



**HAL**  
open science

## Neutrinos solaires

E. Schatzman

► **To cite this version:**

E. Schatzman. Neutrinos solaires. École thématique. Ecole Joliot Curie "La physique nucléaire du laboratoire aux étoiles", Maubuisson, (France), du 10-15 septembre 1990: 9ème session, 1990. cel-00649631

**HAL Id: cel-00649631**

**<https://cel.hal.science/cel-00649631>**

Submitted on 8 Dec 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.

## NEUTRINOS SOLAIRES

Evry SCHATZMAN  
Observatoire de Meudon  
DASGAL  
92195 Meudon Principal Cedex  
France

**Résumé.** Après la présentation du problème (§1), on examine la question du modèle de structure interne dont dépend la possibilité de prédire le flux de neutrinos en provenance du Soleil. La construction suivant des normes conventionnelles (mais avec différentes sources pour les grandeurs physiques de base) donne ce que l'on appelle le *modèle standard* (§2). Le flux de neutrinos prévu par le modèle standard est 3 à 4 fois supérieur au flux mesuré dans l'expérience de Davis, où le détecteur est le chlore  $^{37}\text{Cl}$  (§3). On discute d'abord (§4) la validité du modèle standard, puis (§5) les tests des modèles au moyen de l'héliosismologie. Le modèle MSW (Mikheyev, Smirnov, Wolfenstein) de l'interaction de neutrinos massifs (§6) avec la matière solaire pourrait expliquer le déficit de neutrinos dans l'expérience de Davis. Dans l'hypothèse d'un très petit angle de mélange, il conduit à prédire dans les expériences de détection au gallium (sensible aux neutrinos de base énergie) un flux de 4 à 5 SNU au lieu de 132 SNU pour des neutrinos sans masse. La dernière section (§7) évoque seulement la question de l'anticorrelation du flux de neutrinos avec l'activité solaire.

**Abstract.** After presenting the problem (§1), one consider the internal structure model (§2) which is needed in order to predict the flux of neutrinos coming from the Sun and define what is called *standard model*, which imply a conventionnal treatment of the problm, but with eventually different sources for the basic physical quantities. The neutrino flux predicted by the standard model is three to four times the observed one in Davis experiment, where the detector is chlorine  $^{37}\text{Cl}$  (§3). The valdity of the standard model is discussed first (§4), then the tests of the model by using the helioseismology data (§5). The MSW (Mikheyev, Smirnov, Wolfenstein) of the massive neutrino interaction with matter (§6) could explain the deficit of solar neutrinos. With the assumption of a very small mixing angle, it gives the possibility of predicting the flux to be measured in the gallium experiments (which detect the low energy neutrinos), of the order of 4 to 5 SNU, instead of the 132 SNU predicted for massless neutrinos. The last section (§7) is a brief sketch of the possible anticorrelation between the solar neutrino flux and solar activity.

### 1. Introduction : situer le problème.

Les réactions thermonucléaires qui sont à l'origine de la puissance rayonnée par le Soleil,  $L=3.78 \cdot 10^{26}$  watts, produisent des neutrinos (Tableau 1). Le taux de réaction dépend de la température, de la densité et de la composition chimique, donc de la structure du Soleil, produit de sa composition chimique initiale et de son évolution.

Expliquer le flux de neutrinos solaires (expérience de Homestake Goldmine, Kamiokande, SAGE, Gallex) demande d'abord de disposer d'un modèle solaire. La mise en évidence, depuis une dizaine d'années des oscillations solaires (héliosismologie) ouvre maintenant une possibilité d'analyse

de la structure du Soleil, et par des effets de levée de dégénérescence par la rotation, de la distribution

Tableau I  
La chaîne des réaction pp dans le Soleil

Réaction	énergie (MeV)	fraction de la luminosité
$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	$\leq 0.420$	
ou		
$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	1.442	
${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$		85%
ou		
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	(90%) 0.861 (10%) 0.383	
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$		
${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2\alpha$	15%	
ou		
${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$		
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$		$\leq 15\text{MeV}$
${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$	0.015%	

interne de la vitesse de rotation.

Le flux de neutrinos solaires, mesuré à Homestake Goldmine ou à Kamioka est déficient - comme il est bien connu - par rapport au flux prévu par l'étude du "modèle standard" (qui sera défini plus loin). Deux hypothèses se présentent : (1) le modèle standard est incorrect, (2) le déficit est dû aux propriétés du neutrino  $\nu_e$ , les deux hypothèses ne s'excluant pas mutuellement. La première proposition est probablement incorrecte, et nous verrons pourquoi. C'est donc vers la deuxième

proposition qu'il faut sans doute se tourner.

## 2. Le modèle standard.

Le modèle standard est celui d'un Soleil sans rotation, ne présentant pas d'instabilité, ni de phénomène de mélange, à l'exception de la zone convective, traitée d'une façon conventionnelle dont on peut justifier l'emploi. La description de ce modèle fait partie des classiques et on la trouve dans les manuels (Kippenhahn et Weigert<sup>(1)</sup> Schatzman et Praderie<sup>(2)</sup>) et dans les articles de revue (Bahcall *et al*<sup>(3)</sup> voir aussi Bahcall<sup>(15)</sup>) et compte-rendus de colloques (Berthomieu et Cribier<sup>(4)</sup>). Il semble donc suffisant d'en réduire la présentation au strict minimum:

- Equilibre hydrostatique. La relation physique importante est l'équation d'état,  $P(\rho, T, X, Y, Z)$ , où  $X, Y, Z$ , symbolisent la composition chimique en hydrogène, hélium et autres éléments, usuellement exprimée en mass, avec, évidemment,  $X+Y+Z = 1$ .

Le plasma solaire est presque un gaz parfait, la dégénérescence des électrons est faible, le plasma est faiblement corrélé, et le premier coefficient du viriel est de l'ordre de 0.01. La correction à l'équation d'état du gaz parfait est petite mais non négligeable, comme nous le rappellerons à propos des réactions thermonucléaires et de la production des neutrinos. On voit donc apparaître la nécessité d'une bonne équation d'état. Bien qu'à toutes fins pratiques on dispose, semble-t-il, d'une équation d'état satisfaisante (Mihalas, Hummer, Däppen<sup>(5)</sup>), il reste un problème de principe non résolu : obtenir l'accord entre la méthode dite des physiciens (utilisée par Rogers<sup>(6)</sup>), basée sur la grande fonction de partition de Gibbs, et son développement suivant les puissances de l'activité, et la méthode dite des chimistes (Mihalas *et al*), basée sur le calcul de l'énergie libre, compte tenu de toutes les contributions (neutres, ions électrons), utilisant une description approchée de l'ionisation de pression. D'après Chabrier<sup>(7)</sup>, les résultats de Mihalas *et al* sont en accord avec les données expérimentales (ondes de choc) obtenues à Livermore National Laboratory.

- Transfert de chaleur. Dans les étoiles de type solaire, deux régimes peuvent être présents : (1) transfert radiatif, et (2) par suite de la présence de l'instabilité de Rayleigh-Bénard, transport convectif. Le transfert du rayonnement, dans les conditions de l'équilibre thermodynamique local, ne pose pas de question de principe. On écrit usuellement l'équation de transfert

$$\frac{d}{dr} \frac{1}{3} a T^4 = - \frac{\kappa \rho L_r}{4 \pi r^2 c} \quad (1)$$

où  $\kappa$  est le coefficient d'absorption et  $a$  la constante de Stefan-Boltzmann. Par contre, dans les

conditions de la structure interne,  $\kappa$  est une donnée théorique qui combine les propriétés atomiques (transitions entre états lié-lié, lié-libre, libre-libre) et les effets collectifs (élargissement des raies spectrales, déplacement des niveaux, population des niveaux) dus au plasma environnant chaque atome ou chaque ion. Depuis les débuts de la mécanique quantique, des étapes importantes ont marqué les progrès de notre connaissance de  $\kappa$ . Les derniers travaux incluent, aux températures  $T_{\text{eff}} < 1 \text{ e.V.}$ , l'opacité due aux bandes moléculaires, et, en général, une meilleure prise en compte de l'élargissement des raies (particulièrement les raies de résonance). Mais les tables de Los Alamos sont constamment en cours de révision et  $\kappa$  augment au cours des années...Les effets sur la structure interne ne sont pas négligeables, mais paraissent à peu près stabilisés aujourd'hui.

Le problème de la zone convective est moins satisfaisant. Il s'agit d'une zone instable (instabilité de Rayleigh-Bénard<sup>(1)(2)(8)</sup>), au nombre de Reynolds élevé ( $10^{10}$ ), donc fortement turbulente. Le traitement usuel de la zone convective utilise une phénoménologie qui s'est révélée satisfaisante à l'usage, mais qui, du point de vue de la physique, présente des incohérences et d'audacieuses approximations. Des travaux beaucoup plus élaborés justifient en partie cette méthode d'approche dont, finalement, la qualité vient d'un fait physique essentiel : dans sa plus grande étendue, la zone convective est proche de l'adiabaticité. A la base de la zone convective, l'instabilité disparaît et l'on entre dans la zone radiative, la quantité critique

$$\left(\frac{d \log T}{d \log P}\right)_{\text{ad}} - \left(\frac{d \log T}{d \log P}\right)_{\text{rad}}$$

change de signe et devient positive. Le lieu du changement de signe dépend de l'entropie de la zone adiabatique, mais la valeur de l'entropie atteinte dépend de la structure de la partie non-adiabatique de la zone convective, près de la surface du Soleil, là où elle se raccorde à l'atmosphère en équilibre radiatif. Le rôle de la zone convective dans le calcul du modèle sera précisé plus loin.

- Réactions nucléaires. C'est peut-être le domaine de physique le mieux connu à l'heure actuelle, même si des améliorations peuvent être encore apportées aux valeurs des sections efficaces. A l'exception de la réaction pp, toutes les réactions importantes pour le Soleil ont été étudiées au laboratoire, la difficulté restant d'opérer une extrapolation correcte jusqu'aux basses énergies (quelques keV) où se produisent effectivement les réactions.

- Calculs de modèles. La technique habituelle consiste à partir d'un modèle approché chimiquement

homogène. Très rapidement, le modèle évolutif a perdu la mémoire des conditions initiales, si bien que des calculs plus raffinés, dans lesquels on suit un modèle en contraction vers le régime quasi stationnaire de l'équilibre radiatif, ne donnent pas des résultats sensiblement différents. La composition chimique initiale doit être proche de ce que l'on appelle *abondance cosmique* des éléments. On fait évoluer le modèle avec les contraintes de stabilité (Rayleigh-Bénard), toute zone convective étant chimiquement homogène. Il s'agit d'obtenir à  $t = 4.55 \cdot 10^9$  ans un modèle ayant le rayon et la luminosité solaires. On dispose de trois paramètres,  $Y$ ,  $Z$  et un paramètre  $\alpha$  qui décrit l'efficacité du transport convectif, pour satisfaire aux trois contraintes  $L = L_{\odot}$ ,  $R = R_{\odot}$ , à  $t = t_{\odot}$ . Un modèle solaire typique a les propriétés suivantes :

$$X = 0.7, Y = 0.28, Z = 0.02,$$

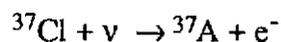
$$r_{\text{HCZ}} = 0.7 R_{\odot},$$

$$T_{\text{C}} = 1.5 \cdot 10^7 \text{ K}, \rho_{\text{C}} = 150 \text{ g cm}^{-3}, X_{\text{C}} = 0.33, Y_{\text{C}} = 0.65$$

(en vous épargnant les décimales). Au cours de son évolution, le Soleil a probablement eu pendant le premier milliard d'années une zone convective centrale qui s'est contractée jusqu'à disparaître, avec un effet non négligeable sur la composition chimique des régions centrales. A  $t = 0$ , la luminosité du Soleil était environ 0.7 luminosité actuelle.

### 3. Le flux de neutrinos.

L'expérience de Davis<sup>(9)</sup> utilise comme récepteur le chlore  $^{37}\text{Cl}$ , sous la forme de tétrachloréthylène, dans la réaction



prenant place dans une piscine de  $600 \text{ m}^3$  située à 1500 mètres sous terre, à Homestake Goldmine. L'argon  $^{37}\text{A}$  est ensuite drainé par un courant d'hélium, condensé, capturé sur du charbon actif et l'on compte le nombre de coups dûs à la radioactivité de l'argon  $^{37}\text{A}$ , de période deux mois. Des expériences test, à partir d'une quantité calibrée de  $^{37}\text{A}$  montrent que l'efficacité du balayage par l'hélium est de 99%. Un élément essentiel est de tenir compte du bruit de fond (rayons cosmiques, radioactivité des parois). Un bassin d'eau protège le tétrachloréthylène des neutrons de la paroi en les thermalisant.

Le seuil de capture de 0.8 MeV environ a pour conséquence que seuls sont détectés les neutrinos de capture des électrons par  $^7\text{Be}$  et les neutrinos du bore  $^8\text{B}$  radioactif. La production des neutrinos du béryllium et du bore est très sensible à la température, si bien que l'expérience de Davis apparaît non seulement comme un test des réactions nucléaires se produisant dans le Soleil, mais

comme un test des modèles solaires eux-mêmes.

Dans l'expérience de Kamiokande (Bahcall <sup>(15)</sup>), les neutrinos diffusent sur les électrons de la piscine de 640 tonnes d'eau et on les détecte par le rayonnement Cerenkov des électrons de recul.

Le flux de neutrinos prévu dépend naturellement du modèle utilisé, lui-même sensible aux données physiques, principalement équation d'état, opacités et composition chimique, d'où des différences entre les flux de neutrinos donnés par les modèles solaires publiés au cours des dernières années.

L'unité étant le SNU, soit une capture par seconde et par  $10^{36}$  atomes, le flux de neutrinos mesuré et théoriques est le suivant :

mesures:

Homestake :  $2.33 \pm 0.25$  SNU's ( $E > 0.83$  MeV)

Kamioka :  $3.08 \pm 1.18$  SNU's ( $E > 9.3$  MeV)

Modèle standard

Bahcall *et al* :  $7.9 \pm 2.6$  SNU's ( $E > 0.83$  MeV)

Turk-Chièze *et al* :  $5.8 \pm 1.3$  SNU's ( $E > 0.83$  MeV)

Lebreton et Maeder : 6 SNU's

L'écart par un facteur de l'ordre de 3 a été évident dès la fin des années 1970 et de nombreux efforts ont été effectués pour essayer d'expliquer cet écart entre le flux prévu et le flux observé.

#### 4. Problème des modèles solaires.

En raison de la haute sensibilité de la production de neutrinos à la température ( $\Phi_{\nu}(B) \propto T^{24.5}$ ) la première idée a été que les modèles fournissaient une température centrale du Soleil trop élevée, d'où le travail effectué pour obtenir la meilleure qualité possible du modèle standard.

Le taux de production d'énergie par la réaction pp (la plus lente) est en  $T^4$ , ou à peu près.

Une faible modification du modèle, ( $\delta T_c / T_c \cong -0.05$ ), peut à la fois donner la luminosité cherchée et un flux de neutrinos beaucoup plus faible. Cela peut résulter de modifications de l'opacité, de la composition chimique, des sections efficaces des réactions thermonucléaires. Avec les contraintes sur la luminosité,  $L(t_0) = L_0$ , sur le rayon,  $R(t_0) = R_0$ , et sur la composition chimique, il paraît difficile de modifier sensiblement le modèle standard. Les données récentes sur l'intérieur du Soleil à partir des mesures d'oscillations solaires (héliosismologie) (sur lesquelles nous reviendrons) réduisent encore la

marge de manoeuvre. D'où les tentatives d'expliquer le déficit de neutrinos solaires au moyen de modèles non-standard, le principe en étant d'abord d'abaisser la température centrale du Soleil.

### Modèles avec diffusion turbulente.

L'hypothèse de la diffusion turbulente avait été introduite afin d'inhiber le processus de triage gravitationnel des éléments qui, dans certaines étoiles, produirait des anomalies spectrales extrêmes. Son extension à l'ensemble du Soleil paraissait possible<sup>(10)</sup>. La courbe d'abondance de <sup>3</sup>He présentant un fort gradient (fig.1), la diffusion turbulente pouvait apporter une quantité appréciable de l'isotope <sup>3</sup>He dans les régions centrales. L'apport d'énergie correspondant abaisse la

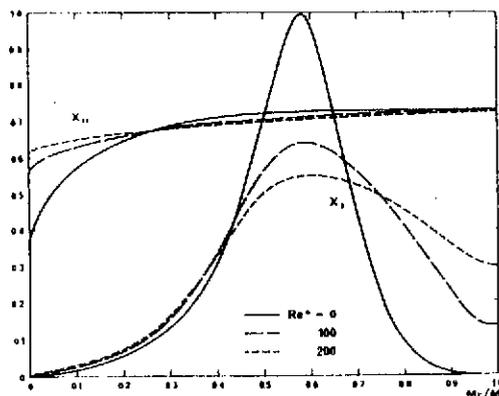


Fig.1. Abondance de <sup>3</sup>He dans le Soleil pour différentes valeurs du coefficient de diffusion turbulente caractérisé par le nombre de Reynolds  $Re^*$  (Schatzman et Maeder<sup>(10)</sup>)

température centrale et réduit la production de neutrinos. Le processus de diffusion, en même temps, entraîne une partie de l'hélium <sup>4</sup>He vers l'extérieur. La masse moyenne par particule libre est moins élevée que dans le modèle standard. Le coefficient de diffusion  $D_{turb} = Re^* v$ , nécessaire à l'explication du déficit en neutrinos solaires, avec  $Re^* \cong 100$ , donne une structure en composition chimique du Soleil actuel incompatible avec les données de l'héliosismologie.

### - WIMP's.

L'hypothèse cosmologique

$$\Omega = \frac{8\pi G\rho}{H^2} = 1$$

où  $H$  est la constante de Hubble,  $G$  la constante de la gravitation universelle, et  $\rho$  la densité moyenne de matière dans l'Univers, conduit à placer dans l'Univers une importante quantité de matière obscure (90% de "dark matter"). Quelle est la nature de cette matière obscure ? Il pourrait s'agir de nouvelles particules, ayant une interaction faible avec les particules connues, mais ayant une interaction gravitationnelle normale, d'où le nom de "Weakly Interacting Massive Particles". Ces WIMP's, distribuées dans notre galaxie dans un halo sphérique sans rotation, pourraient avoir été capturées par le Soleil depuis sa formation<sup>(11)</sup>, en balayant à la vitesse de  $230 \text{ km s}^{-1}$  les particules du halo. La masse totale ainsi capturée serait une fraction très petite de la masse solaire ( $10^{-16}$ ). Ces particules, de faible section efficace avec les électrons et protons du Soleil, auraient un libre parcours important, et contribueraient sensiblement à la diffusivité thermique des régions centrales du Soleil. Le résultat serait une température centrale du Soleil un peu plus basse, sans changement appréciable de la distribution de la composition chimique. (accord avec l'héliosismologie) et abaissement du flux de neutrinos.

La masse et la section efficace des WIMP's peuvent être choisis de façon à satisfaire les conditions requises. L'aspect *ad hoc* de l'hypothèse est gênant. Une expérience de détection des WIMP's, s'ils existent, est en cours de réalisation (Spiro-Sadoulet).

## 5. Heliosismologie et test des modèles solaires<sup>(2)</sup>.

Deux types de perturbations peuvent se propager dans le Soleil, celles pour lesquelles la force de rappel est la gravité (comme pour les ondes dans l'océan) et celles pour lesquelles la force de rappel est la pression (ondes acoustiques). La découverte, il y a plus de vingt ans des oscillations solaires a entraîné la mise en oeuvre de toute une série de mesures : (1) variations globales de la vitesse radiale du Soleil, (2), variations locales, sur de petites aires, de la vitesse radiale à la surface du Soleil, (3) mesures de haute précision des variations de la luminosité solaire. Actuellement, on a identifié seulement les modes de pression.

L'analyse de Fourier des variations  $v(t)$  de la vitesse permet de mettre en évidence tout un spectre de fréquence (plusieurs milliers de fréquences propres ont été identifiées) dont l'analyse repose sur les solutions du problème hydrodynamique de détermination des fréquences des différents modes propres du Soleil.

Les oscillations peuvent se décrire par 3 nombres qui quantifient les modes : l'ordre  $n$  (nombre de noeuds entre le centre et la surface), le degré  $l$  (correspondant au développement en fonctions sphériques  $P_n^l$ ), et le nombre  $m$  de  $-l$  à  $+l$ , qui décrit les propriétés azimuthales (fonctions

sphériques  $P_n^{lm}$ ). Du point de vue des fréquences, seule la rotation lève la dégénérescence des modes  $m$ .

Du point de vue qui nous intéresse ici, ce sont les modes d'ordre élevé ( $n$  de l'ordre de 20) et de bas degré ( $l = 0, 1, 2, 3$ ) qui proviennent des régions profondes du Soleil et qui nous permettent d'accéder à la structure interne du Soleil. Les fréquences intéressantes du point de vue de l'amplitude des modes se situent aux alentours de  $3000 \mu s^{-1}$  (environ 5 minutes). La formule asymptotique ( $n$  grand), du type solution WKB, qui donne les fréquences a la forme suivante :

$$\nu_{nl} = \left( n + \frac{1}{2} + \frac{1}{4} + \alpha \right) \sigma_0^{-1} \frac{l(l+1)}{\sigma_0}$$

où

$$\sigma_0^{-1} = \int_0^R \frac{dr}{c}$$

est deux fois le temps de propagation du son du centre à la surface,  $c$  étant la vitesse propagation du son. Il y a ainsi un espacement  $\sigma_0$  approximativement uniforme entre modes de même degré mais d'ordre différent. On a donc approximativement  $\nu_{nl} = \nu_{n-1, l+2}$ . Cette distribution des fréquences est bien celle qui a été observée. La différence de fréquence  $\delta \nu_{nl} = \nu_{nl} - \nu_{n-1, l+2}$  dépend de  $n+1$  mais varie lentement lorsque l'on considère des modes d'ordre élevé. On peut écrire :

$$\delta \nu_{nl} = (4l + 6) D_0$$

et  $D_0$  est proportionnel à

$$\int_0^R \frac{1}{r} \frac{dc}{dr} dr$$

Christensen-Dalsgaard<sup>(12)</sup> donne les résultats reportés ici dans le tableau II.

Gough et Kosovitchev<sup>(14)</sup> ont procédé à une inversion des données d'héliosismologie pour obtenir sous la forme d'une correction à un modèle standard les propriétés des régions centrales du Soleil. Pour ce faire, les données héliosismologiques doivent être complétées par les conditions de l'équilibre radiatif (égalité entre le flux d'énergie thermonucléaire et le flux radiatif) et les données de

Tableau II  
Fréquence fondamentale et différence de fréquence

Fréquences	$\sigma_0$	$D_0$
Duvall <i>et al</i> <sup>(13)</sup> , Observations	135,15 $\mu$ Hz	1.487 $\mu$ Hz
Mihalas <i>et al</i> <sup>(5)(12)</sup> , modèle standard	135.57	1.500
Schatzman-Maeder <sup>(10)</sup> , modèle avec diffusion	136.68	1.974

l'équation d'état. Il est alors possible d'obtenir les corrections  $\delta\rho$ ,  $\delta T$ ,  $\delta X$  (teneur en hydrogène) au modèle standard et de calculer, grâce aux relations donnant le taux de production des neutrinos,

$$\Phi_7 \approx X(1-X)\rho T^{11}$$

$$\Phi_8 \approx \frac{1-X}{1+X} X^2 \rho T^{24.5}$$

de calculer le flux de neutrinos et ramènent ainsi le flux de Bahcall *et al* <sup>(x)</sup> de 7.9 à 5.5. This would bring the flux of Turk-Chièze to 4.04.

#### 6. Le déficit de neutrinos solaires : effet Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein<sup>(15)</sup>.

L'explication la plus vraisemblable du déficit de neutrinos solaires découle de l'hypothèse de Pontecorvo<sup>(16)</sup> sur la masse des neutrinos. Wolfenstein a montré qu'au cours de la propagation dans la matière un nouvel échange  $\nu_e \nu_\mu$  apparaît, dû à la différence dans les processus de diffusion élastique des  $\nu_e$  et des  $\nu_\mu$  (fig. 2). Mikheyev et Smirnov <sup>(17)</sup> ont montré l'effet important de cette différence sur le flux de neutrinos solaires.

Un contrôle essentiel de l'expérience de Davis est en cours avec des détecteurs de gallium, dont le seuil de capture se situe à 0.233 MeV (SAGE, Soviet American Gallium Experiment, à Baksan dans le Caucase avec 60 tonnes de gallium; GALLEX, expérience européenne, en cours dans le tunnel du Gran Sasso en Italie, avec 30 tonnes de gallium). L'avantage de l'expérience avec le gallium est de pouvoir détecter les neutrinos de la réaction  $ppI$ , dont l'énergie maximale est 0.420 MeV, et dont

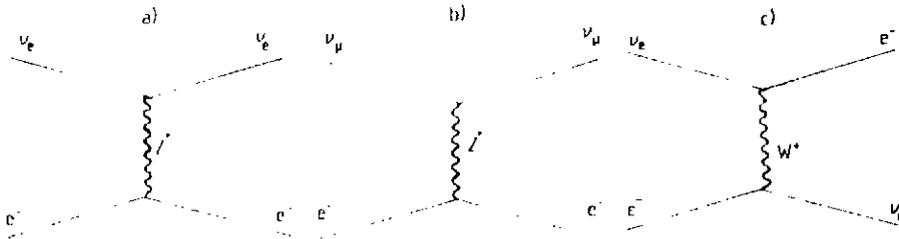


Fig.2 a-c. Diagrammes de la diffusion élastique des neutrinos. Les diagrammes a et c correspondent à la diffusion des neutrinos e avec échange de particule Z (courant neutre) et W (courant chargé); b correspond au diagramme d'échange par courant neutre pour neutrino  $\mu$ .

le flux est indépendant du modèle solaire, puisque directement proportionnel à la luminosité solaire. Le flux prévu (ppI + ppII + ppIII) est de 132 SNU.

On peut écrire (Bouchez *et al* <sup>(18)</sup>) l'équation de propagation dans la matière :

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\Delta m^2/4p) \cos 2\theta + GN(t)/\sqrt{2} & -(\Delta m^2/4p) \sin 2\theta \\ -(\Delta m^2/4p) \sin 2\theta & -(\Delta m^2/4p) \cos 2\theta - GN(t)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$$

où  $\theta$  est l'angle de mélange dans le vide. L'angle de mélange instantané est donné par

$$\text{tg} 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\cos 2\theta - \frac{l_v}{l_0}}$$

où

$$l_v = \frac{4\pi p}{\Delta m^2}$$

est la longueur d'oscillation dans le vide et

$$l_0 = \frac{2\pi}{\sqrt{2}GN} = \frac{1.624 \cdot 10^9 \text{ cm}}{(N/6.10^{23})}$$

Ceci donne une longueur instantanée d'oscillation dans la matière

$$l_m = l_v \left( 1 - 2 \frac{l_v}{l_0} \cos 2\theta + \left( \frac{l_v}{l_0} \right)^2 \right)^{-1/2}$$

On dit qu'il y a résonance pour la valeur maximale de  $l_m$ ,

$$l_m = \frac{l_v}{\sin 2\theta}$$

atteinte pour  $l_0 = l_v \cos 2\theta$ . On peut obtenir une solution approchée de l'équation de Schrödinger pour un angle de mélange dans le vide petit, en supposant une variation linéaire de la densité au voisinage de la résonance. On obtient alors la probabilité de détection d'un neutrino-e,

$$P_e = \exp \left\{ \frac{\pi \sin^2 2\theta \Delta m^2}{2 \cos 2\theta 4\pi p} \frac{1}{\left( (1/N)(dN/dt) \right)_R} \right\}$$

Bahcall et Bethe<sup>(19)</sup> écrivent

$$\Phi_{\nu_e} = \Phi_{\nu_e} \exp \left( \frac{C_{\text{jump}}}{E} \right)$$

l'indice "jump" se réfère à l'effet de croisement des niveaux. Il reste alors, bien entendu, à faire l'intégration sur le spectre des neutrinos produits. Dans le domaine où la résonance peut se produire, la quantité  $-(1/N)(dN/dt)$ , en unité de rayon solaire vaut 10.54 (Bahcall, Bethe<sup>(19)</sup>). On choisit la quantité  $C_{\text{jump}}$  pour accorder le flux des neutrinos calculés au flux observé par Davis, ce qui donne

$$C_{\text{jump}} = (10.5 \pm 5.5) \text{ MeV.}$$

On peut alors calculer le flux de neutrinos détectables dans l'expérience de diffusion des neutrinos de Kamiokande,

$$\Phi_{\nu\text{MSW}} = 0.46 \Phi_{\text{Stand}} \quad E_e > 7.5 \text{ MeV}$$

pour des électrons ayant une énergie de recul au dessus de 7.5 MeV. Bahcall en déduit une différence de masse  $\Delta m^2 \cong 10^{-6} \text{ eV}^2$  et pour les neutrinos de faible énergie de l'expérience au gallium, un flux  $\Phi_{\nu\text{MSW}}(\text{ppI}+\text{ppII}+\text{ppIII}) \cong 5 \text{ SNU}$ , le flux détectable prévu, en l'absence de l'effet MSW étant de 132 SNU.

### 7. Variabilité.

Les données de Davis (fig. 3) laissent soupçonner, mais pas de façon convaincante,

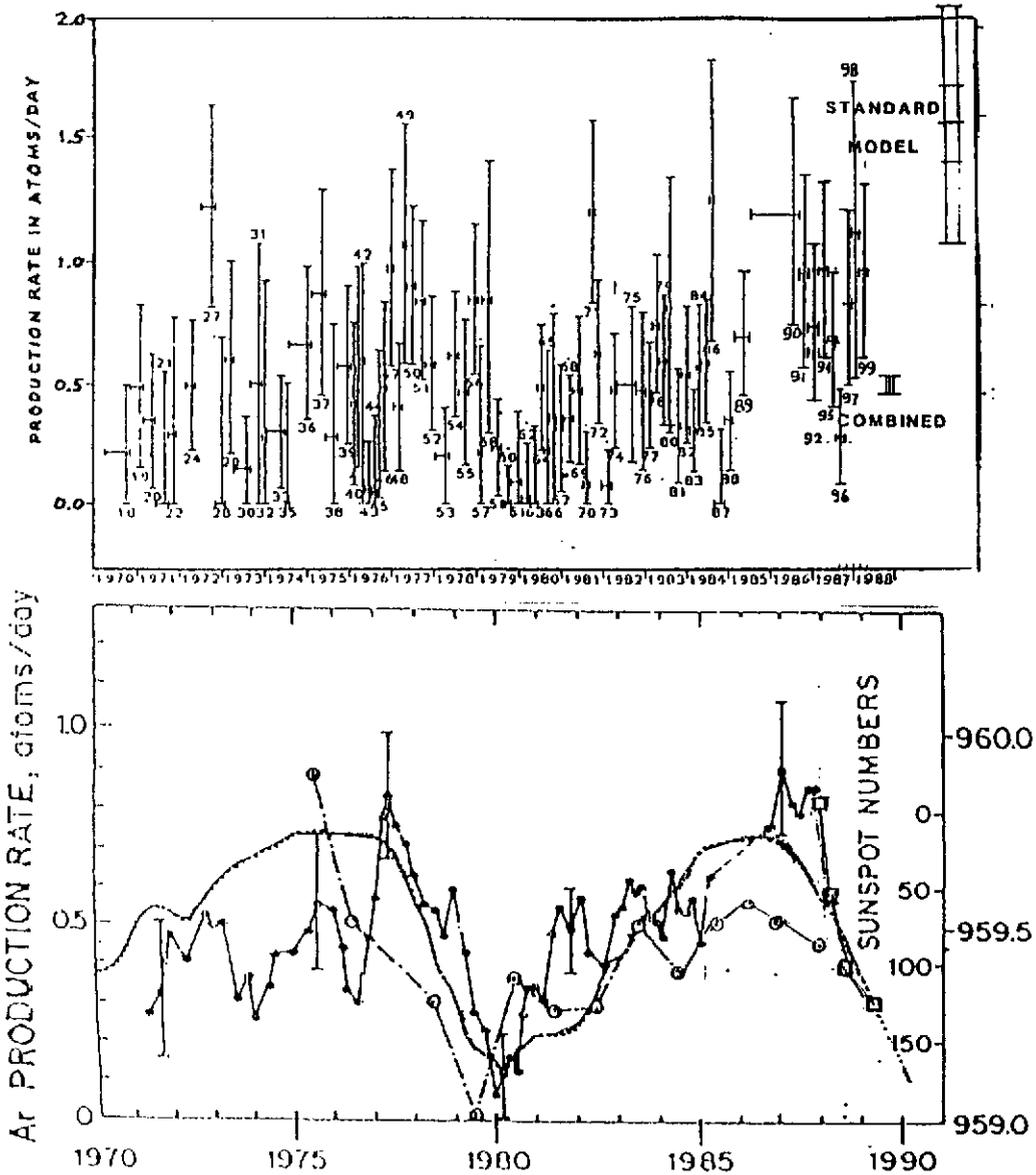


Fig. 3. Production de  $^{37}\text{Ar}$  (haut) et anticorrélation des moyennes glissantes sur 5 extractions avec l'activité solaire (bas)

car la barre d'erreur à chaque "run" est grande, une anticorrélation entre le flux de neutrinos observés et l'indice d'activité solaire (nombre de taches). On n'a trouvé jusqu'à présent aucune explication valable de telles variations de flux des neutrinos solaires (presqu'un facteur 3).

### Références

- (1) Kippenhahn R., et Weigert A, *Stellar Structure and Evolution* , Springer-Verlag, 1990
- (2) Schatzman E., et Praderie F., *Les Etoiles*, Interédition, 1990
- (3) Bahcall J.N., et Ulrich R.K., *Rev. Mod. Phys.* **60**, 691, 1988
- (4) Berthomieu G. et Cribier M. Eds., *Inside the Sun* ., Kluwer Publishers, 1990
- (5) Mihalas D., Däppen W., Hummer D.G., *Astrophys. J.*, **331**, 815, 1988
- (6) Rogers F., *Astrophys. J.*, **310**, 1986, 723
- (7) Chabrier G., *Cours donné à Aussois*, Octobre 1990, AM.Hubert et E.Schatzman EdsK, 1991
- (8) Chandrasekhar S., *Hydrodynamic and Hydromagnetic stability* , Oxford University Press, 1961
- (9) Davis R., Lande K., Lee C.K., Cleveland B.T., Ullma, J., in *Inside The Sun*, G.Berthomieu et M.Cribier Eds, Kluwer Publisher, 1990, p. 174.
- (10) Schatzman E. et Maeder A., *Astron. Astrophys.* **96**, 1, 1981
- (11) Spergel D.N., *Solar Cosmions* , dans *Inside the Sun*, G.Berthomieu et M. Cribier Eds, Kluwer Publishers, 1990, p.145
- (12) Christansen-Dalsgaard J., in *Inside the Sun*, 1990, p.305
- (13) Duvall T.L., Harvey J.W., Libbrecht K.G., Popp B.D., Pomerantz M.A., *Astrophys. J.*, **324**, 1158, 1988
- (14) Gough D.O., Kosovichev A.G. in *Inside the Sun*, 1990,p. 327
- (15) Bahcall J., *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press, 1989. Chapitre 9.
- (16) Pontecorvo B., *Sov. Phys. JETP*, **26**, 984, 1968
- (17) Mikheyev S.P. Smirnov A.Yu., *Sov. J. Nucl. Phys.*, **42**, 913, 1985
- (18) Bouchez J., Cribier M., Hampel W., Rich J., Spiro M., Vignaud D., *Z. Phys. C, Particles and Fields*, **32**, 511, 1986
- (19) Bahcall J. Bethe H., *Phys. Rev. Letters*, 1990, preprint.