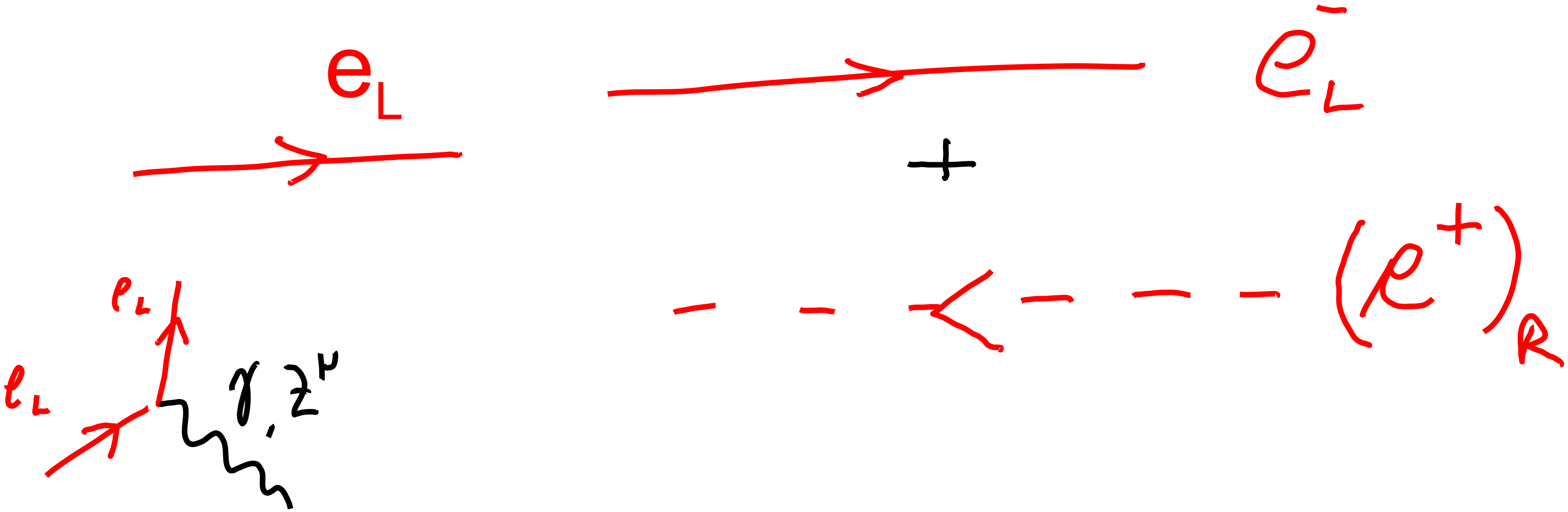


Le couplage le plus simple d'un fermion n'introduit que le semi-spineur ξ_L (spineur de Weyl) et les bosons de jauge ,

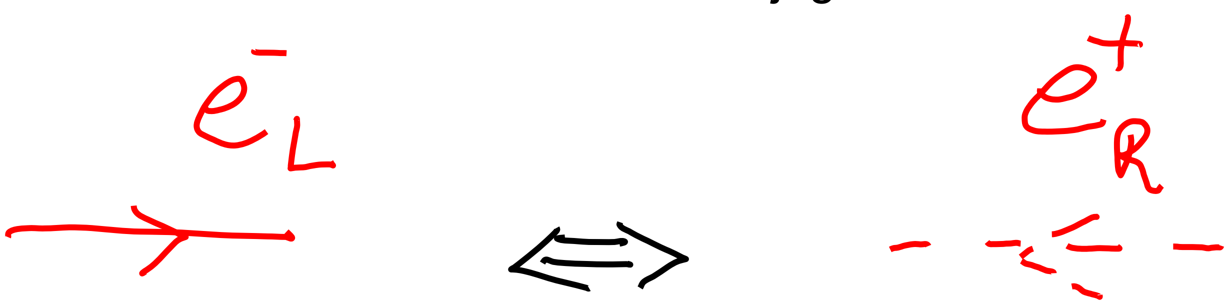


Les symétries C et P sont violées, CP est la symétrie naturelle des interactions de jauge

Si je veux décrire le seul système (électronL- positonR),
Je peux le faire au choix en utilisant



Ou le conjugué CP



Les deux contiennent la même information, mais ne décrivent pas l'électron R

Comment écrire un terme de masse ?

Un minimum de formalisme: au niveau du Lagrangien, un terme de masse appraraît comme un terme bilinéaire dans les champs ; il doit être manifestement Invariant sous Lorentz (mais pas nécessairement sous P et C)

Les équations du mouvement doivent conduire à l'équation d'Einstein :

$$p^2 = |m|^2$$

(nous verrons plus loin pourquoi on a introduit une valeur absolue)

$$\begin{pmatrix} \psi_L \\ O \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_{L1} \\ \psi_{L2} \\ O \end{pmatrix} \qquad \begin{pmatrix} \xi_L \\ O \end{pmatrix}$$

Introduisons deux spineurs; Nous pouvons sans perte de généralité les prendre L tous deux (au besoin, on fait une opération CP sur les R)

L'invariant de Lorentz (ici, SL'2,C) s'écrit alors

$$\psi_{L1}\xi_{L2} - \psi_{L2}\xi_{L1} = \epsilon_{ij} \quad \psi_{Li}\xi_{Lj}$$

… ce qui n'est rien d'autre que le singlet de spin, pour les rotations:

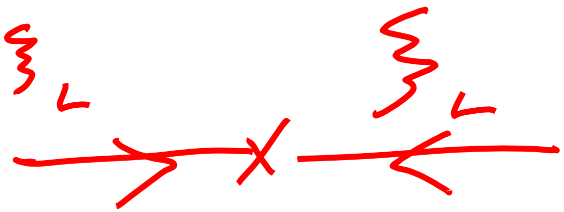
$$\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow$$

Nous allons voir que cette forme recouvre TOUS LES CAS

$$\psi_{L1}\xi_{L2} - \psi_{L2}\xi_{L1} = \epsilon_{ij} \; \psi_{Li}\xi_{Lj}$$

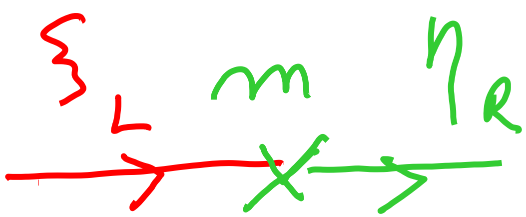
Quelques cas particuliers :

$$\psi_L = \xi_L$$



$$\epsilon_{ij}\xi_{Li}\xi_{Lj}$$

Crée ou détruit 2 unités de nombre fermionique : « Masse de Majorana »



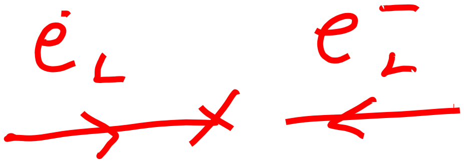
$$\psi_{Li} \quad = \quad \epsilon_{ik}\overline{\eta_{Rk}}$$

« Dirac mass term »

$$m \; \overline{\eta_{Rk}}\xi_{Lk}$$

Si on peut par ailleurs assigner le même nombre fermionique à η et ξ, le nombre fermionique est conservé

Pour l'électron, seul le terme de « Dirac » est permis, car il y aurait non-conservation de la charge



Par contre, pour le neutrino, il n'y a pas violation de la charge électrique, et la violation des autres charges (nombre leptonique) peut être assez faible pour échapper à la détection

Si on n'introduit que le neutrino lévogyre (et son antineutrino dextrogyre), Seul le terme de « Majorana » est permis;
Si on introduit à la fois les neutrinos lévogyres et dextrogyres, les deux termes sont possibles

On obtient en général la matrice ci-contre, pour laquelle on trouve deux valeurs propres distinctes, correspondant à deux spineurs propres à deux composantes;

Le cas général est donc « Majorana »

$$
\begin{array}{ccc}
 & \xi_{Li} & \epsilon_{ik}\eta^{+}_{Rk} \\
\epsilon_{il}\xi_{Ll} & M_1 & m \\
\eta^{+}_{Ri} & m' & M_2
\end{array}
$$

« Dirac »

« Majorana » mass

Remarquons déjà le cas particulier « dirac »

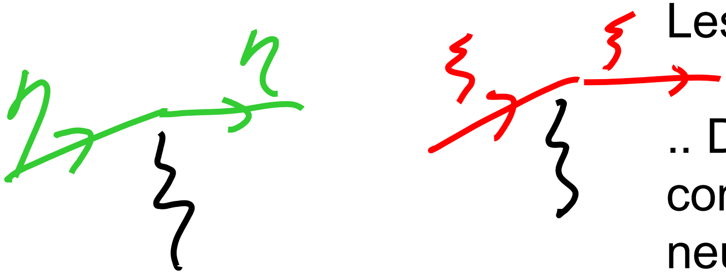
$$\begin{pmatrix} 0 & m \\ m & 0 \end{pmatrix}$$

Peut se diagonaliser en donnant deux solutions de type « majorana » de signe opposé ;
Nous y reviendrons

$$\begin{pmatrix} m & 0 \\ 0 & -m \end{pmatrix}$$

Le signe de la masse fermionique

$$m \; \overline{\eta_{Rk}}\xi_{Lk}$$



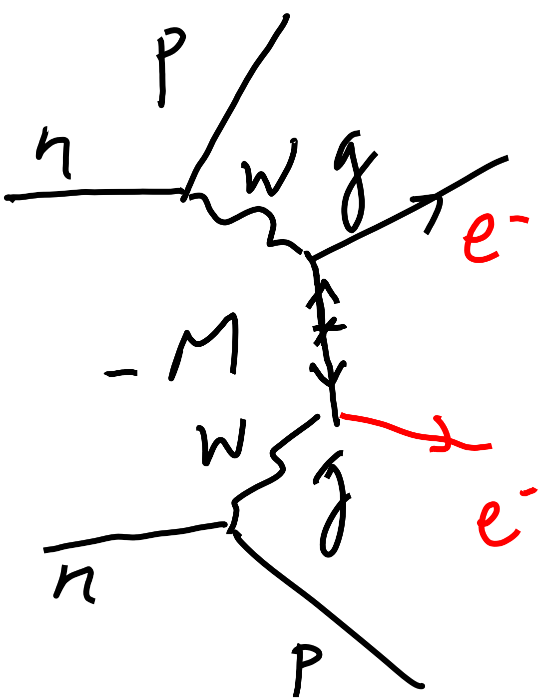
Si m <0 il me suffit de redéfinir η -> -η ,
(ou par toute phase qui interviendrait)
pour absorber le signe,
Les interations de jauge ne sont pas affectées ,

.. Du moins dans le Modèle Standard, où les composantes R n'interviennent que dans les courants neutres

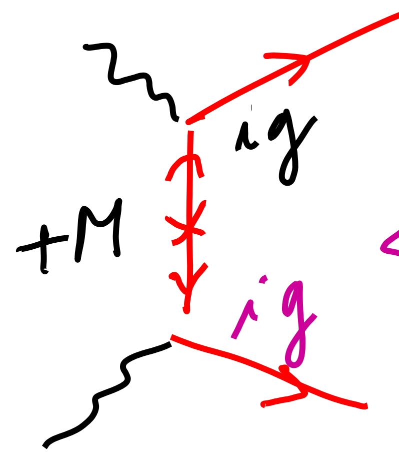
Le signe de la masse fermionique,
La désintégration double beta sans neutrino

$$-M \quad \epsilon_{ij}\xi_{Li}\xi_{Lj}$$

Ici, on supposera que la masse s’applique à un neutrino électronique;
On ne peut absorber le signe qu’en redéfinissant ξ-> i ξ,
Dans les deux formulations, la contribution à l’amplitude est négative

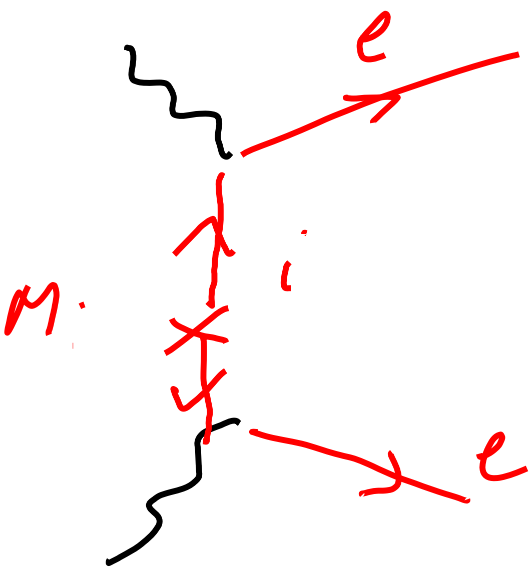


$$\Longleftrightarrow$$



$$\Longleftrightarrow \frac{-Mg^2}{q^2-M^2}$$

On voit donc dès ce niveau que la phase des masses de Majorana est cruciale;
Si plusieurs neutrinos interviennent comme intermédiaires dans la désintégration beta double dans neutrinos, c'est la somme cohérente de ces contributions qui joue:



$$\sum \left(\frac{M_i}{q^2 - M_i^2} \, g^2 V_{ei}^2 \right)$$

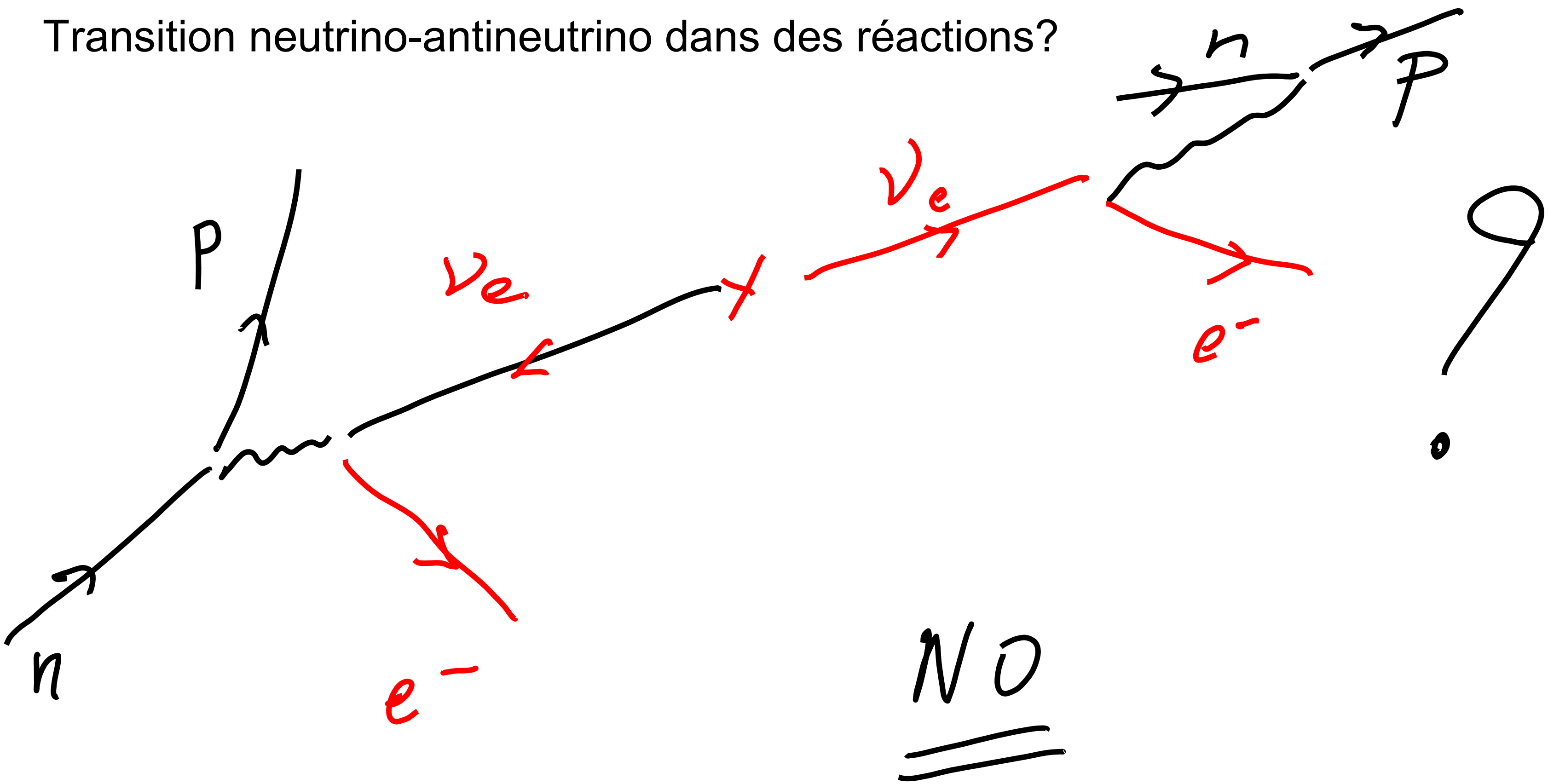
Cas particulier (annoncé!) Dirac $\sum M_i = 0$

nombre fermionique conservé!

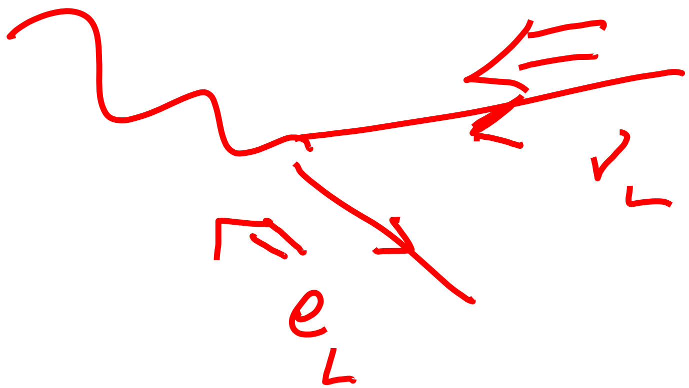
(et V_{ei} égaux)

Avons-nous d'autres tests du caractère « Dirac » ou « Majorana » des neutrinos?

Transition neutrino-antineutrino dans des réactions?

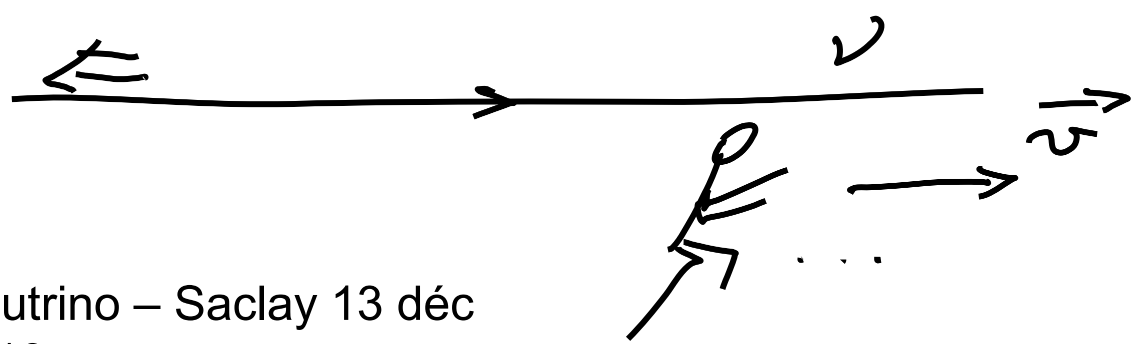


Même si le nombre leptonique n'est pas conservé, le moment angulaire empêche cette réaction



Le ν_L reste lié au e^-_L,
Pas au e^+_R,

Tant que l'émetteur et le détecteur n'ont pas une vitesse relative supérieure à celle du neutrino, la chiralité n'est pas changée …à des facteurs m/E près < 10^{-6} en Amplitude, soit 10^{-12} en probabilité pour une énergie de 1MeV



Et le comptage des neutrinos cosmiques?

Le nombre d'espèces relativistes (ou plutôt de degrés de liberté) est fortement contraint par la cosmologie,
Notamment par les abondances d'éléments à la nucléosynthèse,

La limite est typiquement autour de 3 * 2 degrés de Liberté.

> *A première vue, ceci devrait contraindre les neutrinos de Dirac (4 degrés de liberté) plus que ceux de Weyl (deux degrés de liberté)…*

En fait, comme les neutrino « dextrogyres » n'interagissent pas (sauf par un couplage de Yukawa très faible), il faut les traiter séparément, même dans le cas Dirac

$$g^{*} = \sum_{d.o.f.} \left(n_B + \frac{7}{8} n_F \right)$$

toutes les autres espèces

γ, ν_L, e^-

$3\ \nu_R \times 2$

découplés

$\Rightarrow$ négligeables!

See eg Dolgov hep-ph/0202122

Avant de clore ce chapitre, un mot sur les « fermions de Majorana »

En fait, nous n'en avons pas eu besoin! Les neutrinos ν_L et ν_R de Weyl suffisent et sont équivalents à 4 dimensions

En introduisant la conjugaison de charge (**en fait, CP**)

$$\psi^c = C\ (\psi^+)^t$$

$$\xi = \begin{pmatrix} \xi_L \\ 0 \end{pmatrix}$$

On peut écrire la masse de Majorana en notation à 4 composantes

$$M_1 \bar{\xi^c}\ \xi + h.c.$$

$$C = \begin{pmatrix} \epsilon_{ij} & 0 \\ 0 & -\ \epsilon_{ij} \end{pmatrix}$$

$$\psi = \begin{pmatrix} \lambda \\ \rho \end{pmatrix}$$

Comme le spineur de Weyl
(où on aurrait mis r=0), la
condition de Majorana est une façon
de réduire un spineur de 4 à 2 composantes.

En demandant $$\psi^c = \psi$$

On impose $$\lambda_i = \epsilon_{ij} \ \rho^{+t}$$

De sorte que l'on ne garde que les degrés de liberté de ρ

A 3+1 dimensions, l'utilisation des spineurs de Majorana n'ajoute donc rien à la discussion ci-dessus … toutefois

Il est intéressant de noter (comme nous l'avons déjà fait remarquer) qu'un spineur de Dirac de masse m équivaut à deux spineurs de Majorana (ou de Weyl) de « masse opposées ».

$$m \; \bar{\Psi} \; \Psi$$

$$\Updownarrow \qquad \chi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi + \Psi^c) \qquad \lambda = i\frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi - \Psi^c)$$

$$\frac{m}{2}\bar{\chi}^c\chi - \frac{m}{2}\bar{\lambda}^c\lambda$$

- **Fermions de Dirac, Weyl, Majorana**

- **La masse d'un fermion**
  - Le signe (voire la phase) d'une masse fermionique?
  - Masse et conservation/violation de la charge/du nombre fermionique
  - Si le neutrino est sa propre anti-particule, pourqoi n'observe-t-on pas d'oscillations « neutrino anti-neutrino » ?
  - Le comptage des neutrinos en cosmologie (nucléosynthèse,…) nous renseigne-t-il sur la nature (Majorana-Dirac) des neutrinos légers?

- **Comment donner une masse aux neutrinos?**
  - Le vrai triplet
  - Les triplets du pauvre

- **Que peut-on tester**
  - Comment construire des modèles où on voit quelque chose?
    (chassez le naturel …)

- **Un modèle dans lequel les neutrinos sont « automatiquement » différents**

Masse des neutrinos dans le Modèle Standard … et un peu au-delà

Le plus simple …
On peut simplement les traiter comme les autres fermions,
introduire ν_R et un couplage de Yukawa λ

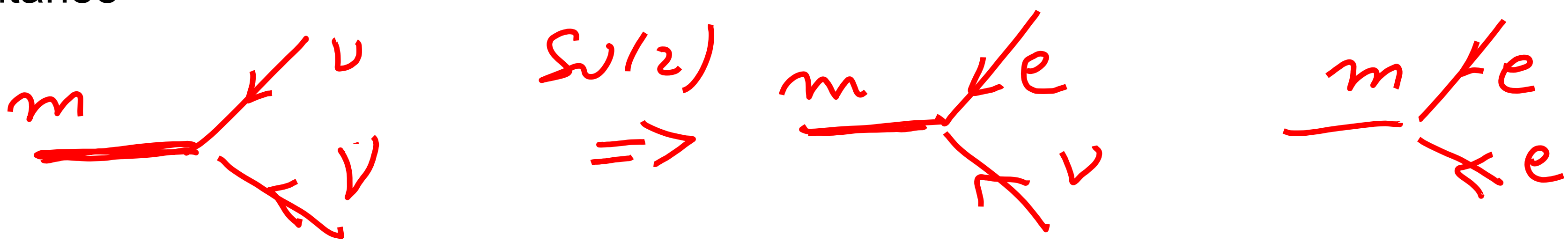
toutefois: $\lambda < m_\nu / m_W < 10^{-11}$

Dans ce contexte, le ν_R (composante du neutrino léger)
est un singlet du MS, càd une particule quasi-inobservable,
dont le seul rôle est de donner la masse des neutrinos

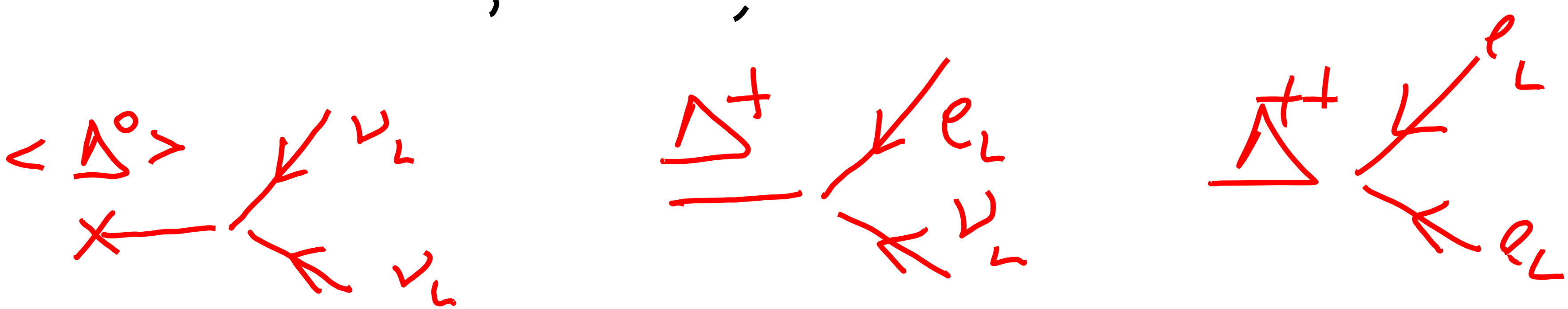
On peut aussi essayer de se passer du ν_R, et utiliser une masse de Majorana pour le seul ν_L

On peut aussi essayer de se passer du ν_R, et utiliser une masse de Majorana pour le seul ν_L

-- mais ce seul terme brise l'invariance sous SU(2),
Et il faut à tout le moins ajouter un triplet scalaire, pour donner la masse par brisure spontanée



$\Rightarrow \quad \Delta^{++}, \quad \Delta^{+}, \quad \Delta^{0}$



L'inclusion d'une masse de Majorana pour le neutrino lévogyre requiert donc ici un triplet scalaire.
La valeur moyenne dans le vide V_L perturbe le rapport des masses W/Z

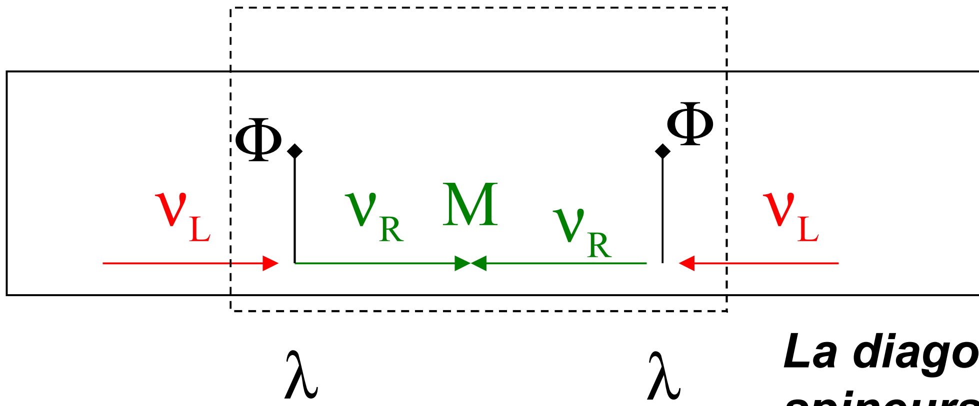
$$\langle \Delta^0 \rangle = v_L < v/100 \qquad \frac{gv}{2} = m_W$$

Même dans ces conditions, selon la valeur de VL, les couplages de Yukawa peuvent rester trop faible pour détecter le couplage aux fermions (et donc le rôle dans la génération de leur masse). Par contre, le triplet Δ est couplé aux Bosons de jauge, et s'il est suffisamment léger, peut être produit abondamment.

*Remarque : en termes de degrés de liberté (3*2), le coût est le même que pour 3 neutrinos dextrogyres!*

Les Triplets du Pauvre

Si l'on se refuse à introduire des triplets scalaires fondamentaux,
on peut les simuler, par exemple, via le mécanisme de « see-saw »



$$|m_1| \approx m/M^2$$

$$|m_2| \approx M$$

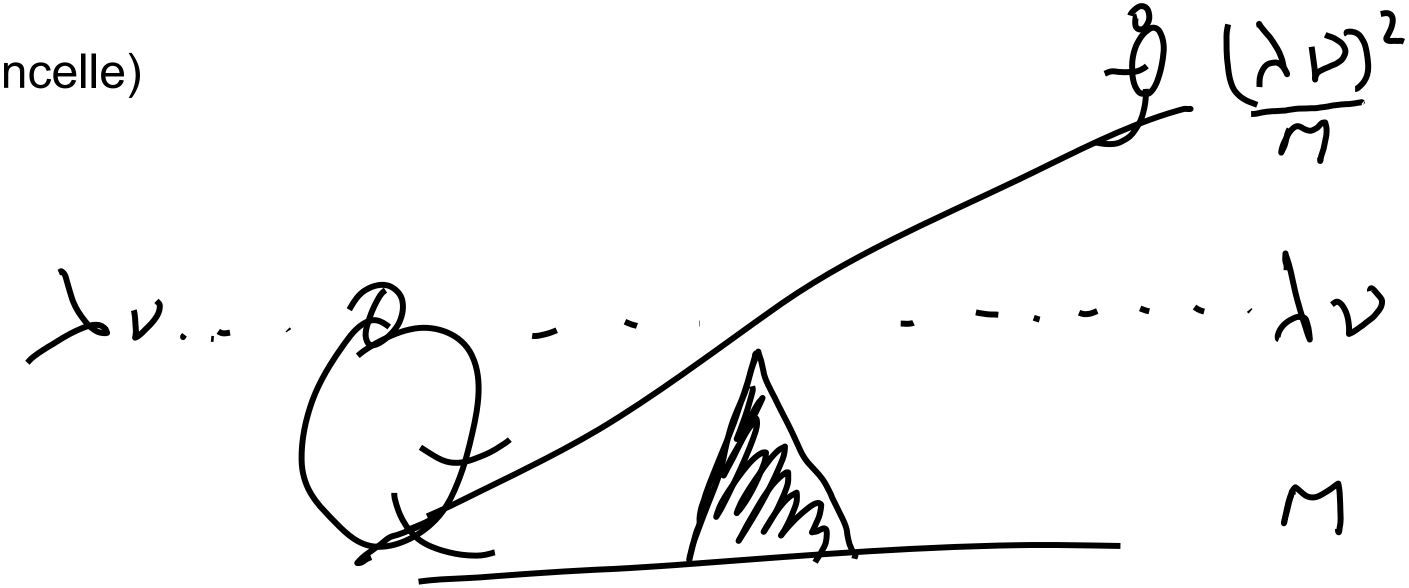
La diagonalisation nous donne 2 spineurs de Majorana ou Weyl
SU(2) impose $M_1 = 0$,et si l'on suppose $m = \lambda v << M_2 = M$
on obtient les valeurs familières

	ξ_{Li}	$\epsilon_{ik}\eta^{+}_{Rk}$
$\epsilon_{il}\xi_{Ll}$	M_1	m
η^{+}_{Ri}	m	M_2

$$\lambda_1 \approx \xi_L - m/M \;\; \epsilon \cdot \eta^{+}_{R}$$

$$\lambda_2 \approx \eta_R + m/M \;\; \epsilon \cdot \xi^{+}_{L}$$

« see-saw » (balancelle)



$$m_{\nu\,\text{léger}} = \lambda v \cdot \underbrace{\frac{\lambda v}{M}}_{} \to \ll 1 \text{ si } M \gg 100\,\text{GeV}$$

avantages ?

Les avantages du « see-saw » sont indirects (et extérieurs aux considérations précédentes):

-On peut avoir un λ moins ridiculement petit, mais au prix d'introduire une nouvelle échelle de masse, et le rapport mW / M <<1 …
-Dans le contexte minimum (SM et ν_R), ceci laisse le neutrino dextrogyre à l'état de singlet, soit très lourd et impossible à produire, soit léger et tellement découplé qu'il est à nouveau impossible à produire

-Historiquement, ce schéma s'est introduit dans le contexte de la grande unification
-Sa justification actuelle tient largement dans la génération de l'asymétrie baryonique par le biais de la leptogénèse.

Neutrinos dextrogyres
et leptogénèse:

valeurs de M et l
Garantissant:

-Masse réaliste des neutrinos légers
-Désintégration hors d'équilibre
-Asymétrie CP suffisante

Pour les valeurs l plus basses,
des mécanismes de renforcement,
(résonance entre divers neutrinos
lourds) sont nécessaires pour assurer
une asymétrie CP suffisante

λ	light neutrino .01 eV M ~	decay out of equil. M>	enough CP viol
.00001	10^7	10^8	need tuning
.0001	10^9	10^10	
.001	10^11	10^12	
.01	10^13	10^14	
.1	10^15	10^16	
1	10^17	10^18	large

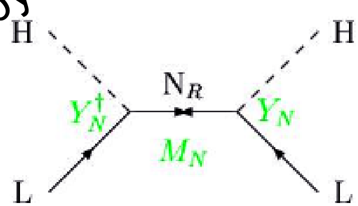
D'autres mécanismes de « see-saw », impliquant cette fois des triplets, sont possibles … les triplets sont produits par interaction de jauge, donc détectables … si légers ! --- si ils sont légers, leurs Yukawas sont en général très faibles ..

The 3 basic seesaw models

i.e. tree level ways to generate the dim 5 operator

(emprunté à Thomas Hambye…)

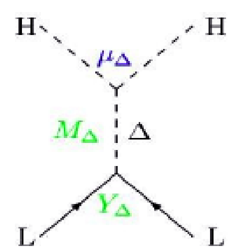
Right-handed singlet: (type-I seesaw)



$$m_\nu = Y_N^T \frac{1}{M_N} Y_N v^2$$

Minkowski; Gellman, Ramon, Slansky; Yanagida;Glashow; Mohapatra, Senjanovic

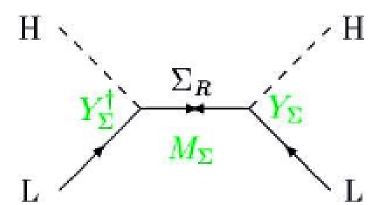
Scalar triplet: (type-II seesaw)



$$m_\nu = Y_\Delta \frac{\mu_\Delta}{M_\Delta^2} v^2$$

Magg, Wetterich; Lazarides, Shafi; Mohapatra, Senjanovic; Schechter, Valle

Fermion triplet: (type-III seesaw)



$$m_\nu = Y_\Sigma^T \frac{1}{M_\Sigma} Y_\Sigma v^2$$

Foot, Lew, He, Joshi; Ma; Ma, Roy;T.H., Lin, Notari, Papucci, Strumia; Bajc, Nemevsek, Senjanovic; Dorsner, Fileviez-Perez;....

- **Fermions de Dirac, Weyl, Majorana**

- **La masse d'un fermion**
  - Le signe (voire la phase) d'une masse fermionique?
  - Masse et conservation/violation de la charge/du nombre fermionique
  - Si le neutrino est sa propre anti-particule, pourqoi n'observe-t-on pas d'oscillations « neutrino anti-neutrino » ?
  - Le comptage des neutrinos en cosmologie (nucléosynthèse,…) nous renseigne-t-il sur la nature (Majorana-Dirac) des neutrinos légers?

- **Comment donner une masse aux neutrinos?**
  - Le vrai triplet
  - Les triplets du pauvre

- **Que peut-on tester**
  - Comment construire des modèles où on voit quelque chose?
    (chassez le naturel …)

- **Un modèle dans lequel les neutrinos sont « automatiquement » différents**

Parmi la pléthore de modèles …où on peut tester quelquechose

-On peut revenir au ν_R, dont l'introduction dans le MS est arbitraire;
Il ne prend son sens complet que dans un contexte de jauge plus étendu,
Par exemple, SO(10) ou $SU(2)_L$ X $SU(2)_R$ X U(1) où il est sensible à l'interaction de jauge. Selon l'échelle des WR, divers scénarios sont possibles

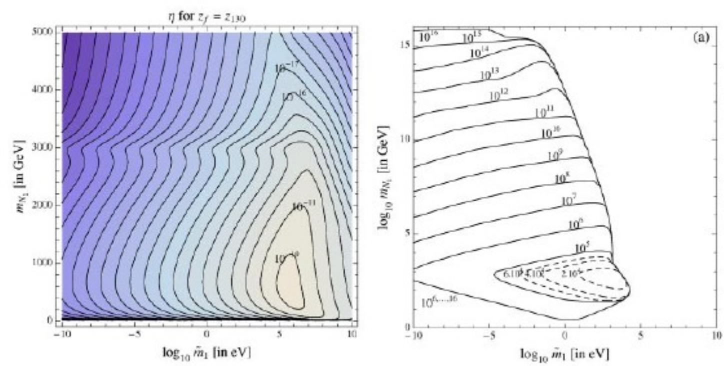


Fig. 2. – Main results: the panel on the left gives for $M_{W_R} = 3$ TeV the efficiencies reached as a function of m_N and $\tilde{m}_1 = v^2 \lambda_\nu^\dagger \lambda_{\nu\,11}/m_N$ (z_f refers to the scale at which the decoupling of the sphaleron conversion mechanism is assumed). The panel on the right gives the lower limit acceptable for the W_R mass (in GeV) assuming a maximal leptonic asymmetry due to CP violation ($\epsilon = 1$).

→ Exclusion possible
de la leptogénèse aux
collisionneurs
(jmf Hambye, Vertongen)

Parmi la pléthore de modèles …où on peut tester quelquechose

On reste dans le MS, mais on ajoute un deuxième neutrino quasi-stérile

2 singlets

« Double see-saw »

$$M_\nu = \begin{array}{c} \begin{matrix} \nu_L & \nu_R & \nu_S \end{matrix} \\ \begin{pmatrix} 0 & m & 0 \\ m^{T} & 0 & M^{T} \\ 0 & M & m_\sigma \end{pmatrix} \end{array}$$

Rechercher des neutrinos lourds, mais accessibles aux accélérateurs, et couplés uniquement à la Yukawa.

$m = \lambda v$

λ peut être grand car la masse du neutrino léger est proportionnelle à m_σ

$$m_{\nu_1} \approx (m/M)^2 m_\sigma, \qquad m_{\nu_{2,3}} \approx M \pm m_\sigma/2,$$

(remarque : c'est aussi un exemple de « pseudo-Dirac », car ν_R et ν_S forment de fait presque une paire de Dirac, dont les contributions à la masse du neutrino léger se compensent)

(une veille idée, .. Langacke, Mohapatra, Antoniadis, 1986-88, jmf+Liu, récemment remise au goût du jour en relation avec le LHC)

S'il reste du temps pour une annonce…

Nous n'avons pas évoqué le mélange des neutrinos, très différent des quarks,

Ni les 2 phases « de Majorana » qui s'ajoutent aux phases de CKM, et sont importantes aussi pour la leptogénèse.

Ni le fait que les neutrinos supplémentaires peuvent se mélanger aux usuels, et détruire l'unitarité de la matrice PMNS

Beaucoup de modèles ont été proposés pour reconstruire la matrice de mélange des neutrinos, souvent basés sur des symétries discrètes… ad hoc, Ou sur une exploration de l'espace des paramètres (voire la multi-localisation)

Nous avons un modèle (inspiré d'une théorie à 5+1Dim), où le mélange inhabituel des neutrinos résulte directement de leur nature « Majorana »

based on **arXiv:1006.5196** , to appear in JHEP
And work with M Libanov, S. Troitsly, E Nugaev, FS Ling

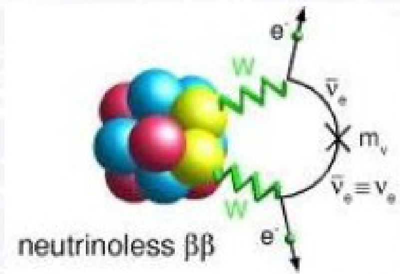
Generic prediction : large mixings, inverted hierarchy suppressed neutrinoless double beta decay

NEUTRINOS MASSES

$$M_\nu \sim \begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \times \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \times & \cdot & \cdot \end{pmatrix}$$

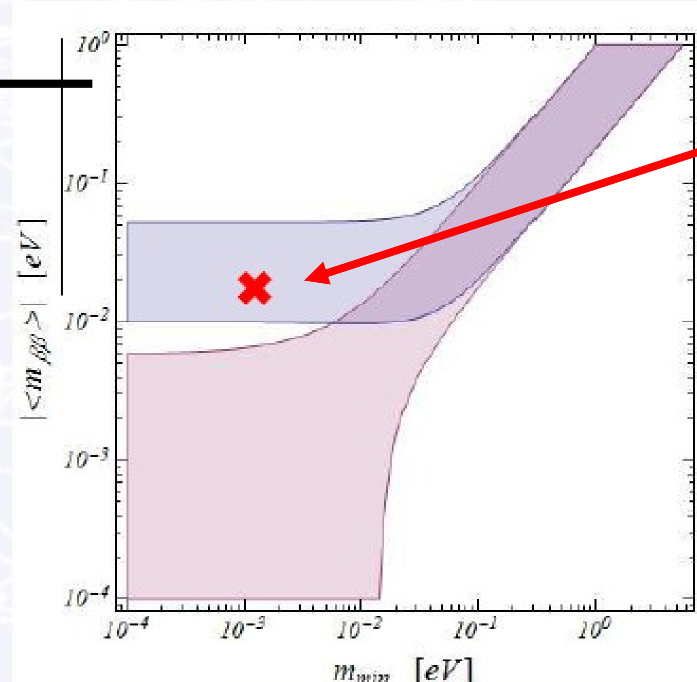
Automatically get

- Consequences of this structure
  - $0\nu\beta\beta$ decay



partial suppression

$$|\langle m_{\beta\beta}\rangle| \simeq \frac{1}{3}\sqrt{\Delta m^2_\oplus}$$



Inverted Hierarchy

Mass scale

Semi-realistic example
(including extra winding introduced by scalar field combination, like for the charged fermions):

Neutrino masses are: (INVERTED HIERARCHY)	-50.03 meV 50.79 meV 0.7089 meV

$$|\langle m_{\beta\beta}\rangle| = 17.0 \quad \text{meV}$$

(pseudo-Dirac suppression Approx 1/3)

$$U_{MNS} = \begin{pmatrix} 0.808 & 0.555 & 0.196 \\ -0.286 & 0.662 & -0.693 \\ -0.514 & 0.504 & 0.694 \end{pmatrix}$$

$$\tan^2\theta_{12} = 0.471, \ \tan^2\theta_{23} = 0.997, \ \text{and} \ \sin^2\theta_{13} = 3.85\cdot 10^{-2}.$$

From now on …

$M(Z'_0) = M(Z'\pm) > \kappa\ 100$ TeV

$\kappa\ \ 0.01\ldots0.3$

for later …

Find the Z'±, κ suppressed

Find the Z'_0 ,W'_0,

…also expect gluon recurrences

An « ordinary » Z'
(with same
couplings as Z)

No κ suppression

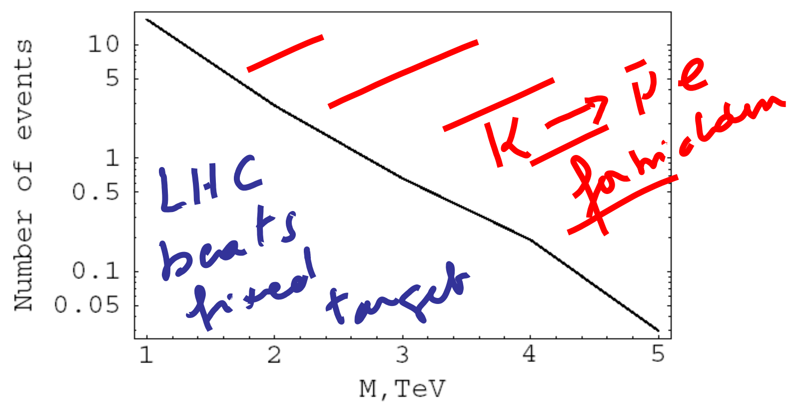


Fig. 1. Number of events for $(\mu^+ e^-)$ pairs production as a function of the vector bosons mass M, with $\kappa = M/(100\text{TeV})$.

(100 fb^{-1}, 14TeV)

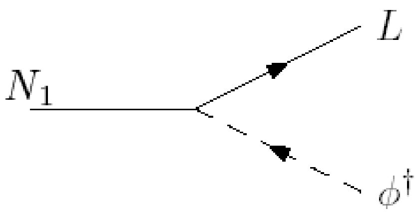
Réserve d'arguments …

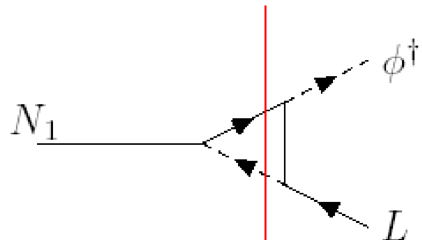
How leptogenesis works….

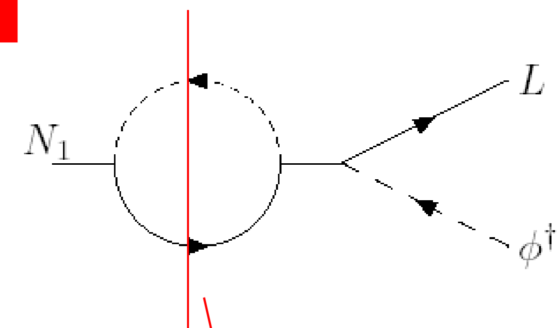
Assume that we have some population of heavy N particles…
(either initial thermal population, or re-created after inflation) ; due to their heavy mass and relatively small coupling, N become easily relic particles.

Generation of lepton number

L =+1

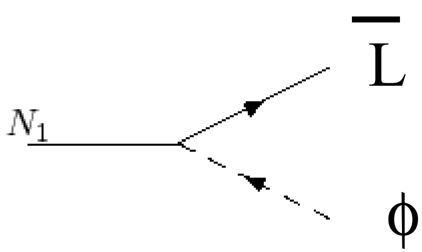






N can decay to Lepton L + $\phi^\dagger$ as above, or to the opposite channel $\bar{L}\phi$

CP violation +
Interference term leads
to excess of L or anti-L



L =-1

Possible unitarity cuts

Constraints:

Heavy neutrinos must decay out of equilibrium

$$\tau(X) >> H^{-1}$$

$H = \dot{a}/a$ is the Hubble constant,

$$\tau^{-1} = \Gamma \cong g^2 M$$

$$H = \sqrt{g^*}\frac{T^2}{10^{19} GeV}$$

g^* is the number of degrees of freedom at the time

at decay : $T \approx M$,

Need enough CP violation;

for large splitting between neutrino masses, get

$$\varepsilon_i^\phi = -\frac{3}{16\pi}\frac{1}{\left[\lambda_\nu \lambda_\nu^\dagger\right]_{ii}} \sum_{j \neq i} \mathrm{Im}\left(\left[\lambda_\nu \lambda_\nu^\dagger\right]_{ij}^2\right) \frac{M_i}{M_j}.$$

Some rough estimations…

…What are the suitable values of λ and M?

Assume there is only one generic value of λ (in reality, a matrix)

$$\epsilon < \lambda^4/\lambda^2 \approx \lambda^2 > 10^{-8}$$

$$m_\nu = m^2/M \approx \lambda^2/M \approx .01eV$$

rough estimate of M scale (in GeV) needed…

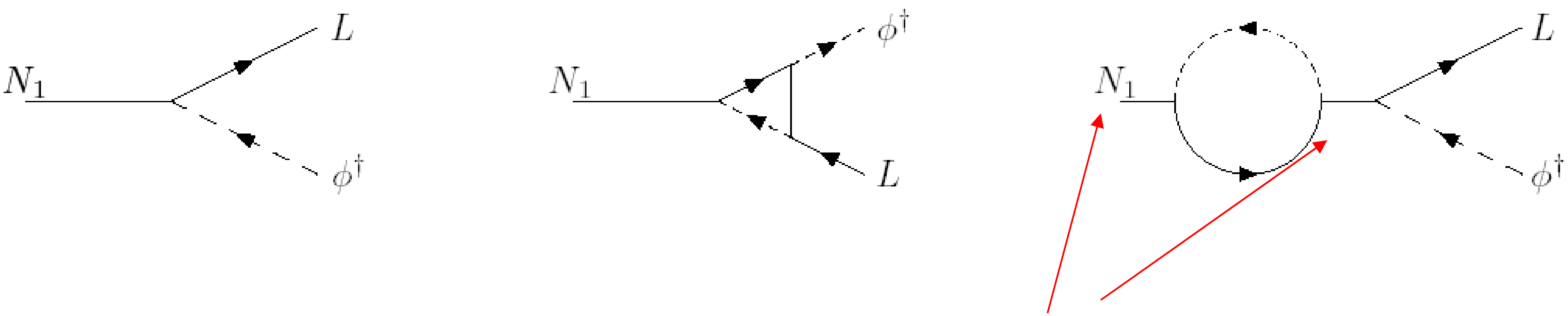
similar to τ lepton →

At the difference of baryogenesis, the Yukawa matrix λ leaves a lot of freedom

λ	light neutrino .01 eV M ~	decay out of equil. M>	enough CP viol
.00001	10^7	10^8	need tuning
.0001	10^9	10^10	
.001	10^11	10^12	
.01	10^13	10^14	
.1	10^15	10^16	
1	10^17	10^18	large

Could much lower values be reached?

Possible tuning: resonant leptogenesis



If the 2 neutrinos are nearly degenerate,
Pole amplification: CP interference becomes

of order 1 instead of λ^2

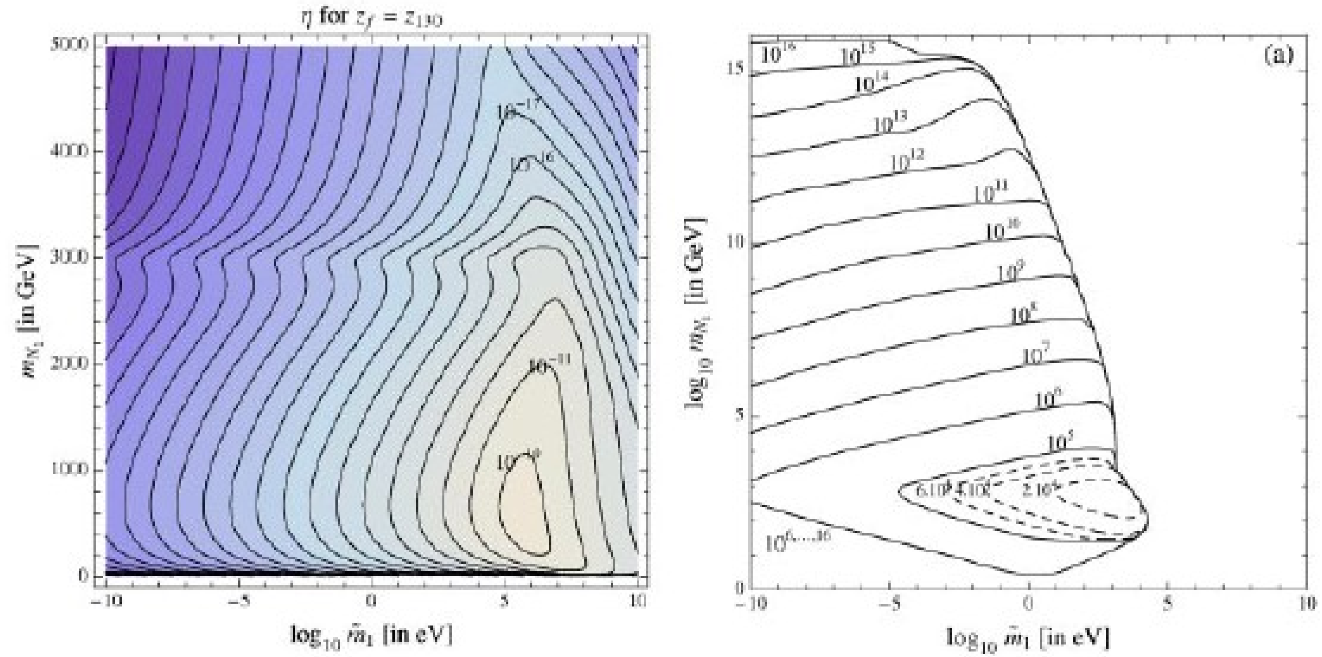


Fig. 2. – Main results: the panel on the left gives for $M_{W_R} = 3\,\text{TeV}$ the efficiencies reached as a function of m_N and $\tilde{m}_1 = v^2 \lambda_\nu^\dagger \lambda_{\nu\,11}/m_N$ (z_f refers to the scale at which the decoupling of the sphaleron conversion mechanism is assumed). The panel on the right gives the lower limit acceptable for the W_R mass (in GeV) assuming a maximal leptonic asymmetry due to CP violation ($\epsilon = 1$).