



**HAL**  
open science

# LES NEUTRINOS EN ASTROPHYSIQUE

R. Omnès

► **To cite this version:**

R. Omnès. LES NEUTRINOS EN ASTROPHYSIQUE. Journal de Physique Colloques, 1973, 34 (C10), pp.C10-63-C10-71. 10.1051/jphyscol:19731009 . jpa-00215473

**HAL Id: jpa-00215473**

**<https://hal.science/jpa-00215473>**

Submitted on 4 Feb 2008

**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.

## LES NEUTRINOS EN ASTROPHYSIQUE

R. OMNÈS

Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Energies (\*)  
Université de Paris-Sud, 91405 Orsay, France

**Résumé.** — On passe en revue les principaux processus de production de neutrinos en astrophysique ainsi que les premiers résultats négatifs concernant la détection des neutrinos solaires.

**Abstract.** — We briefly review the neutrino production processes in astrophysics together with the first negative results concerning the detection of solar neutrinos.

On a coutume de faire appel dans les congrès à des spécialistes, qui, sous prétexte de présenter une mise au point, ont trop souvent une influence pernicieuse : ils ont des idées personnelles qu'ils risquent de nous communiquer et, dans le meilleur des cas, ils nous font mesurer notre ignorance. En me demandant de vous parler des neutrinos en astrophysique, la Société Française de Physique a montré qu'elle voulait réagir contre ce regrettable état de fait, au moins pour cette dernière conférence. Au contraire donc des spécialistes éminents qui m'ont précédé, je puis vous assurer que je ne vous dirai rien aujourd'hui que je n'aie lu quelque part.

Pour aborder le sujet, la stricte méthode expérimentale consiste à passer d'abord en revue les données de l'observation, puis la théorie.

En ce qui concerne l'observation, les résultats sont d'une grande simplicité puisque l'on n'a encore détecté avec certitude aucun neutrino d'origine céleste.

Le problème se complique si l'on passe à la théorie, car elle montre qu'il serait d'un immense intérêt de détecter des neutrinos et le fait même de n'en avoir pas encore observé, malgré de grands efforts, pose des questions absolument passionnantes.

Pour discuter cette théorie des neutrinos en astrophysique, nous allons d'abord considérer les neutrinos et leur mode de production, puis leur rôle en astrophysique. Ce second point nous obligera malheureusement à passer en revue une grande partie de l'astrophysique. Cela aura pour vous l'inconvénient et pour

moi l'avantage de nous limiter à un niveau très élémentaire.

1. **Le neutrino comme particule.** — On sait qu'il existe quatre espèces de neutrinos : un neutrino ( $\nu_e$ ) et un antineutrino ( $\bar{\nu}_e$ ) électroniques et une paire analogue de neutrinos muoniques ( $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ). Ce sont des particules neutres de spin  $\frac{1}{2}$ . Leurs masses expérimentales sont très petites (moins de 0,6 keV pour  $\nu_e$  et de 1,6 MeV pour  $\nu_\mu$ ). La théorie des interactions faibles la plus simple et la plus élégante, c'est-à-dire la théorie des neutrinos à deux composantes, prédit d'ailleurs que ces masses sont strictement nulles et que les neutrinos n'ont qu'un seul état d'hélicité.

Les neutrinos n'ont que des interactions faibles. La petitesse de ces interactions constituera d'ailleurs la clef de tout ce qui viendra par la suite. D'une part, elle est responsable des difficultés que l'on trouve à détecter les neutrinos. D'autre part, comme les neutrinos peuvent traverser, par exemple, toute l'épaisseur du soleil sans interagir, ils devraient nous apporter des informations directes sur l'état dans lequel se trouve le centre de cet astre, là où se produisent les réactions nucléaires génératrices de son énergie.

Pour fixer quelques ordres de grandeur, indiquons que, par exemple, la section efficace de la diffusion élastique

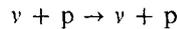
$$\bar{\nu}_e + e \rightarrow \bar{\nu}_e + e$$

varie à des énergies modérées ( $\ll 1$  GeV) comme le carré de l'énergie dans le système du centre de masse

(\*) Laboratoire associé au Centre National de la Recherche Scientifique.

et que, pour des neutrinos de 10 MeV, le libre parcours est de l'ordre de  $10^{19}$  g/cm<sup>3</sup>.

En théorie des interactions faibles, il demeure une question dont la réponse influencerait certaines situations que l'on rencontre en astrophysique : Y a-t-il une participation de courants neutres à l'hamiltonien des interactions faibles ? Plus concrètement : des réactions telles que



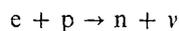
peuvent-elles avoir lieu avec une section efficace comparable ou même supérieure aux précédentes ?

**2. Les modes de production des neutrinos.** — Nous aurons l'occasion de rencontrer divers modes de production des neutrinos en astrophysique qu'il sera plus simple de considérer systématiquement dès à présent.

Dans une étoile, la matière se présente à l'état ionisé et la densité de masse, la température et la composition nucléaire peuvent varier dans de grandes proportions au cours de l'évolution et selon la zone de l'étoile que l'on considère. L'importance relative des divers modes de production des neutrinos ainsi que leur efficacité varieront de manière correspondante. Voyons donc ce qu'elles peuvent être.

a) Dans des conditions « normales » (par exemple dans le soleil), les neutrinos sont produits par désintégration bêta des noyaux. Nous aurons l'occasion d'y revenir plus en détail.

b) Lorsque la matière est très dense et que le gaz d'électrons est dégénéré, leur énergie de Fermi peut devenir assez élevée pour que des réactions du type



se produisent sur des protons libres ou à l'intérieur des noyaux qui s'enrichissent ainsi en neutrons. Ce phénomène est connu, dans le jargon des astrophysiciens, sous le nom de processus URCA, du nom d'une fameuse maison de jeux de Rio : il signifie que l'énergie des électrons fuit à toute allure en neutrinos. Ce phénomène est important en particulier dans la formation des étoiles à neutrons.

Il peut également se produire à de très hautes températures ( $\gtrsim 10^9$  K) sans que les électrons soient dégénérés. Il s'agit alors de températures tellement élevées que le rayonnement thermique contient des électrons et des positrons qui sont en équilibre avec les photons thermiques par création de paires et annihilation. Ces électrons et positrons peuvent donner lieu à des réactions de production de neutrinos du type URCA, aussi bien sur les neutrons que sur les protons. L'effet principal de ces réactions est de refroidir rapidement le milieu.

Il existe cependant d'autres processus très efficaces de production de neutrinos à de très hautes températures et ce sont ceux que nous allons maintenant

décrire. Ils sont représentés, dans la figure 1, par les graphes de Feynman correspondants.

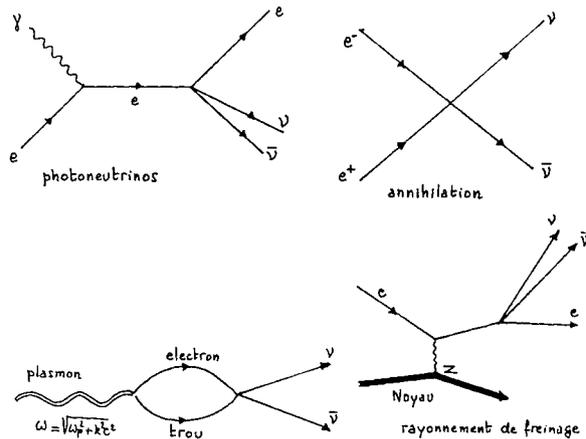


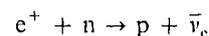
FIG. 1. — Processus de production des neutrinos.

c) Le phénomène de production des photoneutrinos est analogue à l'effet Compton. Un photon est absorbé par un électron par interaction électromagnétique et une paire  $\nu\bar{\nu}$  est produite par interaction faible. Au contraire de l'effet Compton, la section efficace de ce processus est très sensible à l'énergie totale, ce qui tient à l'influence sur l'espace de phase des deux neutrinos dans l'état final. Le rapport de cette section efficace à la section de Thomson (c'est-à-dire la limite de basse énergie de la section Compton) est de l'ordre de

$$\frac{\sigma}{\sigma_T} \approx \frac{g^2 E_\gamma^4}{e^2 h^5 c^5} \approx 10^{-21} \left( \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right)^4$$

où  $g$  désigne la constante de couplage des interactions faibles. Ce processus ne cesse d'être négligeable qu'à des températures de l'ordre de 10 keV ( $10^8$  K).

d) Le processus d'annihilation directe d'une paire électron-positron en deux neutrinos ne peut avoir lieu qu'à des températures assez élevées pour que des positrons soient présents dans le rayonnement thermique ( $T \gtrsim 10^9$  K). Il entre alors directement en compétition avec le processus du type URCA



et il est en général plus important.

e) Le processus suivant est celui qui joue le plus grand rôle à des températures plus basses ( $\sim 10^8$  K). Il s'agit de la production d'une paire  $\nu\bar{\nu}$  par un plasmon.

Peut-être cela mérite-t-il une explication : plasmon, est un terme de jargon qui désigne une oscillation collective quantifiée du plasma, tout comme le phonon est une oscillation collective quantifiée d'un réseau cristallin. Ces excitations collectives ne sont pas autre chose que des ondes électromagnétiques transverses

dont la fréquence  $\omega$  est donnée en fonction du nombre d'onde  $k$  par

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2$$

(où  $\omega_p$  est la fréquence de plasma).

A de telles oscillations sont associés des courants électriques qui peuvent exciter des paires électron-trou, surtout si les électrons sont dégénérés. Une telle paire peut à son tour se résorber par interaction faible en produisant une paire  $\nu\bar{\nu}$ .

f) Le dernier processus à retenir est analogue au rayonnement de freinage. La figure qui le représente se passe de commentaires.

La figure 2 indique les domaines de température et de densité où domine chacun de ces quatre derniers

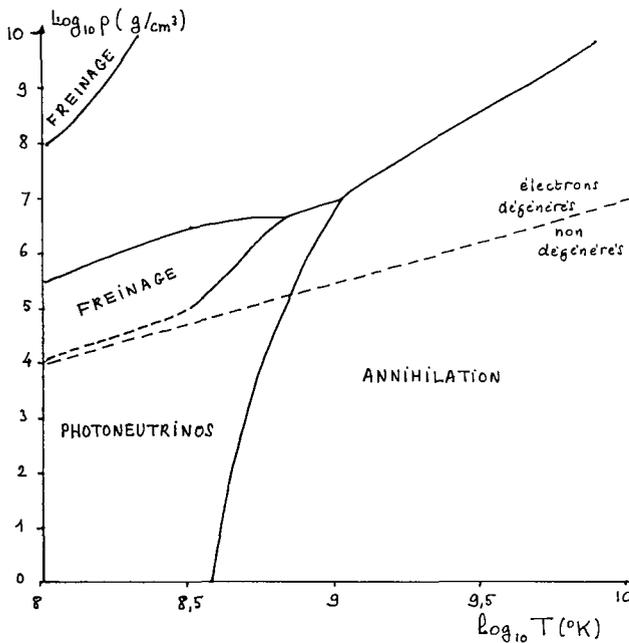


FIG. 2. — Processus dominants d'émission de neutrinos.

processus. La figure 3 montre quelle est l'émissivité (énergie émise sous forme de neutrinos par gramme et par centimètre cube). On voit que les plasmons dominent aux températures relativement basses (de quelque  $10^8$  K, c'est-à-dire quelques dizaines de keV), à la condition bien entendu que la densité soit assez élevée pour que les électrons soient dégénérés. Aux très hautes températures ( $\geq 10^9$  K), c'est l'annihilation des paires qui tend à dominer. (Le fait que cette émissivité décroît quand  $\rho$  croît à  $T$  donnée tient à ce que l'augmentation du potentiel chimique des électrons, y inclus la masse, diminue le potentiel chimique des positrons qui lui est opposé, cf. par exemple Landau et Lifschitz, Statistical Mechanics.) On notera les valeurs énormes de cette émissivité. Ainsi, juste avant qu'une étoile n'explode en supernova, sa température centrale atteint  $6 \times 10^9$  K et, pendant un temps très court, elle émet  $10^4$  fois plus d'énergie sous

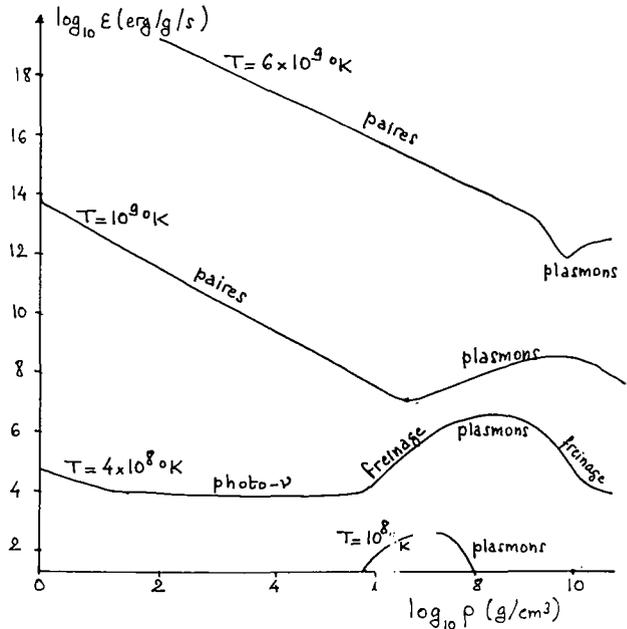


FIG. 3. — Emissivité de neutrinos.

forme de neutrinos que toutes les étoiles d'une même galaxie n'en émettent en lumière.

Et ceci nous amène à l'astrophysique.

3. La naissance d'une étoile. — Une étoile telle que le soleil naît par contraction gravitationnelle d'un gaz où l'on trouve en majeure partie de l'hydrogène et de l'hélium ainsi que des traces non négligeables d'éléments plus lourds. On dit qu'une telle étoile appartient à la population I, ce qui se réfère à sa composition. Il existe des étoiles plus anciennes, dites de Population II, qui sont sans doute nées avant les éléments lourds et dont nous ne parlerons pas ici.

On désigne par  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  les proportions en masses de l'hydrogène, de l'hélium et des éléments lourds. Typiquement, l'on a

$$X \approx 70 \%, \quad Y \approx 30 \%, \quad Z \approx 0,1 \text{ à } 1 \%$$

Le nuage froid et obscur se contracte d'abord lentement jusqu'à ce que son rayon atteigne  $10^4 R_\odot$  (c'est-à-dire le rayon de l'orbite de Pluton). A ce stade, une partie de l'énergie gravitationnelle sert à dissocier les molécules d'hydrogène puis à l'ioniser. Il en résulte une contraction brutale pendant laquelle le gaz tombe en chute libre, s'échauffe et s'ionise jusqu'au point B de la figure 4. A partir de là, la jeune étoile (chaude et de grand rayon), a acquis assez de pression pour trouver son équilibre. Elle se contracte alors lentement en rayonnant l'énergie gravitationnelle qu'elle gagne par cette contraction. Au point C, sa température centrale est devenue assez élevée pour que les réactions nucléaires commencent à brûler l'hydrogène.

Il pourrait paraître que cette première évolution n'a rien à voir avec les neutrinos et que nous aurions

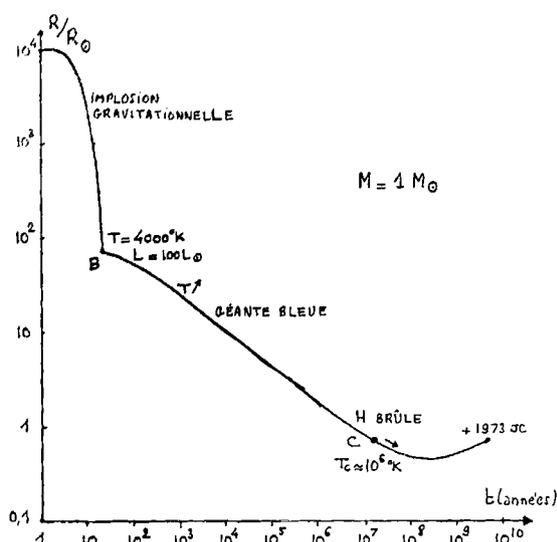


FIG. 4. — Naissance d'une étoile.

pu la passer sous silence. En fait, il convient ici de souligner combien les détails de cette naissance sont mal connus. En particulier, que l'on songe au sort respectif des poussières et du gaz, au transfert de moment angulaire et au rôle que peuvent jouer les champs magnétiques. C'est un fait d'observation que les étoiles très jeunes ont un grand moment angulaire ( $\sim 100$  fois celui du soleil). Que devient-il en général ? Comment se répartit-il dans la masse de l'étoile et dans son atmosphère ? Il nous faudra conserver de telles questions en mémoire quand les neutrinos remettront en question les modèles les plus simples du soleil.

Voyons donc à présent à quoi ressemblent ces modèles.

**4. Étoiles de la séquence principale.** — L'évolution d'une étoile peut être étudiée théoriquement de la manière suivante :

1) On néglige la rotation et le champ magnétique. On se donne la composition (c'est-à-dire  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ ) pour chaque point. Initialement, cette composition est prise homogène.

2) On écrit les équations d'équilibre :

a) Une équation d'équilibre hydrostatique qui met en jeu la pression  $p$  et la densité  $\rho$  en fonction du rayon  $r$  et qui est de la forme :

$$\text{force de pression} = \text{force gravitationnelle} .$$

b) Une équation d'équilibre thermique qui exprime que de l'énergie  $\varepsilon$  est produite localement par les réactions nucléaires et transportée vers l'extérieur avant d'atteindre la surface où elle est rayonnée. Elle est de la forme

$$\varepsilon + \text{div}(\text{courant d'énergie}) = 0 .$$

c) Le courant d'énergie peut être dû à la diffusion de photons thermiques. On dit alors qu'il y a transfert

radiatif. Celui-ci dépend de l'opacité, laquelle dépend essentiellement de la proportion d'éléments lourds.

Le transfert peut également s'opérer par convection. C'est toujours le cas au voisinage de la surface.

d) L'émissivité  $\varepsilon$  dépend de la densité, mais surtout elle dépend très fortement de la température à cause des effets de barrière coulombienne qui contrôlent en grande partie les réactions nucléaires. (N'oublions pas que de tels effets dépendent exponentiellement de la température.)

On obtient ainsi un système complet d'équations que l'on résout numériquement à l'aide de programmes très complexes. Le taux des réactions nucléaires indique alors comment les compositions  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  changent avec le temps.

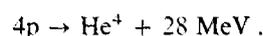
On suit alors l'évolution de l'étoile de proche en proche à l'aide d'une série de modèles statiques où  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  varient de l'un à l'autre, en faisant l'hypothèse importante qu'il n'y a pas de mélange ou de ségrégation des espèces chimiques d'une couche à l'autre de l'étoile, en dehors des zones convectives.

Finalement, on obtient la température superficielle et la luminosité de l'étoile en fonction du temps et de la masse, que l'on compare statistiquement aux observations et, en particulier, aux échantillonnages constitués par des amas globulaires d'étoiles, qui sont supposées être toutes du même âge.

Au total, l'accord apparaît comme très bon. Il est impossible de donner ici une idée même approximative, de l'énorme somme de calculs, d'observations et de tests qui ont été mis en œuvre. Cet hommage étant rendu au travail des chercheurs, il n'en reste pas moins que de nombreuses hypothèses simplificatrices ont été faites au passage et que, malgré les efforts fournis, il n'est pas toujours facile d'apprécier leur validité. C'est pour cette raison qu'il serait si important, grâce aux neutrinos, d'observer directement la partie active des étoiles et non pas seulement leur enveloppe externe.

**5. Les neutrinos solaires.** — La figure 5 donne les résultats du type de calcul que nous venons d'indiquer pour le cas du soleil (Bahcall et Ulrich, 1971). On notera en particulier que la température centrale obtenue est de  $15,3 \times 10^6$  K. Différents modèles comportant en particulier de faibles variations de la valeur initiale de  $Z/X$  donnent essentiellement la même valeur pour cette quantité cruciale.

On a indiqué, dans la figure 6, les principales réactions nucléaires qui sont responsables de la réaction de synthèse globale



Conformément aux résultats des modèles courants, on n'a pas retenu le cycle catalytique CNO, qui passerait par l'intermédiaire de réactions mettant en jeu le carbone, l'azote et l'oxygène. Ce cycle ne paraît pas devoir jouer un rôle important dans le cas du soleil.

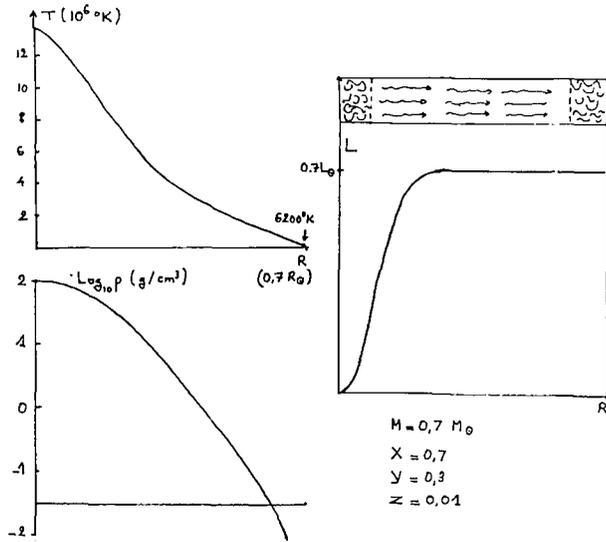
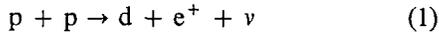


FIG. 5. — Structure du soleil.

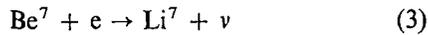
On constate qu'il y a trois types de réactions qui produisent des neutrinos. La première est une réaction de formation du deuteron à partir des protons. Elle passe dans la majeure partie des cas par la voie



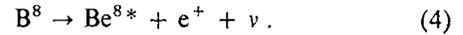
et quelquefois par une collision à trois corps, la réaction pep :



La seconde et la troisième réaction correspondent à des voies parallèles dans la réduction de Be<sup>7</sup>. L'une est la réaction



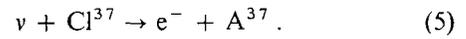
et l'autre la désintégration bêta du bore 8



La figure 6 indique également l'énergie maxima de ces neutrinos ou leur énergie exacte lorsqu'ils sont monoénergétiques. Cette quantité est importante pour la discussion des résultats expérimentaux.

**6. La détection des neutrinos solaires.** — R. Davis Jr., du Laboratoire de Brookhaven, s'est consacré au cours des dix-sept dernières années à la détection des neutrinos solaires.

La méthode qu'il emploie fut initialement proposée par Pontecorvo. Elle consiste à placer dans une mine très profonde, à l'abri des rayons cosmiques, une cuve contenant 600 tonnes de perchloréthylène (C<sub>2</sub>Cl<sub>4</sub>). Les neutrinos solaires peuvent y donner lieu à la réaction



L'argon 37 ainsi produit est emporté par des bulles d'hélium, puis adsorbé sur du charbon et mesuré grâce à sa radioactivité, sa vie moyenne étant de 35 jours.

Il serait fastidieux d'énumérer ici les tests qui ont été effectués et les précautions qui ont été prises. Sans aucun doute, il s'agit là d'une expérience extrêmement soignée.

Pour apprécier sa signification, il convient de noter que le seuil de la réaction de détection (5) se situe à une énergie de 0,814 MeV. En consultant la figure 6, on voit que l'on ne peut détecter que des neutrinos émis par les réactions (2), (3) et (4). Tous les neutrinos de la réaction (1) doivent passer inaperçus. De même, la plus grande partie des réactions de combustion de He<sup>3</sup> qui passent par l'intermédiaire de collisions He<sup>3</sup> + He<sup>3</sup> ne donnent lieu à aucun neutrino.

Réaction	% (Bahcall & Ulrich)	E <sub>ν max</sub> (MeV)
A { p + p → d + e <sup>+</sup> + ν	99,75	0,420
{ p + e <sup>-</sup> + p → d + ν	0,25	1,44 (monoénergétique)
B d + p → He <sup>3</sup> + γ		
C { He <sup>3</sup> + He <sup>3</sup> → He <sup>4</sup> + 2p	86	
{ He <sup>3</sup> + He <sup>3</sup> → Be <sup>7</sup> + γ		
Be <sup>7</sup> + e → Li <sup>7</sup> + ν		0,861 (90 %) } monoénergétiques
Li <sup>7</sup> + p → 2 He <sup>4</sup>	14	
Be <sup>7</sup> + p → B <sup>8</sup> + γ		14,05
B <sup>8</sup> → Be <sup>8*</sup> + e <sup>+</sup> + ν		
Be <sup>8*</sup> → 2 He <sup>4</sup>	0,02	

FIG. 6. — Les réactions nucléaires principales dans le soleil.

Divers calculs théoriques ont été faits qui prédisent des flux de neutrinos mesurables légèrement différents. La plus petite valeur trouvée est actuellement de 5,5 SNU, où le SNU (solar neutrino unit) représente  $10^{-36}$  absorption de neutrino par noyau de  $\text{Cl}^{37}$  et par seconde.

Le bruit de fond attendu des rayons cosmiques est à peu près de 1 SNU. Le taux mesuré est de 1 SNU, de sorte que le flux mesuré est, au plus, de 1 SNU, très au-dessous de la valeur théorique la plus basse.

Quelle peut donc être l'interprétation de ce résultat qui a provoqué une vague de passion dans le monde de l'astrophysique ? Elle ne peut tenir au mode de détection que si l'on a mal estimé l'efficacité de production et de détection de l'argon 37, ce qui semble très peu probable.

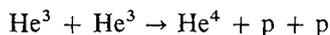
Si l'on calcule les taux de production de neutrinos détectables par chacune des réactions (2), (3) et (4), on trouve :

- pour (2) (réaction pep) 0,26 SNU,
  - pour (3) et (4), respectivement 1,31 et 7,28 SNU,
  - pour les réactions du cycle CNO 0,28 SNU,
- ces chiffres étant donnés par un calcul théorique dont le résultat global était de 9,1 SNU.

On notera d'autre part que les taux de formation de  $\text{Be}^7$  et  $\text{B}^8$  varient respectivement en fonction de la température comme  $T^7$  et  $T^8$ . D'où naissent quelques suggestions simples :

— Si le taux de la réaction  $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$  (qui n'est que calculé) a été sous-estimé, alors la réaction (1) l'emporte et il y aurait moins de neutrinos dus à la réaction compétitive pep. Mais, de toute manière, ce n'est pas le taux de neutrinos de celle-ci qui présente des difficultés.

— Si le taux de la réaction



était très sous-estimé par rapport à celui de la formation de  $\text{Be}^7$  dans les collisions  $\text{He}^3 + \text{He}^4$ , alors les réactions (3) et (4) seraient court-circuitées. Cela pourrait être le cas s'il existe une résonance de très basse énergie dans le système  $\text{He}^3 + \text{He}^3$  ou bien si la densité de  $\text{He}^3$  était sous-estimée ou encore celle de  $\text{He}^4$  surestimée.

— Si l'on s'est trompé dans l'estimation de la température centrale du soleil, ne serait-ce que d'un facteur faible, les taux de production de  $\text{Be}^7$  et  $\text{B}^8$  tomberaient pratiquement à zéro et il n'y aurait plus de difficulté à interpréter le résultat.

Cette dernière hypothèse paraît évidemment au profane la plus vraisemblable. Néanmoins, il a été jusqu'à présent difficile de trouver un moyen simple d'abaisser la température centrale. Les difficultés que l'on rencontre se montrent bien à la nature extrême des solutions envisagées :

— Comme indiqué plus haut, une erreur dans la densité initiale de  $\text{He}^4$  ou dans la répartition actuelle et la densité de  $\text{He}^3$ , qui pourrait être due à des instabilités hydrodynamiques encore insoupçonnées.

— La température centrale  $T_c$  dépend fortement de l'opacité, laquelle est principalement due aux éléments lourds (C, N, O, ...). Se pourrait-il que ceux-ci aient été expulsés à un moment quelconque de l'histoire du soleil ?

— Les effets négligés (rotation, champ magnétique, cœur convectif éventuels) ne semblent pas capables de changer  $T_c$  sauf dans des cas extrêmes.

Enfin les physiciens des particules ne se sont pas fait faute de venir au secours de l'astrophysique par des suggestions hardies (comme par exemple l'instabilité des neutrinos qui se désintégreraient en chemin entre le soleil et la terre, Bahcall, Cabbibo et Yahil).

Il ne fait pas de doute que l'on apprendra beaucoup sur la structure des étoiles lorsque l'on aura pu cerner la signification du résultat de Davis. Après cela, il conviendra de se demander si l'on peut mesurer les neutrinos solaires et non plus se contenter d'une limite supérieure. Mais cela n'est pas pour l'immédiat.

**7. L'évolution ultérieure d'une étoile.** — Le soleil est une étoile assez typique de la séquence principale, c'est-à-dire de la catégorie des étoiles qui consomment de l'hydrogène. Cet hydrogène brûle d'autant plus vite que l'étoile est plus massive.

Lorsque tout l'hydrogène de la région centrale active (le cœur de l'étoile) est consommé, l'étoile entame une évolution qui doit la conduire, selon le cas à une mort lente sous forme de naine blanche si sa masse est suffisamment faible ou à une mort glorieuse sous forme d'explosion en supernova si elle est assez massive. Comme les neutrinos jouent un rôle appréciable dans ces phénomènes, nous allons les décrire très rapidement.

Les réactions nucléaires cessant au centre de l'étoile, l'équilibre thermique et hydrostatique est rompu. Il n'y a plus assez de gradient de pression pour résister à la pesanteur et l'étoile commence à se contracter à partir du centre. Cette contraction augmente la température du cœur, laquelle devient bientôt assez élevée pour rallumer la combustion de l'hydrogène dans une zone sphérique située autour du cœur, ce qui la stabilise (cf. Fig. 7). L'énergie de la chute du cœur est réémise violemment en un rayonnement, souffle l'enveloppe externe de l'étoile, laquelle devient donc très volumineuse (c'est une géante) et, comme elle émet toute sa luminosité à partir d'une grande surface, sa température externe est faible : c'est une géante rouge (Fig. 8). On notera sur la figure 7 que les neutrinos contribuent au transport de l'énergie « sortant du cœur brûlant de la géante rouge ». L'équilibre hydrostatique et thermique de ce cœur est d'ailleurs assez complexe, comme le montre la figure 7.

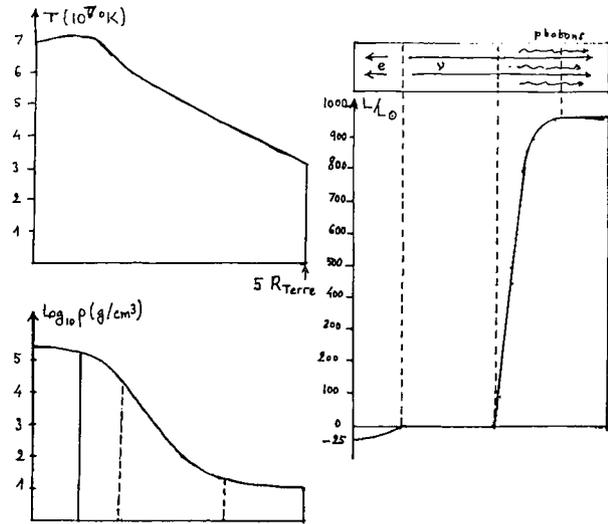


FIG. 7. — Le cœur d'une géante rouge.

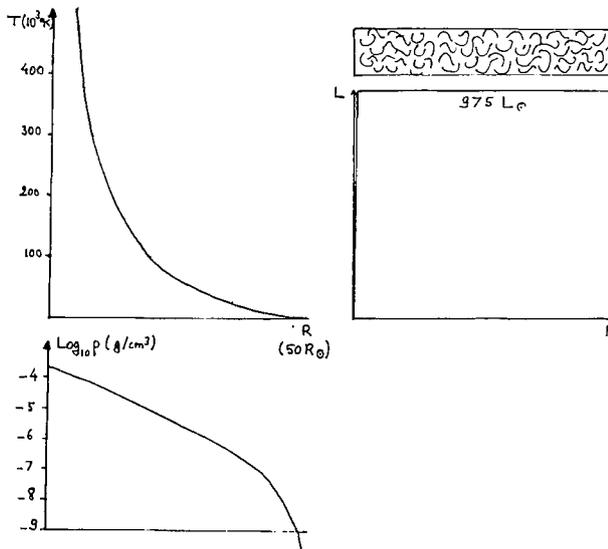


FIG. 8. — L'enveloppe d'une géante rouge.

Les cendres de l'hydrogène (c'est-à-dire des noyaux d'hélium) qui sont produites dans la couche combustible tombent vers le centre en augmentant la masse de la zone centrale d'hélium. Aussi celle-ci devient-elle de plus en plus dense et plus chaude jusqu'à ce que les conditions de température et de pression nécessaires à la combustion de l'hélium se trouvent enfin atteintes.

A ce stade, il est préférable de ne plus trop suivre en détail la vie de l'étoile qui devient de toute manière trop mouvementée. Nous nous contenterons de considérer ce qui se passe dans le cœur. On voit sur la figure 9 qu'une étoile légère dont le cœur est dégénéré « explose mollement » (c'est ce qu'on appelle le flash de l'hélium) : en effet, la pression due aux électrons dégénérés est tellement élevée que la température peut augmenter sous l'effet de la combustion de l'hélium sans trop affecter la pression totale. Elle atteint ainsi des valeurs où la réaction de combustion de He

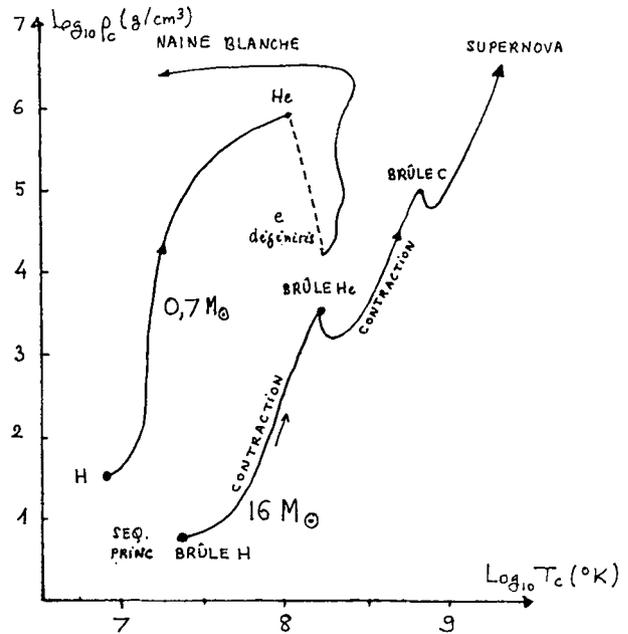


FIG. 9. — L'évolution du cœur d'une étoile.

devient explosive. Cette explosion est molle car elle n'affecte pas la surface extérieure de l'étoile. Après avoir brûlé He (en formant du carbone), l'étoile se refroidit et se contracte en donnant une naine blanche.

Une étoile massive, par contre, s'arrête d'abord au point A de la figure 9 où l'hélium brûle pour donner du carbone et de l'oxygène. Puis l'histoire recommence : contraction du cœur, échauffement, combustion du carbone (avec ou sans flash du carbone selon la valeur de la masse). Lorsque l'on arrive au fer, le processus s'arrête et l'étoile est une présupernova.

Voyons maintenant quel rôle jouent les neutrinos dans chacune de ces voies d'évolution.

### 8. Les neutrinos et l'évolution des étoiles légères. —

La figure 10 montre l'évolution des quantités observables (luminosité et température extérieure) pour une

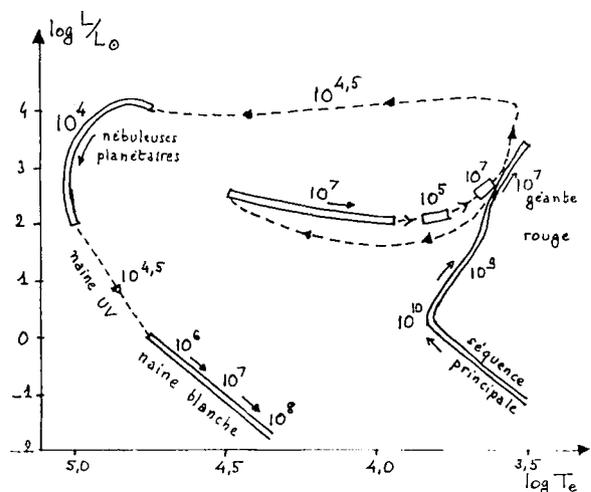


FIG. 10. — Evolution d'une étoile.

étoile légère ( $M = 1 M_{\odot}$ ) ainsi que les temps passés dans chaque état. On peut s'attendre à ce que le nombre d'étoiles observées dans chacun de ces stades soit inversement proportionnel au temps qu'elles y demeurent. Les bandes de la figure montrent les zones où l'on observe des étoiles et les populations observées sont en assez bon accord avec ce que l'on peut attendre. Une exception digne d'intérêt est le coude en haut et à gauche de la figure où l'on observe des étoiles bien que le temps de passage dans cet état ne soit que de  $10^4$  années. Cela tient à ce que ces étoiles sont très remarquables et donc aisément détectées car ce sont des étoiles centrales de nébuleuses planétaires. Ce sont des étoiles très chaudes et denses qui ont rejeté leur zone superficielle.

Ce temps de refroidissement très court de  $10^4$  années tient à ce que des étoiles aussi chaudes et denses peuvent émettre fortement des neutrinos par l'effet photoneutrino. La statistique des nébuleuses planétaires et des naines ultraviolettes, précurseurs non observés des naines blanches, apparaît actuellement comme en bon accord avec le calcul du temps de refroidissement déduit de l'émission des neutrinos par l'effet photoneutrino. Ces neutrinos sont malheureusement totalement inobservables.

**9. Abondance des isotopes, supernovae et neutrinos.**

— L'explosion des supernovae semble être le fourneau où sont produits presque tous les noyaux. Le rôle de l'explosion apparaît clairement si l'on compare l'abondance des éléments, telle qu'elle est observée dans le système solaire et les atmosphères stellaires, à ce que fournirait une longue cuisson, c'est-à-dire une répartition des noyaux conforme à la loi de Gibbs (Fig. 11). On constate que le désaccord est total. Si par contre, on suppose que de hautes températures n'ont pu durer qu'un temps relativement court avant que le système ne soit trempé par l'explosion, on constate qu'il est possible d'obtenir un bon accord (Fig. 12).

Les calculs les plus précis et les plus récents sont dus à Arnett et ses collaborateurs. On suppose que la nucléosynthèse est due à des réactions explosives de combustion de C, O et Si, qui se produisent de manière analogue au flash de l'hélium dans les couches externes de l'étoile lorsque le cœur de fer s'effondre. Les températures mises en jeu lors de l'explosion ainsi que la durée des réactions sont les paramètres essentiels qui déterminent l'abondance finale des noyaux. On voit sur la figure 13 que les abondances calculées et observées ne diffèrent pas en général de plus d'un facteur 2 pour la plupart des noyaux compris entre le carbone et le nickel. Les températures atteintes doivent être de l'ordre de  $10^9$  K et les temps sont très courts de l'ordre d'une heure.

Les détails de l'explosion sont très complexes et encore incertains. Cependant, du point de vue qui nous intéresse ici, il apparaît que, à cause des hautes températures atteintes, l'étoile doit être le siège d'une émission énorme de neutrinos juste avant l'explosion.

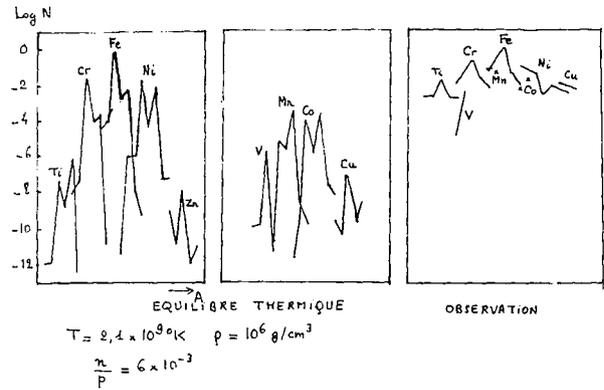


FIG. 11. — Comparaison de l'abondance des noyaux avec une abondance d'équilibre thermique.

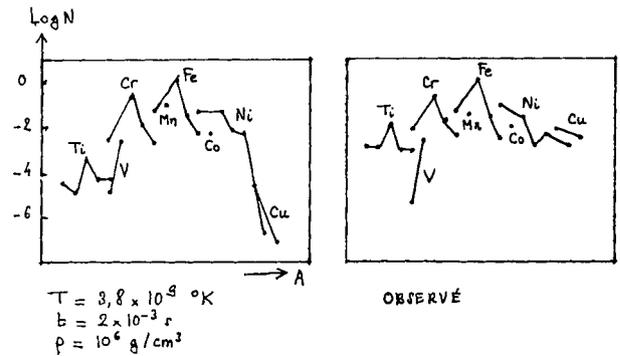


FIG. 12. — Equilibre thermique gelé.

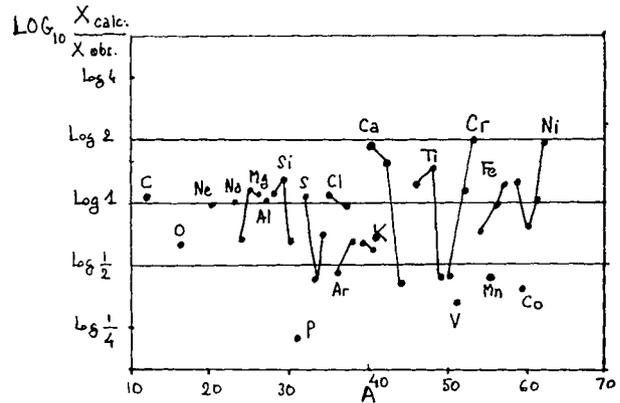


FIG. 13. — Abondance des noyaux produits dans les supernovae (rapport du calcul à l'observation).

Pour une étoile typique de masse  $M \lesssim 3 M_{\odot}$ , des neutrinos de 10 à 20 MeV produits par annihilation de paires  $e^+e^-$  peuvent emporter de 0,1 à 1 % de l'énergie de masse de l'étoile ( $\sim 10^{52}$  ergs). Une telle émission donnerait lieu à 10 événements dans le détecteur de Davis si la supernova était à moins de 5 kpc, c'est-à-dire en gros située du même côté que nous dans notre galaxie. Il serait extrêmement intéressant de détecter ces neutrinos. Malheureusement,

il y faudrait de la chance car on ne peut guère espérer voir plus d'un tel événement par siècle.

10. **Autres neutrinos.** — Il existe probablement un véritable bain universel de neutrinos de basse énergie qui seraient les restes fossiles de l'époque où l'Univers était en équilibre à haute température. Malheureusement, on s'attend à ce que ces particules aient une répartition thermique avec une température très basse de 2,2 K. Il n'y a donc pas la moindre chance de les

détecter. Signalons cependant que leur contribution à la densité de masse dans l'Univers affecterait de manière appréciable le rythme de l'expansion si les neutrinos avaient une masse. Compte tenu de la valeur de la constante d'expansion de Hubble, on peut ainsi placer une limite supérieure à la masse des neutrinos, aussi bien électroniques que muoniques, de 8 eV, ce qui est notablement plus bas que la limite imposée par les expériences de laboratoire (Cowsik et McClelland).

### Bibliographie

#### GÉNÉRALITÉS

DE GRAAF, T., *Neutrino and Neutrino Astrophysics* (Wolters-Noordhof, Groningen, Hollande), 1960.

RUDERMAN, M., in *Physique Fondamentale et Astrophysique*, Comptes Rendus du Congrès de Nice du CNRS, 1969, Editions du CNRS 1970.

#### LES NEUTRINOS SOLAIRES

BAHCALL, J. et SEARS, R., *Ann. Rev. Astr.* **10** (1972).

TRIMBLE, V. et REINES, F., *Rev. Mod. Phys.* **45** (1973) 1.

BAHCALL, J., CABIBBO, N. et YAHIL, A., *Phys. Rev. Letters* **28** (1972) 316.

#### NEUTRINOS DANS LES SUPERNOVAE.

ZELDOVITCH, Ya. B. et NOVIKOV, I. D., *Relativistic Astrophysics* (Univ. of Chicago Press) 1971.

ARNETT, W. D., *Astrophys. J.* **166** (1971) 153.

#### LES NEUTRINOS COSMOLOGIQUES

COWSIK, R. et MCCLELLAND, J., *Phys. Rev. Letters* **29** (1972) 669.