



HAL
open science

Masse et oscillations des neutrinos

B. Vignon

► **To cite this version:**

B. Vignon. Masse et oscillations des neutrinos. École thématique. Ecole Joliot Curie "Mésons, baryons, quarks et physique nucléaire", Bombannes, (France), du 17-21 septembre 1984: 3ème session, 1984. cel-00640934

HAL Id: cel-00640934

<https://cel.hal.science/cel-00640934v1>

Submitted on 14 Nov 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

MASSE ET OSCILLATIONS DES NEUTRINOS

B. VIGNON

Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble

1) - INTRODUCTION

C'est en 1931 que le neutrino est postulé par Pauli pour apporter une explication au problème de l'énergie manquante dans l'observation du spectre continu des électrons émis dans la désintégration β du ^{210}Bi . Pauli postule les lois de conservations suivantes :

"It is obvious that we assume not only energy conservation but also conservation of linear momentum, of angular momentum and of the characteristics of the statistics in all elementary processes", American Physical Society à Pasadena 1931. Il propose que le neutrino soit un fermion, sans charge et de masse très faible, bien inférieure à celle de l'électron.

En 1934, Fermi baptise cette particule neutrino (little neutral one) et développe la théorie des interactions faibles où le neutrino intervient comme un champ de Dirac à 4 composantes : ν_D, ν_G et $\bar{\nu}_D, \bar{\nu}_G$, à savoir 2 états d'énergie positive pour le neutrino avec les polarisations droite (D) et gauche (G) et 2 états négatifs pour l'antineutrino.

Le neutrino avait alors une masse.

Dès cette époque (1937), il se pose le problème de savoir si le neutrino est identique à son antiparticule (Majorana). Ce point et ses conséquences seront développés un peu plus loin dans l'exposé.

De 1949 à 1953, apparaissent les études sur l'universalité des interactions faibles et sont établies les règles empiriques de conservation des nombres leptoniques¹, actualisées et résumées dans le tableau ci-dessous.

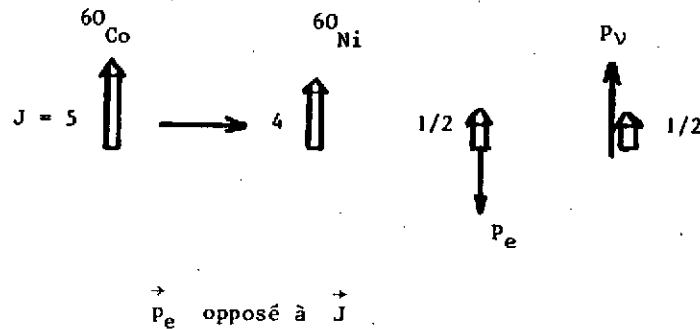
leptons	e	ν_e	μ	ν_μ	τ	ν_τ
L_e	1	1	0	0	0	0
L_μ	0	0	1	1	0	0
L_τ	0	0	0	0	1	1

avec $L_X = -L_{\bar{X}}$ pour chaque saveur $X = e, \mu, \tau$

La somme des nombres leptoniques doit être conservée à chaque vertex d'un processus faible. En théorie, cette règle se traduit par l'inexistence d'un couplage entre leptons de saveurs différentes. Il faut cependant noter que les théories de jauge dites de grandes unifications (GUT) peuvent permettre une violation des nombres leptoniques (L) et barioniques (B) tout en conservant B-L.

Les années 1956-57 correspondent à la "révolution glorieuse" en interaction faible. C'est d'abord la violation de la parité postulée par Lee-Yang² pour expliquer certaines décroissances faibles observées dans les mésons K, système (θ -Z), à savoir $\theta^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, $\theta^0 \rightarrow 2\pi^0$ ou $\pi^+ \pi^-$ et $\tau \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^-$.

Une confirmation était rapidement apportée par l'expérience sur le ^{60}Co polarisé (Wu et al)³, schématiquement représenté par :



\vec{J} et \vec{p} étant respectivement le moment et l'impulsion de la particule

En 1957, Salam, Landau, Lee et Yang⁴ remarquent séparément que la présence du projecteur $\frac{1}{2}(1-\gamma_5)$ dans le lagrangien de l'interaction faible conduit pour une hypothèse de masse nulle du neutrino à une théorie à 2 composantes du neutrino, d'hélicité gauche pour ν et droite pour $\bar{\nu}$. De la définition de l'hélicité, $h = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{p}$, les deux états sont :

$$|\nu_G\rangle \equiv \vec{\sigma} \leftarrow \vec{p}$$

hélicité gauche, $h = -1$

$$|\bar{\nu}_D\rangle \equiv \vec{\sigma} \rightarrow \vec{p}$$

hélicité droite, $h = 1$

La conséquence fondamentale de cette théorie à deux composantes avec masse nulle du neutrino est l'existence des seuls courants gauches dans les processus faibles, contrairement aux autres interactions dans lesquelles courants gauche et droit interviennent.

Dès 1958, cette théorie recevait une confirmation avec les mesures d'hélicité des électrons émis par une source ^{90}Y (Goldhaber)⁵. Cette description à deux composantes reste vraie dans la limite des incertitudes expérimentales ; des mesures récentes⁶ d'hélicité des neutrinos électroniques et muoniques ont été réalisées avec une précision de l'ordre de 1 %. Il convient cependant de remarquer qu'une telle précision (1 %) ne fournit aucune contrainte sur l'existence d'une masse propre du neutrino. A titre d'exemple : en supposant une masse de 100 eV et une énergie cinétique de 1 MeV (énergie minimale pour observer un neutrino), le rapport $\frac{v}{c}$ est écarté de l'unité d'une valeur de 5×10^{-9} ! Il est impossible que de telles mesures puissent observer un effet aussi faible.

Tout comme les mesures d'hélicité, les limites actuelles sur les masses :

$$m_{\nu_e} < 60 \text{ eV}, \quad m_{\nu_\mu} < 500 \text{ keV}, \quad m_{\nu_\tau} < 160 \text{ MeV}$$

laissent ouvertes la possibilité d'une masse non nulle du neutrino.

II) - NEUTRINO DE DIRAC OU DE MAJORANA ?

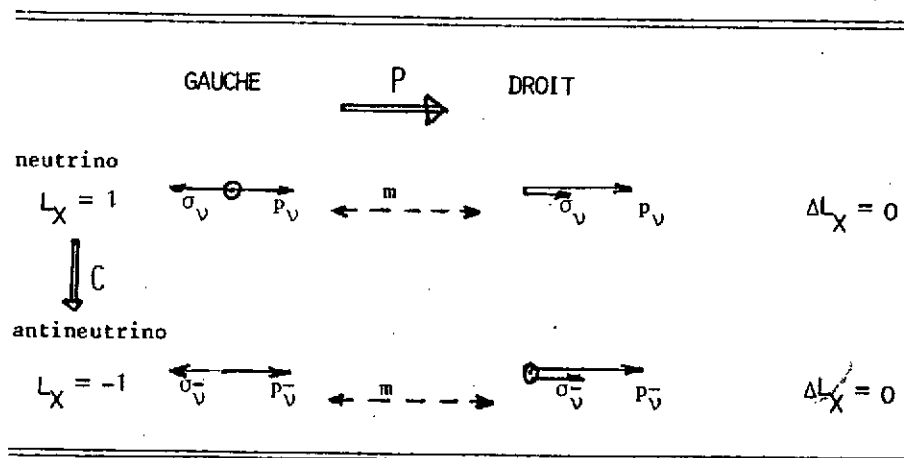
Un terme de masse conduit à l'existence d'une composante droite pour le neutrino. Sous l'invariance CP, le neutrino peut être décrit soit par un champ de Dirac dans lequel particule et antiparticule sont distinctes, soit par un champ de Majorana où les particules sont indistinguables. Cette question est ouverte puisque parmi les fermions seul le neutrino n'a ni charge, ni moment magnétique pour le distinguer de son antiparticule.

A titre de rappel (voir cours de M. Prédasi), on a vu que

- l'opérateur conjugaison de charge : $C | \nu \rangle = | \bar{\nu} \rangle$
- l'opérateur parité : $P (\vec{\sigma} \cdot \vec{p}) = - (\vec{\sigma} \cdot \vec{p})$ ou $P | \nu_G \rangle = | \nu_D \rangle$

a) Neutrino de Dirac

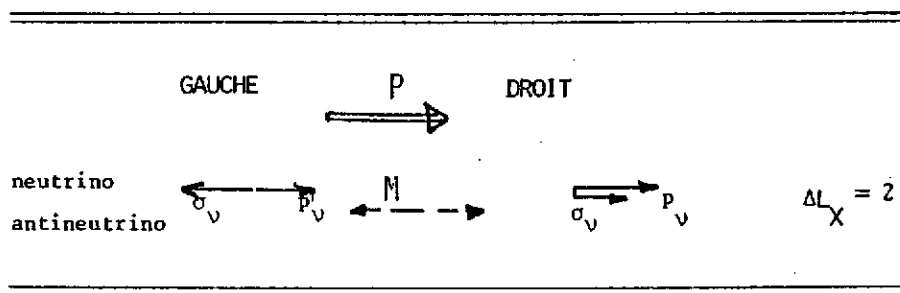
A partir du champ à 4 composantes, on peut construire 2 états propres de masse m pour le neutrino et pour l'antineutrino, invariants sous CP., le tableau ci dessous résume les diverses transformations possibles entre ces états avec les opérateurs C et P.



Le symbole 0 indique les états décrits par la théorie V-A.

b) Neutrinos de Majorana

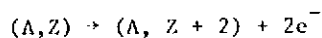
Le neutrino est sa propre antiparticule. Cette propriété est vraie pour les bosons π^0 et γ . Respectant l'invariance CP ($C = 1$ si $|\nu\rangle \equiv |\bar{\nu}\rangle$), il est possible de construire 2 états propres de masse M avec un champ à 2 composantes.



Dans une telle transformation, il y a violation du nombre leptonique, $\Delta L_X = 2$

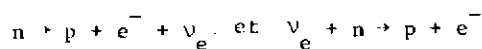
c) Caractère de Dirac ou Majorana des neutrinos massifs

Le problème était posé dès 1937. La recherche de processus de désintégration double β sans émission de ν , à savoir :



est un test du caractère Majorana du neutrino.

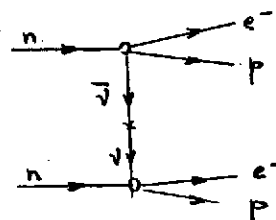
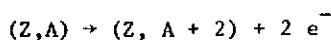
Partant de la définition du neutrino et de l'antineutrino



on obtient alors les graphes pour l'émission et l'absorption leptonique :



et pour la désintégration double β sans émission de ν



Ce processus est interdit par Dirac, ainsi que par la théorie V-A. Par ailleurs, il constitue un test de l'existence des courants faibles droits.

La désintégration $\beta\beta$ avec émission de $2\bar{\nu}$, à savoir



est un processus du 2^{ème} ordre dans l'interaction V-A, mais ne constitue pas un test sur le caractère du neutrino.

Nous reviendrons dans une deuxième partie sur les aspects expérimentaux liés à cette question.

Que prédisent les théories unifiées ?

Le modèle standard électrofaible $SU(2) \times U(1)$, est construit sur une théorie à 2 composantes de ν , ce qui impose la conservation des nombres leptoniques ainsi que $m_\nu = 0$.

Dans la théorie $SU(5)$, les neutrinos sont sans masse, donc pas de composante droite ν_D . En outre, $SU(5)$ a la symétrie B-L, sans terme $\Delta L = 2$. Mais cette théorie a déjà des problèmes puisque ses prédictions sur les masses des quarks ou sur la durée de vie du proton sont très éloignées des résultats expérimentaux.

Au delà de $SU(5)$, le groupe de grande unification $SO(10)$ est construit à partir de 16 fermions. Le 16^e fermions qui est neutre peut être identifié à ν_D . Dans ce modèle les neutrinos sont massifs, plutôt du type de Majorana et leurs prédictions sur les masses sont très floues :

$$10^{-5} < m_\nu < 10 \text{ eV}$$

En conclusion, tout modèle qui rétablit la symétrie entre quarks et leptons doit contenir les courants leptoniques droits, ce qui a pour conséquence fondamentale que $m_\nu \neq 0$.

III) - MECANISMES DE TRANSFORMATIONS DES NEUTRINOS

On a vu précédemment qu'avec le schéma conventionnel de l'interaction faible, c'est-à-dire la théorie à 2 composantes, on a :

- $m_\nu = 0$, ce qui implique la non existence de courants faibles droits
- la conservation des nombres leptoniques de saveur L_x

Une telle loi de conservation sur L_x entraîne la conservation sur le nombre leptonique total L , tel que $L = L_e + L_\mu + L_\tau$, mais pas la réciproque. La recherche de désintégrations rares du type $\mu \rightarrow e\gamma$ contribue à tester cette réciproque.

Hors de ce schéma conventionnel, il est possible de distinguer 2 classes de transformations :

- celles qui mélangent des neutrinos de saveurs différentes. Dans un tel processus L_x n'est pas conservé. Un exemple est fourni par les oscillations du type $\nu_e' + \nu_\mu$ où $\Delta L_\mu = 1$, $\Delta L_e = -1$ et $\Delta L = 0$.

- celles qui mélangent des neutrinos de même saveur, tel $\nu_e + \bar{\nu}_e$ où $\Delta L_e = 2$. Comme exemple, on a la désintégration double β dans les noyaux sans émission de neutrinos ou encore le processus $K^- \rightarrow \pi^+ + 2e^-$.

a) - Mécanisme d'oscillation des neutrinos

Un tel mécanisme nécessite que l'hamiltonien total H_t contient un terme H_1 ne conservant pas les nombres leptoniques⁷. L'hamiltonien total s'écrit alors $H_t = H_0 + H_1$ où H_0 est l'hamiltonien conventionnel de l'interaction faible. Dans une telle description les neutrinos ν_i de l'interaction faible sont décrits par une combinaison linéaire des états propres de masse $|v_j\rangle$ de l'hamiltonien total, à savoir :

$$\langle v_i | H_0 | v_i' \rangle = 0 \quad \text{avec} \quad v_i', v_i \equiv \nu_e \quad \nu_\mu \quad \nu_\tau$$

et

$$H_t | v_j \rangle = (H_0 + H_1) | v_j \rangle$$

ce qui a pour conséquence que $|v_i\rangle$ ne sont pas des états stationnaires mais qu'ils s'écrivent comme

$$|v_j\rangle = \sum_i \langle v_j | v_i \rangle |v_i\rangle = \sum_{ji} U_{ji} |v_i\rangle$$

avec

$$|v_i\rangle = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

La matrice unitaire de mélange U fixe l'amplitude de la transformation ou oscillation. On retrouve certaines analogies avec le système (K_0, \bar{K}_0) .

Dans le cas particulier d'un mélange à 2 neutrinos, on obtient une écriture simplifiée pour la matrice U en paramétrisant avec un angle de mélange θ , à savoir

$$\nu_i = \nu_1 \cos \theta + \nu_2 \sin \theta$$

$$\nu_i' = -\nu_1 \sin \theta + \nu_2 \cos \theta$$

Les états ν_i n'étant plus des états stationnaires, on a une probabilité de transformation d'un état vers un autre. Dans l'hypothèse à 2 neutrinos, cette probabilité s'écrit en

supposant qu'à l'instant $t = 0$ il n'existe que des neutrinos dans l'état ν_i

$$\begin{aligned} |\nu_i\rangle_t &= U_{1i} e^{-iE_1 t/\hbar} |\nu_1\rangle + U_{2i} e^{-iE_2 t/\hbar} |\nu_2\rangle \\ &= \cos\theta e^{-iE_1 t/\hbar} |\nu_1\rangle + \sin\theta e^{-iE_2 t/\hbar} |\nu_2\rangle \end{aligned}$$

et la probabilité de créer un neutrino de saveur $i' \neq i$ à t vaut :

$$P(\nu_i \rightarrow \nu_{i'}) = \frac{\sin^2 2\theta}{2} \left(1 - \cos \frac{E_1 - E_2}{\hbar} t\right)$$

En supposant l'impulsion $p_\nu \gg m_1$ et m_2 et en posant $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ alors :

$$P(\nu_i \rightarrow \nu_{i'}) = \frac{\sin^2 2\theta}{2} \left(1 - \cos \frac{\Delta m^2 L}{2E_\nu \hbar c}\right) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 \frac{L}{E_\nu}\right)$$

avec Δm^2 en eV^2 , $L(m)$ la distance d'observation par rapport à la source et E_ν en MeV.

On peut faire un développement similaire pour les neutrinos et les antineutrinos, avec cependant une différence suivant que les neutrinos sont de Dirac ou de Majorana. On peut également utiliser la même phénoménologie pour les oscillations de type neutrino-antineutrino.

La formule précédente fait apparaître les paramètres physiques θ et Δm^2 avec :

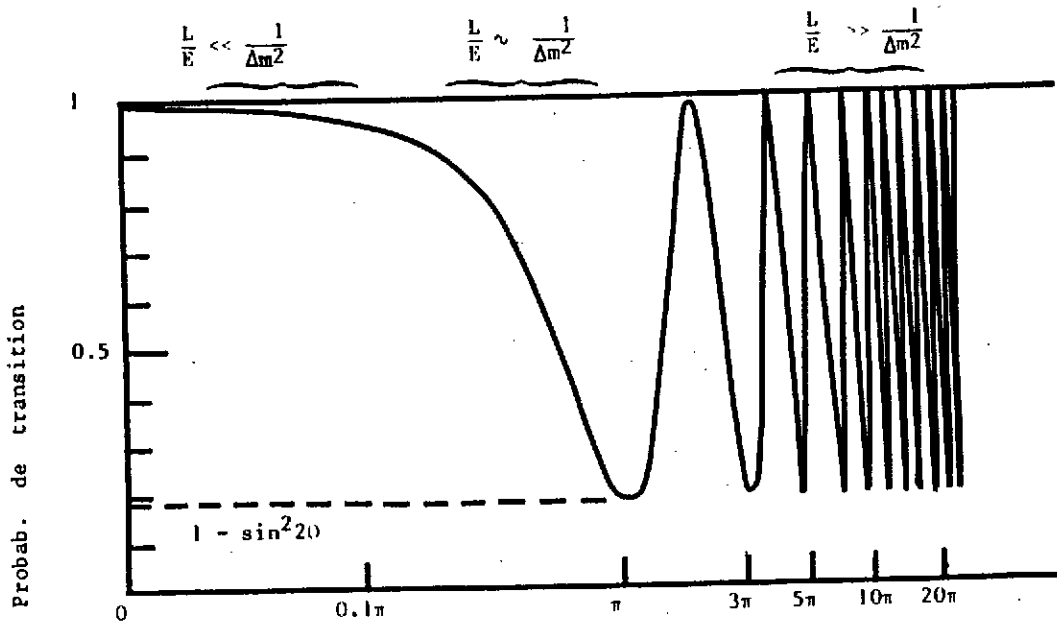
- l'amplitude d'oscillation $\sin^2 2\theta$ ou mélange
- le facteur de phase $\Delta m^2 \frac{L}{E_\nu}$ qui est lié à la dépendance spatiale.

Deux approches expérimentales sont possibles, soit par la mesure des termes diagonaux qui correspond à la disparition des neutrinos de même saveur après un temps t ou une distance L , soit par la mesure des termes non diagonaux, où l'on détecte des neutrinos de saveur différente de celle de la source. Ces deux possibilités sont évidemment complémentaires.

b) - Sensibilité au paramètre de masse Δm

La gamme d'observation en $\frac{L}{E_\nu}$ fixe la sensibilité sur Δm . La figure illustre les 3 cas qui peuvent être distingués. Si $\frac{L}{E} \gg \frac{1}{\Delta m^2}$, on est dans la région d'un grand nombre d'oscillations très rapprochées qui ne peuvent être observées à cause de la limite sur la résolution de l'appareillage. On mesure alors une valeur moyenne, ce qui détermine l'angle de mélange θ . Si $\frac{L}{E} \ll \frac{1}{\Delta m^2}$, la transformation n'est pas suffisamment réalisée pour être observée.

La région intermédiaire, $\frac{L}{E} \sim \frac{1}{\Delta m^2}$ correspond au maximum de sensibilité et permet la mesure des paramètres physiques Δm^2 et θ . Par voie de conséquence, les possibilités expérimentales en L et E_ν fixent la sensibilité sur Δm . Le tableau ci-après donne un résumé de ces possibilités.



Source	neutrino	L(m)	E_ν (MeV)	L/E	Δm (eV)
Soleil	ν_e	1.5×10^{11}	~ 1	1.5×10^{11}	$\sim 10^{-6}$
ν cosmiques	ν_μ	10^6	10^2	10^4	quelques 10^{-3}
réacteurs	ν_e	10 à 100	quelques	1 à 10	1 à 10^{-2}
accélérateurs :					
basse énergie	$\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	quelques x 10	10 à 100	10	10^{-1}
haute énergie	$\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	10^2 à 10^4	10^3 à 2×10^4	10	10^{-1}

IV) - ASPECTS EXPERIMENTAUX

Ce chapitre n'a pas la prétention de faire une revue complète et détaillée des diverses expériences très nombreuses, réalisées ou en préparation dans le monde. Son seul objectif est de donner quelques exemples, les plus récents, illustrant les diverses approches et de montrer que les résultats déjà obtenus ne permettent pas encore de tirer des conclusions en faveur ou pas d'une masse non nulle des neutrinos.

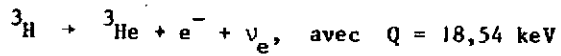
4-1) Mesures directes de masse

a) - La désintégration du tritium et la masse m_{ν_e}

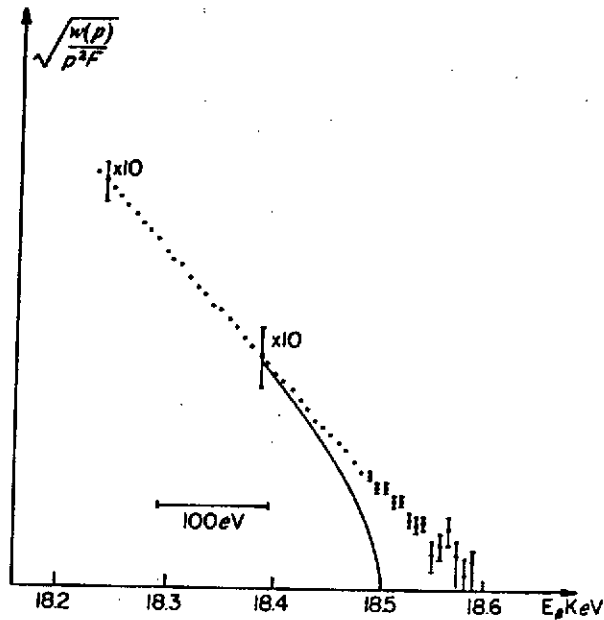
La forme du spectre en énergie des électrons émis dans une désintégration β dépend de la masse du neutrino électronique. Elle est donnée théoriquement par la distribution de Kurie :

$$\sqrt{N} = K(E_e) \sim (Q - E_e)^{1/2} [(Q - E_e)^2 - m_\nu^2]^{1/4}$$

où Q est le bilan énergétique de la réaction. L'effet de masse m_ν est d'autant plus grand que Q est petit. Pour cette raison, l'étude de la désintégration du tritium est très intéressante :



La formule de la distribution montre que le bout du spectre est une droite si $m_\nu = 0$, et se termine suivant une tangente verticale pour $m_\nu \neq 0$ (voir figure ci-dessous). L'objectif de toute expérience est donc d'étudier la forme du bout du spectre. Depuis fort longtemps de nombreuses expériences ont été réalisées sur ce sujet. Parmi les plus récentes, on retiendra celle



de Bergkvist⁸ qui fixe une limite supérieure $m_{\nu_e} < 55$ eV, et celle de Lubimov et al⁹ qui, après plusieurs mesures depuis 1976, établit une valeur non nulle de la masse du neutrino électronique : $14 < m_{\nu_e} < 46$ eV. Cette dernière expérience a été réalisée à partir d'une source de valine ($\text{C}_5\text{H}_{11}\text{NO}_2$) contenant 18 % de ${}^3\text{H}$ et d'un spectromètre à grande déflexion (720°), de haute résolution (~ 45 eV FWHM à 18 keV). Le résultat publié n'est pas sans soulever certaines critiques qui portent pour l'essentiel sur la méconnaissance des états excités de la molécule support puisque 25 % des transitions β laissent ${}^3\text{He}$ dans un état excité ; il est alors très difficile d'estimer la correction à apporter à l'énergie des électrons émis. Pour cette raison, plusieurs expériences en préparation (Los Alamos, Zurich, ...) prévoient d'utiliser un jet de tritium atomique comme source¹⁰. Espérons que rapidement de nouveaux résultats permettront une comparaison avec celui des russes.

b)- La masse du neutrino muonique

La désintégration à deux corps du pion, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, fournit le moyen le plus direct de mesure de la masse m_{ν_μ} . La difficulté de ce type d'expériences est liée à l'incertitude sur la quantité de mouvement du pion. La limite supérieure est actuellement de $m_{\nu_\mu} < 0.50$ MeV, [ref. 11].

4.2) La désintégration double β sans émission ν

Rappelons que la désintégration $(\beta\beta)_{0\nu}$ change la charge du noyau initial de deux unités, $(A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + 2e^-$, et constitue un test sur le caractère Majorana ou Dirac du neutrino, sur la non conservation du nombre leptonique ainsi que sur la masse du neutrino et l'existence des courants faibles droits.

La principale difficulté expérimentale est liée aux longues périodes ($T_{1/2} \sim 10^{22}$ à 24 ans) et par conséquent à l'extrêmement faible taux de décroissance (quelques événements par an !) qu'il faut comparer aux radioactivités naturelle et cosmique. Deux voies d'investigation sont actuellement exploitées et conduisent à des résultats complémentaires.

a)- La voie laboratoire

Elle regroupe les expériences¹² qui mesurent le spectre de noyaux émetteurs tels ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{150}Nd pour lesquels ce type de désintégration est énergétiquement possible. Parmi ces noyaux, le Ge est particulièrement intéressant puisqu'il constitue à la fois la source et le détecteur. Le schéma de désexcitation est représenté ici.

Ce sujet fait l'objet d'une forte activité expérimentale¹⁰, citons en particulier l'activité développée par le groupe de Bordeaux pour étudier le ^{76}Ge (expérience en cours).

Les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous.

b)- La voie géochimique

Elle recherche des traces de gaz rares provenant de la désintégration $\beta\beta$ dans un minéral d'âge connu. Une analyse par spectromètre de masse permet de connaître l'abondance des gaz rares ainsi formés à partir des noyaux ^{82}Se , ^{128}Te , ^{130}Te , ^{13}I . Cette méthode ne peut différencier les processus avec et sans émission de neutrinos. Une mesure récente des ^{130}Te et ^{128}Te a été analysée sur la base de la comparaison entre ces deux noyaux et a conduit au résultat de 40 % $(\beta\beta)_{2\nu}$ et 60 % $(\beta\beta)_{0\nu}$, avec comme implication $M_\nu = 34$ eV ! D'autres mesures sur les mêmes noyaux ne permettent pas de confirmer ce résultat. Par ailleurs, une mesure très récente sur le ^{128}Te donne une limite sur la masse du neutrino Majorana de $M_\nu < 7$ eV.

$\beta\beta_{0\nu}$	$T_{1/2}(\text{exp.})$	M_ν^{Maj} (évaluée)
$^{48}\text{Ca} \rightarrow \text{Ti}$	2.5×10^{21} ans	} < 10 à 50 eV
$^{76}\text{Ge} \rightarrow \text{Se}$	2×10^{22}	
$^{82}\text{Se} \rightarrow \text{Kr}$	3.1×10^{22}	< 7
$^{128}\text{Te} \rightarrow \text{Xe}$	8×10^{24}	< 20
$^{130}\text{Te} \rightarrow \text{Xe}$	2.55×10^{21}	< 29
$^{150}\text{Nd} \rightarrow \text{Sm}$	1.2×10^{21}	

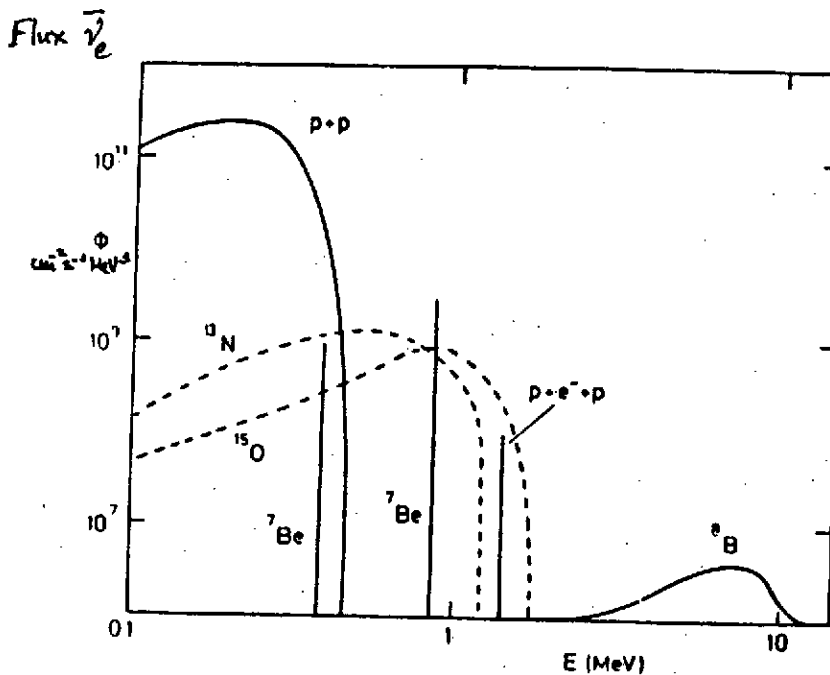
Tant pour la voie laboratoire que géochimique, l'analyse en terme de masse est très compliquée. Elle passe par la connaissance des éléments de matrices nucléaires et des modes d'excitations (résonances baryoniques). De nombreux travaux théoriques¹⁴ et expérimentaux sont en cours. Il faut espérer que la situation actuelle, assez confuse, puisse être rapidement clarifiée.

4.3) Les neutrinos solaires

Parmi les possibilités mentionnées au chapitre précédent, l'observation des neutrinos solaires fournit l'approche la plus sensible pour étudier les oscillations neutrinos à très faible différence de masse ($\Delta m \approx 10^{-6}$ eV). Différents processus contribuent à produire des neutrinos électroniques de faible énergie, de l'ordre du MeV, dans le soleil :

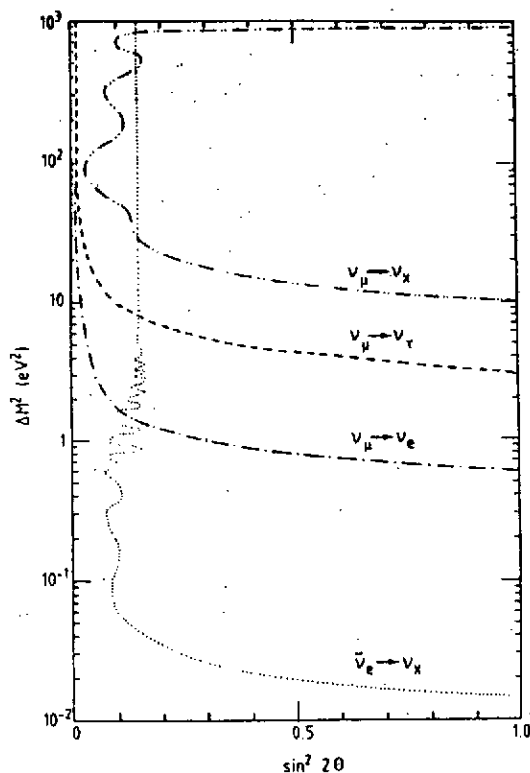
Source Neutrino	Energie (MeV)
$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$	0.42 max
$p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e$	1.44 (monochr.)
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	0.86 (90%), 0.38 (10%)
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^{**} + e^+ + \nu_e$	14
${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C}^{**} + e^+ + \nu_e$	1.20 max
${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	1.73 max

Le flux à la surface de la terre est calculé à partir de modèles tenant compte des diverses composantes et de l'équilibre thermodynamique du soleil¹⁵. La figure montre la distribution du flux pour chacune des composantes.



4.4) Expériences auprès d'accélérateurs

Une très forte activité est actuellement développée auprès des accélérateurs de haute énergie afin d'étudier les oscillations neutrinos soit dans les processus de disparition du type $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ avec $x \equiv e$ ou τ , soit de création tels $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ou ν_τ . Les résultats expérimentaux sont nombreux. Ils sont résumés avec la figure ci-dessous. La référence 10 contient une revue récente du sujet.



L'ensemble des résultats ne montre aucun effet mais conduit à des limites sur les paramètres (Δm^2 , $\sin 2\theta$). Sur la figure, la partie droite du contour correspond à la région d'exclusion de Δm^2 en fonction de $\sin^2 2\theta$.

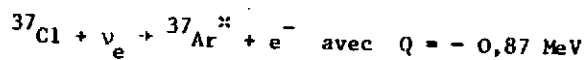
Tous les projets sur accélérateurs, et ils sont nombreux, ont pour but d'obtenir soit une meilleure sensibilité vers les $\sin^2 2\theta$ faibles, soit d'améliorer la limite sur le paramètre de masse pour les grands angles de mélange.

4.5.) Expériences auprès des réacteurs

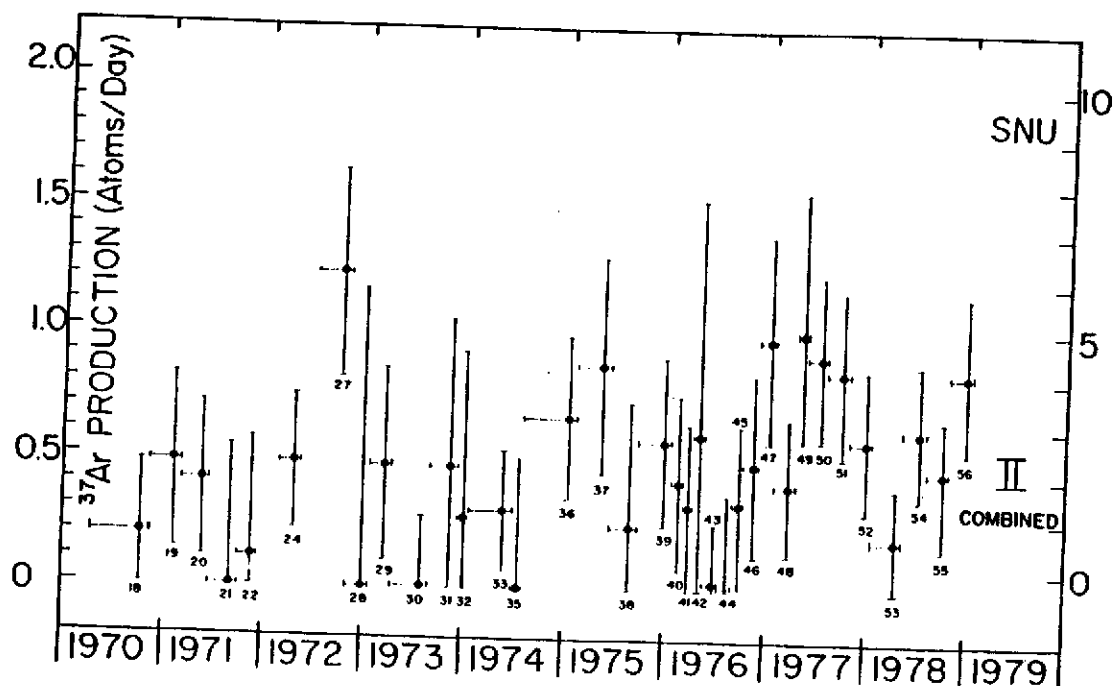
Les réacteurs constituent les sources disponibles de $\bar{\nu}_e$ les plus puissantes et ainsi sont particulièrement bien adaptés pour la recherche des oscillations neutrinos. Le flux $\bar{\nu}_e$ émis à partir des produits de fission dans un réacteur dépend de sa puissance P suivant une formule

$$N(\bar{\nu}_e | \text{cm}^2 \cdot \text{s}) \approx 1.5 \times 10^{12} P/L^2$$

Depuis plus de 20 ans, Davis et ses collaborateurs mesurent le flux des neutrinos solaires en utilisant la réaction



Le détecteur correspond à 380 000 litres de C_2Cl_4 situé à une profondeur de 1,5 km dans une ancienne mine (Dakota). Le taux de détection est de 0,19 événement par jour ! L'extrême difficulté de cette expérience est de séparer puis détecter ces quelques atomes ${}^{37}\text{Ar}^{**}$. Le résultat des mesures depuis 1970 montre un taux moyen de $2,2 \pm 0,4 \text{ SNU}$ ¹⁾ [15] à comparer à celui estimé de $7 \pm 1 \text{ SNU}$. L'ensemble de ces résultats est porté sur la figure ci-dessous.



Deux hypothèses sont avancées pour expliquer cet écart. Soit les mécanismes de production des ν_e liés à l'activité solaire et à son opacité sont mal décrits. Ceci est accentué par le fait que la cible de ${}^{37}\text{Cl}$ n'est pas sensible, du fait de son seuil élevé ($Q = -0,87 \text{ MeV}$), à la composante principale p-p, la plus abondante et la mieux décrite théoriquement, mais uniquement à celle du ${}^8\text{B}$, ¹⁶. L'autre hypothèse serait que les neutrinos oscillent et le résultat de Davis montrerait donc une disparition des ν_e vers les voies ν_μ ou ν_τ , non détectables avec le ${}^{37}\text{Cl}$.

Afin d'être sensible aux neutrinos produits par la composante principale p-p, il est envisagé, dans un projet futur, d'utiliser comme cible du ${}^{71}\text{Ga}$ dont le seuil de réaction est de 0,236 MeV. C'est un énorme projet basé sur 70 tonnes de ${}^{71}\text{Ga}$. Il est en cours de développement et il devrait permettre de résoudre cette énigme des neutrinos solaires.

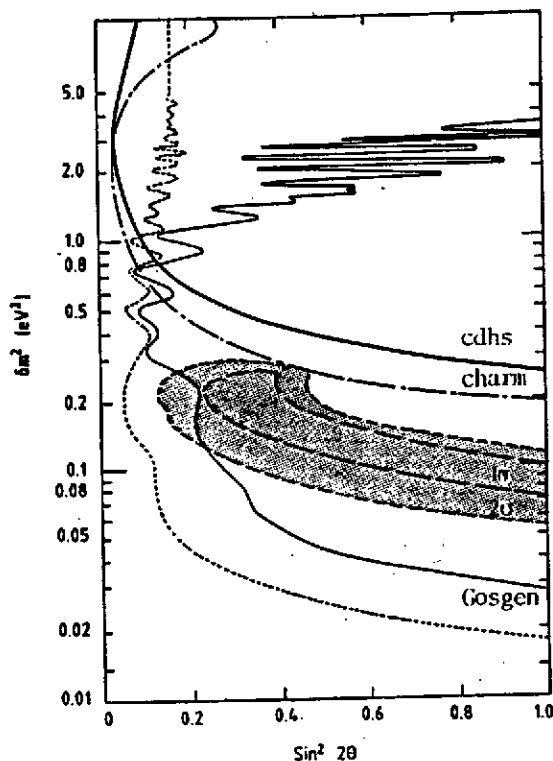
1) $1 \text{ SNU} = 10^{36} \text{ capture/atome} \times \text{sec.}$

dans laquelle le coefficient de proportionnalité diffère un peu suivant que le réacteur est de recherche (enrichi à 95 % en ^{235}U) ou de puissance, et dans ce dernier cas interviennent alors les éléments fissiles ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu . La possibilité du choix des distances L entre 10 et 100 m fournit une gamme de sensibilité excellente vers les Δm faibles. L'énergie des $\bar{\nu}_e$ émis suit une distribution continue entre 0 et 9 MeV avec des incertitudes actuellement inférieures à 10 %¹⁷.

La détection des $\bar{\nu}_e$ est basée sur la réaction inverse de la décroissance du neutron, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ dont le seuil de réaction est à 1,8 MeV. Des cibles de liquide scintillant fortement hydrogéné servent à la fois de détecteur du positron et de modérateur du neutron. De grandes chambres proportionnelles ^3He détectent le neutron thermique. L'ensemble du détecteur se présente selon une structure alternée de 5 plans de cellules cibles (350 l) et de 4 compteurs à neutron. L'efficacité globale de détection $\bar{\nu}_e$ est d'environ 20 %. L'ensemble est entouré par des protections contre les gammas et les neutrons ainsi que par un détecteur à rayonnements cosmiques.

Ce dispositif a été utilisé dans les expériences neutrinos de l'ILL¹⁸, de Göesgen¹⁹ et de Bugey²⁰. Deux autres expériences, à Moscou et à Savannah River, sont en cours de réalisation ; le principe de détection utilisé est différent.

Les résultats des expériences de l'ILL ($L = 8.7$ m) et de Göesgen ($L = 39$ et 45 m) donnent des limites sur les paramètres Δm^2 , $\sin^2 2\theta$. Dans l'expérience du Bugey, les mesures, effectuées avec une très grande statistique (80 000 événements $\bar{\nu}_e$), du taux normalisé des $\bar{\nu}_e$ aux distances 13,5 et 18,5 m mettent en évidence une disparition des $\bar{\nu}_e$ dans le rapport de 1.10 ± 0.03 . Un tel résultat est une indication en faveur d'une masse non nulle des neutrinos (voir figure). Bien évidemment il appelle une confirmation. Un nouveau projet est en cours de réalisation à Bugey.



V) - CONSLUSIONS

La masse du neutrino est un sujet fondamental, très ouvert et qui sous-tend un grand nombre d'activités scientifiques. Il est étroitement lié aux concepts de l'interaction faible par le caractère de Dirac ou Majorana du neutrino, l'existence des courants faibles droits, la conservation des nombres leptoniques, ainsi qu'aux développements théoriques sur la grande unification des interactions. Contrairement au photon, il n'existe aucune interdiction théorique pour une masse non nulle du neutrino.

La situation expérimentale est en pleine évolution et aucun des résultats obtenus ne permet aujourd'hui d'affirmer ou d'infirmier l'existence de $m_\nu \neq 0$. Compte tenu des efforts importants en cours de développement dans le domaine expérimental, une réponse rapide peut être espérée dans un futur assez proche.

REFERENCES

- 1) Marx, Acta Phys. Hung., 3 (1953) 56
Konopinsky et Mahmoud, Phys. Rev., 92 (1953) 1045
- 2) Lee et Yang, Phys. Rev., 104 (1956) 254
- 3) C.S. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957) 1413
- 4) Salam, Nuovo Cimento, 5 (1957) 29
Landau Jetp, 32 (1957) 407
Lee et Yang, Phys. Rev., 105 (1957) 1671
- 5) Goldhaber, Phys. Rev., 109 (1957) 1015
- 6) Carr, Phys. Rev. Lett., 51 (1983) 687
- 7) S.M. Bilenky and B. Pontecorvo, Phys. Rep. 41, n° 4 (1978) 225
A.K. Mann et H. Primakoff, Phys. Rev., D15 (1977) 655
D. Wu, Phys. Lett., 96B (1980) 311
- 8) K.E. Bergkvist, Nucl. Phys., B39 (1972) 317
- 9) V.S. Kosit et al., Yad. Fiz., 32 (1980) 301
V.A. Lubimov et al., Phys. Lett. 94B (1980) 266
- 10) Une revue des expériences en préparation est donnée dans "Moriond Workshop". Massive neutrinos in astrophysics and in particle physics. J. TRAN THANH VAN, 1984, Ed. Frontières
- 11) Anderhub et al., Phys. Lett., 114B (1982), 76
- 12) J.J. Simpson et al., Phys. Rev. Lett., 53 (1984) 141
R. Bardin et al., Nucl. Phys., A158, (1970) 337
B.T. Cleveland et al., Phys. Rev. Lett., 35, (1975) 737
J.D. Vergados, Phys. Lett., 109B, (1982) 38
- 13) J. Inorg. Nucl. Chem., 34 (1972) 2381
T. Kirsten et al., Phys. Rev. Lett., 50 (1983) 474
B. Srinivasan et al., Econ. Geol., 68 (1973) 252
- 14) W.C. Haxton, Los Alamos-report, 83-280, 1983
K. Grotz et al., J. Phys., 69 (1983) 169
K. Grotz et al., Phys. Lett. B, à paraître
D. Bryman, Rev. Mod. Phys., 50 (1978) 11

- 15) R. Davis et al., *Rev. Mod. Phys.*, 50 (1978) 881
J.N. Bahcall, *Proc. Neutrino 81, Int. Conf. on neutrinos physics, Univ. Hawai Press 1, (1981), 1*
J.N. Bahcall, *Space Sc. Rev.*, 24 (1979) 227
- 16) E. Schatzman et al., *Nature*, 290 (1981) 683
- 17) F.V. Feilitzsch et al., *Phys. Lett.*, 118B (1982) 162
H.V. Klapdor et al., *Phys. Rev. Lett.*, 48 (1982) 127
A.A. Barovsi et al., *Sov. J. Nucl. Phys.*, 37 (1983) 801
- 18) F. Boehm et al., *Phys. Lett.*, 97B (1980) 310
H. Kwon et al., *Phys. Rev.*, 24D (1981) 1097
- 19) J.L. Vuillemier et al., *Phys. Lett.*, 114B (1982) 298
K. Gabathuler et al., *Phys. Lett.*, 138B (1984) 449
- 20) J.F. Cavaignac et al., *Phys. Lett.*, à paraître