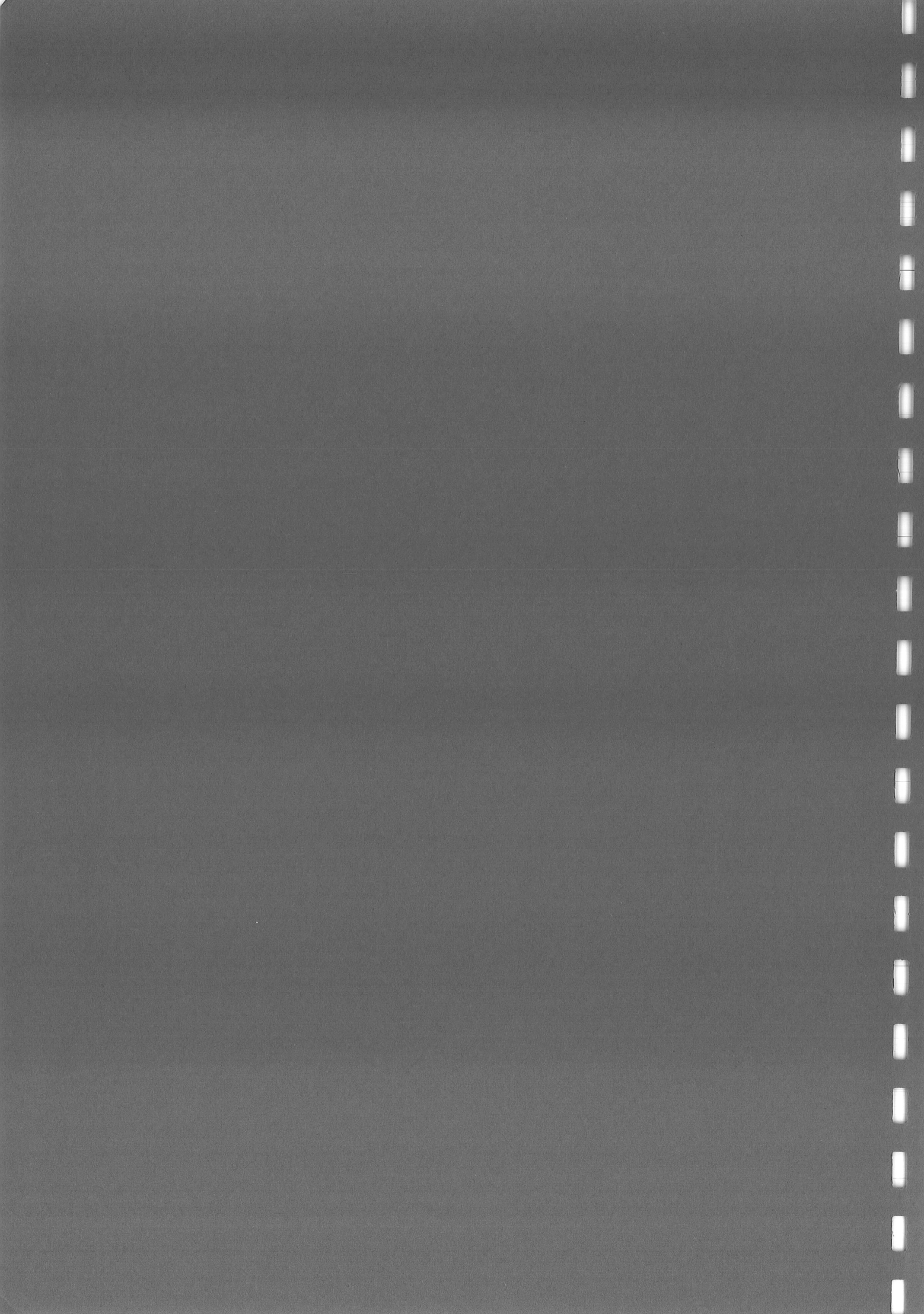


Un neutrino qui vient au froid

Michel CRIBIER



6 novembre 1996

Un neutrino qui vient au froid*

Michel CRIBIER
CEA Saclay • DAPNIA/SPP
91191 Gif-sur-Yvette Cedex
cribier@hep.saclay.cea.fr

The Neutrino is the smallest bit of material reality ever conceived of by man

Fred Reines

Résumé

Les propriétés des neutrinos sont les moins établies de toutes les particules jugées élémentaires dans le modèle standard de la physique des particules. Leur étude permet de sonder les théories proposées pour unifier toutes les interactions. De nombreuses expériences de ce domaine deviennent envisageable avec les progrès rapides et spectaculaires des détecteurs à basse température. Un premier indice persistant d'une masse non nulle est donné par l'étude des neutrinos solaires.

Introduction

Le neutrino est une particule, jugée élémentaire, tout comme les électrons et les quarks. Elle est apparue assez tôt dans le bestiaire des physiciens. En quelques mots on peut dire que le neutrino a été conçu par Pauli en 1930, baptisé par Fermi en 1933 mais découvert par Cowan et Reines seulement en 1956. La désintégration β posait un problème aux physiciens de l'époque : l'électron émis n'avait pas une énergie fixe, correspondant à la différence entre les masses des noyaux père et fils, mais un spectre continu ; ceci était en opposition avec ce qui était observé dans les autres désintégrations radioactives connues à l'époque (α et γ). Bohr n'hésitait pas à mettre en cause la validité du principe de la conservation de l'énergie pour expliquer ce phénomène nouveau. Pauli eut une idée tout aussi révolutionnaire : il postula qu'une autre particule était émise avec l'électron, permettant un partage de l'énergie. Toutefois cette particule devait avoir des propriétés de fugacité très inhabituelles puisqu'elle échappait à la détection, elle ne devait pas porter de charge électrique, et enfin sa masse devait être très faible, il indiquait de plus que son spin devait être demi-entier. Tout était (presque)

* Le référence, malhabile, au roman de John Le Carré veut aussi souligner le caractère furtif et discret de cette particule.

dit sur ce que Fermi nomma *neutrino*, petit neutre, pour le distinguer du neutron découvert entre temps. Restait à apporter la preuve de son existence.

La preuve absolue ne pouvait être que la manifestation du neutrino à une certaine distance de son lieu de production. De nos jours on appelle antineutrino ce qui est émis dans une désintégration β^- ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$). La réaction inverse - la capture d'un antineutrino par un proton ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$) - doit offrir la possibilité d'observer une absorption des neutrinos par la matière. C'est le principe de base qui a conduit F. Reines et C. Cowan à installer en 1953 un détecteur à côté de ces sources intenses d'antineutrinos que sont les premiers réacteurs nucléaires. En comparant les comptages pendant la marche du réacteur et quand le réacteur est à l'arrêt, ils sont certains, en juin 1956, d'observer un excès de signal dû aux interactions des neutrinos. Cela sera tardivement récompensé par le prix Nobel de 1995.

En 1988, Lederman, Schwartz et Steinberger recevront le prix Nobel pour l'identification du neutrino muonique en 1962, profitant des intenses faisceaux de μ produits par l'accélérateur de 15 GeV de Brookhaven. Le troisième neutrino, celui associé au lepton tau n'est pas encore formellement identifié, mais personne ne doute de son existence. Il fait actuellement l'objet de recherches dans les expériences Nomad [Nom92] et Chorus [Cho95] au CERN.

Après avoir montré comment le Modèle standard de la physique des particules (MSPP), si bien vérifié depuis 25 ans (et jusqu'à des précisions de 10^{-3}), est très peu libéral quant aux propriétés des neutrinos, offrant, par la même, une possibilité fascinante d'exploration au-delà de ce cadre théorique, le cours décrira des aspects plus expérimentaux liés aux neutrinos. En particulier, on décrira le principe des recherches directes de la masse par mesure précise du spectre β . Les expériences double β , champs privilégiés des détecteurs à basse température, fournissent des limites contraignantes. Certains aspects, moins fréquemment évoqués dans les cours, comme les neutrinos cosmologiques ou le moment magnétique du neutrino, rapprochent, par leurs formalismes et leurs techniques, la physique du neutrino des autres branches de la physique. Les neutrinos solaires, vaste champ de recherche maintenant, semblent apporter, d'une manière concordante et pour la première fois des indications positives sur une masse non nulle des neutrinos, surtout si l'on évalue correctement l'influence de la matière dense du Soleil sur la propagation des neutrinos (indice de réfraction des neutrinos et effet MSW) ; de nouveaux projets de détection des neutrinos solaires pensent utiliser des détecteurs à basse température.

Cet exposé, loin d'être exhaustif, essaye d'illustrer comment les mesures des propriétés des neutrinos peuvent grandement bénéficier des progrès dans les techniques expérimentales en basse température. Pour des développements théoriques ou expérimentaux complémentaires ce qui n'est pas abordé dans ce cours, je ne saurais trop recommander la lecture du cours de Gif 92 : *Le Neutrino et ses mystères* dont je me suis inspiré. En effet, beaucoup de sujets, très importants, sont absents de cette revue. Les oscillations de neutrinos ne sont mentionnées que dans le cadre des neutrinos solaires, omettant les expériences auprès des réacteurs ou sur des faisceaux d'accélérateurs. Le rôle spectaculaire des neutrinos dans l'explosion des supernovae, mis en évidence en février 1987 avec SN1987A, est une des grandes dates de l'aventure scientifique, nous n'en reparlerons plus, bien que l'on en ait déduit une limite sur la masse du ν_e à 20 eV [Spe88], très compétitive à son époque. Cette date marque le début d'une nou-

velle astronomie utilisant les neutrinos de très haute énergie comme des témoins inaltérables des objets astronomiques où ils sont nés.

Les neutrinos et les théories

Définir ce qu'est un neutrino est déjà un problème en soi. S'il s'agissait d'une autre particule, comme l'électron, la réponse serait : l'électron est une particule avec une charge électrique négative de $-1,6 \cdot 10^{-19}$ C et de masse $9,1 \cdot 10^{-31}$ kg ; cela suffirait amplement pour la distinguer de son antiparticule, le positron, de même masse, mais avec une charge électrique positive. La conservation de la charge électrique dans les processus suffit à bien identifier un électron d'un positron, puisque l'expérience est capable de mesurer cette charge électrique. De la même façon, un neutron et un antineutron sont distincts car le nombre baryonique est conservé, ce nombre les étiquette avec clarté ; dans ce cadre un neutron ne peut pas se transformer en un antineutron, il n'oscille pas. Certaines particules, sans charge électrique, sans nombre baryonique, oscillent entre particules et antiparticules : l'exemple classique est le K^0 . Ces particules, dites étranges ont bien un nombre quantique interne qui les identifie d'une façon univoque, l'étrangeté, mais ce nombre ne se conserve pas dans les interactions faibles. Ce qui est observé par les expérimentateurs ce sont les K_L et les K_S dotés, eux, d'une masse et d'une durée de vie bien déterminées, mais dont l'étrangeté n'est pas définie.

Pour définir un neutrino, sans charge électrique, sans nombre baryonique, sans étrangeté, sans rien de connu par ailleurs, la tâche est encore plus ardue. On doit *postuler* - ce qui implique immédiatement de se placer dans un cadre théorique bien déterminé - certaines lois de conservation qui s'appliquent aux neutrinos et qui permettront de différencier un neutrino d'un antineutrino, un neutrino leptonique d'un neutrino muonique ou tauique. Cette démarche est bien sûr guidée par l'expérience qui, pour prendre un exemple, montre - avec seulement une certaine précision - qu'un ν_μ en interagissant produira un μ^- mais ne produira pas un électron.

Il faut aussi souligner l'extrême petitesse de l'interaction des neutrinos. Ces particules sont les seules qui n'ont que l'interaction faible pour se faire connaître du monde. Ainsi, pour prendre en exemple les neutrinos solaires, les plus abondants rencontrés sur Terre, les sections efficaces d'interaction sont de l'ordre de 10^{-44} cm², ceci correspond à une longueur d'interaction typique de 650 parsec !

LES NEUTRINOS DU MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

Dans le cadre du Modèle standard (dit minimal) de la physique des particules, celui qui a permis avec grand succès l'unification des forces faibles et électromagnétiques, le neutrino est :

- une particule de spin 1/2 ;
- sans couleur (le nombre quantique de la Chromodynamique quantique) ;
- neutre électriquement ;
- sans masse ;
- portant un nombre quantique spécifique (L_e , L_μ ou L_τ) ;

- dont le spin se projette sur la ligne de vol à l'opposé du mouvement, on dit qu'ils sont gauchers. On ne retient pas, brutalement dirais-je, la possibilité qu'un neutrino droit puisse exister.

Dans le même cadre théorique, un antineutrino aura ses nombres quantiques leptoniques opposés et sa projection du spin sera dans la même direction que son mouvement : les antineutrinos sont eux seulement droitiers.

Le MSPP prédit très précisément le rôle (couplage) des neutrinos. Ainsi, la désintégration des bosons W^\pm peut, en quelque sorte, servir de définition à ce que l'on appelle neutrinos ou antineutrinos :

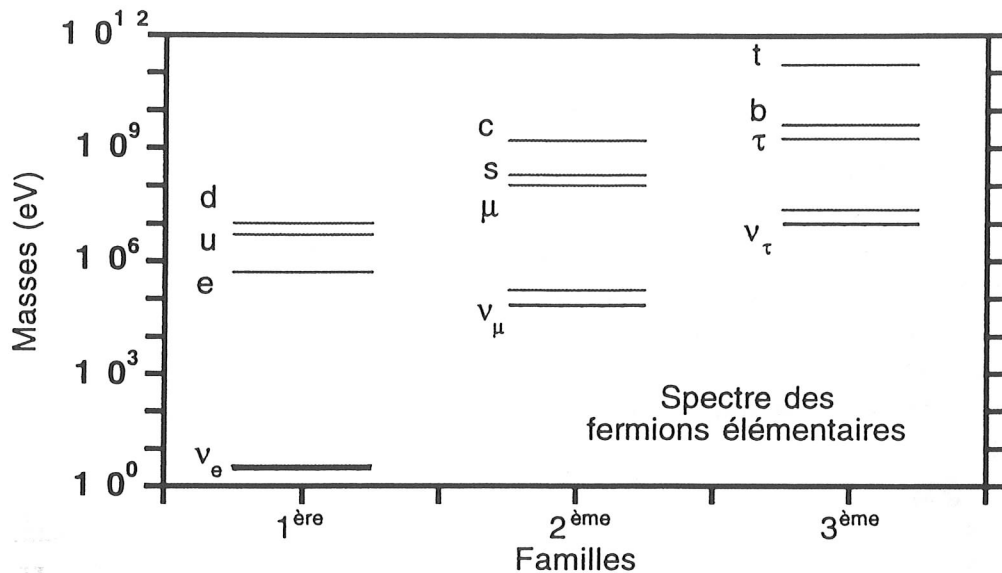
- un neutrino électronique est la particule (invisible) émise avec le positron lors de la désintégration du W^+ : $W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$;
- un antineutrino électronique est la particule (invisible) émise avec l'électron lors de la désintégration du W^- : $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$.

Dans ce cadre théorique, il n'y a pas de place pour un neutrino massif, pour un neutrino qui oscillerait d'une espèce à l'autre (et ne conserverait pas les nombres leptoniques) ; ainsi les propriétés des neutrinos ne pourraient expliquer l'énigme des neutrinos solaires, ceux-ci ne pourraient contribuer à la masse cachée. Inversement toute preuve du rôle des neutrinos dans ces phénomènes, toute indication sur une masse non nulle, même infime, montrerait que le Modèle standard de la physique des particules n'est qu'une approximation devant être incluse dans un cadre plus général. Cet enjeu suffit à expliquer l'intensité des recherches sur les neutrinos actuellement et les buts ultimes de ces expériences avec/sur les neutrinos rejoignent les autres mesures de précision du MSPP menées auprès des accélérateurs.

La théorie électrofaible est une des composantes du Modèle standard de la physique des particules, l'autre partie étant la Chromodynamique quantique. Sans vouloir entrer dans trop de complications (ce dont l'auteur est bien incapable de toute façon), rappelons que c'est une théorie de jauge où les forces apparaissent comme des conséquences des principes de symétries, elles se traduisent par l'échange de bosons de jauge. Ici, le groupe de symétrie est $SU(2) \times U(1)$ et les bosons de jauge sont les W^\pm , le Z et le γ . La matière est décrite par des fermions de deux sortes, les quarks et les leptons. Les fermions gauchers sont rangés dans des doublets, il y a une unité de charge électrique de différence entre chaque membre du doublet ; les droitiers restent des singulets. Cela veut dire qu'il est possible aux gauchers d'interagir avec les W , mais que cela est refusé aux droitiers. Cette description assure automatiquement (mais n'explique pas) que les violations de la parité (P) et de la conjugaison de charge (C), observés expérimentalement, seront reproduites par la théorie. La composante ν_{eR} (entre parenthèses) signifie que ces neutrinos droitiers, s'ils existent, ne participeront à aucune interaction dans une telle description, on les dit, stériles.

$$\begin{array}{l} \left| \begin{array}{l} \nu_{eL} \\ e_L \end{array} \right|, e_R, (\nu_{eR}) ; \left| \begin{array}{l} u_L \\ d_L \end{array} \right|, u_R, d_R \\ \left| \begin{array}{l} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{array} \right|, \mu_R, (\nu_{\mu R}) ; \left| \begin{array}{l} s_L \\ c_L \end{array} \right|, s_R, c_R \\ \left| \begin{array}{l} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{array} \right|, \tau_R, (\nu_{\tau R}) ; \left| \begin{array}{l} b_L \\ t_L \end{array} \right|, b_R, t_R \end{array}$$

Les multiplets sont analogues entre les 3 autres familles et ne semblent différer que par leurs masses. Le MSPP ne fait aucune prédiction sur les valeurs des masses des fermions, il explique seulement comment les bosons de jauge acquièrent des masses non-nulles tout en préservant la théorie. Le spectre en masse observé des différentes particules élémentaires composantes de la matière (fermions) ci-dessous frappe par sa grande dispersion. Rappelons que les neutrinos sont supposés de masse nulle dans le MSPP.



AU-DELÀ DU MODÈLE STANDARD

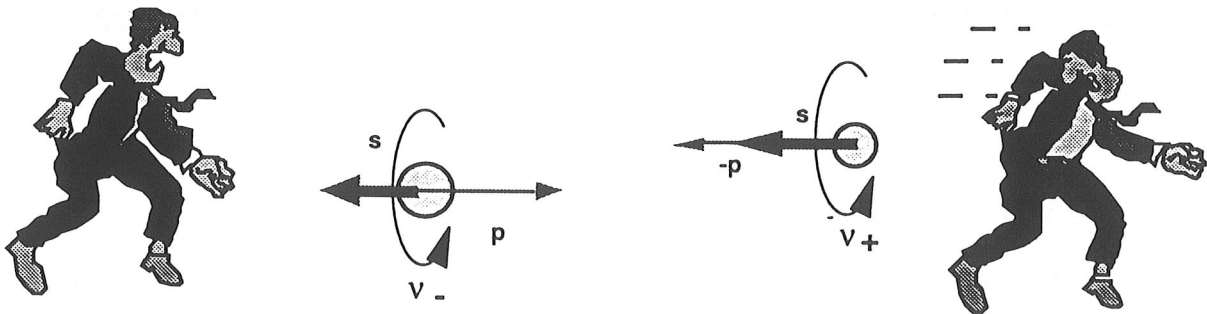
Nous savons très peu sur les propriétés, même les plus immédiates, des neutrinos : de toutes les briques élémentaires, quarks, leptons chargés et bosons de jauge, le secteur des neutrinos reste le moins testé, plus de 60 ans après son invention. Sitôt que l'on s'affranchit du MSPP, tout ce qui était interdit aux neutrinos devient, en général, possible, masse non nulle, nombres leptoniques non conservés... Et l'on sait que l'on devra sortir de ce modèle tôt ou tard, rien que pour unifier vraiment le secteur électrofaible avec les interactions fortes, décrites, avec succès, par la Chromodynamique quantique (QCD). Ce sont les théories dites de grande unification qui réalisent cette tâche. Elles regroupent dans de larges familles (multiplets) les particules élémentaires que nous connaissons déjà et en prédisent d'autres encore inconnues. Elles ont pour conséquence expérimentale spectaculaire de permettre la désintégration des nucléons, violant ainsi le nombre baryonique.

Il est temps d'aborder un point délicat spécifique au neutrino, c'est celui de sa nature dans une théorie des champs : combien de composantes a-t-il vraiment ? Cette question, qui peut sembler technique, se relie à la question : le neutrino est-il sa propre antiparticule ? Seul le neutrino, électriquement neutre, pourrait avoir cette possibilité parmi les composants élémentaires, selon la réponse on parle de particule de Dirac ou de Majorana.

Un neutrino de Majorana est un neutrino massif qui est sa propre antiparticule (le π^0 est lui aussi sa propre antiparticule, mais étant une particule de spin 0 la notion particule de Dirac ou de Majorana n'as pas de sens). Pour le neutrino cela signifie donc qu'il existe sous

deux formes, le spin vers le haut ou le spin vers le bas. Il doit être vraiment neutre, pour tous les nombres quantiques internes. Il est à noter l'absence de moment magnétique ou de moment dipolaire électrique par simple application du principe (CPT) qui exige qu'une particule et son antiparticule aient ces quantités égales en valeur absolue, mais opposées en signe. Pour préserver les bonnes propriétés observées il suffit de dire que ce sont les neutrinos au spin vers le bas qui se couplent au W^- et que les neutrinos au spin opposé se couplent au W^+ : c'est seulement l'orientation du spin qui distingue la particule de l'antiparticule, et, partant de là, quelles sont les interactions permises.

On définit l'hélicité comme la projection du spin sur la quantité de mouvement. Essayons d'imaginer l'expérience de pensée suivante. Un neutrino du MSPP a son spin opposé à son mouvement. Supposons que nous puissions nous déplacer plus vite que lui, le dépasser. En nous retournant, nous verrions alors le neutrino s'éloigner de nous, mais son spin (moment angulaire) n'aurait pas changé et pointerait toujours dans la direction originelle. Dans un tel cas l'hélicité aurait changé de signe, le spin serait dans la même direction que le mouvement, mais alors cela correspond à ce que l'on nomme un antineutrino ! Pour pouvoir réaliser une telle expérience, il faut toutefois que le neutrino ne voyage pas à la vitesse de la lumière, et que sa masse soit non nulle par conséquent. Nous sortons déjà du cadre restrictif du MSPP.



Un neutrino massif de Majorana peut apparaître comme un antineutrino selon la vitesse de l'observateur

Un neutrino de Dirac est une particule décrite, à l'instar de l'électron, par 4 composantes, un neutrino avec son spin vers le haut ou vers le bas et un antineutrino - distinct dans ce cas par des nombres quantiques internes - avec son spin vers le haut ou vers le bas.

SU(5). Dans cette théorie de grande unification, les différents composants élémentaires sont rangés dans un même multiplet, c'est sous entendre que dans le domaine d'énergie où la théorie est exacte, toutes ces particules n'en font qu'une seule, et se manifestent simplement sous des aspects différents. Il faut noter que SU(5) a une particularité spéciale concernant les neutrinos, il est aussi restrictif que le MSPP, il n'offre pas la possibilité à un neutrino droit d'exister et ne permet pas de neutrino massif. Toutes théories doivent bien sûr se confronter à l'expérience. La désintégration du proton est LE test à satisfaire. Pour SU(5) cette prédiction est assez précise : le mode privilégié de désintégration produirait un positron et un π^0 , et la durée de vie serait de $10^{29\pm 2}$ ans. Les limites expérimentales actuelles (obtenues en combinant les différentes expériences) :

$$\tau(p \rightarrow e^+ \pi^0) > 1.2 \cdot 10^{33} \text{ ans}$$

condamnent ce modèle. Pour notre propos, cela laisse ouvertes toutes les possibilités aux neutrinos.

SO(10). Ce groupe restaure une symétrie gauche-droite pour les neutrinos. Plusieurs variantes de ces modèles existent, super symétriques ou non, brisés plus ou moins rapidement. Toutefois certaines caractéristiques se retrouvent. Les particules d'une même famille se retrouvent dans un multiplet de 15+1 membres :

$$\nu_L^c ; \begin{pmatrix} d_1^c \\ d_2^c \\ d_3^c \\ e^- \\ \nu \end{pmatrix}_L ; \begin{pmatrix} 0 & u_3^c & -u_2^c & u_1 & d_1 \\ & 0 & u_1^c & u_2 & d_2 \\ & & 0 & u_3 & d_3 \\ & & & 0 & e^+ \end{pmatrix}_L + \text{les 2 autres familles}$$

Ici le 16^{ème} élément, ν_L^c , est le partenaire sous CP du neutrino droit (non détecté). Les indices 1, 2, 3 qui étiquettent les quarks se rapportent au nombre quantique de couleur de la Chromodynamique quantique. La prédiction pour le temps de vie du proton est de $10^{35 \pm 2}$ ans, à la portée de la prochaine génération d'expériences (SuperKamiokande) [Bab93].

Le mécanisme de see-saw (balançoire). Dans ce modèle théorique, non seulement le neutrino a une masse, mais on explique aussi pourquoi sa masse est bien plus faible que celle des autres fermions. Les modèles de grande unification offrent une description unifiée des interactions pour des énergies d'environ $M \approx 10^{15 \pm 2}$ GeV, les bosons de jauge de ces théories. Le mécanisme dit de *see-saw*, fait, en quelque sorte, intervenir la masse M comme axe de la balançoire. Ainsi si l'on part du terme de masse, concernant les neutrinos, dans le lagrangien :

$$L = \dots + (\bar{\nu}_L \quad \bar{N}_L^c) \begin{pmatrix} 0 & m \\ m & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_R^c \\ N_R \end{pmatrix} + \dots$$

La diagonalisation de cette matrice conduit aux valeurs propres (masses) :

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \left(M \pm \sqrt{M^2 + 4m^2} \right) \text{ et pour } M \gg m \text{ on a } m_{\text{lourd}} \rightarrow M \text{ et } m_{\text{léger}} \rightarrow \frac{m^2}{M}$$

et les états propres, dans cette limite, sont :

$$\begin{aligned} |\nu_L^{\text{léger}}\rangle &= |\nu_L\rangle - \frac{m}{M} |\nu_R^c\rangle \\ |\nu_L^{\text{lourd}}\rangle &= |\nu_R^c\rangle + \frac{m}{M} |\nu_L\rangle \end{aligned}$$

Le neutrino gaucher ν_L , qui prend part aux interactions faibles connues, est donc bien essentiellement la composante gauche du neutrino léger avec un soupçon de la composante lourde. On explique que la masse des neutrinos est si faible en disant que l'unification a lieu pour des énergies très grandes. Cela permet toutefois d'écrire des relations entre les masses des différents fermions et de prédire aussi les angles de mélanges entre les trois familles de leptons, comme on s'y attend tout à fait naturellement à l'instar de ce qui se passe dans le secteur des quarks avec la matrice de mélange CKM. Plusieurs variantes existent, voici un exemple de ces relations :

$$m_{\nu_i} \approx \frac{m_i^2}{M_X} \Rightarrow \frac{m_{\nu_e}}{m_e^2} \approx \frac{m_{\nu_\mu}}{m_\mu^2} \approx \frac{m_{\nu_\tau}}{m_\tau^2}$$

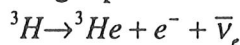
$$\theta_{e\mu} = \left(\frac{m_{\nu_e}}{m_{\nu_\mu}} \right)^{1/4} ; \theta_{\mu\tau} = \left(\frac{m_{\nu_\mu}}{m_{\nu_\tau}} \right)^{1/4} ; \text{ et donc } \theta_{e\tau} \ll \theta_{\mu\tau} \ll \theta_{e\mu}$$

Les prédictions varient grandement d'une variante de modèle à l'autre, et aussi, peut-être, en fonction des contraintes expérimentales ; la masse du neutrino électronique peut ainsi être prédite entre 10^{-11} eV et ≈ 1 eV. La connaissance d'une masse permet, par les relations ci-dessus, de fixer le spectre des neutrinos.

Cette introduction théorique, faite sans prétendre à aucune rigueur par un expérimentateur, n'a pour objet unique que de montrer que le cadre théorique actuel, aussi bien vérifié est-il, laisse entrevoir des failles, des insuffisances, des bizarreries dans son application aux neutrinos qui peuvent permettre à des expérimentateurs astucieux d'explorer la physique au-delà du Modèle standard. Enfin, notons que les neutrinos ne doivent pas être confondus avec ces bestioles aux noms proches, se finissant aussi -o, engendrés par les théories super symétriques. Ils sont tout à la fois plus classiques, très intégrés au modèle standard actuel, mais dotés d'un potentiel de découverte tout aussi riche que ces nouveaux venus.

Les mesures directes

Plus de 60 ans après son invention, 40 ans après sa découverte, les limites actuelles sur les propriétés des neutrinos ont tout de même bien progressé. Les recherches, dites directes - en opposition aux mesures déduites d'autres phénomènes comme les oscillations ou les désintégrations double β - tendent à mesurer la masse des neutrinos en faisant un bilan cinématique précis des produits visibles. Elles diffèrent dans les détails expérimentaux selon le type de neutrino étudié mais on peut prendre l'exemple de l'étude du spectre du tritium pour ces recherches. Le tritium (^3H) se désintègre par β^- avec une demi-vie de 12.33 ans :



L'énergie maximale de l'électron (Q_β) émis n'excède pas 18.594 ± 0.008 keV : une masse non nulle du neutrino devra s'observer comme une diminution de l'énergie maximale. Seulement une fraction $(\delta m_\nu / Q_\beta)^3$, c'est-à-dire 10^{-9} des désintégrations totales produisent un électron dans les 20 derniers eV (δm_ν). Il faut enfin une résolution en énergie semblable ou meilleure que la masse que l'on veut déterminer.

Traditionnellement, plutôt que d'ajuster directement le spectre en énergie de l'électron, on construit une fonction de l'énergie appelée Kurie plot, qui doit être une droite si le neutrino est sans masse :

$$K(T_e) \propto (T_e - Q_\beta) \left\{ 1 - \left[\frac{m_\nu c^2}{(T_e - Q_\beta)} \right]^2 \right\}^{1/4}$$

Toutes les expériences sur le tritium, y compris la plus sensible [Bal94], conduisent à une valeur de m_ν^2 négative qui peut s'expliquer par des erreurs systématiques provenant de la difficulté d'évaluer la contribution des états finaux atteints dans la désintégration. La possibilité d'utiliser un microcalorimètre [Cos92] où la source et le détecteur sont confondus permettrait

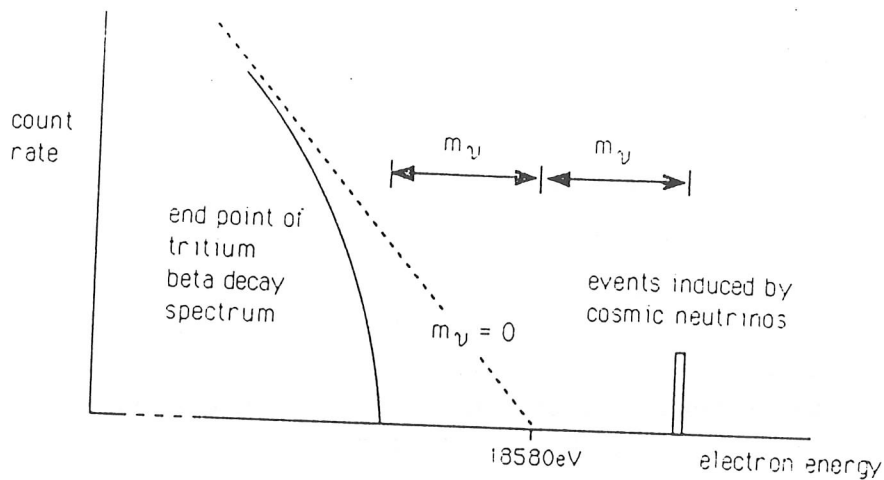
une mesure globale de l'énergie de la transition. Actuellement les limites que l'on a sur la masse des différents neutrinos sont les suivantes :

$$m(\nu_e) < 3.5 \text{ eV}$$

$$m(\nu_\mu) < 170 \text{ keV}$$

$$m(\nu_\tau) < 23.1 \text{ MeV}$$

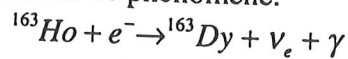
Notons que la limite sur la masse du ν_e est déjà plus de 100 000 fois plus petite que la masse de l'électron (511 000 eV), mais que les limites sur la masse des deux autres espèces ne sont pas encore très contraignantes.



Le pic à droite de la valeur maximale de l'énergie des électrons peut être une signature pour des neutrinos cosmologiques (voir plus bas)

Un microcalorimètre cryogénique [Fon96] peut permettre de considérables améliorations à cette mesure en se proposant de mesurer la fin du spectre β du ^{187}Re qui produit les électrons les moins énergétiques ($Q_\beta = 2.7 \text{ keV}$) de toutes les désintégrations β^- ; il évite ainsi le problème de taux de comptage trop élevés, fatal pour de tels détecteurs. Notons que déjà des microcalorimètres cryogéniques ont été envisagés au moment de la controverse sur le neutrino de 17 keV [Boo91].

Une autre désintégration nucléaire a été proposée dans l'étude de la masse du ν_e : il s'agit de la capture électronique radiative. En plus de la capture d'un électron du cortège atomique par un proton du noyau, un photon est émis. Le noyau ^{163}Ho a été suggéré [Ruj81] comme candidat privilégié pour étudier ce phénomène.



Il s'agit, là aussi, d'observer dans le spectre du γ près du maximum, la déformation induite cinématiquement par une masse non nulle du ν_e . Les premières tentatives ont été décevantes, en particulier par l'impossibilité de résoudre des raies proches (2.123 keV et 1918 keV ; 431 et 349 eV) avec les détecteurs γ de l'époque. Le même groupe italien [Fon96] pense pouvoir surmonter cette difficulté avec son microcalorimètre.

Les collisions $e^+ e^-$ au LEP ont permis de mesurer le nombre d'espèces de neutrinos d'une manière très élégante. Le Z se désintègre démocratiquement en toutes les paires de fermions, pourvu que la cinématique l'autorise (il n'est plus question de violer durablement

l'énergie de nos jours). Partant, sa largeur (l'inverse de sa durée de vie) augmente pour tous les canaux ouverts. Ainsi pour chaque paire neutrinos - antineutrinos la largeur s'accroît de 166 MeV. En mesurant la production du Z en fonction de l'énergie on mesure la largeur visible du Z, en soustrayant tout les canaux visibles (paire d'électrons, de muons, de hadrons...), on en déduit la largeur invisible due aux neutrinos, on trouve :

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_Z^{tot} - (\Gamma_h + \Gamma_e + \Gamma_\mu + \Gamma_\tau)$$

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_\nu} = 2.991 \pm 0.016 \quad \text{[Ref96](à vérifier)}$$

De cette mesure on apprend qu'un nouveau neutrino (non standard) massif doit avoir une masse supérieure à 45.2 GeV.

La double désintégration bêta

Certains noyaux (A,Z) instables ne peuvent se désintégrer par émission β^- du fait que le noyau (A,Z+1) a son niveau fondamental plus élevé (ou que la conservation du moment angulaire supprime très fortement la transition). Ils doivent aller directement dans le noyau (A,Z+2). On appelle cela une désintégration double β . Ce n'est pas une situation si rare puisque 35 noyaux, au moins, sont candidats à ce mode de désintégration, mais ce processus conduit à des temps de vie toujours très longs ($> 10^{19}$ ans).

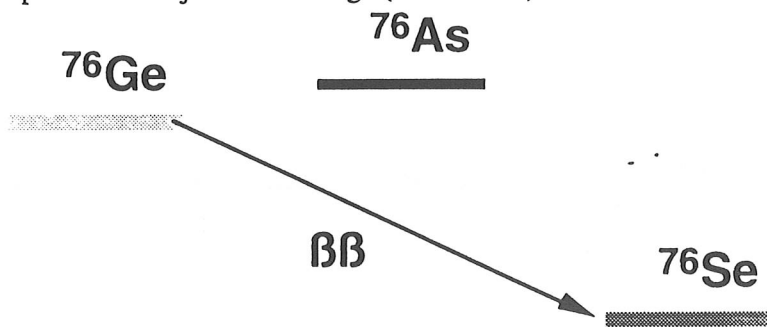
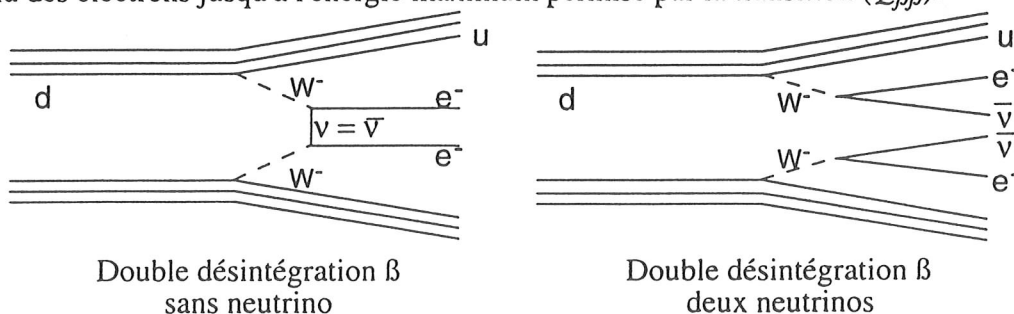


Schéma simplifié des noyaux isobariques (A=76)

La désintégration double β avec émission de neutrino ($\beta\beta 2\nu$) est parfaitement autorisé dans le modèle standard, c'est seulement un processus du second ordre, donc peu fréquent, mais qui a maintenant été observé dans de nombreux noyaux (^{76}Ge , ^{82}Se , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{128}Te , ^{130}Te , ^{150}Nd , ^{238}U). Au niveau particulaire, elle consiste en la désintégration β^- de deux quarks d en même temps. L'expérience consiste à mesurer le spectre en énergie continu des électrons jusqu'à l'énergie maximum permise par la transition ($Q_{\beta\beta}$).



La désintégration double β sans émission de neutrino ($\beta\beta 0\nu$) ne peut se produire que si le neutrino émis par le 1^{er} quark est réabsorbé par le second quark. Il faut pour cela que le neutrino soit sa propre antiparticule, c'est-à-dire qu'il soit de Majorana. La signature expérimentale est très claire : les 2 électrons monocinétiques ($Q_{\beta\beta}/2$) emportent toute l'énergie entre les noyaux père et fils.

La difficulté des expériences est illustrée par ces quelques chiffres : pour atteindre une durée de vie de 10^{22} ans, il faut enregistrer, sans ambiguïté, environ 60 événements dans la région d'intérêt en un an, en observant 1 mole du noyau candidat, avec 100% d'efficacité de détection. Le paramètre que l'on extrait de ces mesures est une limite sur la demi-vie de cette désintégration, relié comme suit à la masse du neutrino :

$$\frac{1}{T_{1/2}^{2\beta 0\nu}} = C_{2\beta 0\nu} |M_{GT}^{2\beta 0\nu}|^2 (1 - \chi_F)^2 \frac{\langle m_\nu \rangle^2}{m_e^2} ; \quad \langle m_{\nu_e} \rangle = \sum_i |U_{ei}^2 m_i|$$

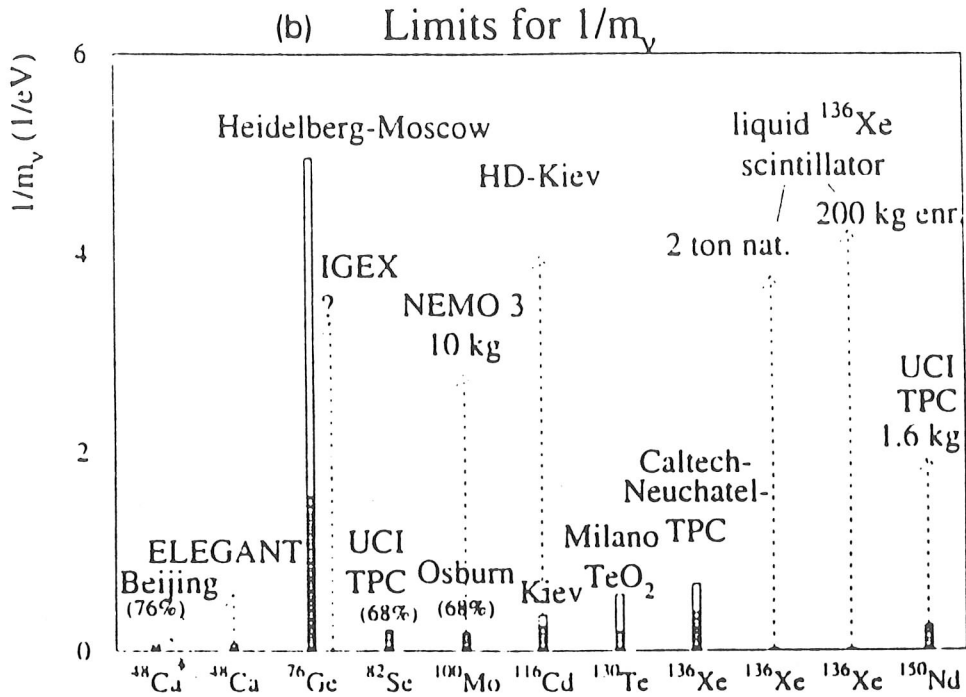
où les m_i sont les états propres de masse (des neutrinos) reliés aux états intervenant dans les interactions par les éléments U_{ei} de mélanges. On voit qu'il est indispensable de connaître les éléments de matrice nucléaire, $M_{GT}^{2\beta 0\nu}$ et χ_F , en plus du facteur d'espace de phase $C_{2\beta 0\nu}$. Notons, pour simplifier notre propos, que dans la plupart des théories grandes unifiées, la masse effective semble égale à la masse du ν_e usuelle...

L'expérience Heidelberg-Moscou [Bal95], installé dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso, utilise(-ra) 19.2 kg de germanium enrichi à 86% en ^{76}Ge (l'abondance naturelle n'est que de 7,8%). Le germanium est sous forme de détecteurs semi-conducteurs. Ces détecteurs sont placés dans des blindages de plomb ultra-pur (30 cm) et balayés par de l'azote pour éviter le radon. Tout cela est de plus enfermé dans 10cm de polyéthylène au bore pour arrêter les neutrons. La limite ultime que doit atteindre cette expérience est de 0.2 eV, mais les progrès ne vont que comme la racine du temps de l'expérience.

Une technique bolométrique a été mise en œuvre par le groupe de Milan [Ale94] avec actuellement 4 cristaux de TeO_2 d'une masse de 340 g chacun, dans un réfrigérateur à dilution à 10 mK (au Gran Sasso également). L'intérêt du tellure réside dans son abondance isotopique naturelle en ^{130}Te (33.87%), émetteur 2β , et des éléments de matrice nucléaire favorable. Sa température de Debye est de 265 K. La résolution en énergie est de 2‰ à 2.5 MeV et le bruit de fond de $1.3 \cdot 10^{-4}$ coup/keV.h. Le groupe travaille déjà sur un assemblage de 40 cristaux atteignant une masse totale de 10 kg. Il faut noter que cette technique avec lecture par des bolomètres permet d'explorer le double β pour des noyaux dont on ne peut faire des détecteurs conventionnels.

Le ^{150}Nd fait l'objet de mesures préliminaires par un groupe russe [Art93] ainsi que par le groupe de E. Fiorini [Arp96]. Un projet intéressant pour le futur pourrait être un bolomètre avec du ^{150}Nd qui exploiterait l'important espace de phase de ce noyau ($Q = 3667$ keV) [Moe95]. Il n'en faut que 1g... Attention aux problèmes de contamination radioactive due à la présence difficile à éliminer d'autres terres rares comme le ^{140}La .

Il faut noter les gros progrès dans la théorie (nucléaire) qui prédisent maintenant d'une façon assez fiable les durées de vie des désintégrations $2\beta 2\nu$ et qui réduisent les incertitudes liées aux éléments de matrices nucléaires.



Situation présente (et évolution prévisible) des limites sur la masse des neutrinos obtenues par les expériences double β . [Bal95]

Le moment magnétique

La prédiction du MSPP pour le moment magnétique d'un neutrino de Dirac massif (1 eV) est toute petite, $10^{-19} \mu_B$. Toutefois, motivés par la possibilité d'expliquer le déficit de neutrinos solaires (voir plus bas) et d'expliquer une éventuelle (et non-établie) corrélation entre neutrinos et cycle solaire, les expérimentateurs ont cherché à repousser les limites expérimentales sur cette quantité :

$$\mu(\nu_e) < 3 \cdot 10^{-10} \mu_B ; 1 \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad [\text{Rei76}]$$

Dans une diffusion d'un neutrino électronique sur électron, le terme lié à l'existence d'un moment magnétique (μ_ν) pour le neutrino se manifeste par une augmentation de la section efficace pour des énergies de recul de l'électron (T) inférieure à 0.5 MeV.

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{2G_F m_e}{\pi} \left[\sin^2 \theta_w + (1/2 - \sin^2 \theta_w)^2 (1 - T/E)^2 - \sin^2 \theta_w (1/2 - \sin^2 \theta_w) m_e T/E^2 \right] + \frac{\pi \alpha^2}{m_e^2} \left(\frac{\mu_\nu}{\mu_B} \right)^2 \frac{(1 - T/E)}{T} \quad \text{avec } \sin^2 \theta_w = .23$$

On recherche un excès d'électrons à basse énergie, contrairement à la partie standard de la théorie électrofaible.

L'expérience MUNU [Bro94] au Bugey consiste en une TPC de 1m^3 de CF_4 à haute pression ($5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$), placée à environ 20 m du cœur du réacteur. Une TPC permet la mesure de la trace produite par l'électron de recul, son angle de diffusion et son énergie.

Un groupe [Bar96] propose d'utiliser une source artificielle d'antineutrinos très intense (5 MCi) et d'observer les interactions dans le détecteur de 100 kg de NaI existant pour les recherches de WIMPS.

Les interactions cohérentes

Ce type d'interactions entre parfaitement dans le cadre du MSPP [Fre74]. Elles doivent se produire sitôt que la longueur d'onde associée au neutrino est plus grande que le rayon du noyau, c'est le cas en dessous de 10 MeV. Le calcul de la section efficace fait intervenir la somme de toutes les amplitudes de diffusion possible, avant d'élever au carré. Cela donne :

$$\frac{d\sigma^{coh}}{d\cos\theta} = \frac{G_F^2}{8\pi} [Z(4\sin^2\theta_w - 1) + N]^2 E_\nu^2 (1 + \cos\theta)$$

avec Z et N les nombres de protons et de neutrons de la cible. La section efficace devient proportionnelle au carré du nombre de neutrons.

Les réacteurs nucléaires constituent toujours une source très abondante d'antineutrinos. Quand on fait le bilan de la fission d'un noyau de ^{235}U , on s'aperçoit qu'il libère environ 200 MeV et que l'ensemble des désintégrations β - consécutives produits 6 $\bar{\nu}_e$. Ainsi un réacteur de 1000 MW électrique (30% de rendement) fournit :

$$\frac{1000 \text{ MW}}{.3 \times 200 \text{ MeV}} \times 6 = 6.25 \cdot 10^{20} \bar{\nu}_e \text{ par seconde}$$

dont le spectre s'étend jusqu'à 8-9 Me, mais dont l'essentiel (90%) à moins de 3 MeV. Ces flux importants expliquent que la proximité des réacteurs soit recherchée pour de nombreuses expériences sur les neutrinos.

Dans les interactions cohérentes, la signature expérimentale se limite au recul du noyau, avec une énergie inférieure au keV. C'est un domaine envisageable pour des détecteurs bolométriques ; ainsi un détecteur au germanium de 1kg placé à 15 m d'un réacteur pourrait enregistrer 100 diffusions cohérentes par jour, mais l'énergie de recul n'excède pas 250 eV dans ce cas.

Les neutrinos cosmologiques sont un des domaines possibles, bien que futuriste, d'applications des interactions cohérentes des neutrinos. D'abord un tout petit rappel pour introduire les neutrinos du *big-bang* standard. Dans les toutes premières phases très denses, les neutrinos sont en équilibre avec les photons et les leptons, ce qui les thermalise.

$$\gamma\gamma \leftrightarrow e^+e^- \leftrightarrow \nu_e\bar{\nu}_e \leftrightarrow \nu_\mu\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau$$

L'expansion, par sa dilution, rend les interactions des neutrinos très rares, les neutrinos se découplent vers 1 MeV, soit seulement une seconde après le *big-bang* ; les photons se découplent seulement 300 000 ans après le *big-bang*. En nombre les neutrinos seraient presque aussi abondants que les photons ($411 \gamma/\text{cm}^3$), puisque le *big-bang* prédit une densité ρ_ν de 110, ν et $\bar{\nu}$ confondus, par cm^3 et par espèce. La température actuelle qui régit leur distribution statistique (Fermi-Dirac) est encore plus faible que celle des photons du corps noir :

$$T_\nu^3 = \frac{4}{11} T_\gamma^3 \Rightarrow T_\nu = 1.95 \text{ K} \Rightarrow E_\nu = k_B T_\nu = .17 \text{ meV}$$

Depuis les résultats de COBE sur les fluctuations du rayonnement à 3K, les théoriciens ont été forcés de refaire une place aux neutrinos massifs comme une des composantes de la matière sombre (une masse d'environ 7 eV pour le plus lourd des neutrinos serait parfaite). Dans les modèles actuels de matière noire (dits mixtes) ils lui attribuent, environ 30% de l'abondance, qu'ils appellent, d'une manière embarrassée, *hot dark matter*, pour dire que ces particules étaient relativistes quand elles se sont découplées ; 10% serait sous forme de matière baryonique et le reste sous des formes plus ou moins exotiques : ces fameux autres noms en -os. L'auteur, sous sa propre (irr-)responsabilité, aime donner à ces derniers candidats matière noire le nom affectueux de *stupidinos* ; ceux-ci font toutefois l'objet de recherches très actives où les détecteurs à basse température jouent un rôle de premiers plans.

Si les neutrinos reliques du *big-bang* sont massifs, on ne peut que rêver de les détecter. Hélas les transferts individuels d'énergie sont si petits - de l'ordre du meV (milli eV) - qu'ils semblent inobservables. En principe, on peut toutefois utiliser les diffusions cohérentes pour des impulsions, p_ν , si petites que les longueurs d'ondes associées deviennent macroscopiques. La diffusion se fait sur la matière contenue dans un volume de détecteur $(h/p_\nu)^3$, et les sections efficaces se trouvent augmentées par un facteur 10^{14} [Smi90]. Dans ces situations, le formalisme décrivant les interactions des neutrinos avec la matière ressemble beaucoup à l'optique ou à la physique des neutrons ultra froids. On calcule l'indice de réfraction pour les diffusions cohérentes en considérant la propagation d'une onde plane dans la matière où s'y ajoute une contribution des centres diffuseurs :

$$\psi_{inc} = e^{i\vec{p}\vec{x}}$$

$$\psi_{tot} = \psi_{inc} + \sum_i \frac{e^{i\vec{p}\vec{r}_i}}{r_i} f(\Omega_i) \quad \text{et vers l'avant} \quad \psi_{tot} = e^{in(p)x} \quad \text{avec} \quad n_i(p) = 1 + \frac{2\pi}{p_\nu^2} N f_i(0)$$

avec N , le nombre de centres diffuseurs par unité de volume, et $f_i(0)$ l'amplitude de diffusion vers l'avant pour un neutrino d'espèce i ($i = e, \mu, \tau$). La partie imaginaire de $f_i(0)$ qui décrit l'absorption des neutrinos est totalement négligeable dans le cas présent, la partie réelle s'obtient à partir des diagrammes de Feynmann décrivant les interactions (faibles) des neutrinos. Typiquement l'indice vaut 1 ± 10^{-10} .

Deux approches expérimentales ont été examinées dans le passé :

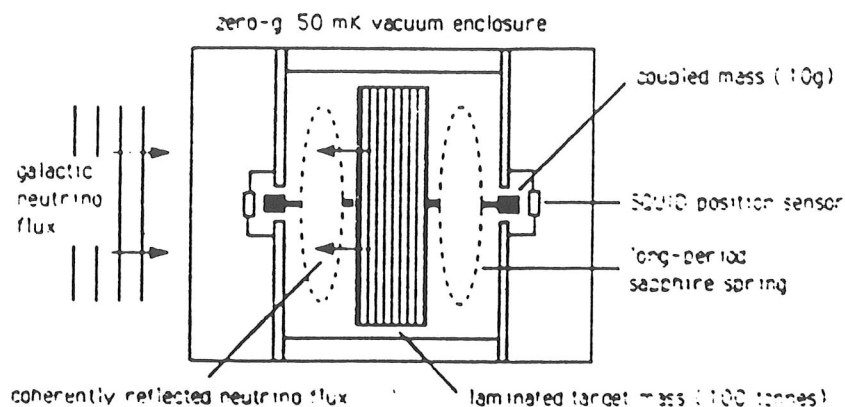
- la réflexion cohérente des neutrinos sur une plaque massive aimantée qui induit une résultante de force [Sto74], une sorte de pression de radiation ;
- l'utilisation de la réfraction pour concentrer les neutrinos sur des détecteurs.

Malheureusement, il a été montré [Cab82] que ces effets étaient supprimés au 1^{er} ordre dans le cas d'un flux uniforme incident de neutrinos, rendant l'approche expérimentale encore plus difficile. La force résultante sur une surface S de 1m^2 , d'une densité atomique ρ_{at} , par des neutrinos de masse $m_\nu = 20\text{ eV}$, se déplaçant à 300 km/s ($p_\nu = m_\nu v_\nu$, v_ν vitesse par rapport à la galaxie) est donné par :

$$F = \left[\frac{G_F(A-Z)}{\sqrt{2}} \rho_{at} \right]^2 \left(\frac{2m_\nu}{p_\nu} \right) \rho_\nu S = 4 \times 10^{-28} N$$

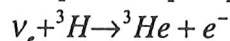
Le projet étudié ci-dessous illustre bien les difficultés à résoudre. Le détecteur consiste en une cible de 100 tonnes couplée à une masse de 10 g, tout à fait libre mécaniquement (dans la station spatiale Alpha par exemple) ; l'énergie accumulée pendant 1 mois (10^{-32}

J), due à l'anisotropie créée par le mouvement à travers le bain de neutrinos cosmologiques, est transférée à la petite masse qui se déplace d'environ 10^{-10} cm en 3h. Les techniques en jeu ressemblent beaucoup aux cylindres utilisés pour la détection des ondes gravitationnelles.



Concept de détecteur de neutrinos cosmologiques permettant la mesure de forces macroscopiques provenant de réflexions cohérentes. [Smi90]

Il a été noté, d'autre part, que l'on peut s'attendre à un effet sur le signal du spectre β du tritium [Irv83]. Les neutrinos électroniques reliques peuvent, en effet, induire la réaction :



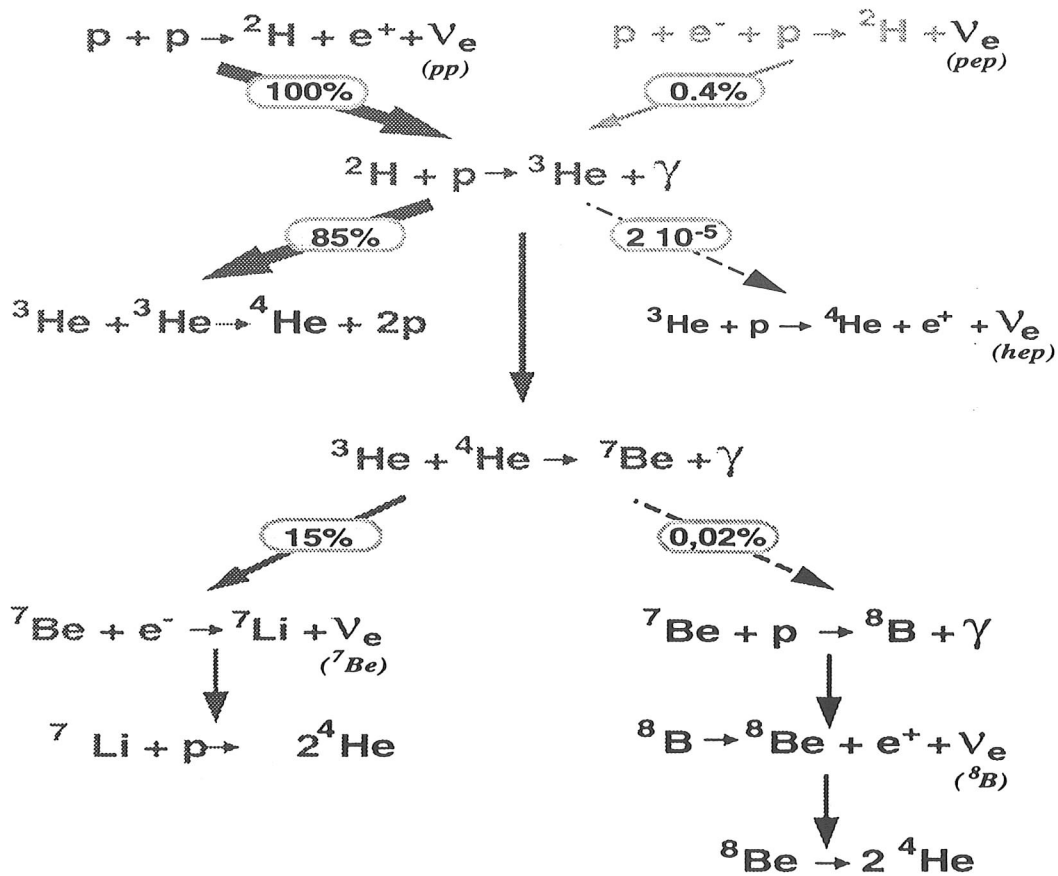
Ceci a pour effet de faire apparaître un pic dans le spectre de l'électron à une énergie égale à l'énergie maximale de la désintégration du tritium augmentée, dans ce cas, de la masse du ν_e . La section efficace est très petite ($\approx 10^{-42}$ cm²) et un taux de comptage raisonnable (10/an) implique une masse de tritium (≈ 50 g) très au-delà des cibles actuelles. Il faut, comme il se doit, contrôler très bien le bruit de fonds et avoir une excellente résolution en énergie.

Avant de conclure sur ce point je voudrais faire le rapprochement de l'énergie des neutrinos cosmologiques avec l'énergie d'un électron dans un champ magnétique de 3 tesla. Bien que ne sachant pas trop quoi faire de cette constatation, on peut imaginer détecter le renversement des spins, induit par l'interaction des neutrinos, de noyaux d'hydrogène polarisés par un champ magnétique. Un photon infra rouge comme signature, si ce n'est pas un défi pour des spécialistes des basses températures !

Les neutrinos solaires

Ce sujet, devenu très à la mode de nos jours, après n'avoir été exploré que par une seule toute petite équipe pendant 15 ans, apporte peut-être les premières indications que le neutrino n'est pas aussi élémentaire que l'aimerait le Modèle standard de la physique des particules. Nous allons y consacrer les quelques pages restantes de ce cours.

Le Soleil est une étoile banale comme il y en a des milliards dans l'Univers. Cette gigantesque boule de gaz (essentiellement de l'hydrogène et de l'hélium) est en équilibre entre l'effondrement gravitationnel, dû à sa propre masse, et la pression thermique ; la température centrale, 15 millions de degrés, est suffisante pour que les réactions nucléaires puissent avoir lieu en surmontant la répulsion entre particules de charge électrique positive.

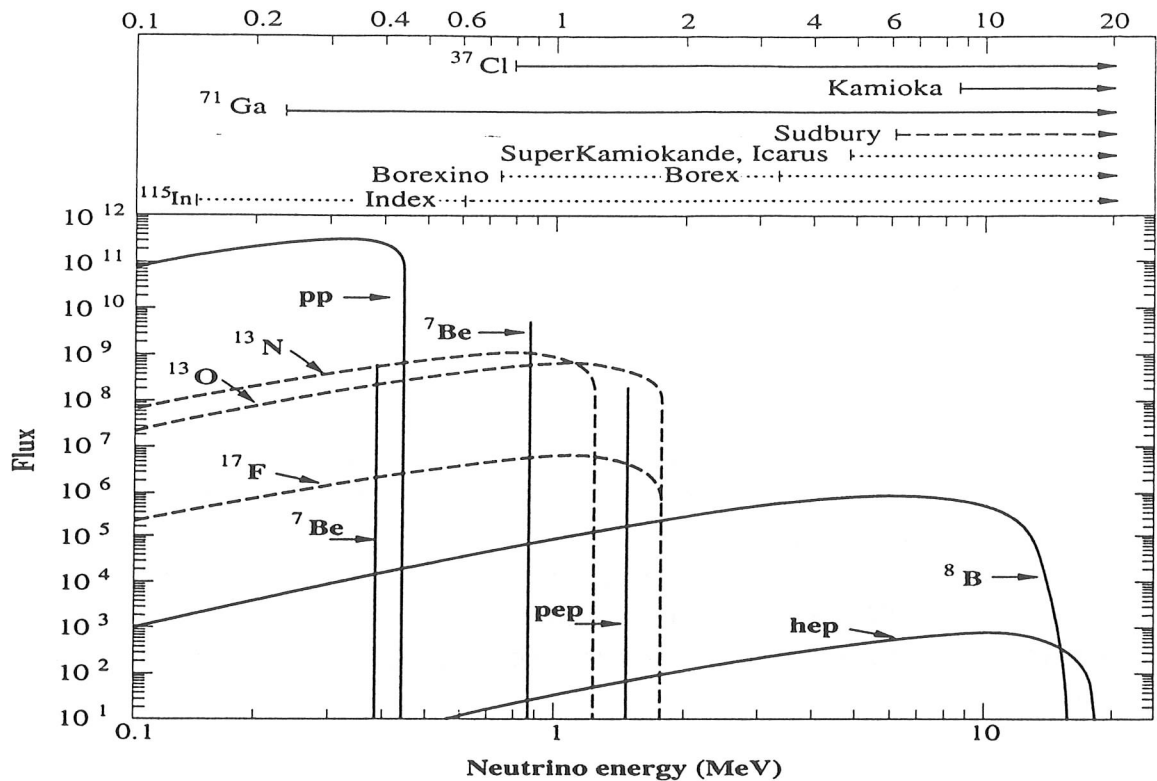


Chaînes des réactions du cycle pp, produisant l'énergie et les neutrinos dans le Soleil.

La chaîne de réactions qui réalisent la fusion entre protons pour aboutir à un noyau d'hélium est montrée ci-dessus. La fusion de deux protons en un noyau de deutérium D (composé d'un proton et d'un neutron), avec émission d'un positron et d'un neutrino joue un rôle central. Cette réaction est une interaction faible, relativement peu fréquente, et sa rareté explique la longévité du Soleil (4,5 milliards d'années). 92% des neutrinos solaires (appelés neutrinos primordiaux ou ν_{pp}) sont produits dans cette réaction, mais leur énergie n'excède pas 420 keV. Le deutérium formé est rapidement brûlé pour former un hélium-3. Dans 85% des cas, deux hélium-3 fusionnent pour aboutir à un hélium-4 en libérant deux protons. Dans 15% des cas, un hélium-3 fusionne avec un hélium-4 pour former un béryllium-7. Le béryllium-7 se désexcite en lithium par une capture électronique en émettant un neutrino (ν_{Be}) monoénergétique. Mais très rarement le béryllium-7 capture un proton, pour former un bore-8 qui se désintègre en émettant un neutrino (ν_B) dont le spectre s'étend jusqu'à 14 MeV.

Pour comprendre le fonctionnement et l'évolution du Soleil, les astrophysiciens ont élaboré des modèles appelés, eux aussi, " standard " à partir d'hypothèses physiques éprouvées qui tiennent compte, en particulier, de ces réactions nucléaires. Ces modèles reproduisent d'une manière précise toutes les caractéristiques du Soleil (masse, température, rayon, âge) et son âge ; ils prédisent combien de neutrinos sont émis par les différentes réactions, mais

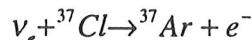
aussi les modes de vibrations observés à la surface du Soleil, qui reflètent la structure de ses couches internes (héliosismologie).



Spectre en énergie des neutrinos produits dans le Soleil et seuils des principaux détecteurs existants ou en projets.

L'ÉNIGME DES NEUTRINOS SOLAIRES.

Un chimiste américain, Raymond Davis, a construit, en 1968, la première expérience pour détecter les neutrinos solaires. Il utilise, lui aussi, une réaction β inverse où un neutrino transmute du chlore en argon :



Cinq ou six fois par an, l'argon-37 est entraîné par un flux d'hélium. Cet isotope radioactif se désintègre avec une demi-vie de 35 jours en émettant un rayonnement caractéristique. La section efficace de la réaction est très faible ; elle ne peut, en outre, se produire que si le neutrino a une énergie supérieure à 814 keV. En disposant 615 tonnes de tétrachloréthylène (C_2Cl_4) au fond d'une mine d'or dans le Dakota du Sud, aux États-Unis, Davis devait observer une interaction de neutrino par jour et il en observe une tous les 3 jours seulement. Cette différence entre la théorie du Soleil et l'observation expérimentale, qui persiste depuis plus de 25 ans, constitue la base de l'énigme des neutrinos solaires. Plus précisément, et en utilisant l'unité appropriée au domaine, le SNU* le résultat expérimental est aujourd'hui [Dav96] de 2.55 ± 0.25 SNU, là où les prédictions des modèles solaires sont de 6.6 ± 1.4 SNU selon Turck-Chièze [Tur96] ou de 9.3 ± 1.3 SNU selon Bahcall [Bah95].

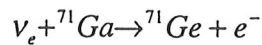
* 1 SNU = 10^{-36} capture par seconde et par noyau cible

L'expérience japonaise Kamiokande [Sus95] confirme, depuis 1988, le résultat de l'expérience de Davis. La cible est ici constituée par 2100 tonnes d'eau très pure. C'est ce même détecteur qui, le 23 février 1987, a capturé une douzaine des neutrinos émis par la supernova SN1987A. Les interactions des ν_e avec les électrons de l'eau leur communiquent une impulsion. Les électrons en mouvement émettent de la lumière Cerenkov qui est observée par une ceinture de photomultiplicateurs disposés tout autour de la cuve. La direction des électrons renseigne sur celle du neutrino incident, prouvant que les neutrinos observés proviennent bien du Soleil. Malheureusement, seuls les neutrinos de plus de 7 MeV créent suffisamment de lumière pour être détectés par ce principe. Les résultats confirment, au moins qualitativement, ceux de Davis : le flux de neutrinos solaires observé est à peu près la moitié des prédictions du modèle standard du Soleil.

L'EXPÉRIENCE GALLEX.

Les deux expériences précédentes ne détectent pas les neutrinos solaires primordiaux (ν_{pp}) dont l'énergie est trop basse pour qu'ils laissent une trace dans ces détecteurs. Pour détecter les neutrinos primordiaux, les plus nombreux mais les moins énergiques, les physiciens n'ont trouvé, à ce jour, qu'un seul élément sensible (et utilisable), le gallium. Deux expériences à base de gallium ont vu le jour à la fin des années 80, GALLEX et SAGE. SAGE, une collaboration russo-américaine, est installée dans un laboratoire souterrain dans le Caucase.

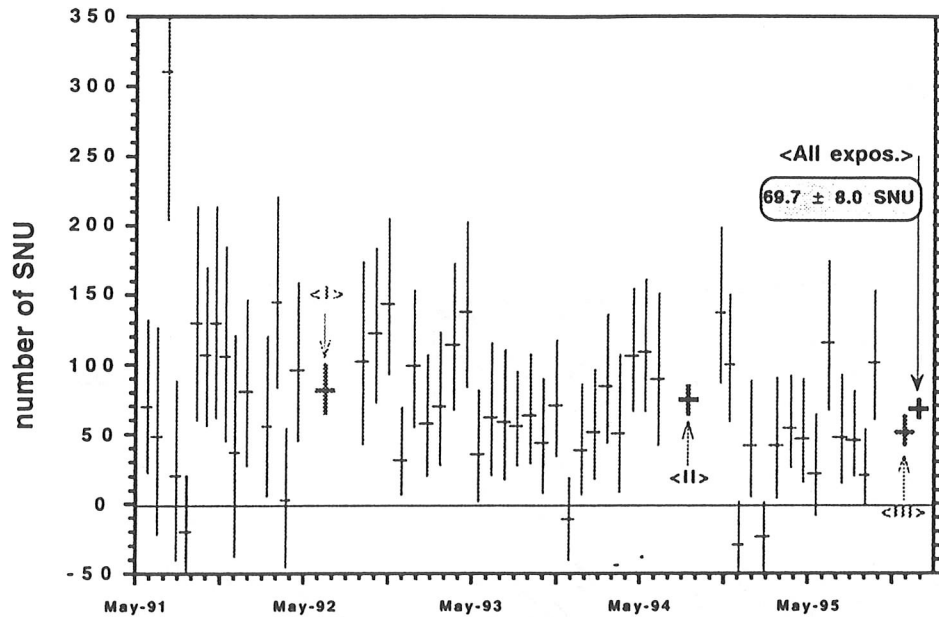
Le détecteur GALLEX, dans le laboratoire souterrain du Gran Sasso, est constitué de 30 tonnes de gallium. Lorsque les neutrinos solaires interagissent avec le gallium, ils transforment l'un de ses isotopes, le gallium-71, en un isotope de germanium qui a le même numéro atomique, le germanium-71 :



Il suffit que l'énergie des neutrinos soit supérieure à 233 keV pour que la réaction soit possible. Cet isotope radioactif du germanium se désintègre avec une demi-vie de 11,4 jours. Après avoir exposé le gallium pendant plusieurs semaines aux neutrinos solaires, il faut tout d'abord récupérer les atomes de germanium qui ont été produits, puis observer leur désintégration. De la masse de gallium et de la prédiction théorique, 123 SNU pour Turck-Chièze, 132 SNU pour Bahcall, on s'attend, à ce que les neutrinos solaires produisent un peu plus de un atome de germanium par jour.

Les 30 tonnes de gallium sont sous la forme d'un composé liquide, le chlorure de gallium, qui se trouve dans un grand réservoir avec de l'acide chlorhydrique. Le germanium produit est sous la forme de chlorure de germanium, qui a la propriété d'être extrêmement volatil en présence d'acide chlorhydrique. Toutes les trois ou quatre semaines, on fait circuler pendant 12 h dans le réservoir plusieurs milliers de m^3 d'azote dont les bulles vont entraîner le chlorure de germanium. Une colonne d'eau pure, à la sortie, capture le chlorure de germanium et laisse l'azote s'échapper. Une réaction chimique (la seule de toute la procédure) transforme le chlorure de germanium en hydrure de germanium : GeH_4 . Ce gaz, très semblable au méthane, est placé dans un petit compteur proportionnel. On y observe la désintégration par capture électronique du germanium qui laisse un signal électrique bien caractéristique. Chaque compteur est laissé plusieurs mois dans son blindage de plomb, lui-même placé dans une cage de Faraday où les rayonnements parasites sont réduits au minimum.

L'expérience GALLEX a démarré en mai 1991. Depuis cette date, elle enregistre les interactions des neutrinos solaires. Une soixantaine d'expositions de plusieurs semaines aux neutrinos solaires, suivies de purges d'azote ont permis de récolter plus d'une centaine d'atomes de germanium radioactif. En faisant le bilan de ces atomes éphémères, le résultat de GALLEX (69.7 ± 8 SNU) ne représente que $60 \pm 10 \%$ des neutrinos prédits par les calculs [Ham96]. L'expérience SAGE, fonctionnant sur un principe très semblable avec une cible de 56 tonnes de gallium métallique, trouve un résultat très proche de celui de GALLEX (69 ± 12 SNU) [Abd96].

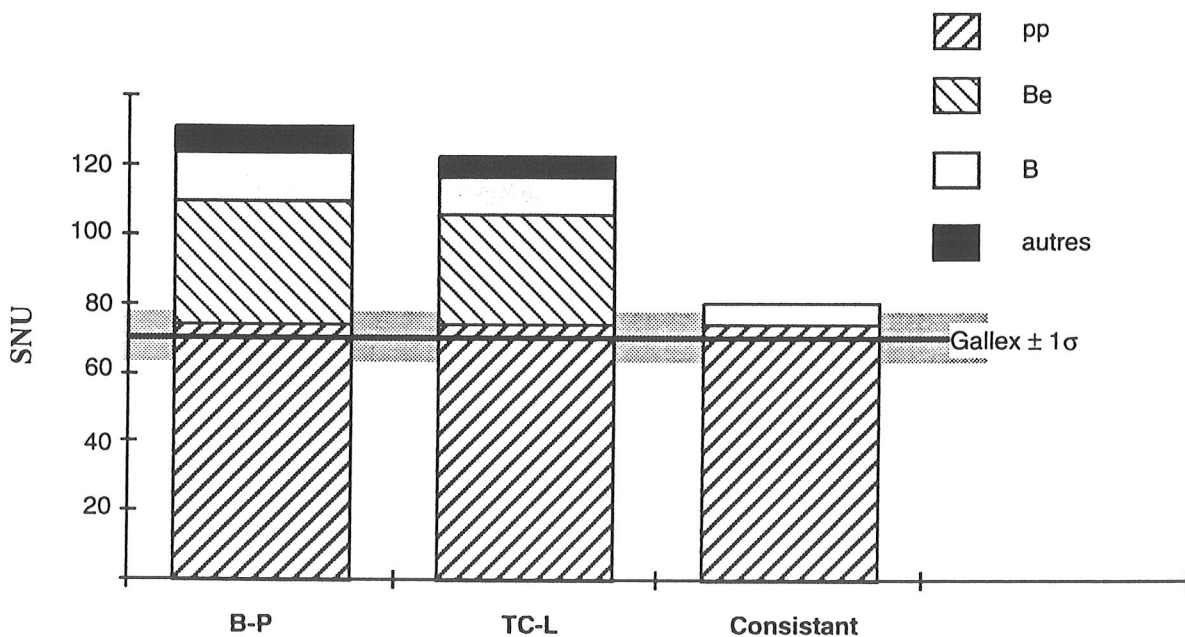


Résultat de l'expérience GALLEX

Si le principe reste très simple, il s'agit d'une véritable prouesse expérimentale : extraire une dose homéopathique de quelques atomes d'un réservoir contenant plusieurs dizaines de tonnes de liquide (10^{30} atomes). Il est permis d'être sceptique devant ce résultat. Il était donc important pour les expérimentateurs de le valider. L'idée s'est vite imposée de procéder à un étalonnage du détecteur GALLEX. Il consiste à comparer la production "naturelle" d'atomes de germanium, celle due aux neutrinos du Soleil, à celle des neutrinos provenant d'une source artificielle, d'une énergie comparable. Comme il n'est pas question d'arrêter le Soleil pendant l'expérience, il faut une source très intense : près de deux mégacuries (70 petabecquerels). Ceci conduit au choix d'un isotope radioactif du chrome, le chrome-51, qui émet des neutrinos de 750 keV lors de sa désintégration et dont l'activité décroît de moitié en moins d'un mois. Une telle source permet tout de même de produire artificiellement deux fois plus d'atomes de germanium-71 en trois mois que le Soleil n'en produit en deux ans. La source est obtenue en irradiant un isotope du chrome naturel, le chrome-50, dans un réacteur nucléaire. La source a été fabriquée en juin 1994 et transportée au Gran Sasso. Les résultats [Ans95]

montrent que le détecteur Gallex fonctionne tout à fait comme prévu et que l'on compte bien dans les compteurs proportionnels le nombre d'atomes de ^{71}Ge qui a été produit par la source.

À ce stade essayons de dresser un bilan expérimental du problème. La réaction de fusion primordiale entre deux protons est intimement liée à la production d'énergie et à la luminosité du Soleil. Elle amorce l'ensemble des autres réactions nucléaires. Pour interpréter la composition du signal observé par GALLEX, il faut commencer par prendre en compte ces neutrinos " primordiaux ". C'est un principe d'économie en raison du caractère fondamental de la réaction pp. Si on se fie à la luminosité du Soleil, cette réaction primordiale explique une très grande partie du signal de GALLEX (plus de 70 SNU prédisent les modèles). Du résultat de Kamiokande nous pouvons déduire la contribution des neutrinos du bore à GALLEX (10 SNU environ). Si nous ajoutons ces deux composantes, il ne reste quasiment plus de place pour les neutrinos du béryllium pourtant issus de réactions qui contribuent à 15% de l'énergie du Soleil.



Le résultat de Gallex s'explique par la contribution des neutrinos pp et ne laisse aucune place pour la contribution des neutrinos du béryllium

Les expériences en cours (Chlore, Kamiokande, GALLEX et SAGE) s'accordent donc aujourd'hui pour trouver un déficit des neutrinos solaires. Mais ce déficit ne concerne apparemment pas les neutrinos primordiaux, les moins énergiques. Seuls les neutrinos de béryllium et du bore semblent atteints. En affinant l'analyse, et en s'appuyant sur les seuils différents des expériences actuelles qui permettent une spectroscopie grossière, les neutrinos du béryllium, d'énergie intermédiaire, ont l'air plus affectés (semblent même totalement absents) que ceux du bore, les plus énergiques. Ce constat, suppression des neutrinos du béryllium qui pourtant contribuent à 15% de la production d'énergie dans le Soleil, mais présence, bien que réduite, des neutrinos du bore, constitue la nouvelle énigme des neutrinos solaires.

Une explication assez simple serait de dire que la température au centre du Soleil est plus faible que l'on ne croit, car le flux des neutrinos associés au béryllium et ceux associés au bore dépendent fortement de cette température (comme T^8 et T^{18} respectivement). Une diminution de T de 5 à 10% n'est déjà pas si facile à reproduire par les modélistes du Soleil ; mais

surtout elle affecterait plus les neutrinos du bore que ceux du béryllium, à l'opposé de l'effet recherché. Les astrophysiciens scrutent les hypothèses à la base des modèles solaires pour y rechercher les failles où les neutrinos pourraient disparaître, une tâche difficile car il faut aussi préserver les succès de ces mêmes modèles, en héliosismologie, par exemple. La conclusion qui s'impose dans la communauté est qu'il faille chercher ailleurs pour expliquer l'énigme, et on se tourne naturellement vers les propriétés des neutrinos.

LES OSCILLATIONS DES NEUTRINOS ET L'EFFET MSW

Parmi les trois familles de neutrinos (neutrino électronique, neutrino muonique, neutrino tauique), seuls les neutrinos de type neutrino électronique sont produits au sein du Soleil. Les détecteurs de neutrinos solaires actuels, eux, sont sensibles uniquement à cette famille de neutrinos. Si les neutrinos électroniques fabriqués dans le Soleil se transforment en leurs cousins neutrinos muoniques ou neutrinos tauiques, les détecteurs compteront moins de neutrinos que prévu.

Les neutrinos solaires sont donc émis au centre (et dans les régions denses ≈ 100 g/cm³) du Soleil. Wolfenstein [Wol78] remarqua que la diffusion cohérente vers l'avant des neutrinos par la matière solaire induisait un indice de réfraction dans la propagation de ceux-ci. De plus, les différentes espèces de neutrinos avaient des indices différents. La combinaison des oscillations entre espèces de neutrinos avec des indices différents peut avoir un effet spectaculaire que l'on nomme l'effet MSW dont on va essayer de donner les principes.

On produit, on détecte dans les expériences les ν_e , ν_μ , ν_τ (bientôt) ; ce sont ces neutrinos qui sont produits dans les réactions nucléaires, dans les désintégrations, dont on fait des faisceaux au CERN. Mais est-ce ces neutrinos qui ont une masse bien définie ? La réponse la plus générale est non. Nous développons le formalisme d'oscillations à deux neutrinos, cas auquel se réduit d'ailleurs le plus souvent le problème à trois neutrinos. On note ν_1 , ν_2 les états ayant une masse bien définie m_1 , m_2 . Dans le vide, un état propre de masse m_i , d'énergie E se propage avec une phase dépendant simplement de sa masse (dans le cas ultra relativiste $E \gg m_i$) :

$$\nu_i(t) = \exp(-iE_i t) \approx \exp(-iEt) \times \exp(-i \frac{m_i}{2E} t) ; \quad c = 1 ; \quad \hbar = 1$$

Les neutrinos d'interactions (ν_e , ν_μ), ceux qui sont créés dans les réactions nucléaires ou que l'on détecte dans les appareillages, sont des combinaisons linéaires des états propres de masses (ν_1 , ν_2), déduit par une rotation θ :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

De ces deux formules nous pouvons déduire l'équation de Schrödinger qui régit la propagation dans le vide des neutrinos d'interactions :

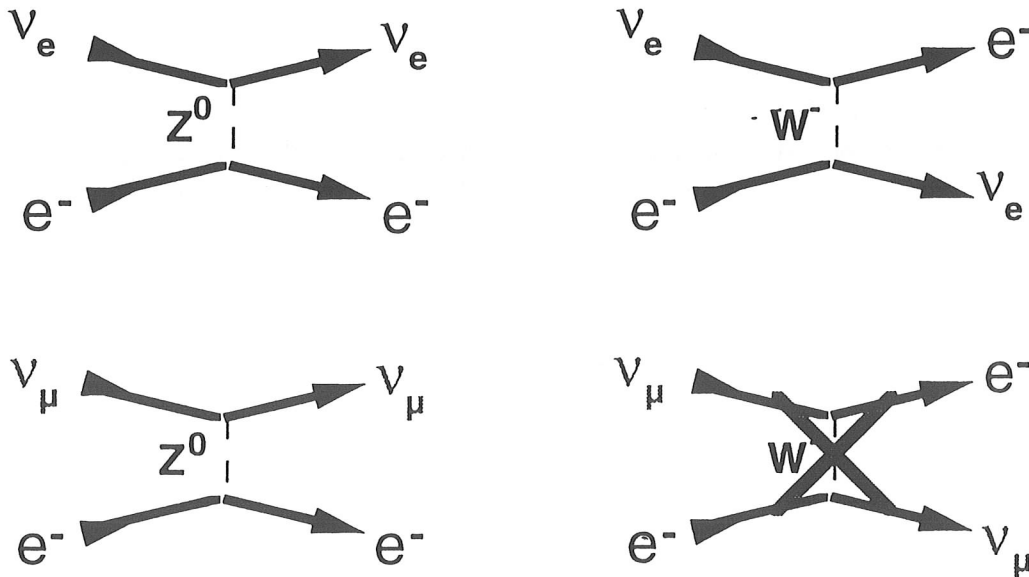
$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta & \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta \\ \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta & \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$$

où $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$. Seuls les neutrinos ν_e sont produits au sein du Soleil et les expériences sont, pour l'essentiel, sensibles à cette seule espèce. Il importe par conséquent de calculer la probabilité P qu'un neutrino ν_e produit au centre du Soleil arrive sur Terre sous la même identité. On trouve une expression ayant un caractère oscillatoire en fonction de la distance L qui sépare les endroits d'émission et de détection :

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \times \sin^2(\pi L/L_\nu) ; L_\nu = 4\pi E/\Delta m^2$$

Dans les unités usuelles, si $\Delta m^2 = 1 \text{ eV}^2$, un neutrino de 1 MeV oscille sur une distance de 2,48 m. Si l'on utilise la réduction que suggère cette formule pour expliquer les résultats expérimentaux on est conduit à une réduction uniforme, quelle que soit l'énergie des neutrinos, en désaccord avec les résultats expérimentaux.

En 1985 cette possibilité théorique d'oscillation a été renforcée par la découverte de ce que l'on appelle désormais l'effet MSW [Mik85], du nom de trois physiciens, deux russes S.P. Mikheyev et A. Yu Smirnov, et un américain, à l'origine de la découverte, L. Wolfenstein. L'effet MSW prend en compte les modifications à l'équation de propagation introduite par la présence de la matière. Les neutrinos, dépourvus de charges électriques, n'interagissent avec la matière que par interaction faible, en échangeant des bosons W^\pm ou Z . Une différence s'introduit puisque, si les interactions avec les électrons par échange de Z sont symétriques pour les ν_e et les ν_μ , l'interaction avec les électrons par un échange de W singularise le ν_e , dans un milieu où l'on rencontre des électrons en abondance, mais aucun muon. Ceci modifie sensiblement l'indice de réfraction dont nous parlions plus haut:



Diagrammes de Feynman pour les interactions des neutrinos avec la matière.

et ajoute un terme à l'équation de Schrödinger où intervient le produit de la constante de Fermi (G_F), et la densité d'électrons (N_e) au point considéré :

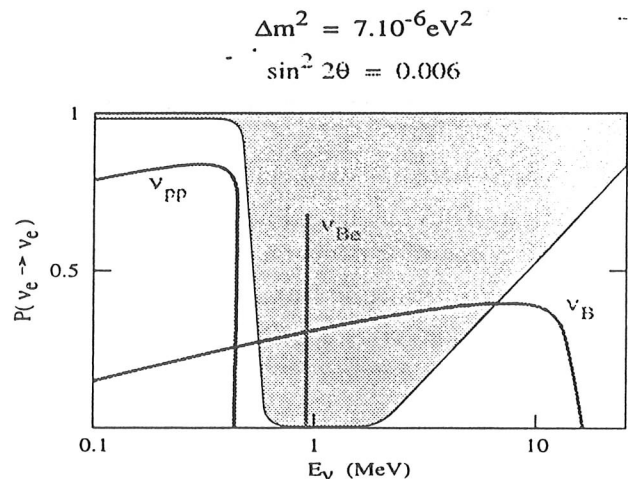
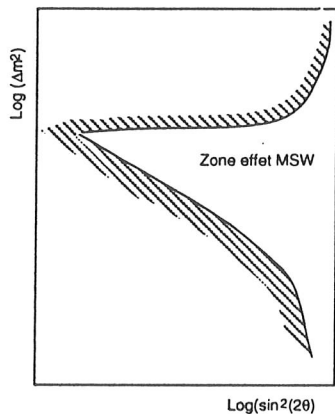
$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta + \frac{G_F N_e}{\sqrt{2}} & \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta \\ \frac{\Delta m^2}{4E} \sin 2\theta & \frac{\Delta m^2}{4E} \cos 2\theta - \frac{G_F N_e}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$$

Pour faire sentir les conséquences profondes induites par ce nouveau terme proportionnel à la densité d'électrons, on peut se placer dans deux cas limites. Si le terme de densité est beaucoup plus grand que le terme lié à la masse, les états propres qui diagonalisent la matrice sont nos neutrinos d'interaction ν_e, ν_μ . L'autre cas simple est celui où l'on se trouve dans le vide ($N_e = 0$), et la solution est également connue, ce sont les états de masse définie ν_1, ν_2 .

L'examen des conditions précises pour que cet effet ait lieu dans le cas des neutrinos solaires aboutit à 3 relations liant les paramètres inconnus, Δm^2 et $\sin^2 2\theta$ d'une part, l'énergie des neutrinos d'autre part et la densité locale N_e dans le Soleil. Quand la densité varie de manière suffisamment lente par rapport à la longueur d'oscillation L_ν , la conversion d'un ν_e en ν_2 peut être totale. Le lecteur intéressé se reportera au cours de J. Bouchez [Gif92] pour le détail des formules. Dans le Soleil, les ν_e sont créés au centre où la densité atteint 150 g/cm^3 , puis traversent les couches de l'astre, de moins en moins denses, et se propagent dans le vide avant d'arriver sur Terre, pour un certain endroit dans le Soleil l'élément diagonal peut s'annuler. La conséquence est qu'un ν_e produit au centre du Soleil peut se retrouver comme un ν_2 à la sortie, et le rester jusqu'au détecteur sur Terre on a :

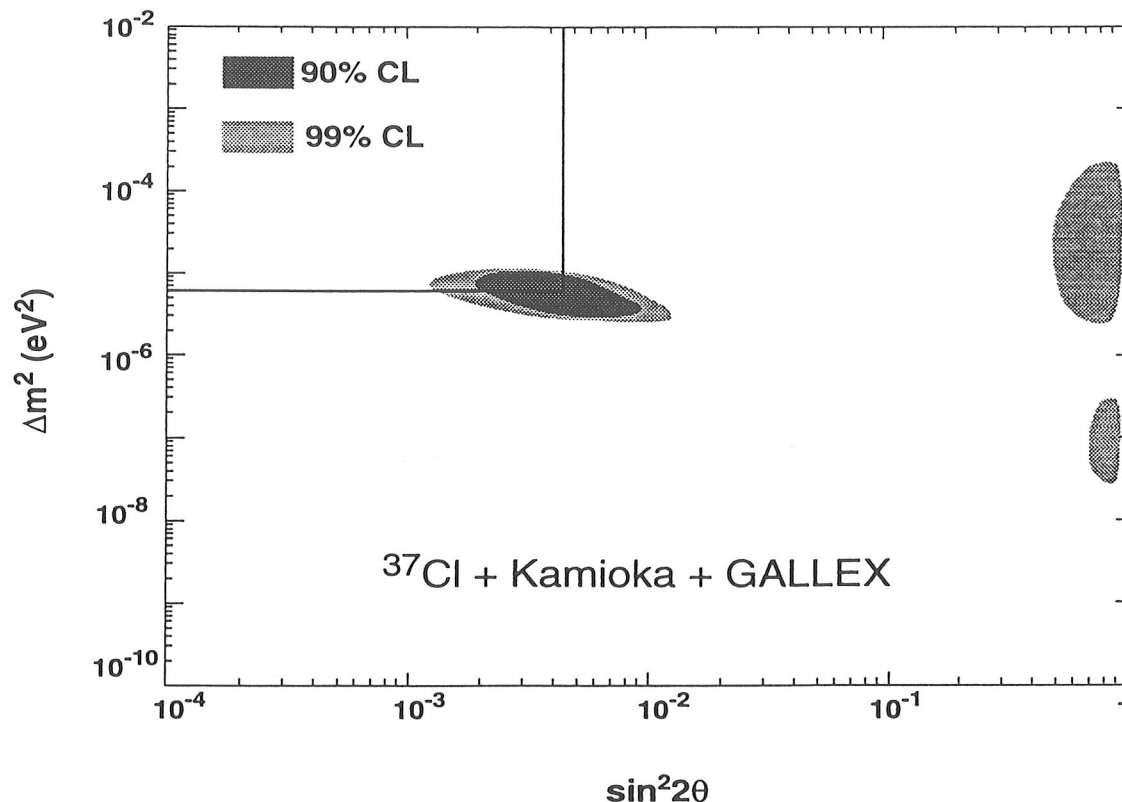
$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta$$

(plus l'angle de mélange θ est petit, plus la suppression est forte). Le phénomène se produit avec l'effet maximal si les paramètres inconnus sont dans le triangle défini par les 3 conditions. Chacune des expériences observe des neutrinos solaires avec une énergie moyenne différente, les réductions observées (avec leurs incertitudes) délimitent des triangles (vides au centre où la réduction serait trop forte) ; les triangles se chevauchent et c'est l'intersection commune qui définit la plage de paramètres $\Delta m^2, \sin^2 2\theta$ possibles.



L'effet MSW se produit si des conditions reliant l'énergie des neutrinos, la densité dans le Soleil et les paramètres d'oscillations (masses et angle de mélange) sont satisfaites (intérieur du triangle). Pour une valeur de masse donnée, la suppression peut être quasi totale pour certaine énergie.

La figure ci-dessous dresse le bilan sur les résultats expérimentaux d'oscillations des neutrinos solaires en fonction des deux paramètres inconnus liés à la masse des neutrinos et aux mélanges entre familles de neutrinos.



Pour les couples de valeurs ci-dessus ($\sin^2 2\theta$, Δm^2) la suppression induite par l'effet MSW modifie le spectre des neutrinos produits dans le Soleil et explique l'ensemble des résultats expérimentaux.

L'AVENIR DES NEUTRINOS SOLAIRES

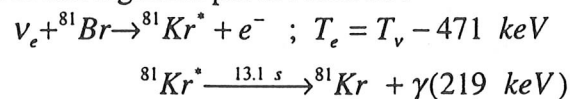
Tenons-nous là l'explication tant attendue de l'énigme ? Nous ne pouvons l'affirmer : elle n'est aujourd'hui qu'une solution très séduisante. Seul un résultat de GALLEX plus faible encore aurait emporté la décision, un résultat mordant nettement sur la composante pp, en raison du lien si étroit entre le flux des ν_{pp} et la luminosité du Soleil. Mais tout espoir n'est pas perdu, car deux nouvelles expériences vont bientôt fournir des résultats : l'expérience SNO [Che85] (Sudbury Neutrino Observatory, au Canada), avec une cible de 1000 tonnes d'eau lourde, et SuperKamiokande, au Japon, 50000 tonnes d'eau entourées de 10000 photomultiplicateurs qui est entré en service le 1^{er} avril 1996 [Nak96].

Comment ces expériences peuvent-elles apporter la preuve irréfutable que le mécanisme d'oscillation des neutrinos est vraiment à l'œuvre dans le Soleil ? Deux conséquences de l'effet MSW sont spécifiques et spectaculaires : la présence de ν_{μ} venant du Soleil (l'effet MSW transforme les ν_e en ν_{μ} , ce qu'aucune réaction nucléaire dans le Soleil ne peut produire) et la déformation du spectre en énergie des neutrinos du bore (l'effet MSW, avec sa suppression partielle, dépendante de l'énergie peut dépeupler sélectivement certaines zones du spectre en énergie). Or l'expérience SNO sera sensible aux ν_{μ} et les deux expériences SNO et SuperKamiokande pourront mesurer avec précision le spectre en énergie. Leurs réponses seront attendues avec impatience. Borexino, dont la construction débute au Gran Sasso, est sensible aux neutrinos du béryllium, composante qui semble absente dans les détecteurs actuels.

De nombreux autres projets s'étudient ou sont en cours de tests. Je me limite ci-dessous aux détecteurs plus ou moins froids.

Bien qu'espérant pouvoir fonctionner à température ordinaire (ou à la température de l'azote liquide tout au plus), je mentionnerai dans le contexte de ce cours les efforts pour construire un détecteur de neutrinos solaires utilisant des cristaux d'arséniure de gallium [Bow96] comme on fait des détecteurs au germanium. La résolution en énergie 2-3 keV est compatible avec les buts de physique poursuivis où l'on privilégie l'étude des raies monochromatiques (ν_{Be} , ν_{pep}). On parle d'un détecteur de 125 tonnes (dont 60 tonnes de Gallium)

Un projet ambitieux [Ale95] composé de 10^5 cristaux de NaBr de 1kg chacun lu par des détecteurs bolométriques à basse température - 10 mK - type NTD Ge-thermistor(10 mg), illustre bien certaines audaces permises par les progrès dans les détecteurs à basse température. Les neutrinos solaires interagissent par la réaction :



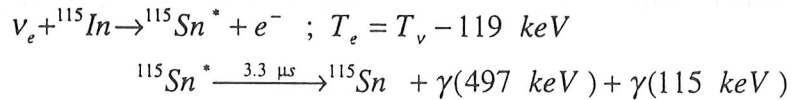
Les 190 keV se traduisent par un ΔT de 2.8 μK . Le but est ici de se concentrer sur les raies monoénergiques des neutrinos du ${}^7\text{Be}$ et pep. Les taux attendus sont inférieurs à 1 événement tous les 2 jours.

Icarus [Ben95] est certainement un détecteur à basse température qu'il faut mentionner dans ce contexte de détecteurs cryogéniques pour étudier les neutrinos. Le principe consiste en une TPC à Argon liquide (-185 C). Un prototype de 3 tonnes au CERN a fait l'objet d'études poussées. Le projet final qui doit s'installer dans le laboratoire du Gran Sasso prévoit un détecteur de plusieurs kilotonnes, divisé en modules de 600 tonnes. Outre son apport pour la mesure du spectre des neutrinos solaires au-dessus de 5 MeV, il peut permettre l'étude des neutrinos atmosphériques et est bien placé pour les expériences d'oscillations entre le CERN et le Gran Sasso, en particulier par sa capacité à distinguer les interactions venant de ν_e de celles venant de ν_μ .

Hellaz [Seg95] est un projet très ambitieux qui se propose de construire une TPC contenant 4 tonnes d'hélium gazeux refroidi à 77 K et blindé par un mur de CO_2 solide. Les neutrinos sont détectés par leur diffusion sur les électrons de la cible et cela permet une mesure de l'énergie et de la direction. Des taux importants, 2500 ν_{pp} par an, permettent une mesure globale du spectre des neutrinos solaires avec le même appareillage.

Un détecteur de neutrinos solaires combinant, en principe tous les avantages : temps réel, bonne résolution en énergie, sensible aux ν_{pp} et rejetant bien les bruits de fonds existe ! Il s'agit des détecteurs basés sur l'idée de R. Lanou et ses *rotons* dans l'hélium superfluide [Ban93]. Le neutrino diffuse sur les électrons de l'hélium, l'énergie de recul de l'électron provoque une évaporation d'atomes d'hélium qui sont détectés dans des calorimètres suspendus au-dessus du liquide. L'expérience porte le nom de Heron.

Un élément du tableau de Mendeleïev semble narguer les physiciens depuis que R. Raghavan [Rag76] en a proposé l'utilisation pour détecter les neutrinos solaires, il s'agit de l'Indium, ${}^{115}\text{In}$ plus précisément (95.7 % d'abondance naturelle). La réaction utilisée est :



et elle aboutit sur un état excité de ${}^{115}\text{Sn}$, avec un électron émis qui emporte l'énergie du neutrino solaire incident (diminué de 119 keV) ; en quelques μsec ($t_{1/2} = 3.3 \mu\text{s}$), cet état redescend sur le fondamental de ${}^{115}\text{Sn}$ en émettant 2 photons caractéristiques. C'est donc un détecteur temps réel, permettant la mesure du spectre en énergie, avec un seuil très bas autorisant la détection des ν_{pp} , dont il faut seulement réunir 3.6 tonnes pour enregistrer 1 interaction par jour. De plus, rappelons, dans le contexte de ce cours, que l'indium est supraconducteur. Alors pourquoi n'y a-t-il pas déjà plein d'expériences utilisant cette cible si prometteuse ?

Hélas, l' ${}^{115}\text{In}$ est radioactif ! Pas beaucoup, sa demi-vie est de $4.4 \cdot 10^{14}$ ans, mais l'électron émis, dont le spectre s'étend jusqu'à 485 keV, complique beaucoup les choses. Pour exploiter pleinement ce corps, pour rejeter ce bruit de fond intrinsèque, il faut, tout à la fois, avoir une bonne résolution spatiale sur l'endroit de l'interaction ($\approx 1\text{mm}^3$), une résolution en énergie suffisante (quelques %) pour bien reconnaître les photons de désintégration, et une résolution en temps (quelques nsec) pour combattre le bruit de fonds fortuits.

Parmi les nombreuses approches étudiées pour exploiter l'indium, je ne retiendrai que celles faisant appel aux techniques cryogéniques. Des grains métastables supraconducteurs en indium ont été proposés [Way84] ; ce type de détecteur continue à être étudié pour d'autres applications de détection [Mea96]. D'autre part, le groupe d'Oxford, en particulier, a essayé de développer des jonctions à effet tunnel supraconductrices sur des cristaux d'indium [Boo85]. A ce jour aucun projet ne semble se concrétiser.

Avant de conclure et pour revenir à des applications moins futuristes. L'expérience Gallex s'arrête de prendre des données sur le Soleil à la fin janvier 1997 ; GNO (Gallium Neutrino Observatory) devrait prendre le relais et se donne comme but de mesurer pendant un cycle solaire de 11 ans le flux de neutrinos solaires, en particulier les ν_{pp} . Ils cherchent à diminuer notablement les erreurs systématiques et certains pensent remplacer les compteurs proportionnels utilisés dans Gallex pour compter les ${}^{71}\text{Ge}$, par des détecteurs plus efficaces et avec une bien meilleure résolution en énergie ; ils se tournent vers des calorimètres cryogéniques miniatures [Fei96].

Conclusion

Dans le passé, notre connaissance des interactions faibles s'est grandement appuyée sur les neutrinos. Aujourd'hui les neutrinos jouent le même rôle pour explorer les théories de grande unification qui semblent hors d'atteinte des expériences sur accélérateurs.

L'étude des propriétés des neutrinos provoque des rencontres multiples. De même que les neutrinos traversent de part en part la Terre sans dommages, de même ils traversent la physique, rapprochant les astrophysiciens des physiciens des particules, mobilisant des chimistes tout comme des physiciens du solide pour percer tout leurs secrets. Les progrès sont lents, mais bien réels, certaines découvertes sont à la portée des expérimentateurs, certaines autres paraissent plus difficiles, d'autres semblent futuristes, toutes sont porteuses de grands bouleversements dans la connaissance.

Les caractéristiques intrinsèques des détecteurs cryogéniques offrent certainement des possibilités nouvelles dans cette physique du neutrino. Leur résolution en énergie, leur extrême sensibilité, la possibilité nouvelle de masse importante refroidie à quelques mK rend possible ce qui n'était que chimères il y a seulement 10 ans.

La première indication sérieuse que les neutrinos aient une masse est apportée par les quatre expériences de neutrinos solaires, dont les résultats, pris dans leur ensemble, ne peuvent être expliqués par les variations dans les modèles du Soleil. Dans les années qui viennent les nouveaux résultats expérimentaux doivent montrer si la solution MSW est la bonne. Ainsi, en étudiant plus à fond les neutrinos, peut-être, obtiendrons-nous la preuve que non seulement la Terre n'est pas au centre du Monde, mais que la matière dont nous sommes faits (baryons, électrons) n'est qu'une espèce minoritaire dans l'Univers.

Remerciements

Je remercie sincèrement les organisateurs de l'école d'Aussois de m'avoir donné l'occasion de me replonger dans divers aspects de la détection des neutrinos et d'avoir pu mesurer les progrès accomplis depuis dix ans dans ce domaine.

Bibliographie et références

Outre les références citées dans le corps du texte on ne saurait trop recommander la consultation des comptes-rendus des diverses (et nombreuses) conférences qui s'occupent du sujet des neutrinos - certaines se spécialisent même dans les détecteurs à basse température pour les neutrinos ! Ils apportent les détails techniques sur les expériences qui manquent dans ce texte. Notons, en particulier :

Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV, ed. by N. Booth & G. Salmon. Editions Frontières 1992.

Non-accelerator Particle Astrophysics Proceedings of the 4th School, ed. E. Bellotti et al. World Scientific 1996.

6th International Workshop on low temperature detectors, NIM A370(1996)

En français, pour une approche très pédagogique et plus complète sur le sujet des neutrinos que ce texte, ainsi qu'un vaste panorama des neutrinos dans leurs différents aspects on peut consulter :

Cours de l'école de Gif, *Le Neutrino et ses mystères*, septembre 1992, édité par l'IN2P3 (CNRS).

M. Cribier, M. Spiro & D. Vignaud, *La lumière des neutrinos*, collection Seuil/science ouverte 1995.

J'aimerais aussi attirer l'attention sur un site Web, en français, uniquement consacré aux neutrinos : <http://lapphp.in2p3.fr/~verkindt/20ans/neutrinos/neut.html>

[Abd96] J. Adburashitov et al. (SAGE Coll.) Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 48(1996) 299.

[Ale95] A. Alessandrello et al, Astrop. Phys. 3 (1995) 239

[Ale96] A. Alessandrello et al. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 48(1996) 238.

- [Ans95] P. Anselmann et al. Phys. Lett. B357(1995) 237 ;
Phys. Lett. B342 (1995), 440 .
- [Arp96] C. Arpesella et al. Nucl. Phys. B (Proc. Supp.) 48(1996) 247.
- [Art93] V.A. Atem'ev et al. JETP Lett. 58(1993) 262
- [Bab93] K.S. Babu & R.N. Mohapatra, Phys. Rev. Lett. 70(1993) 2845.
- [Bah95] J.N. Bahcall & M. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. 67(1995) 1
J.N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics* (Cambridge University Press, 1989)
- [Bal94] S.N. Balashov et al. 27^{ème} Int. Conf. on High Energy Phys. Proc. Vol II p. 951
- [Bal95] A. Balysh et al. Phys. Lett. B356 (1995) 450.
- [Ban93] S.R. Bandler et al. Journal of Low temp. Phys. 93(1993) 785
R.E. Lanou et al. Phys. Rev. Lett. 58(1987) 2498
- [Bar96] I. Barabanov et al. Astrop. Phys. 5(1996) 159
- [Ben95] A. Benetti et al. Nucl. Inst. and Meth. A355(1995) 660.
- [Boo85] N. Booth et al. Solar Neutrinos and Neutrinos Astronomy, Amer. Inst. of Phys. Conf. Proc. 126 p.216
- [Boo91] N. Booth et al. Low temperature detectors for Neutrinos and Dark matters IV p. 407, editions Frontières
- [Bow96] T.J. Bowles & V.N. Gavrin, to be published in the Proc. of the Neutrino Telescopes Conf. 96.
- [Bro 94] C. Brogini et al. Nucl. Phys. B35(1994) 441.
- [Cab82] N. Cabibbo et L. Maiani, Phys. Lett. B114(1982) 115.
- [Che85] H.H. Chen, Phys. Rev. Lett. 55(1985) 1534.
- [Cho95] Chorus coll. Design and Performance of the CHORUS Detector, 27^{ème} Int. Conf. on High Energy Phys. Proc. Vol II p. 691.
- [Cos92] E. Cosulich et al. Phys. Lett. B295(1992) 143.
- [Dav96] R. Davis Jr. (Homestake coll.), Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 48(1996) 284.
- [Fei96] F. v. Feilitzsch, Proceedings of the workshop on New Trends in Solar-Neutrinos Physics", p. 251 LNGS 96.
- [Fon96] F. Fontanelli et al. NIM A370(1996) 273.
- [Fre74] D.Z. Freemann, Phys. Rev. D9(1974) 1389
- [Ham96] W. Hampel et al. (Gallex coll.) GX-91/1996 to be published Phys. Lett. (1996)
- [Irv83] J.M. Irvine et R. Humphries, J. Phys. G9(1983) 847.
- [Kay89] *The Physics of massive Neutrinos*, World Scientific, Singapore, 1989
- [Lan83] P. Langaker et al. Phys. Rev. D27(1983) 1228.
- [Low91] M. Lowry et al. Low temperature detectors for Neutrinos and Dark matters IV p. 415, editions Frontières
- [Mea96] G. Meagher et al. NIM A370(1996) 8 ; M.Furlan et al. NIM A370(1996) 17 ; J. Seco et al. NIM A370(1996) 20.
- [Mik85] S.P. Mikheyev & A. Yu Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. 42(1985) 913
- [Moe 95] M.K. Moe, Prog. Part. Nucl. Phys. 32 (1994) 247 ;
M.K. Moe, Nucl. Phys. (proc. Suppl.) B35 (1994) 369.

- [Nak96] M. Nakahata, Non-accelerator Particle Astrophysics Proceedings of the 4th School, ed. E. Bellotti et al. World Scientific 1996, p.477.
- [Nom92] Nomad coll. P. Astier et al. CERN-SPSLC/91-21 (1992)
- [Rag76] R. Raghavan Phys. Rev. Lett. 37(1976) 259.
- [Rei 76] F. Reines et al. Phys. Rev. Lett. 37(1976) 315 ;
G.S. Vidyakin et al. JETP Lett. 49(1989) 740.
- [Ruj81] - A. de Rujula et al. Nucl. Phys. B188(1981) 414
- [Seg95] J. Seguinot et al., Collège de France preprint LPC/95-08 (1995) ;
G. Bonvicini et al. Nucl. Phys. B(Proc. Suppl.) 35(1994) 441.
- [Smi83] P. F. Smith and J.D. Lewin, Phys. Lett. B127(1983) 185
- [Smi87] P. F. Smith and J.D. Lewin, Astrophys. J. 318(1987) 738.
- [Smi90] P. F. Smith and J.D. Lewin, Phys. Rep. 187(1990) 203.
- [Spe88] D.N. Spergel & J.N. Bahcall, Phys. Lett. B200(1988) 366 ;
A. Burrows, Astrophys. J. 334(1988) 891.
- [Sto74] L. Stodolski, Phys. Rev. Lett. 34(1974) 110.
- [Sus95] Y. Susuki et al. (Kamiokande coll.) Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 39(1995) 54.
- [Tur96] S. Turck-Chieze et al. Nucl. Phys. B(Proc. Suppl.) 48(1996) 350.
- [Way84] G. Waysand, 4th Moriond 1984, p319 Ed. Frontières
- [Wol78] L. Wolfenstein Phys. Rev. D17(1978) 2369

