

# ASTROPHYSIQUE : APPROFONDISSEMENT À PROPOS DE L'ÂGE DE L'UNIVERS

TOME 2



Lucette Bottinelli  
Michèle Gerbaldi  
Lucienne Gouguenheim

Trou noir § II p 47+



UNIVERSITÉ DE  
PARIS-SUD XI



Centre National d'Enseignement à Distance - Institut de Vanves

L 9807 T 02  
333

# CHAPITRE I

## INTRODUCTION

I - 1 - MOUVEMENTS DES ETOILES .....	6
I - 1 - 1 - Vitesse spatiale des étoiles.....	6
I - 1 - 2 - Le mouvement du Soleil par rapport aux étoiles.....	8
I - 1 - 3 - Les parallaxes stellaires.....	10
I - 2 - MOUVEMENT DU SOLEIL DANS LA GALAXIE.....	12
I - 3 - LE CONCEPT DE POPULATION STELLAIRE.....	14
I - 3 - 1 - Diagramme HR d'amas ouvert.....	15
I - 3 - 2 - Diagramme HR d'amas globulaire .....	16
I - 3 - 3 - Diagramme HR historique des populations I et II.....	18
I - 3 - 3 - 1 - La séquence de la population I.....	18
I - 3 - 3 - 2 - La séquence de la population II.....	19
I - 3 - 4 - Composition chimique des étoiles de populations I et II.....	21
I - 4 - L'AGE D'UNE ETOILE.....	24
I - 4 - 1 - Méthodologie .....	24
I - 4 - 2 - L'âge des amas ouverts.....	25
I - 4 - 3 - L'âge des amas globulaires.....	27
I - 5 - CONCLUSION .....	28
REPONSES AUX QUESTIONS.....	29

### CE QU'IL CONVIENT DE REVISER AVANT D'ABORDER CE CHAPITRE :

- Chapitre IX : La classification spectrale ; l'effet Doppler-Fizeau ;  
identification des raies dans un spectre
- Chapitre X : La structure du Soleil (composition chimique de l'atmosphère)
- Chapitre XI : Magnitude apparente ; magnitude absolue ; indice de couleur ;  
détermination de la distance ; mesure de la vitesse des étoiles ;  
le diagramme de Hertzsprung-Russell ; l'évolution stellaire
- Chapitre XII : Le rougissement interstellaire ; les amas d'étoiles ;  
la structure d'ensemble de notre Galaxie.

### ON POURRA AUSSI SE REPORTER A :

- Livret de Diapositives : diapositives n°44 et n° 51.
- Documents de Travail : planches TA IX - 2 à TA IX - 10

On a vu dans la partie A de ce cours, comment, au cours de la première moitié du XX<sup>e</sup> siècle, le cheminement des idées et l'évolution des concepts avaient permis de comprendre que le Soleil, étoile parmi les autres, était une sphère de gaz constituée principalement d'hydrogène et d'hélium dont le rayonnement a pour origine les réactions nucléaires de fusion qui se produisent en son centre.

Parallèlement à ce cheminement théorique, les observations, grâce à la mise en service de nouveaux télescopes, dont le télescope du Mont Wilson (USA) avec 2,5 mètres de diamètre (en 1918), permirent l'obtention de données stellaires plus nombreuses et surtout plus précises dans le domaine des vitesses radiales, des parallaxes et des mouvements propres conduisant au concept de **population stellaire** par W. Baade en 1944.

## I - 1 - MOUVEMENTS DES ETOILES

### I - 1 - 1 - Vitesse spatiale des étoiles

Pour tout repérage de mouvement le problème fondamental réside dans la définition du système de référence. Le repère choisi ici est attaché au Soleil.

La vitesse d'une étoile est déterminée par ses deux composantes : la vitesse radiale ( $v_r$ ), projection de la vitesse le long de la ligne de visée et la vitesse tangentielle ( $v_t$ ), perpendiculaire à la ligne de visée (Figure I - 1).

La valeur de la vitesse radiale s'obtient grâce à l'effet Doppler-Fizeau. Les valeurs de ( $v_r$ ) ainsi mesurées vont de quelques  $\text{km s}^{-1}$  à environ  $300 \text{ km s}^{-1}$  avec une précision en moyenne de  $0,5 \text{ km s}^{-1}$ . Les mesures de ( $v_t$ ) sont corrigées du mouvement de la Terre autour du Soleil.

Le mouvement d'une étoile se traduit, sur des clichés pris à deux dates différentes, par un déplacement de l'image de l'étoile. Ce déplacement, dont la valeur est réduite à l'échelle d'une année, est appelé le **mouvement propre** ( $\mu$ ) ; il correspond à la vitesse tangentielle.

L'angle  $\mu$  (Figure I - 2) se mesure par comparaison de clichés pris à des dates différentes. Ces mesures sont très vite limitées par les perturbations dues à l'atmosphère terrestre car cet angle est au plus égal à quelques secondes de degré par an.

Ce n'est qu'avec le satellite HIPPARCOS que des progrès qualitatifs et quantitatifs considérables ont été faits à la fin du XX<sup>e</sup> siècle puisque les mouvements propres mesurés avec ce satellite ont une précision égale à  $1 \cdot 10^{-3}$  seconde de degré.

Si la distance de l'étoile peut être par ailleurs mesurée, on peut calculer (en  $\text{km s}^{-1}$ ) la valeur de la vitesse tangentielle.

***Question I - 1 :** On observe une étoile, située dans le plan de l'écliptique, dans la direction du mouvement de la Terre sur son orbite. En supposant que l'orbite terrestre est circulaire, calculer la correction à appliquer aux observations faites à la longueur d'onde de 500 nm.*

*Discuter une autre correction possible.*

La connaissance du mouvement propre, de la vitesse radiale et de la distance d'une étoile détermine complètement sa vitesse dans l'espace. Cependant, les directions qui portent les composantes de la vitesse varient puisqu'elles sont associées à la direction de l'étoile ; il a été nécessaire de définir un

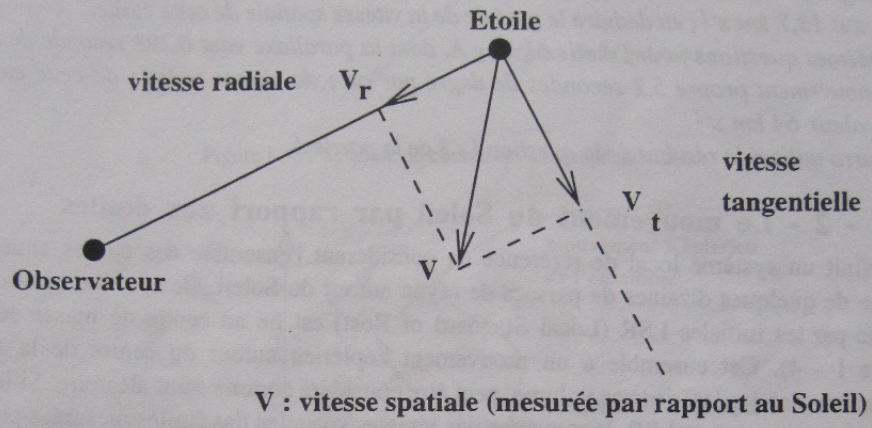


Figure I - 1 :

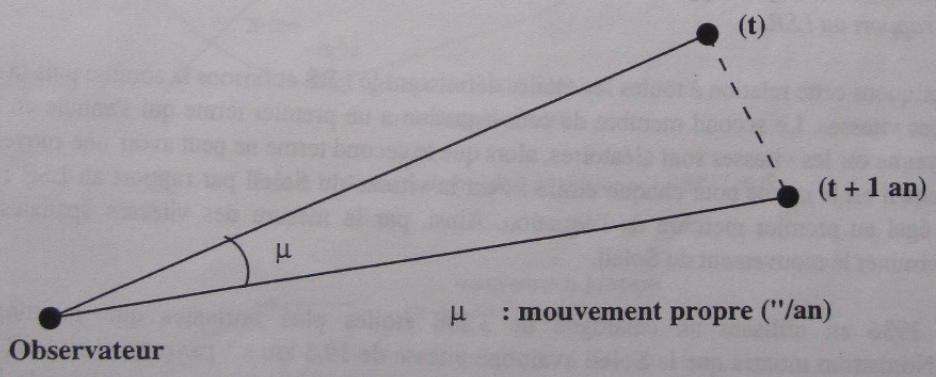


Figure I - 2 : Déplacement apparent de l'étoile sur le fond du ciel.

$$\frac{1,500 \cdot 10^6 \cdot 10^3 \text{ km} \cdot 2\pi}{365,25 \cdot 24 \cdot 3600}$$

+ correction rotation Terre + altitude du lieu  
+ latitude

système de coordonnées ayant des directions indépendantes de l'étoile visée. Ce système de coordonnées associé au Soleil a ses axes définis par rapport au plan de la Galaxie avec comme direction privilégiée la direction Soleil-Centre de la Galaxie. La Figure I - 3 représente ces axes. On peut ainsi déterminer la **vitesse spatiale** d'une étoile, rapportée au Soleil.

**Question I - 2 :**

- a) Calculer la valeur de la vitesse tangentielle de Véga dont la parallaxe vaut 0,123 seconde de degré et son mouvement propre 0,346 seconde de degré par an. La vitesse radiale de Véga vaut  $13,7 \text{ km s}^{-1}$ ; en déduire le module de la vitesse spatiale de cette étoile.
- b) Mêmes questions pour l'étoile 61 Cyg A, dont la parallaxe vaut 0,293 seconde de degré et le mouvement propre 5,2 secondes de degré par an; la vitesse radiale de cette étoile a pour valeur  $64 \text{ km s}^{-1}$ .

On pourra utiliser le résultat de la question I - 3 de la partie A.

### I - 1 - 2 - Le mouvement du Soleil par rapport aux étoiles

On définit un système local de référence en considérant l'ensemble des étoiles situées dans un volume de quelques dizaines de parsecs de rayon autour du Soleil. Ce système local de référence désigné par les initiales LSR (Local Standard of Rest) est lié au centre de masse de ces étoiles (Figure I - 4). Cet ensemble a un mouvement képlérien autour du centre de la Galaxie. Le mouvement des étoiles, dans ce volume, peut être considéré comme étant aléatoire. Si le Soleil était au repos, par rapport au LSR, la moyenne des vitesses spatiales des étoiles mesurées par rapport au Soleil, serait nulle. Ce n'est pas ce qui est observé.

En effet, le mouvement d'une étoile par rapport au Soleil peut être décomposé de la façon suivante :

*vitesse d'une étoile par rapport au Soleil = vitesse de l'étoile par rapport au LSR - vitesse du Soleil par rapport au LSR.*

Appliquons cette relation à toutes les étoiles définissant le <sup>LSR</sup> et faisons la somme puis la moyenne de ces vitesses. Le second membre de cette équation a un premier terme qui s'annule en faisant la moyenne car les vitesses sont aléatoires, alors que le second terme ne peut avoir une moyenne nulle puisqu'il est le même pour chaque étoile : c'est la vitesse du Soleil par rapport au LSR ; ce terme est égal au premier membre de l'équation. Ainsi, par la mesure des vitesses spatiales on peut déterminer le mouvement du Soleil.

En 1936 en utilisant un catalogue de 3 238 étoiles plus brillantes que la magnitude 6, H. Nordström montra que le Soleil avait une vitesse de  $19,5 \text{ km s}^{-1}$  par rapport au LSR.

Cependant il faut remarquer que si on change d'échantillon d'étoiles on va modifier le LSR ainsi que la description du mouvement du Soleil ; c'est effectivement ce qui est observé, néanmoins tant que le volume du LSR reste du même ordre de grandeur, la valeur de la vitesse du Soleil n'est pas affectée.

Il faut maintenant définir dans quelle direction s'effectue ce mouvement local du Soleil.

Pour les étoiles du voisinage solaire on a mis en évidence un effet similaire à celui observé par les passagers d'un train où les objets extérieurs sont animés de mouvements opposés à celui du train (Figure I - 5). Si le Soleil était immobile, la vitesse des étoiles pouvant être considérée comme aléatoire, la valeur moyenne des mouvements propres serait nulle ; ce n'est pas ce qui est observé

Q123

300  
6  
en pc - 0 jour et il faut  
multiplier par 3,26  
(1 pc = 3,26 al)

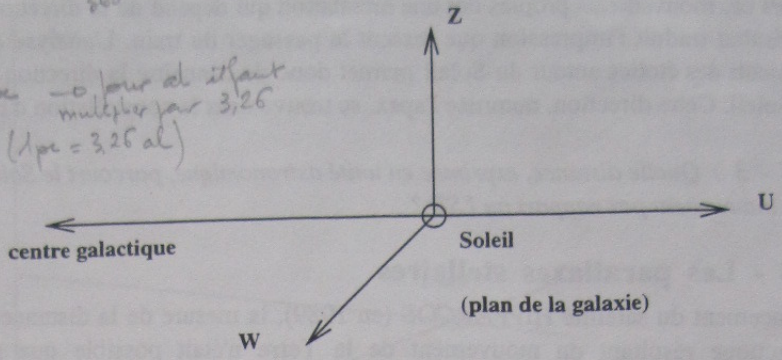


Figure I - 3 : Système de coordonnées associé au Soleil.

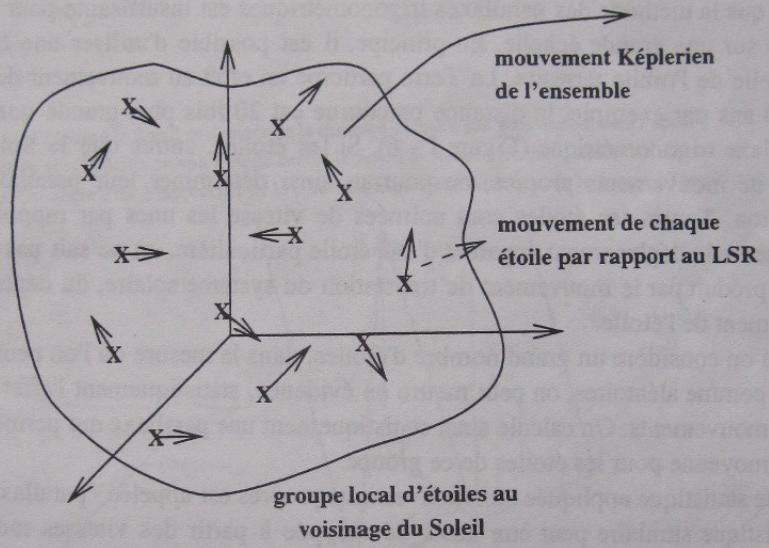


Figure I - 4 : Le système local de référence LSR.

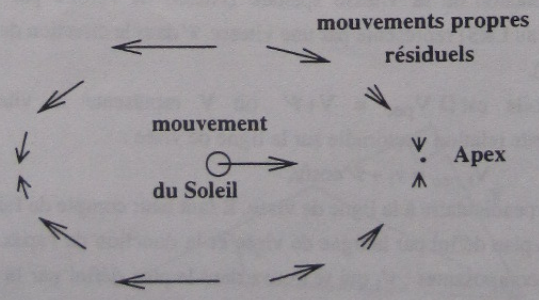


Figure I - 5 : Mouvement apparent des étoiles du voisinage solaire.

et par ailleurs ces mouvements propres ont une orientation qui dépend de la direction de la ligne de visée. Ce résultat traduit l'impression que ressent le passager du train. L'analyse de la répartition des mouvements des étoiles autour du Soleil permet donc de connaître la direction vers laquelle se déplace le Soleil. Cette direction, nommée l'apex, se trouve dans la constellation d'Hercule.

*Question 1 - 3 : Quelle distance, exprimée en unité astronomique, parcourt le Soleil en un an par suite de son mouvement par rapport au LSR ?*

### I - 1 - 3 - Les parallaxes stellaires

Jusqu'au lancement du satellite HIPPARCOS (en 1989), la mesure de la distance d'une étoile par effet parallactique résultant du mouvement de la Terre n'était possible que pour les étoiles relativement proches, environ 30 parsecs, à cause de la précision limitée des mesures parallactiques, environ 0,01 seconde de degré.

On voit donc que la méthode des parallaxes trigonométriques est insuffisante pour la détermination des distances sur une grande échelle. En principe, il est possible d'utiliser une base plus grande encore que celle de l'orbite terrestre. La Terre participe en effet au mouvement de translation vers l'apex. En 10 ans par exemple, la distance parcourue est 20 fois plus grande que la base utilisée pour la parallaxe trigonométrique (Figure I - 6). Si les étoiles, autres que le Soleil n'avaient pas elles-mêmes de mouvements propres, on pourrait ainsi déterminer leur parallaxe avec une très bonne précision. Toutes les étoiles sont animées de vitesse les unes par rapport aux autres et, lorsqu'on observe le déplacement apparent d'une étoile particulière, on ne sait pas distinguer l'effet parallactique produit par le mouvement de translation du système solaire, du déplacement apparent dû au mouvement de l'étoile.

Cependant, si on considère un grand nombre d'étoiles, dans la mesure où l'on peut considérer leurs mouvements comme aléatoires, on peut mettre en évidence, statistiquement l'effet parallactique par l'analyse des mouvements. On calcule ainsi statistiquement une parallaxe qui permettra d'en déduire une distance moyenne pour les étoiles de ce groupe.

Cette méthode statistique appliquée aux mouvements propres est appelée "parallaxe séculaire". Une méthode statistique similaire peut être aussi développée à partir des vitesses radiales et s'appelle "parallaxe statistique".

Pour préciser comment ces parallaxes sont calculées, nous allons exprimer la vitesse de l'étoile par rapport au LRS, appelée vitesse particulière, en fonction de sa vitesse spatiale (vitesse de l'étoile par rapport au Soleil) et du mouvement du Soleil (par rapport au LRS) représenté par une vitesse  $\mathcal{V}$  dans la direction de l'apex qui fait un angle  $\theta$  avec la ligne de visée (Figure I - 7).

La vitesse particulière de l'étoile est :  $V_{pec} = V + \mathcal{V}$  où  $V$  représente la vitesse spatiale de l'étoile (paragraphe I - 1 - 1). Projétons cette relation vectorielle sur la ligne de visée :

$$V_{r,pec} = v_r + \mathcal{V} \cos \theta .$$

Pour une projection sur un axe perpendiculaire à la ligne de visée, il faut tenir compte du fait que le vecteur vitesse de l'étoile n'est pas forcément dans le plan défini par la ligne de visée et la direction de l'apex. On décompose la vitesse tangentielle de l'étoile  $v_t$  en deux composantes :  $v'_t$  qui se trouve dans le plan défini par la ligne de visée et l'apex et  $v''_t$  qui est projeté sur un axe perpendiculaire à ce plan. Les vitesses particulières données par ces deux projections sont donc :  $v'_t + \mathcal{V} \sin \theta$  et  $v''_t$  puisque la projection de la vitesse du Soleil est ici nulle car cet axe est perpendiculaire au plan contenant le mouvement du Soleil. On a donc :

$$V_{t,pec} = ((v'_t + \mathcal{V} \sin \theta)^2 + (v''_t)^2)^{1/2}$$

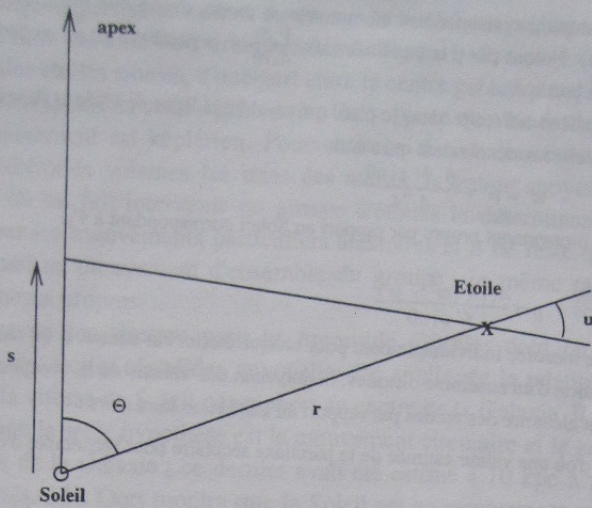


Figure 1 - 6 : Quand le Soleil se déplace de la distance  $s$  suite à son mouvement vers l'apex, la direction vers laquelle on voit l'étoile depuis le Soleil a changé : les deux directions font un angle  $u$ . Cet angle  $u$  est à rapprocher de la parallaxe trigonométrique et  $s$ , de la distance Terre-Soleil.

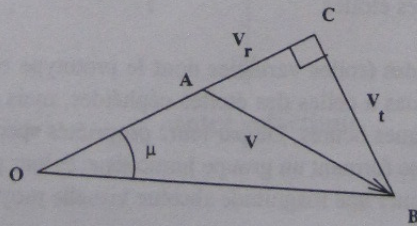
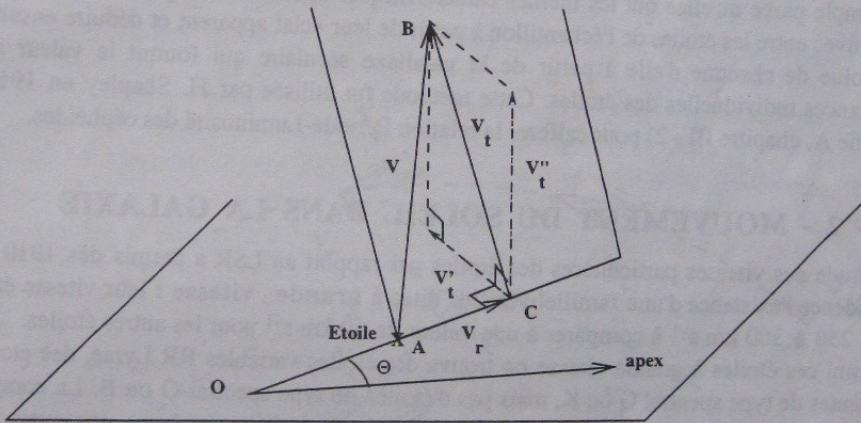


Figure 1 - 7

En réalité ce qui est mesuré c'est l'angle  $\mu$  correspondant au mouvement propre c'est-à-dire  $\frac{v_t}{d}$  où  $d$  est la distance de l'étoile à l'observateur (Figure I - 1). Notons par  $p$  la parallaxe :  $\mu = \frac{p \cdot v_t}{4,74}$  où la parallaxe est en seconde de degré ainsi que  $\mu$  (voir la question I - 3 dans la partie A).

La composante de la vitesse particulière de l'étoile dans le plan qui contient la ligne de visée et l'apex ( $v_t + \varphi \sin\theta$ ) donne un mouvement propre particulier correspondant qui s'écrit :

$$\omega' = \mu' + \frac{p \cdot \varphi \sin\theta}{4,74}$$

en notant par  $\mu'$  la composante du mouvement propre par rapport au Soleil correspondant à  $v_t'$ .

Cette relation s'écrit :

$$p = \frac{4,74 (\omega' - \mu')}{\varphi \sin\theta}$$

La composante  $\omega'$  ne peut pas être mesurée individuellement pour chaque étoile. Par contre, si on calcule la moyenne des valeurs obtenues par l'observation d'un ensemble d'étoiles, la moyenne des valeurs de la composante  $\omega'$  est nulle car elle correspond au mouvement aléatoire des étoiles par rapport au LSR et on aura alors :

$$p_{\text{moyenne}} = \frac{(- \mu'_{\text{moyenne}}) 4,74}{\varphi \sin\theta}$$
 d'où une valeur estimée de la parallaxe séculaire pour l'ensemble d'étoiles considéré.

On peut se demander quel intérêt il y a à déterminer la distance moyenne d'étoiles situées à des distances très différentes les unes des autres. Si on dispose d'une information complémentaire permettant de s'assurer que toutes les étoiles sélectionnées ont la même luminosité intrinsèque, par exemple parce qu'elles ont les mêmes caractéristiques spectrales, on peut déterminer les distances relatives entre les étoiles de l'échantillon à partir de leur éclat apparent et déduire ensuite la distance absolue de chacune d'elle à partir de la parallaxe séculaire qui fournit la valeur moyenne des distances individuelles des étoiles. Cette méthode fut utilisée par H. Shapley en 1917/1918 (voir partie A, chapitre III - 2) pour calibrer la relation Période-Luminosité des céphéides.

## I - 2 - MOUVEMENT DU SOLEIL DANS LA GALAXIE

L'étude des vitesses particulières des étoiles par rapport au LSR a permis dès 1910 de mettre en évidence l'existence d'une famille d'étoiles dites à **grande vitesse** : leur vitesse étant de l'ordre de 250 à 300 km s<sup>-1</sup> à comparer à une valeur de 60 km s<sup>-1</sup> pour les autres étoiles.

Parmi ces étoiles à grande vitesse on trouva des étoiles variables RR Lyrae, des étoiles naines ou géantes de type spectral G ou K, mais pas d'étoiles de type spectral O ou B. La comparaison de la direction des vitesses entre ces deux groupes d'étoiles mit en évidence une autre propriété : les étoiles à grande vitesse ont une composante de la vitesse perpendiculaire au plan de la Galaxie (axe Z : Figure I - 3) qui vaut en moyenne 70 à 90 km s<sup>-1</sup>, à comparer à la valeur moyenne de 10 à 20 km s<sup>-1</sup> pour les autres étoiles.

Les étoiles RR Lyrae sont des étoiles variables dont le prototype est l'étoile RR Lyrae elle-même ; ces variations sont analogues à celles des étoiles céphéides, mais avec une période beaucoup plus courte : de l'ordre de quelques heures. De par leurs propriétés spectroscopiques, ces étoiles ont été très vite considérées comme formant un groupe homogène, et leur parallaxe statistique a été calculée permettant ainsi de déterminer une magnitude absolue visuelle moyenne  $\langle M_V \rangle$ .

Ces observations des vitesses conduisirent B. Lindblad et J.H. Oort, dans les années 1920-1930, à développer un modèle du mouvement des étoiles dans la Galaxie en considérant que les étoiles ont

des orbites képlériennes autour du centre de la Galaxie, orbites situées dans le plan de la Galaxie. L'étude faite par J.H. Oort est schématisée Figure I - 8.

Soient des étoiles situées, d'une part entre le centre galactique et le Soleil, et d'autre part au-delà du Soleil par rapport au centre galactique. On suppose que les étoiles ont des orbites circulaires et que leur mouvement est képlérien. Pour chacune des 4 directions représentées, on étudie pour un groupe d'étoiles voisines les unes des autres, la valeur moyenne des vitesses radiales. Dans la mesure où on fait intervenir un groupe d'étoiles la détermination de la vitesse moyenne permet d'éliminer les mouvements particuliers aléatoires et il ne reste qu'une vitesse radiale moyenne qui correspond au mouvement d'ensemble du groupe ; le même raisonnement est appliqué pour les mouvements propres.

L'analyse de ces vitesses pour un ensemble d'étoiles dont on peut déterminer la distance, par exemple des étoiles céphéides auxquelles fut appliquée la relation Période-Luminosité, permet d'en déduire la vitesse du Soleil par rapport au centre de la Galaxie. Il s'agit d'un problème de géométrie dans lequel la seule hypothèse est le mouvement circulaire et le seul paramètre la distance du Soleil au centre de la Galaxie ; ce dernier avait été estimé à 10 kpc à partir de la distribution des amas globulaires. J.H. Oort montra que le Soleil est en mouvement autour du centre de la Galaxie avec une vitesse de  $250 \text{ km s}^{-1}$ . Le volume exploré autour du Soleil dans cette étude s'étend jusqu'à environ 2 kpc.

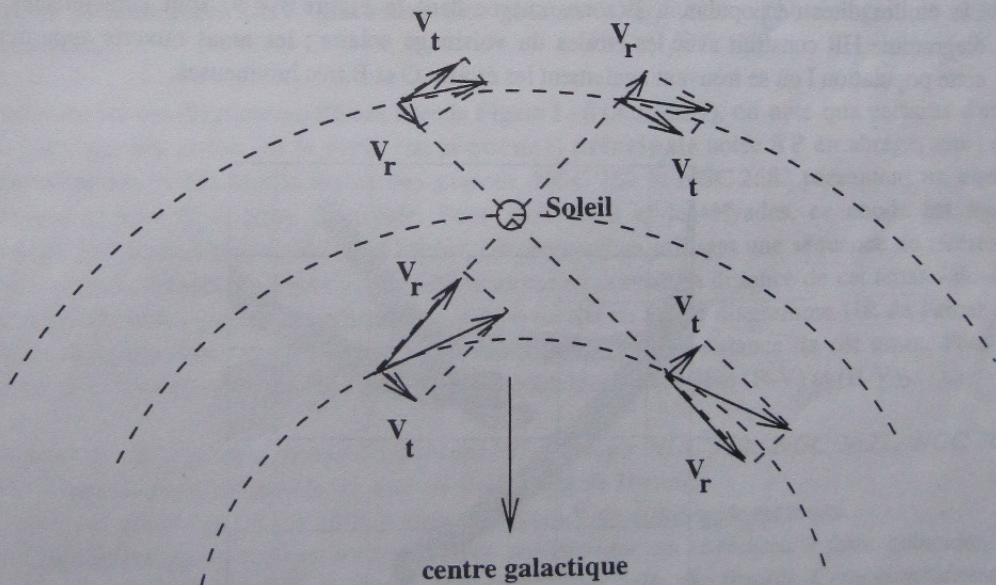


Figure I - 8

Soulignons que les étoiles à grande vitesse ne sont pas des étoiles qui se déplacent très vite dans la Galaxie, leur grande vitesse reflète seulement la différence de leur vitesse par rapport au mouvement du Soleil autour du centre galactique car la vitesse d'une étoile est mesurée par rapport au Soleil. Ces étoiles du halo ont des petites vitesses sur leur orbite ; cette orbite n'est pas située dans le plan de la Galaxie mais inclinée par rapport à celui-ci.

**Question I - 4 :** Calculer les vitesses sur leur orbite supposée circulaire, des deux planètes : Mercure et Pluton.

Comparer les valeurs obtenues.

Mercure : distance au Soleil : 0,39 UA, période : 88 jours

Pluton : distance au Soleil : 39 UA, période : 248 ans

48 km/s  
4,6 km/s

### I - 3 - LE CONCEPT DE POPULATION STELLAIRE

Parallèlement à l'observation des étoiles dans la Galaxie, la galaxie Andromède, de part sa proximité, a pu elle aussi être résolue en étoiles. Ces observations, ainsi que celles des galaxies du Sculpteur et de Fornax, conduisirent Walter Baade à introduire en 1944 le concept de population stellaire, concept basé sur les propriétés du diagramme de Hertzsprung-Russell (diagramme HR en abrégé) pour ces ensembles d'étoiles (Figure I - 9).

Deux populations furent définies : **population I et II**.

Les étoiles dites de **population I** (zone ombrée dans la Figure I - 9) sont caractérisées par un diagramme HR construit avec les étoiles du voisinage solaire ; les amas ouverts appartiennent à cette population I où se trouvent également les étoiles O et B très lumineuses.

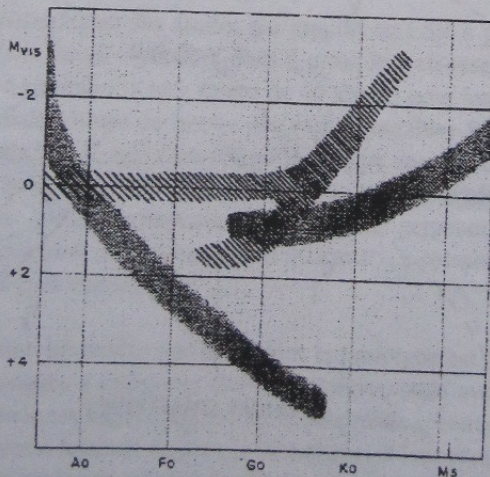


Figure I - 9 : Diagramme HR de D. Baade (1944) définissant les deux populations stellaires.

Les étoiles de population II (zone hachurée de la Figure I - 9) sont celles des amas globulaires dont le diagramme HR est très différent et ne contient pas d'étoiles lumineuses O ou B. Par contre on y trouve les étoiles variables RR Lyrae.

Les propriétés cinématiques de ces deux populations sont très différentes, les étoiles de population II ayant une grande vitesse spatiale, en particulier une valeur importante pour la composante de cette vitesse, perpendiculaire au plan galactique, alors que les étoiles de population I ont une faible vitesse par rapport au Soleil.

Il est important de souligner que, pour la première fois, la description des étoiles dans la Galaxie fait appel non seulement à une différenciation de position dans le diagramme HR, mais aussi à des propriétés différentes en terme de cinématique.

### I - 3 - 1 - Diagramme HR d'amas ouvert = Population I

Les amas ouverts sont des groupements de quelques centaines, à un millier, d'étoiles, localisés dans le disque de la Galaxie.

Dans la pochette de documents on prendra les fiches correspondant aux 4 amas ouverts : NGC 752, NGC 2632, NGC 2682 et les Hyades. On remarquera les graduations portées sur les axes. En abscisse figure l'indice de couleur (B-V) (voir Annexe I), en graduation inférieure, et (B-V)<sub>0</sub> en graduation supérieure, cette dernière étant positionnée compte-tenu du rougissement de l'amas. L'indice (B-V)<sub>0</sub> représente la valeur de l'indice de couleur (B-V) après correction de l'extinction interstellaire (voir Annexe I). En ordonnée figure la magnitude apparente V dans le système photométrique UBV, graduation côté gauche, et de l'autre côté la magnitude absolue visuelle M<sub>V</sub>.

Si on compare ces diagrammes d'amas avec la Figure I - 6 (Annexe I), on note que certains d'entre eux n'ont que des étoiles sur la série (ou séquence) **principale** notée **SP** en abrégé, alors que d'autres ont des étoiles dans la région des géantes. NGC 752 et NGC 2682 présentent un **coude** prononcé en haut de la série principale. Pour NGC 2632 et les Hyades, ce coude est moins apparent. Les graduations en (B-V)<sub>0</sub> et M<sub>V</sub> ont été obtenues en utilisant une séquence de référence.

\* C'est l'amas de Hyades qui a fourni cette référence car on connaît la distance de cet amas - donc la magnitude absolue - grâce à une détermination de la parallaxe. Sur le diagramme HR de l'amas des Hyades, la graduation à droite en ordonnée résulte du module de distance de cet amas. Pour les Hyades E(B-V) = 0,0 d'où les deux graduations semblables en abscisse (B-V) et (B-V)<sub>0</sub>.

**Question I - 5** : Se reporter aux diagrammes HR des amas NGC 752, NGC 2632, NGC 2682 et les Hyades se trouvant dans la pochette de Documents de Travail.

- a) Avec le diagramme des Hyades, retrouver le module de distance de cet amas.
- b) En utilisant la vitre d'une fenêtre éclairée par derrière, on cherchera à faire coïncider, au mieux, la série principale de chacun de ces amas avec celle des Hyades. Cette coïncidence se fait en faisant glisser successivement sur le graphique de chacun des amas celui des Hyades parallèlement à l'axe des ordonnées pour tenir compte de l'effet de la distance entre les amas, et en s'autorisant un décalage parallèle à l'axe des abscisses pour tenir compte de l'absorption interstellaire sur l'indice de couleur (B-V).
- c) Calculer pour chaque amas le module de distance.

Si on superpose ces 4 diagrammes HR d'amas en mettant en coïncidence les axes des abscisses gradués en  $(B-V)_0$  et les axes des ordonnées gradués en  $M_V$  (Figure I - 10) on retrouve un graphique semblable à celui de l'Annexe I (voir Figure I - 6) avec une série principale et des étoiles dans la région des géantes. La Figure I - 10 est à rapprocher de la Figure III - 2 de la partie A ; cette dernière Figure a été construite de la même façon que la Figure I - 10.

### I - 3 - 2 - Diagramme HR d'amas globulaire

Les amas globulaires, localisés surtout dans le halo de la Galaxie, doivent leur nom à leur forme sphérique ; ils regroupent plusieurs centaines de milliers d'étoiles. Les diamètres linéaires des amas globulaires sont de l'ordre de 20 à 100 parsecs, ou plus. La densité dans les régions centrales y est élevée : de 100 à 10 000 étoiles par  $pc^3$ . C'est la forte densité stellaire d'un amas globulaire qui lui confère son importante luminosité. La masse d'un amas globulaire est estimée à 2 000 000 fois celle du Soleil. Le grand nombre d'étoiles présentes dans un amas globulaire implique des forces gravitationnelles mutuelles importantes rendant ces systèmes très stables, par opposition aux amas ouverts qui sont des structures temporaires. Un amas globulaire est une structure quasiment permanente, même si quelques étoiles de la périphérie peuvent s'échapper selon le même processus que celui qui conduit à l'évaporation des atmosphères planétaires.

La Figure I - 11 représente le diagramme HR d'un amas globulaire. On y trouve la séquence principale comme dans un amas ouvert, un **coude**, de nombreuses étoiles dans la région des étoiles géantes d'où le nom donné à cette zone : la **branche des géantes rouges**, une région appelée **branche horizontale** et le domaine où l'on trouve les **étoiles variables RR Lyrae**.

La région du diagramme HR où se trouvent les étoiles variables RR Lyrae contient très peu d'étoiles, par contre toute étoile qui s'y trouve est variable. Cette zone a une étendue en indice de couleur, donc en température de surface de l'étoile, très limitée.

On remarque que la dispersion des points dans le diagramme HR de l'amas globulaire est beaucoup plus grande que dans le cas d'un amas ouvert. Un amas globulaire est un système complexe de par ses dimensions, le nombre et la densité des étoiles qui s'y trouvent. Ce dernier facteur rend la détermination des magnitudes difficile : les images stellaires proches les une des autres se perturbent mutuellement et introduisent une dispersion inévitable dans les mesures des magnitudes. D'autre part, compte-tenu des distances des amas globulaires, la magnitude apparente des étoiles est très faible, ce qui augmente notablement l'imprécision de toute mesure de magnitude.

Pour permettre la comparaison des diagrammes d'amas globulaires aux séquences théoriques d'évolution, on définit pour chaque valeur de la magnitude apparente  $V$  la valeur moyenne correspondante des indices  $(B-V)$  mesurés. La Figure I - 12 représente ces valeurs moyennes pour l'amas Messier 68 (M68) représenté Figure I - 11.

Pour construire un diagramme HR d'amas, des images sont obtenues avec un système électronique à transfert de charges (CCD) ou une plaque photographique en utilisant les filtres d'un système photométrique, UB $V$  par exemple. En utilisant un logiciel approprié, les magnitudes sont mesurées pour les étoiles qui sont considérées comme appartenant à l'amas ; celui-ci est défini visuellement comme correspondant à la plus grande densité d'étoiles dans le champ. Des étoiles qui se trouvent sur la ligne de visée Terre-amas sont également observées et figurent dans un tel diagramme mais à l'écart de la séquence propre à l'amas, leur module de distance étant différent. La détection de l'appartenance ou non d'une étoile à un amas nécessite plusieurs critères qui ne sont pas faciles à

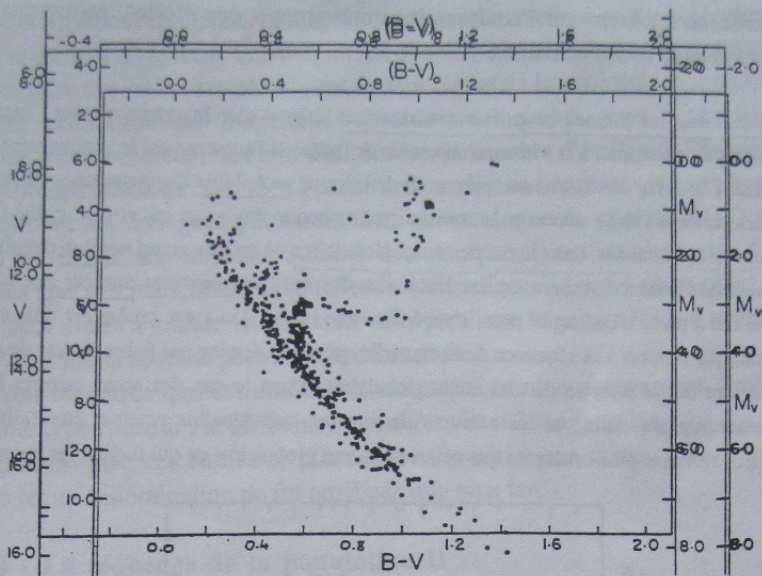


Figure I - 10: Diagramme HR composite de 4 amas ouverts : NGC 752, NGC 2632, NGC 2682 et les Hyades.

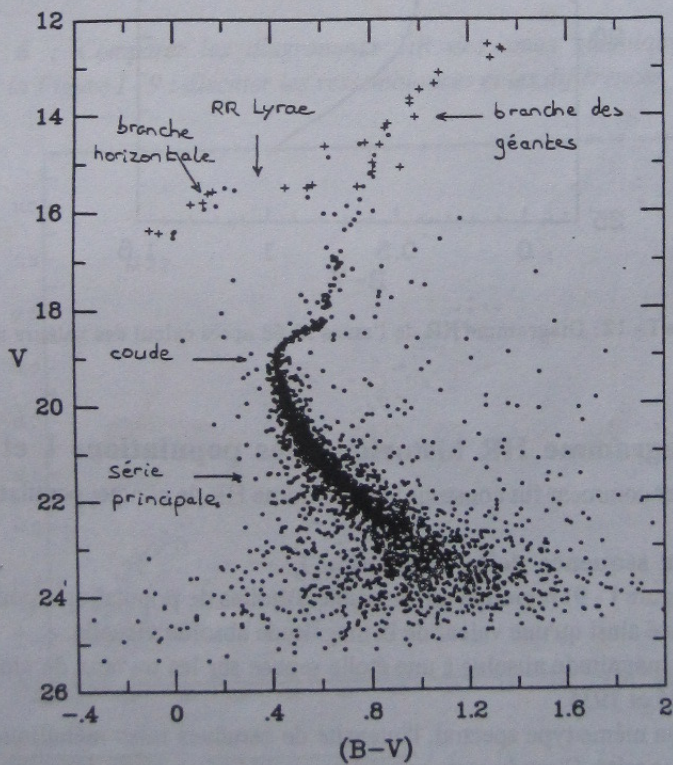


Figure I - 11: Diagramme HR de l'amas globulaire Messier 68 (M 68).

obtenir. Ces critères reposent sur l'analyse des mouvements des étoiles, mouvements qui sont les mêmes pour les étoiles formant l'amas.

Les étoiles d'un amas ont les mêmes propriétés cinématiques, c'est-à-dire la même vitesse ; cette dernière a deux composantes, l'une qui correspond à la vitesse d'ensemble de l'amas et l'autre qui est le mouvement propre à l'étoile à l'intérieur de l'amas. L'analyse de ces vitesses permet de définir une probabilité d'appartenance de l'étoile à l'amas. Ce critère d'appartenance à l'amas nécessite la mesure, pour chaque étoile, de sa vitesse radiale et du mouvement propre. La collecte de ces données, dans le cas des amas globulaires où un très grand nombre d'étoiles sont impliquées, nécessite de nombreuses heures d'observation car les étoiles doivent être observées une par une alors que l'obtention des magnitudes se fait à partir d'une seule pose, c'est-à-dire une image. Un autre critère est utilisé qui est celui de la proximité de l'étoile par rapport à la séquence de l'amas telle qu'elle se dessine par l'observation de nombreuses étoiles. Ce critère est souvent utilisé dans le cas des amas globulaires. Dans le cas des amas ouverts le nombre d'étoiles impliquées est beaucoup plus faible et les mesures de vitesses individuelles peuvent être faites ; par ailleurs les étoiles des amas ouverts sont plus brillantes que celles des amas globulaires ce qui facilite les mesures.

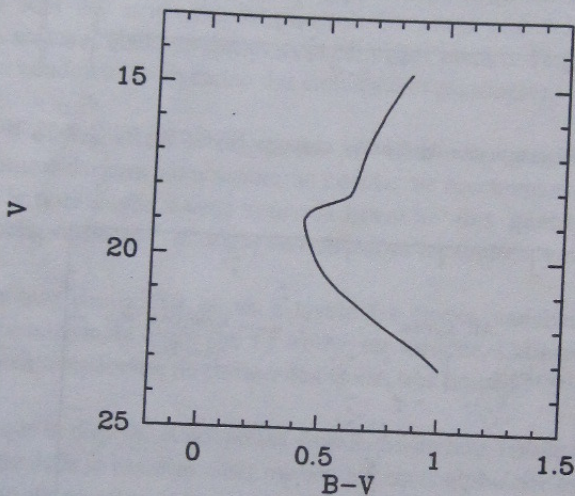


Figure I - 12 : Diagramme HR de l'amas M 68 après calcul des valeurs moyennes.

### I - 3 - 3 - Diagramme HR historique des populations I et II

Nous allons montrer comment fut construit le diagramme HR de chaque population.

#### I - 3 - 3 - 1 - La séquence de la population I

Cette séquence (Figure I - 9) regroupe un ensemble d'étoiles de population I pour lesquelles un type spectral a été attribué ainsi qu'une valeur de la magnitude absolue visuelle.

L'attribution d'une magnitude absolue à une étoile repose sur les travaux de classification spectrale effectués entre 1925 et 1935.

On sait que, pour un même type spectral, l'intensité de certaines raies métalliques varie en fonction de la classe de luminosité. C'est du reste ce critère, associé à la largeur des raies dans le spectre, qui permet d'attribuer une classe de luminosité à l'étoile. Dans ce cas, l'attribution de la classe de luminosité est qualitative (V, IV, III, II et I). Cependant on peut mesurer l'intensité de ces raies et,

en utilisant les étoiles pour lesquelles la magnitude absolue visuelle a pu être calculée, on établit des relations qui permettent d'attribuer une magnitude absolue à n'importe quelle étoile dont on a le type spectral et la mesure des raies caractéristiques de leur classe de luminosité.

Les étoiles de calibration en magnitude absolue sont celles pour lesquelles la parallaxe trigonométrique a été mesurée, mais afin d'augmenter le nombre d'étoiles de l'échantillon, on utilise aussi des magnitudes absolues calculées à partir des parallaxes séculaires et statistiques.

En 1935, Adams et ses collègues publièrent ainsi un catalogue de plus de 4 000 étoiles avec une détermination de magnitude absolue. Adams détecta, parmi ces étoiles, six d'entre elles qui présentaient des spectres particuliers auxquelles la calibration ci-dessus ne pouvait pas s'appliquer. Ces étoiles étaient toutes à grande vitesse, mais leur parallaxe trigonométrique ayant par ailleurs été mesurée, leur magnitude absolue pouvait être déterminée.

C'est alors qu'on remarqua que ces étoiles étaient moins lumineuses que les étoiles du voisinage solaire de même type spectral : la différence étant d'environ 2 magnitudes.

Dans un diagramme HR, ces étoiles se placent sous la série principale, d'où leur nom : **étoiles sous-naines** (cette dénomination ne fut attribuée que plus tard).

### I - 3 - 3 - 2 - La séquence de la population II

Les étoiles variables détectées dans les amas globulaires permettent, en utilisant la relation Période-Luminosité calibrée par Shapley (chapitre III - 2 ; partie A), d'estimer la distance des amas globulaires. C'est ainsi que la séquence de la population II qui correspond au diagramme HR d'un amas globulaire, fut calibrée en magnitude absolue.

*Question I - 6 : Comparer les diagrammes HR des amas globulaires (Figure I - 11 et Figure I - 13) à la Figure I - 9 : discuter les ressemblances et les différences.*

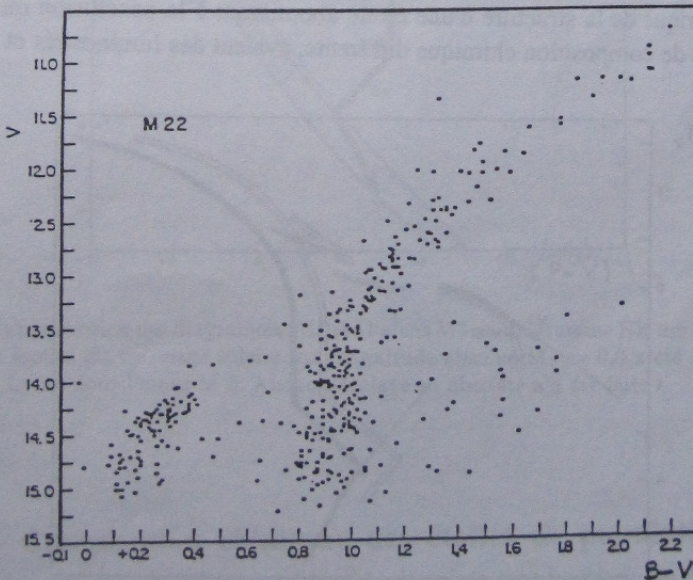


Figure I - 13 : Diagramme HR de l'amas globulaire M 22.

De nombreuses étoiles variables ayant été observées durant les années 1930, l'analyse de la relation Période-Luminosité fut reprise en 1939 à partir d'une nouvelle détermination des parallaxes statistique et séculaire pour un nouvel échantillon d'étoiles variables RR Lyrae et céphéides. Ces étoiles qui ne sont pas situées dans un amas sont appelées "étoiles du champ". Cette étude confirma le résultat de Shapley qui attribue  $M_V = 0,0$  aux étoiles variables d'amas globulaires qui ont des variations analogues à celles des RR Lyrae. Pour les étoiles RR Lyrae on ne peut pas parler de relation "Période-Luminosité" puisque ces étoiles ont la même magnitude absolue, quelle que soit leur période de variation.

Cependant Baade, tout en publiant le diagramme présenté Figure I - 9, en souligna les limites quant à son interprétation dues :

- au manque de précision de la calibration Période-Luminosité, en particulier l'utilisation de la valeur  $M_V = 0,0$  pour les étoiles variables d'amas globulaire
- au manque d'observations permettant de définir la séquence principale d'un amas globulaire et de la comparer à celle des étoiles de population I.

A cette époque, l'hypothèse sous-jacente à une telle comparaison était que ces deux séquences se superposaient.

Dans le cadre de cette hypothèse, la séquence principale des étoiles de population I ayant une calibration fiable grâce aux mesures de parallaxes trigonométriques, peut être utilisée pour calibrer la magnitude absolue des étoiles variables d'amas globulaires, après avoir superposé la séquence principale de l'amas globulaire à celle de population I.

Un programme d'observation des amas globulaires fut lancé ; il aboutit dès 1953 au constat que les diagrammes HR des amas globulaires eux-mêmes ne coïncident pas (Figure I - 14). Un effet dû au rougissement interstellaire mal corrigé fut éliminé. L'écart subsistant fut attribué à une différence de composition chimique entre les étoiles des deux amas. Cette interprétation fut proposée à partir de la détermination théorique de la structure d'une étoile aboutissant à la conclusion que deux étoiles de même masse, mais de composition chimique différente, avaient des luminosités et des températures différentes.

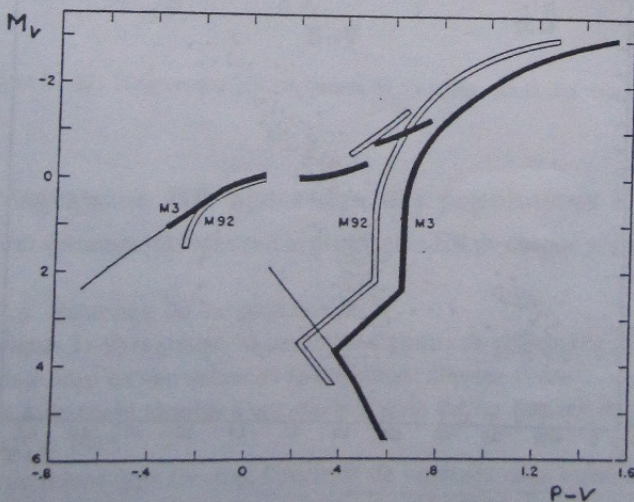


Figure I - 14 : Superposition des diagrammes HR de 2 amas globulaires : M 92 et M 3 (1953). La magnitude absolue  $M_V = 0,0$  a été attribuée à la région des étoiles RR Lyrae de chaque amas ; aucun décalage en abscisse n'a été fait. L'indice de couleur (P-V) est similaire à (B-V).

Les premières observations spectroscopiques faites sur quelques étoiles parmi les plus brillantes des amas globulaires permirent de détecter des différences entre les spectres d'étoiles de chaque amas, étoiles ayant le même indice de couleur. Ce n'est que quelques années plus tard que ces différences purent être attribuées à des compositions chimiques différentes.

La comparaison entre le diagramme HR de l'amas globulaire M3 et les étoiles du voisinage solaire (Figure I - 15) ne montre pas de différence notable entre les séquences principales des deux populations stellaires. Ce résultat est surprenant car dès 1955 on a de fortes présomptions pour que les séquences soient différentes ; il est attribué à l'imprécision des mesures des magnitudes apparentes, conduisant à cette superposition des séquences. Ce résultat pouvait aussi provenir d'une calibration erronée en magnitude absolue des étoiles variables des amas globulaires ; celle-ci ne pouvant cependant pas être remise en cause faute d'éléments nouveaux, et c'est bien ce qui avait motivé initialement la comparaison entre les séquences principales. Néanmoins il restait encore une piste à explorer : la comparaison des étoiles d'amas globulaires avec les étoiles sous-naines, qui semblent être aussi de population II et pour lesquelles on va chercher à définir une séquence de référence, qui sera comparée à la série principale des amas globulaires. C'est cette étape qui est développée dans le paragraphe suivant.

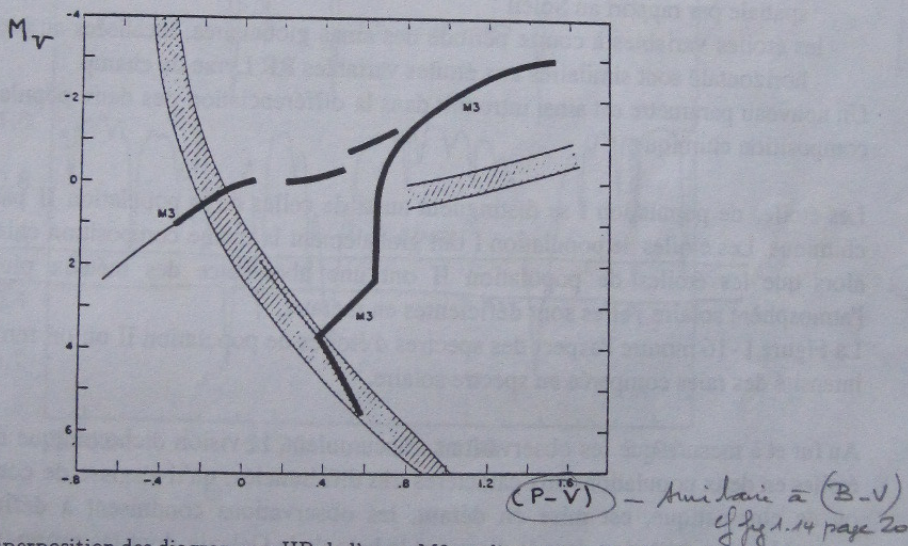


Figure I - 15 : Superposition des diagrammes HR de l'amas M3 au diagramme HR des étoiles de population I défini par les étoiles du voisinage solaire. La magnitude absolue  $M_V = 0,0$  a été attribuée à la région des étoiles RR Lyrae pour l'amas M 3. Aucun décalage en abscisse n'a été fait.

### I - 3 - 4 - Composition chimique des étoiles de populations I et II

En 1944, la détermination de la composition chimique de l'atmosphère des étoiles en est encore à ses débuts, et l'idée générale qui prévaut est plutôt une uniformité de la composition chimique dans la Galaxie, mais cette conclusion va être radicalement modifiée en quelques années.

Jusqu'alors les différences observées entre les spectres RR Lyrae ou les sous-naines et les étoiles du voisinage solaire étaient attribuées à des conditions physiques différentes régnant dans leur atmosphère.

En 1951, pour la première fois, il est démontré, à partir de l'analyse du spectre de deux étoiles sous-naines que leur composition chimique est différente de celle des étoiles de population I : les éléments autres que l'hydrogène et l'hélium sont dix fois moins abondants. En astrophysique, les éléments autres que l'hydrogène et l'hélium sont appelés **métaux**, et parfois encore "éléments lourds". Lorsque ces éléments sont moins abondants que dans les étoiles de population I, on parle de "déficience d'abondance des métaux" ou en abrégé de "déficience des métaux".

Ce résultat fut bientôt suivi par de nombreuses observations d'étoiles sous-naines mettant en évidence leur déficience d'abondance des métaux par rapport aux étoiles de population I. En quelques années on acquiert la certitude que les étoiles sous-naines sont similaires aux étoiles des amas globulaires car :

- les observations spectroscopiques des étoiles les plus brillantes des amas montrent des caractères semblables aux étoiles sous-naines
- les étoiles sous-naines et les étoiles variables RR Lyrae du champ ont en commun avec les étoiles d'amas globulaires une déficience d'abondance des métaux et une grande vitesse spatiale par rapport au Soleil
- les étoiles variables à courte période des amas globulaires, localisées au niveau de la branche horizontale sont similaires aux étoiles variables RR Lyrae du champ.

Un nouveau paramètre est ainsi introduit dans la différenciation des deux populations stellaires : la composition chimique.

Les étoiles de population I se distinguent aussi de celles de la population II par leur composition chimique. Les étoiles de population I ont globalement la même composition chimique que le Soleil alors que les étoiles de population II ont une abondance des métaux plus faible que dans l'atmosphère solaire ; elles sont déficientes en métaux.

La Figure I - 16 montre l'aspect des spectres d'étoiles de population II où on remarque la très faible intensité des raies comparée au spectre solaire.

Au fur et à mesure que les observations s'accroissent, la vision dichotomique de la répartition des étoiles en deux populations aux caractères très différenciés, qu'il s'agisse de composition chimique ou de cinématique, est mise en défaut, les observations conduisent à définir plusieurs sous-ensembles de population dans le disque et le halo de la Galaxie dont les propriétés varient de l'un à l'autre de manière plus ou moins continue.

De 1950 à 1960, parallèlement au développement de l'analyse spectrale qui conduisit à la mise en place des outils de la physique permettant de comprendre les interactions photon-matière menant à la détermination des abondances, les premiers modèles d'évolution stellaire étaient développés. Ceux-ci permirent de comprendre dès 1955 les grandes étapes de l'évolution stellaire et d'interpréter la Figure III - 2 de la partie A comme présentant une séquence d'amas en fonction de leur âge.

Ainsi le concept de population stellaire s'est peu à peu construit et aboutit à la mise en évidence que trois propriétés permettent de différencier les étoiles dans la Galaxie : leur mouvement, leur composition chimique et leur âge.

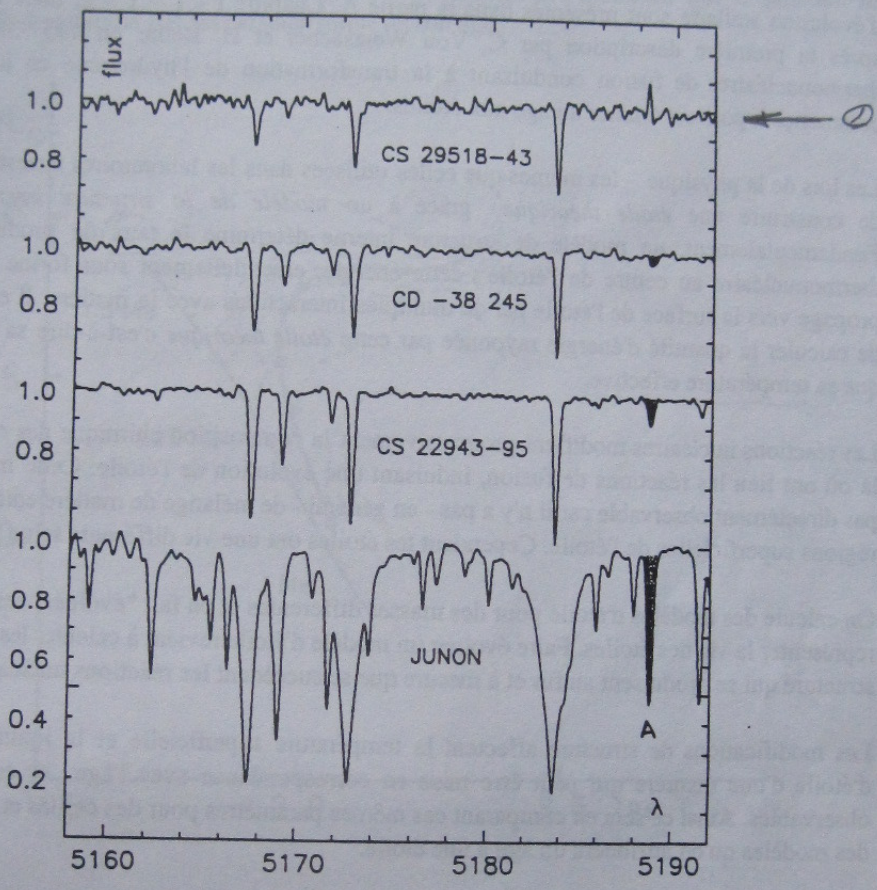


Figure I - 16: Spectres de 3 étoiles déficientes en métaux comparés au spectre solaire, dans un domaine spectral (5160-5190 Å) riche en raies métalliques. L'intensité de chaque spectre a été normalisée à la valeur 1,0 pour faciliter la comparaison. Le spectre de la lumière solaire a été obtenu à partir de la lumière du Soleil réfléchi par l'astéroïde Junon, de telle manière que le spectre de la lumière solaire soit obtenu avec le même spectrographe que celui des étoiles. On remarque que l'intensité de toutes les raies est très faible comparée au spectre solaire. L'intensité d'une raie est mesurée par sa surface: voir raie "A" ombrée. Dans les spectres de l'étoile CS 29518-43 cette raie n'est pas observable car il y a un défaut dans le spectre à cette longueur d'onde.

## I - 4 - L'AGE D'UNE ETOILE

### I - 4 - 1 - Méthodologie

Les grandes étapes de la découverte de la nature des étoiles et l'aboutissement au concept d'évolution stellaire sont présentés dans la partie A, Chapitre I - 1 - 1 - 2, mais c'est seulement après la première description par C. Von Weizsäcker et H. Bethe en 1937-38, de réactions thermonucléaires de fusion conduisant à la transformation de l'hydrogène en hélium que l'on commença à pouvoir donner un âge aux étoiles.

Les lois de la physique - les mêmes que celles utilisées dans les laboratoires terrestres - permettent de construire une *étoile théorique* grâce à un *modèle de la structure interne* de l'étoile. Fondamentalement, un modèle de structure interne détermine le taux de production d'énergie thermonucléaire au centre de l'étoile ; cette énergie, essentiellement sous forme de photons, se propage vers la surface de l'étoile par de multiples interactions avec la matière. Il est alors possible de calculer la quantité d'énergie rayonnée par cette *étoile théorique* c'est-à-dire sa luminosité ainsi que sa température effective.

Les réactions nucléaires modifient progressivement la composition chimique des régions centrales, là où ont lieu les réactions de fusion, induisant une évolution de l'étoile. Cette modification n'est pas directement observable car il n'y a pas - en général - de mélange de matière entre le noyau et les régions superficielles de l'étoile. Cependant les étoiles ont une vie différente selon leur masse.

On calcule des modèles d'étoile pour des masses différentes et on fait "évoluer" ces modèles afin de représenter la vie des étoiles. Faire évoluer un modèle d'étoile revient à calculer les modifications de structure qui se produisent au fur et à mesure que se succèdent les réactions nucléaires.

Les modifications de structure affectent la température superficielle et la luminosité du modèle d'étoile d'une manière qui peut être mise en correspondance avec l'âge ; or ces grandeurs sont observables. Ainsi ce sera en comparant ces mêmes paramètres pour des étoiles et ceux calculés par des modèles qu'on attribuera un âge à une étoile.

Attribuer un âge à une étoile isolée est difficile car les incertitudes sur les paramètres observés et la détermination de  $M_V$  sont trop grandes, tout au moins en 1955. Par contre les étoiles d'amas qui ont toutes le même âge, car elles se sont formées simultanément, permettent d'attribuer un âge à celui-ci. Pour cela, on compare le diagramme HR de l'amas à un réseau d'isochrones et la meilleure coïncidence donnera l'âge de l'amas.

Les isochrones sont définis comme suit : on calcule l'évolution d'étoiles de différentes masses ce qui se traduit par des couples de valeurs (luminosité, température effective) pour chaque étape. Cette évolution, en fonction de la masse est représentée dans un diagramme HR, qu'on pourra qualifier de diagramme HR théorique (Figure I - 17). En joignant les points correspondant à un âge donné sur une série de trajets évolutifs calculés pour des masses différentes, on obtient un isochrone qui est "un amas théorique".

*isochrone = lieu des étoiles de même âge*

Pour tous les modèles, l'origine, pour le calcul des âges, est le moment où les réactions thermonucléaires de fusion commencent à se produire : c'est "l'âge zéro". Les réactions de fusion se déclenchent lorsqu'à la fin de la phase de contraction gravitationnelle d'un nuage de matière la température dans les régions centrales atteint 10 millions de degrés.

Sur l'isochrone de la Figure I - 17 on voit se dessiner le coude observé dans les diagrammes HR d'amas (Figure I - 10 ; Figure I - 11). Les calculs d'isochrones montrent que la position de ce coude dans le diagramme HR est caractéristique de son âge.

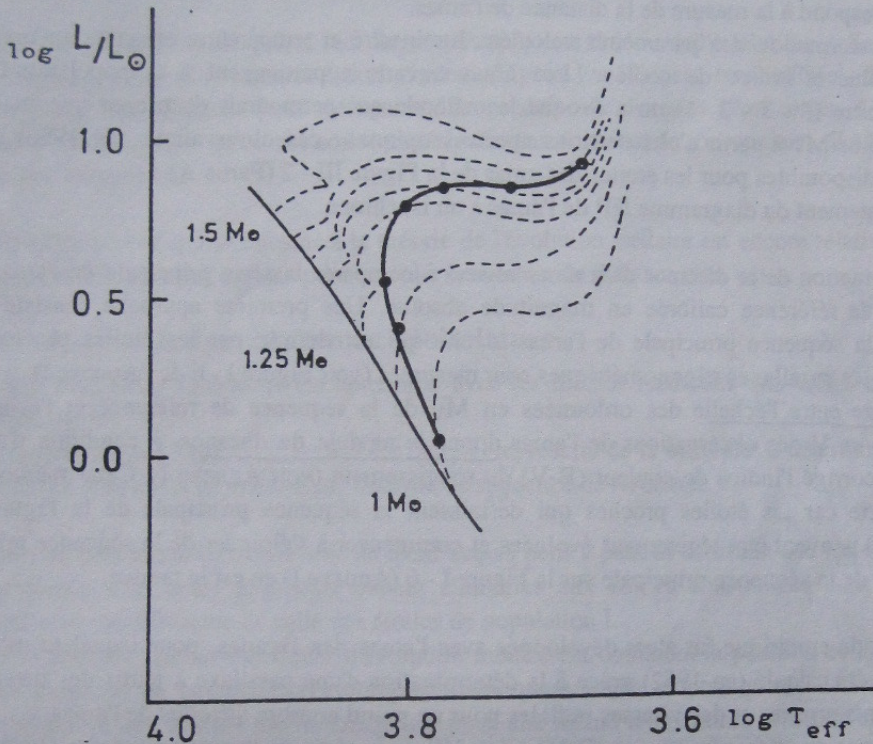


Figure I - 17: Tracé d'une isochrone théorique. Les courbes en pointillés représentent les trajets évolutifs de modèles de différentes masses. La courbe en trait plein épais est l'isochrone pour  $4 \cdot 10^9$  ans. La courbe en trait plein fin est la séquence principale d'âge zéro (ZAMS).

#### I - 4 - 2 - L'âge des amas ouverts

La Figure III - 2 (partie A) regroupe les diagrammes de plusieurs amas ouverts : on remarque comment les coudes de chaque amas sont placés séquentiellement, les uns en dessous des autres, le long de la série principale.

Comparé à des calculs théoriques d'évolution stellaire, ce diagramme permit en 1956 d'attribuer un âge à ces amas. Cependant ces âges ne furent pas considérés comme définitifs étant donné le degré d'imprécision des calculs théoriques, par contre la Figure III - 2 (partie A) montre l'état relatif d'évolution des amas entre-eux : NGC 2362 est le plus jeune et M 67 le plus vieux.

→ sur la série principale, les étoiles les moins jeunes sont les + évoluées. On étale les amas mesurés pour cela, qui restent de - longtemps sur la série principale. -26- au amas, ce sont d'abord les étoiles les + jeunes qui quittent la série principale et évoluent vers les géantes. d'amas de Praesepe a encore la série principale de stars plus jeunes que M67, donc il est + jeune

**Question I - 7 :** Développer les arguments permettant de dire, à partir de la Figure III - 2 (partie A) que l'amas Praesepe est plus jeune que M 67 (NGC 2682). On pourra aussi se reporter au diagramme HR de ces amas se trouvant dans la pochette de Documents de Travail.

La détermination de l'âge d'un amas se fait en trois étapes :

- 1°) transformation des paramètres observés : magnitude apparent V et indice de couleur (B-V) en magnitude absolue  $M_V$  et indice de couleur dérougi  $(B-V)_0$  ; cette transformation correspond à la mesure de la distance de l'amas.
- 2°) transformation des paramètres calculés : luminosité et température effective en magnitude absolue et indice de couleur. Les amas ouverts appartiennent à la population I et au chapitre (I - 3 - 3 - 1) on a évoqué la méthode qui permettrait d'attribuer une magnitude absolue  $M_V$  à partir d'observations spectroscopiques ; ces observations (en 1956) ne sont pas disponibles pour les étoiles des amas de la Figure III - 2 (Partie A).
- 3°) ajustement du diagramme HR de l'amas à un isochrone.

La détermination de la distance d'un amas revient à comparer la série principale de l'amas à une séquence de référence calibrée en magnitude absolue. Une première approche consiste à faire coïncider la séquence principale de l'amas à celle qui est définie par les étoiles proches, pour lesquelles les parallaxes trigonométriques sont mesurées (voir Figure I - 6 de l'Annexe I). p127

Le décalage entre l'échelle des ordonnées en  $M_V$  de la séquence de référence et l'échelle des ordonnées en V des observations de l'amas donne le module de distance, à condition d'avoir au préalable corrigé l'indice de couleur (B-V) du rougissement (voir Annexe I). Cette méthode n'est pas correcte car les étoiles proches qui définissent la séquence principale de la Figure I - 6 (Annexe I) peuvent être légèrement évoluées et commencer à s'éloigner de la séquence principale. La largeur de la séquence principale sur la Figure I - 6 (Annexe I) en est la preuve.

Une méthode empirique fut alors développée avec l'amas des Hyades, pour lequel le module de distance a été calculé (en 1952) grâce à la détermination d'une parallaxe à partir des mesures des mouvements propres et des vitesses radiales pour un grand nombre d'étoiles de l'amas.

Une séquence de référence ( $M_V$ , et  $(B-V)_0$ ) fut définie à partir de l'amas ouvert des Hyades, mais en ne considérant que les étoiles telles que  $M_V > 3,5$  pour s'affranchir de tout effet d'évolution. C'est en prenant cette séquence des Hyades comme référence que le diagramme Figure III - 2 (partie A) a été construit (voir Question I - 5)

Une hypothèse sous-jacente quant à la composition chimique des amas est faite en 1956 :

~~toute~~ toute différence de composition chimique entre les amas ouverts ne produit aucune différence entre les séquences principales des amas.

→ Cette hypothèse commencera à être réfutée à partir de 1960.

**Question I - 8 :** Quelles observations faut-il faire pour tester cette hypothèse ?

La comparaison de l'état évolutif des amas ouverts entre eux ne nécessite aucun calculs théoriques seulement la détermination de leur distance. Par contre la détermination de l'âge d'un amas fait appel à la théorie de l'évolution et à la transformation de  $(L, T_{\text{eff}})$  en  $(M_V, (B-V))$  ce qui implique

→ Il faudrait pouvoir mesurer les parallaxes pour d'autres amas ouverts de façon à ce que les modules de distance puissent être obtenus indépendamment les uns des autres. La comparaison directe des diagrammes d'amas permettrait de vérifier une telle hypothèse - (cette obs est effectuée sans + tard par HIPPARCOS)

l'utilisation de **calibrations** ; ( $L, T_{\text{eff}}$ ) sont des quantités déduites des modèles de structure interne, alors que ( $M_V, (B-V)$ ) sont des grandeurs résultant de l'observation.

La Luminosité  $L$  est transformée en magnitude bolométrique ( $M_{\text{bol}}$ ) puis en magnitude visuelle ( $M_V$ ) en appliquant une correction bolométrique correspondant au type spectral et à la classe de luminosité de l'étoile "théorique". La température effective est transformée en indice de couleur ( $B-V$ ). Il est inutile d'utiliser l'indice "0" du dérougissement, car la relation théorique est nécessairement non-rougie. Les méthodes utilisées pour calibrer sont présentées dans l'Annexe I.

Il est aisé de concevoir que, si l'on dispose d'une bonne théorie de l'évolution stellaire, la séquence principale d'âge zéro calculée théoriquement (Figure I - 17) peut être utilisée - à la place de la séquence des Hyades- pour déterminer le module de distance d'un amas. Cette **séquence principale d'âge zéro** est souvent désignée par son abréviation anglaise **ZAMS (zero age main sequence)**

En 1956, tout ce qui se rattache à la théorie de l'évolution stellaire est encore relativement imprécis et la ZAMS n'est pas utilisée pour calculer le module de distance d'un amas.

### I - 4 - 3 - L'âge des amas globulaires

L'âge d'un amas globulaire est déterminé avec les mêmes méthodes que celles utilisées pour un amas ouvert.

L'incertitude sur l'âge, dans les années cinquante, résulte de la difficulté à déterminer le module de distance d'un amas globulaire par manque de séquence de référence.

On a vu précédemment comment on avait acquis petit à petit la certitude que les étoiles de la série principale d'un amas globulaire étaient similaires aux étoiles sous-naines dont la composition chimique est différente de celle des étoiles de population I.

Dès 1960, les calculs théoriques d'évolution montrèrent comment la position de la ZAMS reflétait une variation de composition chimique ; théoriquement on montra qu'une déficience en métaux conduisait à une ZAMS moins lumineuse pour une même température effective : c'est bien ce qui était observé avec la position des étoiles sous-naines dans le diagramme HR.

Parallèlement, les observations d'amas globulaires ont montré que la composition chimique était variable, d'un amas à l'autre. Ainsi le problème est-il posé : comment définir, observationnellement des séquences de référence correspondant à différentes compositions chimiques permettant de calculer les modules de distance des amas globulaires.

En 1982, seules 8 étoiles sous-naines ont des parallaxes trigonométriques mesurées et une composition chimique déterminée avec assez de précision pour permettre d'établir une séquence de référence. Ce problème de la définition d'une séquence de référence avec les étoiles sous-naines n'aura une première solution satisfaisante qu'en 1997 grâce au satellite HIPPARCOS.

Jusqu'en 1997, les étoiles RR Lyrae resteront le calibrateur unique de la distance des amas globulaires avec la difficulté de déterminer la valeur de leur magnitude absolue alors qu'aucune de ces étoiles n'a de mesure de parallaxe trigonométrique.

## I - 5 - CONCLUSION

Cette brève présentation, sous l'angle chronologique, a permis de montrer comment s'est mise en place la méthodologie de la détermination de l'âge des étoiles et quel était l'état des lieux en 1960.

- 1 - Elle repose tout d'abord sur la mise en évidence, en 1944, de deux populations stellaires dans la Galaxie. Ce résultat fut acquis grâce au formidable développement de l'astronomie observationnelle durant la première moitié du XX<sup>e</sup> siècle et au grand nombre de données obtenues dans le domaine des vitesses radiales, des mouvements propres et des parallaxes.
- 2 - L'analyse des propriétés globales de chaque population stellaire s'appuie sur l'utilisation de calibreurs pour estimer les distances. Plusieurs calibreurs sont utilisés en fonction de l'objet dont on veut estimer la distance : les étoiles proches ayant une mesure de leur parallaxe, la séquence principale des Hyades et la relation Période-Luminosité pour les étoiles variables RR Lyrae. Le problème de l'adéquation du calibreur est posé, en particulier, disposer d'un calibreur dont la nature physique est la même que l'objet étudié.
- 3 - L'analyse des spectres en termes de grandeurs physiques : température, abondance et le développement des premiers modèles de structure interne des étoiles, conduisant aux premiers scénarios réalistes d'évolution stellaire, ne datent que des années 1950-1960. Cette nouvelle orientation de l'astronomie nécessite le développement de lois physiques d'une part dans le domaine de l'interaction matière-rayonnement et d'autre part dans celui de la fusion thermonucléaire.

A ce moment-là tous les ingrédients sont prêts pour attribuer un âge aux étoiles, tout en insérant ce paramètre dans une analyse plus globale de l'évolution galactique : les étoiles se seraient tout d'abord formées dans le halo, puis dans le disque galactique après l'aplatissement du système. Les étoiles de formation plus récente - étoiles de population I - sont plus riches en métaux que les étoiles de population II car le milieu interstellaire s'est entre-temps enrichi en éléments lourds issus d'une première génération d'étoiles. Les amas globulaires sont ainsi les systèmes les plus vieux de la Galaxie.

Les étapes suivantes sont associées d'une part à de nouvelles observations résultant de progrès techniques (télescopes plus grands, récepteurs électroniques plus sensibles) et d'autre part à des progrès dans la compréhension des mécanismes qui régissent la structure d'une étoile, ceux-ci étant le fruit de réflexions théoriques, d'expériences en laboratoire et aussi du développement d'ordinateurs de plus en plus puissants.

Au cours des chapitres suivants, nous allons développer le premier outil pour la détermination de l'âge des étoiles : le modèle de structure interne. Les premiers chapitres vont décrire les lois physiques qui permettent de construire un modèle d'étoile ainsi que le mécanisme des réactions thermonucléaires, source de l'énergie stellaire. Puis les processus qui contribuent au transport de l'énergie du centre vers la surface, d'où elle rayonne, seront abordés, en insistant sur les paramètres nécessaires au calcul théorique des différentes étapes de la vie d'une étoile. La valeur de certains de ces paramètres n'étant pas fixés, au départ, par l'observation, on verra comment le Soleil permet de valider un modèle.

La détermination de l'âge des amas globulaires, s'appuiera d'une part sur ces séquences évolutives et d'autre part sur les nouvelles calibrations des distances des étoiles sous-naines et des étoiles variables RR Lyrae, calibrations acquises grâce à de nouvelles observations.

### REPONSES AUX QUESTIONS

#### Question I - 1 :

En supposant un mouvement circulaire et uniforme, la vitesse de la Terre sur son orbite vaut :

$$v = \frac{2 \pi R_T}{P} \text{ où } R_T \text{ est le rayon moyen de l'orbite terrestre } (R_T = 150 \times 10^9 \text{ m}) \text{ et } P \text{ la période du mouvement } (P = 1 \text{ an}).$$

$$D'où \quad v = \frac{2 \times \pi \times 150 \times 10^9}{365 \times 24 \times 60 \times 60} \quad \text{et} \quad v = 30 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$$

On suppose qu'au moment de l'observation, la ligne de visée est dans la direction du mouvement de

la Terre d'où :  $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}$

$$\Delta \lambda = 500 \times \frac{30 \times 10^3}{3 \times 10^8}$$

et  $\Delta \lambda = 5 \times 10^{-2} \text{ nm}$

En toute rigueur il faut aussi tenir compte du mouvement de la Terre sur elle-même.

En prenant pour le rayon de la Terre 6 400 km, la vitesse équatoriale vaut :

$$v = \frac{2 \times \pi \times 6400 \times 10^3}{24 \times 60 \times 60}$$

soit  $v = 0,46 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$  : l'effet sera donc beaucoup plus faible. Cependant cette correction est nécessaire quand on fait des mesures précises de vitesse radiale. Pour le calcul de la vitesse, il faut alors tenir compte de la latitude et de l'altitude pour une valeur exacte du rayon.

#### Question I - 2 :

Véga :

La vitesse tangentielle vaut :

$$v_{\text{tang}} = 1,46 \times 10^3 \mu \times d$$

(voir partie A, Question I - 3) avec  $\mu$  en seconde de degré par an et la distance  $d$  en a.l.

$$v_{\text{tang}} = 1,46 \times 10^3 \times 0,346 \times \frac{1}{0,123} \times 3,26$$

$$v_{\text{tang}} = 13,4 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$$

Le module de la vitesse spatiale est :  $v = ((13,4)^2 + (13,7)^2)^{1/2}$

$$v = 19 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$$

61 Cyg A :

Vitesse tangentielle :

$$v_{\text{tang}} = 1,46 \times 10^3 \times 5,2 \times \frac{1}{0,293} \times 3,26$$

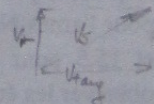
$$v_{\text{tang}} = 84,5 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$$

Le module de la vitesse spatiale vaut :  $v = ((84,5)^2 + (64)^2)^{1/2}$

$$v = 106 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$$

*en al (exercice A 1-3 page 32) Table A*  
*Convention degré/radian*

*Convention pc en al*



**Question I - 3 :**

Distance parcourue en un an :

$19,5 \times 10^3 \times 365 \times 24 \times 60 \times 60 = 615 \times 10^9 \text{ m}$       soit : 4,1 u.a. (1 u.a. =  $150 \times 10^9 \text{ m}$ )

**Question I - 4 :**

Soit R le rayon d'une orbite et P la période du mouvement ; la vitesse  $v$  vaut :

$$v = \frac{2 \pi R}{P}$$

Mercure :  $v = \frac{2 \times \pi \times 0,39 \times 150 \times 10^9}{88 \times 24 \times 60 \times 60}$

$v = 48 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}$

*48000 km/s*

Pluton :  $v = \frac{2 \times \pi \times 39 \times 150 \times 10^9}{248 \times 365 \times 24 \times 60 \times 60}$

$v = 46 \times 10^2 \text{ m s}^{-1}$

*4600 m/s*

Par suite du mouvement képlérien, la planète la plus éloignée a une plus petite vitesse sur son orbite que celle de la planète la plus proche du Soleil.

**Question I - 5 :**

a) En comparant les graduations en ordonnée de l'amas des Hyades, on remarque que la graduation  $V = 3,0$  est au même niveau que  $M_V = 0,0$ .

Le module de distance est :  $V - M_V = 3,0$  - *pour chaque*

b) En effectuant ces glissements, on doit retrouver la superposition des graduations ( $M_V, (B-V)_0$ ) de chaque amas avec celle du graphique des Hyades. Les extinctions interstellaires valent :

NGC 2632 :  $E(B-V) = 0$  ✓

NGC 752 :  $E(B-V) = 0,03$  ✓

NGC 2682 :  $E(B-V) = 0,06$  ✓

On remarque la difficulté pour les deux derniers amas à trouver une bonne coïncidence car les séquences principales des amas sont courtes. Ceci résulte d'une limitation observationnelle : pour l'amas NGC 752, seules les étoiles jusqu'à la magnitude apparente 12 ont été observées et 15,5 pour NGC 2682. L'accès à une instrumentation plus sensible est nécessaire pour observer les étoiles les moins lumineuses.

c) Module de distance : NGC 2632 :  $V - M_V = 6,0$  en lisant sur le graphique la coïncidence des échelles à  $M_V = 0,0$ .

Pour les deux autres amas, il faut tenir compte du rougissement et le module de distance vaut :

$$V - 3,1 E(B-V) - M_V$$

NGC 752 :  $7,9 - 3,1 \times 0,03 = 7,8$

NGC 2682 :  $9,7 - 3,1 \times 0,06 = 9,5$

*9*

**Question I - 6 :**

- a) Les observations de M68 (NGC 4590) vont jusqu'à la magnitude 25, permettant d'observer les étoiles qui sont sur la série principale.

Les observations de M22 (NGC 6656) ont une limite en magnitude :  $V = 15$  d'après la Figure I - 13 et on ne voit pas sur cette figure la séquence principale : les étoiles d'éclat trop faible n'ont pas été observées

Rappelons que les amas globulaires sont situés dans le halo de la Galaxie : ce sont des objets très éloignés du Soleil.

A titre d'exemple, une étoile dont la magnitude absolue vaut :  $M_V = 0,0$  aurait une magnitude apparente de  $V = 14,5$  si elle était située à la distance de 8 000 parsecs.

$$V - M_V = 5 \log(8\,000) - 5 \quad \text{d'où} \quad V = 14,5$$

D'où la difficulté pour obtenir le diagramme HR d'un amas globulaire.

- (b) Sur la Figure I - 9 les amas globulaires correspondent à la partie hachurée. On remarque que la séquence principale est manquante : c'est le problème observationnel signalé ci-dessus.

**Question I - 7 :**

Sur la série principale, les étoiles les plus massives sont les plus lumineuses. Les étoiles les plus massives sont celles qui restent le moins longtemps sur la série principale. Dans un amas, ce sont d'abord les étoiles les plus massives qui quittent la série principale et évoluent vers les géantes.

L'amas de Praesepe a encore sur la série principale des étoiles plus lumineuses que M67, donc il est plus jeune.

**Question I - 8 :**

Il faudrait pouvoir mesurer les parallaxes pour d'autres amas ouverts de façon à ce que les modules de distance puissent être calculés indépendamment les uns des autres. La comparaison directe des diagrammes d'amas permettrait de vérifier une telle hypothèse.

Ces observations ne purent être faites que 35 ans plus tard par le satellite HIPPARCOS. Ces résultats seront développés dans un chapitre ultérieur.



## CHAPITRE II

### DESCRIPTION DE LA STRUCTURE INTERNE D'UNE ETOILE

II - 1 - EQUILIBRE D'UNE SPHERE GAZEUSE.....	35
II - 2 - LES FORCES DE GRAVITE.....	36
II - 3 - LES FORCES DE PRESSION.....	38
II - 3 - 1 - La pression gazeuse.....	39
II - 3 - 2 - La pression de radiation.....	41
II - 4 - L'EQUILIBRE HYDROSTATIQUE.....	42
II - 4 - 1 - Application au Soleil.....	44
II - 5 - LA MATIERE DEGENEREE.....	45
II - 5 - 1 - La découverte de Sirius B.....	45
II - 5 - 2 - L'équilibre d'une naine blanche : la dégénérescence du gaz d'électrons.....	46
II - 5 - 3 - Les états dégénérés de la matière.....	47
REPONSES AUX QUESTIONS.....	50

#### CE QU'IL CONVIENT DE REVISER AVANT D'ABORDER CE CHAPITRE :

- Chapitre VII : Théorie de Newton ; la vitesse d'évasion
- Chapitre IX : Nature corpusculaire de la lumière ; spectre continu du corps noir
- Chapitre XI : Les étoiles doubles et la mesure de la masse des étoiles ;  
l'évolution stellaire

#### Relire le Guide de Formation avant d'aborder ce chapitre

La connaissance détaillée de ce chapitre n'est pas indispensable à la compréhension générale, et n'est pas requise pour l'examen

Une étoile est une sphère gazeuse en équilibre où des réactions nucléaires de fusion se produisent dans les régions centrales. L'énergie ainsi produite se propage du centre de l'étoile vers les régions externes, d'où le rayonnement observé.

Aucune observation ne permet de voir directement ce qui se passe à l'intérieur des étoiles, mais les lois de la physique permettent de décrire les mécanismes mis en jeu et de construire un *modèle d'étoile* que nous appellerons modèle de structure interne.

Les lois de la physique utilisées pour décrire la structure d'une étoile sont l'expression mathématique des effets suivants :

- l'étoile est une sphère gazeuse en équilibre
- l'énergie est produite en son centre par les réactions nucléaires et se propage vers la surface d'où le rayonnement observé.

Dans ce chapitre nous allons décrire l'équilibre de cette sphère gazeuse. Les réactions thermonucléaires seront abordées dans le chapitre suivant, puis les processus de transfert de l'énergie.

On représentera l'étoile comme ayant une symétrie sphérique, c'est-à-dire que tous les paramètres utilisés seront fonction de la seule variable "r" qui est la distance du point considéré au centre de l'étoile.

Les paramètres suivants seront utilisés :

$r$  = distance d'un point quelconque au centre de l'étoile ;  $r = 0$  au centre et  $r = R$  à la surface

$R$  = rayon de l'étoile

$L$  = luminosité de l'étoile

$M$  = masse de l'étoile

$M(r)$  = masse contenue à l'intérieur d'une sphère de rayon  $r$

$P(r)$  = pression au niveau  $r$

$T(r)$  = température au niveau  $r$

$\rho(r)$  = masse volumique au niveau  $r$

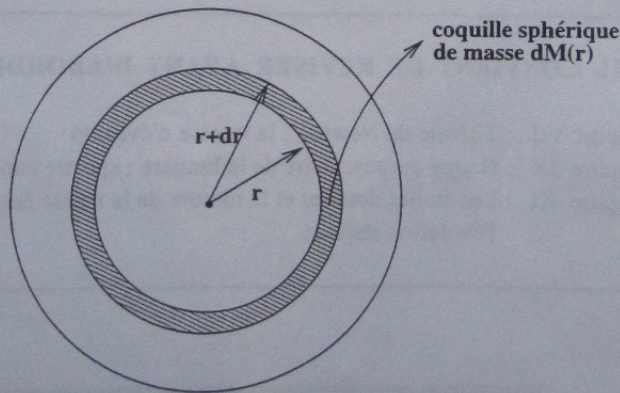


Figure II - 1 :

La masse comprise  $dM(r)$  dans une coquille sphérique (Figure II - 1) limitée par les sphères de rayon  $r$  et  $r+dr$  est égale au produit du volume de cette coquille soit  $4 \pi r^2 dr$  par la masse volumique  $\rho(r)$  soit :

$$dM(r) = 4 \pi r^2 \rho(r) dr$$

Cette équation s'écrit :  $\frac{dM(r)}{dr} = 4 \pi r^2 \rho(r)$

Elle représente la distribution de la masse à l'intérieur de la sphère. On a :

$$M(r) = \int_0^r 4 \pi r^2 \rho(r) dr \quad (r < R)$$

pour la masse contenue à l'intérieur de la sphère de rayon  $r$  et pour la masse totale de l'étoile :

$$M = \int_0^R 4 \pi r^2 \rho(r) dr$$

## II - 1 - EQUILIBRE D'UNE SPHERE GAZEUSE

Une étoile est une sphère gazeuse en équilibre : c'est-à-dire qu'elle ne se contracte ni ne se dilate. On dit qu'elle est en **équilibre hydrostatique**.

L'image, simple, que l'on peut avoir de cet équilibre est celle d'un ballon en suspension, immobile dans l'air.

La Figure II - 2 représente une étoile, sphère gazeuse de rayon  $R$ .

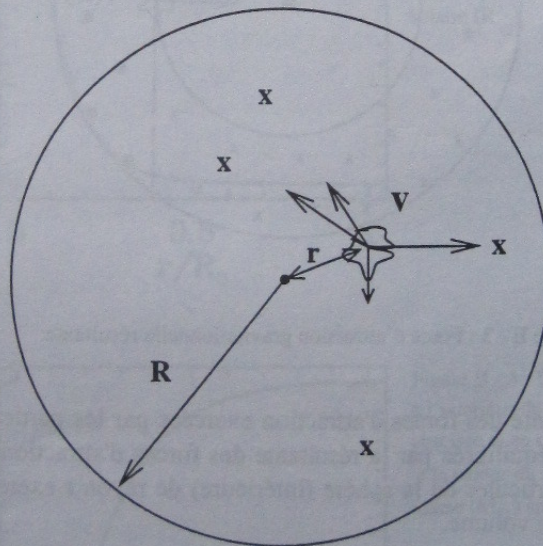


Figure II - 2 : Exemple de forces d'attraction gravitationnelle s'exerçant sur l'élément de volume  $V$  par des particules notées  $x$ .

Considérons un petit élément de volume situé à la distance  $r$  du centre.

Cet élément de volume est soumis à l'action de deux forces :

- les forces de gravité
- les forces de pression.

## II - 2 - LES FORCES DE GRAVITE

Chaque atome du petit élément de volume subit une force d'attraction gravitationnelle de la part de tous les autres atomes de la sphère gazeuse. Sur la Figure II - 2 on a représenté quelques unes de ces forces : on note que certaines sont dirigées vers l'intérieur de la sphère et d'autres vers l'extérieur. On remarquera que les longueurs des flèches qui représentent ces forces sont d'autant plus courtes que les deux atomes sont éloignés l'un de l'autre (la force d'attraction gravitationnelle est en  $\frac{1}{r^2}$ ). La force d'attraction résultante sur le petit élément de volume est la somme de toutes ces forces.

Divisons la sphère en 3 régions : un anneau compris entre les rayons  $r$  et  $R$  séparé en 2 zones (A) et (B) et la sphère interne de rayon  $r$  (Figure II - 3).

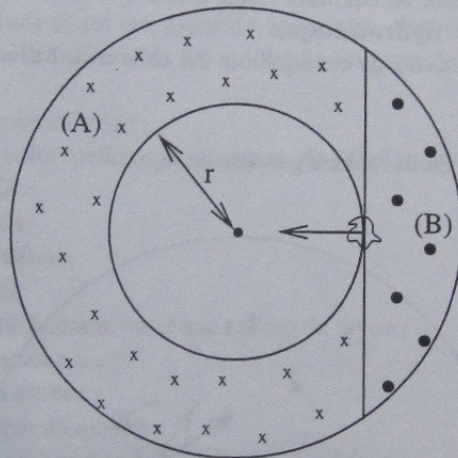


Figure II - 3 : Force d'attraction gravitationnelle résultante.

On montre que la résultante des forces d'attraction exercées par les particules de la région (A) sur l'élément de volume est équilibrée par la résultante des forces d'attraction dues aux particules de la région (B). Seules les particules de la sphère (intérieure) de rayon  $r$  exercent une force, résultante, non nulle sur l'élément de volume.

On peut comprendre, intuitivement le fait que les attractions gravitationnelles dues aux régions (A) et (B) se compensent : en effet, les particules de la région (A) sont en moyenne plus éloignées que celles de (B) ; la force due à l'interaction gravitationnelle étant en  $\frac{1}{r^2}$ , les particules de la région (B) sont proches de l'élément de volume, mais étant beaucoup moins nombreuses que celles de la région (A), on conçoit que leur action gravitationnelle peut équilibrer celle des particules de (A) qui étant beaucoup plus éloignées ont une action individuelle beaucoup plus faible.

Le bilan des actions gravitationnelles sur l'élément de volume  $v$  se traduit par une force résultante dirigée vers le centre de l'étoile, d'intensité :

$$F(\text{grav}) = \frac{G M(r) \rho(r) v}{r^2}$$

- $v$  = volume du petit élément situé à la distance  $r$  du centre
- $G$  = constante de la gravitation
- $M(r)$  = masse contenue dans la sphère intérieure de rayon  $r$
- $\rho(r)$  = masse volumique
- le produit  $\rho(r) v$  représente la masse du petit élément de volume

Ce résultat a été démontré pour la première fois par Newton.

A l'intérieur d'une étoile, la masse volumique n'est pas constante : elle diminue très fortement du centre vers la surface. Les Figures II - 4 et II - 5 montrent la variation de la masse volumique et de la masse  $M(r)$  en fonction de  $r$ , à l'intérieur du Soleil. Nous verrons ultérieurement comment ce résultat est obtenu.

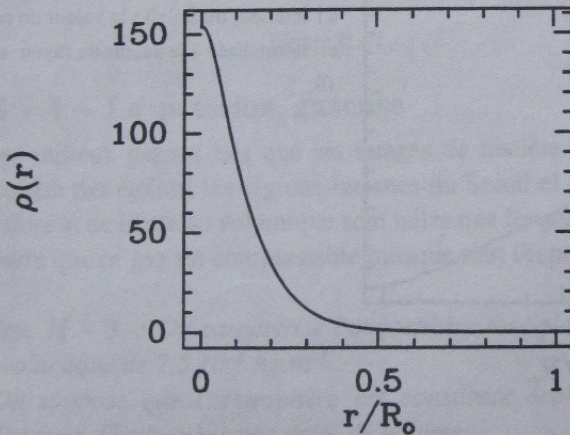


Figure II - 4 : Variation de la masse volumique à l'intérieur du Soleil en fonction du rayon ; la valeur du rayon est normalisée à la valeur du rayon solaire ( $R_{\odot}$ ),  $\rho(r)$  est en  $\text{g/cm}^3$ .

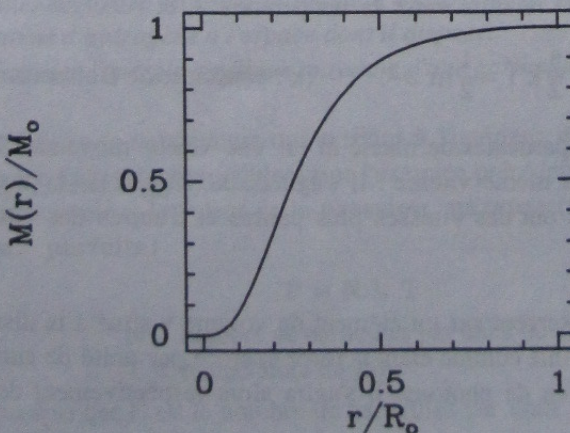


Figure II - 5 : Distribution de la masse à l'intérieur du Soleil ; les valeurs en abscisse et en ordonnée sont normalisées à la valeur du rayon ( $R_{\odot}$ ) et de la masse ( $M_{\odot}$ ) solaires.

**Question II - 1 :** Calculer la masse volumique moyenne du Soleil et comparer ce résultat à la figure II - 4.

**Question II - 2 :** Pour le Soleil, calculer la force de gravitation s'exerçant sur un élément de volume de masse unité situé à la distance  $r/R_{\odot}$  du centre pour les valeurs suivantes :  $r = 0,8 ; 0,6 ; 0,3 ; 0,2 ; 0,1$  en utilisant les valeurs de  $M(r)$  données par la Figure II - 5.

### II - 3 - LES FORCES DE PRESSION

L'observation montre que les températures à la surface des étoiles varient entre 2 500 K et 50 000 K environ.

A l'intérieur d'une étoile la température est beaucoup plus élevée. En anticipant sur des résultats qui seront obtenus ultérieurement, la Figure II - 6 montre la variation de la température en fonction de la distance au centre  $r$  pour un modèle d'étoile ayant la masse du Soleil.

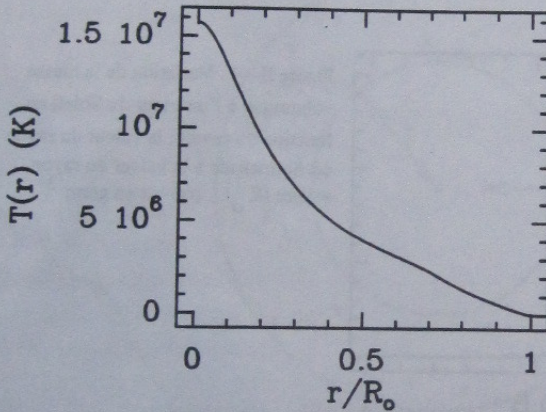


Figure II - 6 : Distribution de la température à l'intérieur du Soleil ; la valeur du rayon est normalisée à la valeur du rayon solaire ( $R_{\odot}$ ).

Le paramètre température d'un gaz traduit le fait que les particules sont animées de mouvements ; ceci se traduit mathématiquement par une relation entre la température  $T$  et l'énergie cinétique des particules de masse  $m$  et de vitesse  $v$  :

$$\frac{3}{2} k T = \frac{1}{2} m v^2 \quad (k : \text{constante de Boltzmann})$$

La vitesse  $v$  ainsi déterminée pour les particules de masse  $m$  est une valeur moyenne. Toutes les particules de même masse n'ont pas la même vitesse : il s'agit de la vitesse de la majorité des particules, mais il y a des particules qui ont des vitesses plus petites et d'autres des vitesses plus grandes.

Analysons les forces de pression qui s'exercent sur un élément de volume  $v$  situé à la distance  $r$  du centre (Figure II - 7). La pression est définie comme étant la force exercée par unité de surface, qu'il s'agisse de particules matérielles ou bien de photons. Il s'agira alors respectivement de pression gazeuse et de pression de radiation.

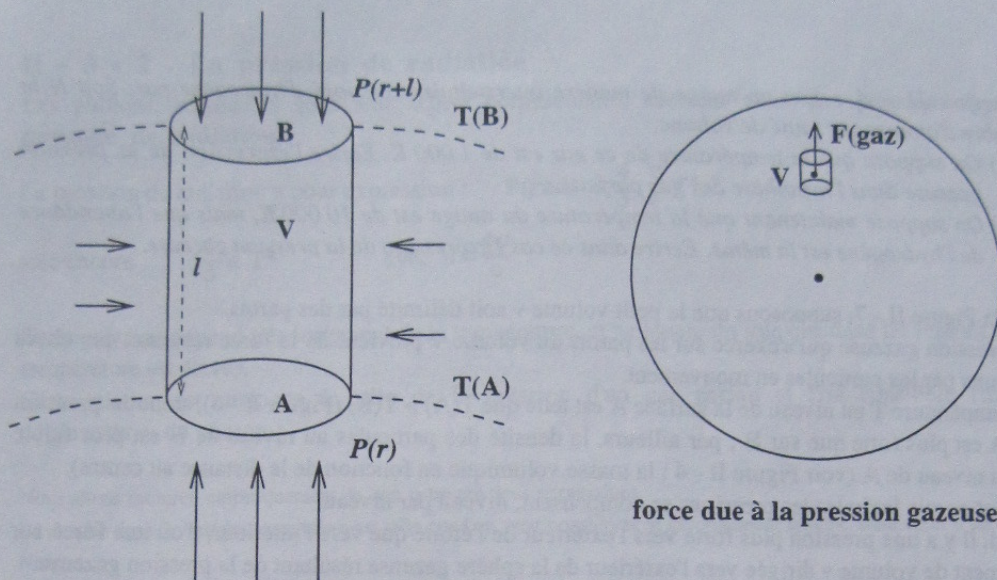


Figure II - 7

### II - 3 - 1 - La pression gazeuse

Dans les milieux gazeux tels que les nuages de matière interstellaire, l'atmosphère des planètes, l'atmosphère des étoiles, les régions internes du Soleil et de la plupart des étoiles, les valeurs de la température et de la masse volumique sont telles que les particules ont de l'espace pour se mouvoir : c'est-à-dire que ce gaz est compressible puisque tout l'espace n'est pas occupé par les atomes.

**Question II - 3 :** On caractérise l'atmosphère du Soleil par une température de 5 800 K et une masse volumique de  $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$ .

- On suppose que l'atmosphère est constituée seulement d'hydrogène ; calculer le nombre d'atomes d'hydrogène par unité de volume.
- Calculer le volume moyen dont dispose un atome d'hydrogène.
- Sachant que le rayon d'un atome d'hydrogène est de  $0,53 \cdot 10^{-10} \text{ m}$  comparer le volume d'un atome d'hydrogène à l'espace dont il dispose.
- Calculer l'énergie cinétique moyenne d'une particule, puis sa vitesse moyenne.

Les conditions de température qui existent à l'intérieur des étoiles sont telles que les atomes sont ionisés. Ce gaz est compressible. Dans l'exercice précédent on a vu que les particules ont de l'espace pour se mouvoir et la valeur de la **pression gazeuse** (par unité de surface) est donnée par la **loi des gaz parfaits** :

$$P = N k T$$

N : nombre de particules par unité de volume

T : température du gaz

On remarque que N est le nombre de particules par unité de volume quelle que soit la nature de ces particules.

**Question II - 4 :** Soit un nuage de matière interstellaire composé d'hydrogène pur. Soit  $N$  le nombre d'atomes par unité de volume.

- On suppose que la température de ce gaz est de 1 000 K. Ecrire l'expression de la pression gazeuse dans l'hypothèse des gaz parfaits.
- On suppose maintenant que la température du nuage est de 10 000 K, mais que l'abondance de l'hydrogène est la même. Ecrire dans ce cas l'expression de la pression gazeuse.

Sur la Figure II - 7, supposons que le petit volume  $v$  soit délimité par des parois.

La pression gazeuse qui s'exerce sur les parois du volume  $v$  provient de la force résultant des chocs produits par les particules en mouvement.

La température  $T$  au niveau de la surface A est telle que  $T(A) > T(B)$  (Figure II - 6), donc la pression sur A est plus forte que sur B ; par ailleurs, la densité des particules au niveau de B est plus faible qu'au niveau de A (voir Figure II - 4 : la masse volumique en fonction de la distance au centre).

Sur les parois latérales les pressions se compensent, niveau par niveau.

Ainsi, il y a une pression plus forte vers l'extérieur de l'étoile que vers l'intérieur, d'où une force sur l'élément de volume  $v$  dirigée vers l'extérieur de la sphère gazeuse résultant de la pression gazeuse.

La force qui s'exerce sur l'élément de volume est la différence entre les deux pressions sur les surfaces unités A et B (Figure II - 7) :

$$F(\text{gaz}) = N(A) k T(A) - N(B) k T(B) \quad \text{où } N(A) \text{ et } N(B) \text{ sont les densités en nombre de particules au niveau de la surface A et de la surface B.}$$

Dans les régions centrales de l'étoile la matière est ionisée, c'est-à-dire qu'il y a un grand nombre d'électrons : ils sont plus nombreux que les noyaux ; en effet l'ionisation du noyau de l'hydrogène libère un seul électron, mais l'ionisation du noyau d'hélium en libère 2, celle du carbone 6, etc....

La différence entre les pressions sur les surfaces unités en A et B s'écrit :

$$N(r) k T(r) - N(r+\ell) k T(r+\ell) = P(r) - P(r+\ell)$$

$\ell$  est un petit élément de longueur tel que  $\ell = dr$ , d'où :  $P(r+dr) - P(r) = \frac{dP(r)}{dr} dr$

Dans les régions centrales des étoiles, de part leur nombre, ce sont les électrons qui contribuent le plus à la pression gazeuse.

On remarque aussi que les électrons sont les particules les plus rapides.

**Question II - 5 :**

- Calculer la vitesse cinétique moyenne d'un proton dans les régions centrales du Soleil (masse du proton :  $1,67 \cdot 10^{-27}$  Kg) où la température est de  $1,5 \cdot 10^7$  K. Comparer cette valeur à celle trouvée question II - 3.
- Même question pour l'électron (masse de l'électron  $9,11 \cdot 10^{-31}$  Kg)

Nous verrons ultérieurement dans ce chapitre que, pour de fortes densités, la loi des gaz parfaits n'est plus valable car des effets quantiques se manifestent.

Les électrons sont les premières particules à être affectées : le gaz d'électron devient dégénéré et c'est cette dégénérescence des électrons qui crée la pression.

## II - 3 - 2 - La pression de radiation

Les photons, considérés sous leur aspect corpusculaire, exercent aussi une pression, appelée **pression de radiation**.

La pression de radiation a pour expression :  $P(\text{rad}) = \frac{4}{3} \frac{\sigma}{c} T^4$

soit encore :  $\frac{1}{3} a T^4$  avec  $a = \frac{4\sigma}{c}$

Cette pression dépend très fortement de la température, et ne jouera un rôle que dans les régions où la température est élevée.

Cette relation est analogue à celle de la pression d'un gaz parfait si l'on considère l'aspect corpusculaire du photon.

Nous allons montrer, empiriquement, le lien entre ces deux expressions.

La densité dans les intérieurs stellaires est telle que l'on peut considérer le rayonnement comme étant celui d'un Corps Noir.

Plaçons-nous dans le cas monochromatique : la loi de Planck nous donne la valeur de l'intensité de l'énergie rayonnée sous forme de photons de fréquence  $\nu$  ou de longueur d'onde  $\lambda$  par une surface unité, cette énergie étant rayonnée perpendiculairement à la surface (Figure II - 8).

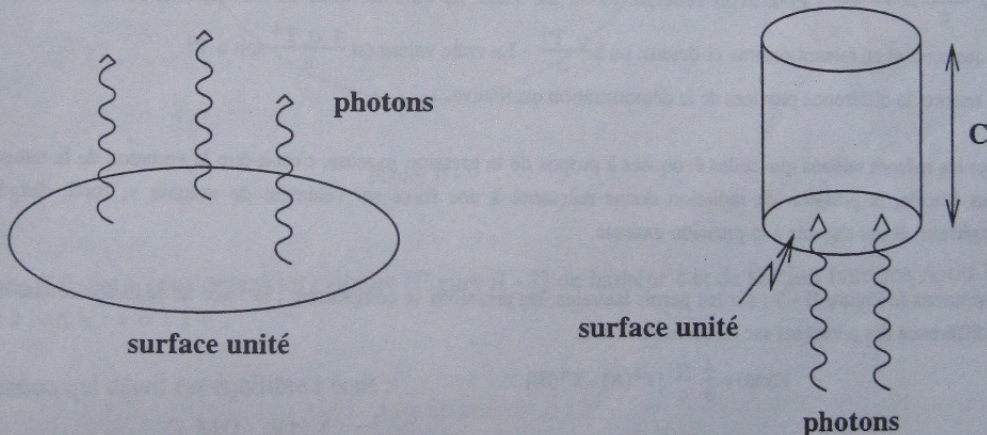


Figure II - 8 :

Le nombre de photons qui sortent de cette surface est égal à :

$$N(\nu) = \frac{B(\nu, T)}{(h\nu)}$$

où  $h$  est la constante de Planck et  $B(\nu, T)$  la fonction de Planck pour un gaz à la température  $T$ .

Par analogie avec la pression gazeuse, on écrira que la pression exercée par les photons, considérés comme des particules, est proportionnelle au nombre de particules par unité de volume multiplié par l'énergie moyenne d'une particule, en remarquant que dans l'expression de la pression gazeuse,  $k T$  est une valeur très proche de l'énergie d'une particule :  $\frac{3}{2} k T$

$N(\nu)$  est le nombre de photons qui sortent de la surface unité en 1 seconde. Ces photons se trouvaient dans le cylindre de longueur  $c$  (Figure II - 8), donc leur nombre par unité de volume est :  $\frac{N(\nu)}{c}$ .

D'où la pression due à ces photons :

$$\frac{N(\nu)}{c} h \nu \quad \text{soit} \quad \frac{B(\nu, T)}{c}$$

Cette valeur de la pression est due seulement aux photons de fréquence  $\nu$  ; pour calculer la pression de tous les photons, il faut faire la somme sur tous les photons quelle que soit leur énergie. Or, d'après la loi de Stefan  $\sigma T^4$  représente la somme de l'énergie des photons rayonnée par une surface unité, d'où une valeur calculée pour la pression de radiation égale à :  $\frac{\sigma T^4}{c}$

Si on compare le résultat de ce calcul à la valeur de  $P(\text{rad})$  on remarque qu'ils sont égaux au facteur  $\frac{4}{3}$  près. Cette différence provient de la démonstration qualitative que nous avons faite.

A partir du calcul fait ci-dessus, on peut aussi trouver l'expression de la densité d'énergie par unité de volume.

$\frac{N(\nu)}{c}$  est le nombre de photons par unité de volume, ce qui correspond à une énergie de :

$h \nu \frac{N(\nu)}{c} = \frac{B(\nu, T)}{c}$ . Pour avoir l'énergie totale par unité de volume, nous devons faire la somme sur toutes les

fréquences, et en faisant comme ci-dessus, on a  $\frac{\sigma T^4}{c}$ . La vraie valeur est  $\frac{4}{3} \frac{\sigma T^4}{c}$  soit  $a T^4$ .

Ici encore, la différence provient de la démonstration qualitative.

Pour les mêmes raisons que celles évoquées à propos de la pression gazeuse, c'est-à-dire la variation de la température dans l'étoile, la pression de radiation donne naissance à une force sur l'élément de volume  $v$ , force dirigée vers l'extérieur, et qui s'ajoute à la pression gazeuse.

Reprenons la Figure II - 7 : sur les parois latérales, les pressions se compensent ; la force de radiation résulte donc de la différence des pressions sur les surfaces A et B.

$$F(\text{rad}) = \frac{4}{3} \frac{\sigma}{c} [T^4(A) - T^4(B)]$$

et comme  $T(A) > T(B)$  la force  $F(\text{rad})$  est dirigée vers l'extérieur comme  $F(\text{gaz})$ .

**Question II - 6 :** Calculer la pression gazeuse et la pression de radiation pour un gaz supposé constitué d'hydrogène pur ayant une température  $T = 1,5 \cdot 10^7$  K et une masse volumique de  $150 \cdot 10^3$  kg  $m^{-3}$

## II - 4 - L'EQUILIBRE HYDROSTATIQUE

L'équilibre de la sphère gazeuse est décrite par l'égalité entre deux forces :

- la force gravitationnelle  $\frac{G M(r) \rho(r) v}{r^2}$  dirigée vers le centre de la sphère,

- la force résultant de la variation de la pression gazeuse et de la pression de radiation, force dirigée vers l'extérieur.

La Figure II - 9 représente ces forces ; la variation des forces de pression sur l'élément de volume  $v$  est calculée entre deux points très peu distants l'un de l'autre. Si on se reporte à la Figure II - 7, cela signifie que la longueur  $\ell$  est très petite devant le rayon  $R$  de l'étoile.

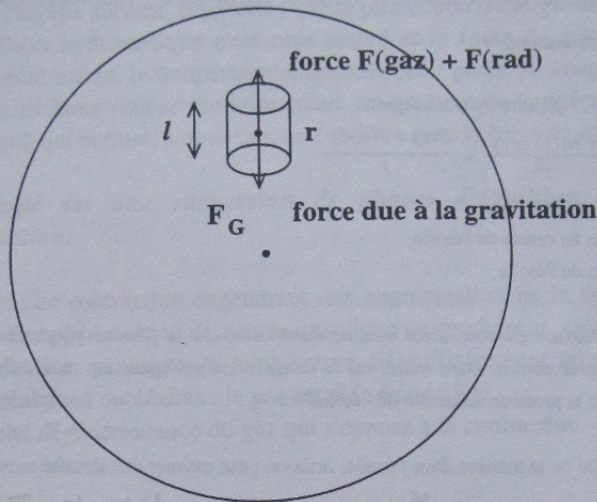


Figure II - 9 :

Comme élément  $v$  considérons un cylindre (Figure II - 7) de hauteur  $\ell$  et de section (surface  $A$  ou  $B$ ) égale à l'unité :  $v = 1 \times \ell$

L'équation qui décrit cet équilibre s'écrit :

$$\frac{G M(r) \rho(r) \ell}{r^2} = P(r) - P(r+\ell)$$

$$\frac{G M(r) \rho(r)}{r^2} = \frac{P(r) - P(r+\ell)}{\ell}$$

où la Pression est la somme de la pression gazeuse et de la pression de radiation :

$P = P(\text{rad}) + P(\text{gaz})$ . C'est l'équation d'équilibre hydrostatique (ou équilibre mécanique).

$\ell$  étant un petit élément de longueur, on pose  $\ell = dr$  et on a donc :  $\frac{G M(r) \rho(r)}{r^2} = \frac{P(r) - P(r+dr)}{dr}$  cf page 40

$$\frac{G M(r) \rho(r)}{r^2} = - \frac{dP(r)}{dr}$$

avec  $P(r) = N(r) k T(r) + \frac{1}{3} a T^4(r)$  où  $N(r)$  est le nombre de particules par unité de volume.

Le signe "-" dans l'équation rappelle que les forces sont de sens opposé.

Cette équation est l'équation d'équilibre hydrostatique.

### II - 4 - 1 - Application au Soleil

On peut utiliser l'équation de l'équilibre hydrostatique pour estimer l'ordre de grandeur de la pression et la température au centre du Soleil à partir de grandeurs observées.

Ecrivons cette équation pour deux points extrêmes : le centre du Soleil et la surface, ce qui revient, par rapport à la Figure II - 7, à mettre la surface B à la surface du Soleil et la surface A au centre. La force due à la gravité est calculée pour un point situé à mi-distance entre le cœur et la surface de l'étoile soit à  $\frac{R}{2}$ , comme cela est représenté Figure II - 9 où le point est au milieu du volume "v".

Reprenons l'expression de l'équilibre hydrostatique :

$$\frac{G M(r) \rho(r)}{r^2} = \frac{P(r) - P(r+\ell)}{\ell}$$

- $P(r+\ell)$  = pression à la surface
- $P(r)$  = pression au centre de l'étoile
- $\ell$  = le rayon de l'étoile.

La pression gazeuse à la surface est considérée comme étant nulle car la densité  $\rho$  est très faible et la pression de radiation sera aussi considérée comme étant nulle, car la température est beaucoup moins élevée que dans les régions centrales. On notera par  $P_c$  la pression au centre de l'étoile.

On ne connaît pas la densité de la matière dans l'étoile, mais on peut estimer une densité moyenne :

$$\rho_{\text{moyen}} = \frac{M}{\frac{4}{3} \pi R^3} \quad \text{cf. question II-1}$$

$$\text{d'où, la valeur de } M\left(\frac{R}{2}\right) : \quad M\left(\frac{R}{2}\right) = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{R}{2}\right)^3 \rho_{\text{moyen}}$$

L'équation de l'équilibre hydrostatique s'écrit donc :

$$\frac{G M\left(\frac{R}{2}\right) \rho_{\text{moyen}}}{\left(\frac{R}{2}\right)^2} = \frac{P(r=0) - P(R)}{R} \quad \text{avec } P(R) = 0 \text{ et } P(r=0) = P_c \quad (\text{Pression au centre})$$

$$\text{d'où : } P_c = \frac{R G M\left(\frac{R}{2}\right) \rho_{\text{moyen}}}{\left(\frac{R}{2}\right)^2} \quad \text{soit : } P_c = G \frac{3}{8\pi} \frac{M^2}{R^4}$$

Calculons la valeur de  $P_c$  dans le cas du Soleil :  $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{30}$  kg,  $R_{\odot} = 7 \cdot 10^8$  m et  $G = 6,67 \cdot 10^{-11}$ , on a donc :

$$P_c = 1,3 \cdot 10^{14} \text{ Pa (Pa = Pascal)}$$

Comme référence rappelons que 1 atmosphère =  $10^5$  Pa. On a alors une pression centrale dans le Soleil égale à  $1,3 \cdot 10^9$  atmosphères. Un calcul plus précis donne  $220 \cdot 10^9$  atmosphères. Néanmoins ce calcul simplifié donne déjà un ordre de grandeur de la valeur de la pression au centre d'une étoile.

A partir de cette valeur on peut estimer la température au centre si on ne considère que la pression gazeuse. On trouve  $T_c = 0,57 \cdot 10^7$  K. Un calcul rigoureux donnerait  $1,5 \cdot 10^7$  K.

**Question II - 7 :** Ecrire le détail de ce calcul.

Ainsi une étoile est un *système autogravitant* et la force qui s'oppose à la force de gravitation, donc qui contrecarre toute contraction, résulte de l'existence d'une variation de la température à l'intérieur de l'étoile (gradient de température).

Ce gradient de température peut être modifié si les conditions dans les régions centrales de l'étoile changent.

En anticipant sur le chapitre suivant, supposons que la production d'énergie thermonucléaire diminue notablement : l'équilibre hydrostatique n'est plus assuré et la force de gravitation l'emporte ; les régions centrales se contractent, la température augmente (voir partie A, chapitre I - 1 - 1 - 2) et de nouvelles réactions nucléaires vont se produire créant un gradient de température suffisant d'où une variation de la pression qui permet, à nouveau, un équilibre avec la force de gravitation.

*La vie d'une étoile est une succession de phases d'équilibre hydrostatique et de phases de contraction.*

Cependant, les phases de contraction engendrent une augmentation de la densité du gaz, dans les régions centrales, et des phénomènes de nature quantique se produisent, créant une pression qui va s'opposer à la contraction, sans que la température ait suffisamment augmenté pour qu'il y ait déclenchement des réactions nucléaires : le gaz est dit : **dégénéré**.

Dans ce cas, c'est cette dégénérescence du gaz qui s'oppose à la contraction.

## II - 5 - LA MATIERE DEGENEREE

### II - 5 - 1 - La découverte de Sirius B

En 1838, Friedrich Bessel publia la première mesure de parallaxe stellaire : celle de l'étoile 61 Cygni. Poursuivant les observations systématiques d'un certain nombre d'étoiles pour en mesurer la parallaxe, il observait entre autre, Sirius. Bessel mit alors en évidence, une variation de la position de Sirius. Après de nombreuses années d'observations systématiques, Bessel conclut en 1844 que ce mouvement résultait de la présence d'une seconde étoile, non observable car trop faible : il s'agissait d'un système binaire dont les deux composantes sont liées par leur interaction gravitationnelle mutuelle.

A partir de ses observations, Bessel calcula les propriétés de ce système d'étoiles doubles et trouva une période de 50 ans pour le mouvement orbital. Il prédit les positions relatives des deux étoiles et le compagnon fut effectivement observé en 1862 par Clark, la séparation était alors à son maximum : 10" (seconde d'arc).

L'étude de ce système d'étoiles binaires a permis de montrer que la masse de Sirius B est de 1,05 masse solaire et son rayon  $5,5 \cdot 10^6$  m soit environ 0,008 rayon solaire.

La masse volumique moyenne de Sirius B est donc égale à  $3 \cdot 10^9$  kg/m<sup>3</sup> : Sirius B a le rayon d'une planète, une masse comparable à celle du Soleil, mais une masse volumique considérable : de l'ordre de la tonne par centimètre cube .

Ces propriétés sont totalement différentes de celles d'une étoile de la séquence principale : ces objets sont appelés **naines blanches**.

Nous verrons ultérieurement que la naine blanche représente la dernière étape de l'évolution stellaire de certaines étoiles.

Les naines blanches ont :

- de petites dimensions, leur rayon est de l'ordre de grandeur du rayon de la Terre
- une masse volumique très élevée, de l'ordre de grandeur de la tonne par  $\text{cm}^3$
- une faible luminosité : 10 à 100 fois moins lumineuses que le Soleil

Sur la Figure I - 9 on remarque la position des naines blanches sur le diagramme HR.  
p 14

Cependant le qualificatif de "blanche" n'est pas représentatif des objets de cette classe, car depuis la découverte de Sirius B on a détecté des naines blanches dont la température de surface pouvait être soit plus élevée (30 000 K par exemple) soit plus faible, auquel cas le qualificatif de couleur "blanche" ne peut pas s'appliquer. Néanmoins ce terme générique de naine blanche est celui qui est utilisé indépendamment de leur température de surface.

## II - 5 - 2 - L'équilibre d'une naine blanche : la dégénérescence du gaz d'électrons

*Question II - 8 : Estimer la pression au centre de Sirius B en utilisant la relation trouvée précédemment entre la pression centrale, la masse et le rayon :*

$$P_c = \left(\frac{3}{8\pi}\right) \frac{G M^2}{R^4}$$

*Question II - 9 : En se plaçant dans l'hypothèse du gaz parfait, calculer la pression gazeuse et la pression de radiation en prenant une température égale à  $1,5 \cdot 10^7$  K et une densité égale à la densité moyenne de Sirius B ; on supposera que le gaz est de l'hydrogène pur.*

Les résultats obtenus ci-dessus montrent que les forces de pression dues à un gaz parfait ne permettent pas d'assurer l'équilibre d'une sphère gazeuse aussi dense.

Nous avons précédemment évoqué des phénomènes de nature quantique dans un milieu à forte densité pour expliquer l'équilibre d'une telle sphère gazeuse.

\* La mécanique quantique nous apprend que dans un certain volume, le nombre de particules, et en particulier le nombre d'ions ou d'électrons, ayant les mêmes propriétés est limité.

Considérons une sphère gazeuse en contraction : on a de plus en plus de particules par unité de volume.

Cependant, dans un certain élément de volume, défini par la mécanique quantique, deux ions ou deux électrons ne peuvent pas avoir les mêmes propriétés, en particulier ils ne peuvent pas avoir la même vitesse ; ceci revient à dire que le nombre de places disponibles est limité dans un volume donné, une place étant caractérisée par un état d'énergie, en particulier par la vitesse de la particule. Quand toutes les "places" sont occupées dans l'élément de volume, il est impossible de rajouter de nouvelles particules et ainsi le milieu s'oppose à la contraction.

Plus précisément, la mécanique quantique impose que lorsque deux particules (ion ou électron) sont très proches l'une de l'autre, leur différence de vitesse doit être supérieure à une valeur fixée par la mécanique quantique, valeur qui est fonction de la distance entre les deux particules. Plus cette distance est petite, plus l'écart entre les vitesses doit être grand. Donc plus les particules sont forcées de se rapprocher, plus la gamme des vitesses doit être étendue. Ce qui revient à dire que l'on a un nombre limité de combinaisons pour les vitesses de deux particules "voisines".

Ce sont les électrons, particules plus légères que n'importe quel ion, qui ressentiront cet effet les premiers, lors de la compression du milieu.

Considérons un gaz à une température donnée. Comprimons ce gaz ; la densité augmente et les électrons vont occuper tous les états énergétiques autorisés : on a alors un **gaz d'électrons dégénéré**. Cette dégénérescence, à température donnée, commence à se produire pour une densité critique (Figure II - 10). Cette densité est d'autant plus basse que la température est plus faible car dans ce cas la gamme des vitesses est peu étendue.

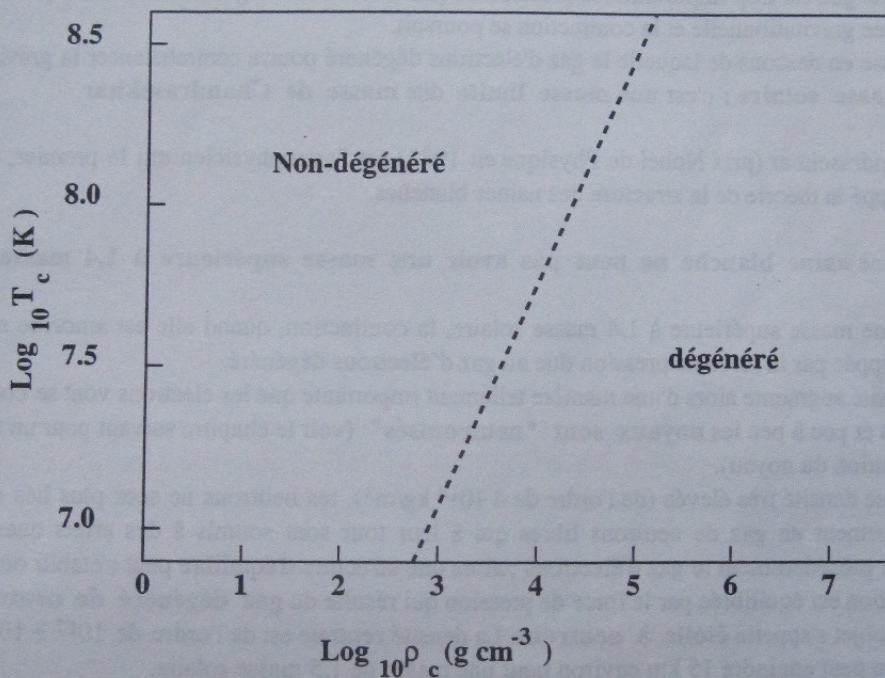


Fig. II - 10 : Densité critique pour laquelle se produit la dégénérescence.

Quand le **gaz d'électrons** est **dégénéré**, cet état particulier du gaz s'oppose à la contraction et assure l'équilibre hydrostatique de la naine blanche.

### II - 5 - 3 - Les états dégénérés de la matière

Le comportement d'un gaz dégénéré est très différent de celui d'un gaz parfait.

La relation qui donne l'expression de la pression gazeuse, dans le cas d'un gaz dégénéré est indépendante de la température : le rôle principal est joué par la densité.

Il y a alors un découplage entre la vitesse des particules et la température.

Cette dégénérescence conduit à un résultat, a priori étonnant : alors que la matière ordinaire tend à occuper un volume proportionnel à sa masse, les naines blanches les plus massives sont celles qui ont le plus petit rayon. Ceci est une conséquence des propriétés de la matière dégénérée.

Plus on comprime une masse de gaz importante, plus la pression pour équilibrer la gravité doit être importante. Or dans le cas d'un gaz d'électrons dégénérés fortement comprimé, la vitesse des électrons sera de plus en plus grande pour respecter la limitation quantique. Ce qui a pour effet d'augmenter la pression de dégénérescence et donc de pouvoir équilibrer une force de gravitation plus élevée.

Cependant il existe une limite à la pression créée par un gaz dégénéré d'électrons. Dans le cas où la masse de gaz est trop importante, la pression du gaz d'électrons dégénéré ne réussit pas à s'opposer à la force gravitationnelle et la contraction se poursuit.

La masse en dessous de laquelle le gaz d'électrons dégénéré pourra contrebalancer la gravitation vaut **1,4 masse solaire** : c'est une **masse limite** dite **masse de Chandrasekhar**.

S. Chandrasekhar (prix Nobel de Physique en 1983) est l'astrophysicien qui le premier, en 1931, a développé la théorie de la structure des naines blanches.

Ainsi une **naine blanche ne peut pas avoir une masse supérieure à 1,4 masse solaire**.

Pour une masse supérieure à 1,4 masse solaire, la contraction, quand elle est amorcée ne peut pas être stoppée par la force de pression due au gaz d'électrons dégénéré.

La densité augmente alors d'une manière tellement importante que les électrons vont se combiner aux protons et peu à peu les **noyaux sont "neutronisés"** (voir le chapitre suivant pour un rappel de la constitution du noyau).

Pour une densité très élevée (de l'ordre de  $4 \cdot 10^{14} \text{ kg/m}^3$ ), les neutrons ne sont plus liés aux noyaux mais forment un gaz de neutrons libres qui à leur tour sont soumis à des effets quantiques tout comme précédemment le gaz d'électrons ; alors une structure d'équilibre peut s'établir où la force de gravitation est équilibrée par la force de pression qui résulte du **gaz dégénéré de neutrons**.

Un tel objet s'appelle **étoile à neutrons**. La densité centrale est de l'ordre de  $10^{17}$  à  $10^{19} \text{ kg/m}^3$  et le rayon peut atteindre 15 km environ pour une masse de 1,5 masse solaire.

Pour une masse supérieure à 2 ou 3 fois la masse du Soleil, la pression du gaz dégénéré de neutrons ne suffit pas pour compenser l'effet de la force gravitationnelle et l'étoile continue indéfiniment à se contracter et constitue ce qu'on appelle un **trou noir**. Un tel objet échappe à l'observation à partir du moment où la vitesse d'évasion est supérieure à la vitesse de la lumière  $c$ .

La vitesse d'évasion est la vitesse nécessaire pour échapper à l'attraction gravitationnelle :

$$V_e = \left( \frac{2GM}{R} \right)^{0,5} \text{ si } R \text{ et } M \text{ sont respectivement la masse et le rayon de l'objet.}$$

Dans le cas d'un trou noir aucun signal électromagnétique ne peut nous parvenir puisqu'il se propage avec cette vitesse  $c$ .

**Question II - 10 :** Dans le cas d'une masse égale à 5 fois la masse du Soleil, calculer le rayon  $R$  pour que la vitesse d'évasion soit égale à  $c$ .

Il n'est donc pas question de détecter directement des trous noirs par leur rayonnement, mais leur présence va se manifester par l'action gravitationnelle qu'ils exercent sur leur environnement, en particulier lorsqu'ils constituent l'une des composantes d'un système binaire (composante "invisible").

## REPONSES AUX QUESTIONS

### Question II - 1 :

Masse volumique moyenne du Soleil :

$$\langle \rho \rangle = \frac{M_{\odot}}{\frac{4}{3}\pi R_{\odot}^3}$$

$M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{30}$  kg et  $R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^8$  m, donc

$\rho = 1,41 \cdot 10^3$  kg m<sup>-3</sup> (MKS), ou  $\rho = 1,41$  g cm<sup>-3</sup> (cgs), soit approximativement la masse volumique de l'eau.

Cette valeur est celle de la masse volumique à 50% du rayon solaire.

### Question II - 2 :

L'élément de volume ayant une masse unité, la force de gravitation s'exerçant sur cet élément est exprimée par :

$$F_G = \frac{G M(r)}{r^2}$$

Les valeurs sont données dans le tableau suivant :

$r/R_{\odot}$	$M(r)/M_{\odot}$	$F_G$ (N)
0,8	0,990	$4,177 \cdot 10^2$
0,6	0,940	$7,050 \cdot 10^2$
0,3	0,605	$1,815 \cdot 10^3$
0,2	0,330	$2,228 \cdot 10^3$
0,1	0,080	$2,160 \cdot 10^3$

La force de gravitation ne varie pas de façon monotone, car la loi de distribution de la masse ne varie pas en  $1/r^2$  dans toute l'étoile.

### Question II - 3 :

On a affaire à un gaz neutre (hydrogène pur), de densité  $\rho = 2,5 \cdot 10^{-4}$  kg/m<sup>3</sup> et de température  $T = 5800$  K.

a) Nombre d'atomes d'hydrogène par unité de volume :

$$n = \frac{\rho}{m_H} = \frac{2,5 \cdot 10^{-4}}{1,67 \cdot 10^{-27}} = 1,5 \cdot 10^{23} \text{ atomes/m}^3$$

b) Volume moyen disponible pour un atome d'hydrogène :

$$\frac{1}{n} = 6,68 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3$$

c) Volume d'un atome d'hydrogène :

$$\frac{4}{3}\pi a_0^3 = \frac{4}{3}\pi(0,53 \cdot 10^{-10})^3 = 0,62 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3$$

Un volume moyen disponible par atome d'hydrogène de  $6,68 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^3$  signifie que la fraction de l'espace effectivement occupé est de l'ordre de  $1/10^7$ , soit 0,00001%!

d) L'énergie cinétique est donnée par

$$E_c = \frac{3}{2}kT = 1,2 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

On en déduit la vitesse  $v$  grâce à la relation :

$$\frac{1}{2}m_H v^2 = \frac{3}{2}kT$$

$$\Rightarrow v = \sqrt{\frac{3kT}{m_H}} = 1,20 \cdot 10^4 \text{ m/s}$$

#### Question II - 4 :

a) Pour un gaz parfait d'hydrogène pur à la température  $T = 1\,000 \text{ K}$ , la pression est donnée par  $P = NkT$

b) A  $10\,000 \text{ K}$ , le gaz est ionisé, le nombre de particules est doublé (1 proton + 1 électron). La pression devient  $P = 2NkT$ .

#### Question II - 5 :

a) Pour calculer la vitesse d'un proton au centre du Soleil, on utilise la relation

$$\frac{1}{2}m_p v^2 = \frac{3}{2}kT$$

Avec  $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  et  $T = 1,5 \cdot 10^7 \text{ K}$ , on obtient  $v = 6,10 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ .

b) Pour l'électron ( $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ ), on obtient  $v = 2,61 \cdot 10^7 \text{ m/s}$ .

c) Chacune de ces valeurs est supérieure à celle trouvée à la question II - 3 ( $1,20 \cdot 10^4 \text{ km/s}$ ). La température étant plus élevée, l'agitation thermique est plus importante.

#### Question II - 6 :

- Pression gazeuse :

$$P(\text{gaz}) = NkT = 2 \frac{\rho}{m_H} kT$$

Le facteur 2 reflète l'état d'ionisation : 1 "atome" d'hydrogène  $\equiv$  1 proton + 1 électron.

$$P(\text{gaz}) = 2 \frac{150 \cdot 10^3}{1,67 \cdot 10^{-27}} 1,38 \cdot 10^{-23} 1,5 \cdot 10^7 = 3,71 \cdot 10^{16} \text{ N m}^{-2}$$

- Pression de radiation :

$$P(\text{rad}) = \frac{1}{3}aT^4 = 1,28 \cdot 10^{13} \text{ N m}^{-2}$$

( $a = 4\sigma/c$ ).

On a  $P(\text{rad}) = 3 \cdot 10^{-4} P(\text{gaz})$ . La pression de radiation est donc négligeable (0,03%) devant la pression gazeuse.

**Question II - 7 :**

L'équation de l'équilibre hydrostatique :

$$\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2} = \frac{P(r) - P(r+l)}{l}$$

est écrite en prenant pour le calcul de la force de pression :

$P(r)$  = pression au centre de l'étoile,

soit  $r = 0$  et  $P(0) = P_c$

$P(r+l)$  = pression à la surface de l'étoile,

soit  $P(R) = 0$ .

D'où :

$$\frac{P(r) - P(r+l)}{l} = \frac{P_c}{R}$$

La force due à la gravitation :

$$\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2}$$

est calculée en se plaçant à mi-distance entre le coeur et la surface de l'étoile, soit à  $R/2$ . La valeur de  $\rho(r)$  est prise égale à celle de la densité moyenne :

$$\bar{\rho} = \frac{M(R)}{(4/3)\pi R^3}$$

La valeur de  $M(r)$  est donc  $M(R/2)$ . Pour calculer cette valeur, on utilise la relation

$$M(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 \bar{\rho}$$

soit :

$$M(R/2) = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{R}{2}\right)^3 \bar{\rho}$$

$$M(R/2) = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{R}{2}\right)^3 \frac{M(R)}{(4/3)\pi R^3}$$

$$M(R/2) = \left(\frac{R}{2}\right)^3 \frac{M(R)}{R^3}$$

$$M(R/2) = \frac{M(R)}{8}$$

L'équation de l'équilibre hydrostatique s'écrit :

$$G \frac{M(R)}{8} \frac{M(R)}{(4/3)\pi R^3} \frac{4}{R^2} = \frac{P_c}{R}$$

d'où

$$P_c = \frac{3}{8} \frac{G M(R) M(R)}{\pi R^4}$$

$M(R) = 1,99 \cdot 10^{30}$  kg,  $R = 7,0 \cdot 10^8$  m, donc

$$P_c = 1,3 \cdot 10^{14} \text{ N m}^{-2}$$

Or  $P_c = NkT_c$  en négligeant la pression de radiation. Pour le calcul de  $N$  se reporter à la Question II - 4.

$$N = \frac{2\bar{\rho}}{m_H} = \frac{M(R)}{(4/3)\pi R^3} \frac{1}{m_H} 2$$

$$P_c = NkT_c \Rightarrow T_c = \frac{P_c}{N \times k}$$

$$T_c = \frac{P_c (4/3)\pi R^3 m_H}{k M(R) 2}$$

d'où :

$$T_c = 5,7 \cdot 10^6 \text{ K.}$$

**Question II - 8 :**

$$P_c = \left(\frac{3}{8\pi}\right) \frac{GM^2}{R^4}$$

$$P_c = \left(\frac{3}{8\pi}\right) \frac{6,67 \cdot 10^{-11} (2,1 \cdot 10^{30})^2}{(5,5 \cdot 10^6)^4} = 3,84 \cdot 10^{22} \text{ N m}^{-2}$$

**Question II - 9 :**

Les caractéristiques de Sirius B sont les suivantes :  $\rho = 3 \cdot 10^9 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $T = 1,5 \cdot 10^7 \text{ K}$ . La pression gazeuse vaut  $P_{\text{gaz}} = 2NkT = 2(\rho/m_H)kT$ , soit  $P_{\text{gaz}} = 7,43 \cdot 10^{20} \text{ N m}^{-2}$ . Cette valeur est plus faible que celle trouvée à la question précédente, montrant qu'on ne peut pas appliquer l'hypothèse de gaz parfait.

La pression de radiation est donnée par :

$$P_{\text{rad}} = \frac{1}{3} a T^4 = 1,28 \cdot 10^{13} \text{ N m}^{-2}$$

On a encore  $P_{\text{rad}} \ll P_{\text{gaz}}$ .

**Question II - 10 :**

La vitesse d'évasion est donnée par :

$$V_e = \sqrt{2G \frac{M}{R}}$$

Si  $V_e = c$ , on a donc pour  $5 M_\odot$  un rayon donné par

$$R = \frac{2GM}{c^2} = \frac{2 \times 6,67 \cdot 10^{-11} \times 5 \times 2 \cdot 10^{30}}{(3 \cdot 10^8)^2} = 14,8 \cdot 10^3 \text{ m}$$

Un trou noir de  $5 M_\odot$  aura un rayon d'au plus 15 km.



## CHAPITRE III

### REACTIONS THERMONUCLEAIRES DE FUSION

III - 1 - LA STRUCTURE DE L'ATOME.....	56
III - 2 - LA MASSE DE L'ATOME.....	57
III - 3 - LES REACTIONS NUCLEAIRES.....	60
III - 3 - 1 - Réaction de fission.....	60
III - 3 - 2 - Réactions de fusion.....	61
III - 4 - REACTIONS THERMONUCLEAIRES DE FUSION DE L'HYDROGENE DANS LES ETOILES.....	62
III - 4 - 1 - La chaîne p-p ou chaîne proton-proton.....	63
III - 4 - 2 - Le cycle CNO.....	65
III - 5 - CONSEQUENCES DES REACTIONS THERMONUCLEAIRES SUR L'EQUILIBRE DE L'ETOILE.....	65
III - 6 - AUTRES REACTIONS NUCLEAIRES DE FUSION DANS LES ETOILES ..	66
III - 6 - 1 - La fusion de l'hélium ( $T > 100 \cdot 10^6$ K).....	66
III - 6 - 2 - La fusion du carbone ( $T > 0,6 \cdot 10^9$ K).....	67
III - 6 - 3 - La fusion de l'oxygène ( $T > 10^9$ K).....	67
III - 6 - 4 - La fusion du silicium ( $T > 3 \cdot 10^9$ K).....	67
III - 7 - AU - DELA DU FER.....	67
III - 8 - LE TAUX DE PRODUCTION D'ENERGIE.....	68
III - 9 - STABILITE DES REACTIONS DE FUSION.....	71
III - 10 - EQUILIBRE ENERGETIQUE.....	72
REPONSES AUX QUESTIONS.....	73

**CE QU'IL CONVIENT DE REVISER AVANT D'ABORDER CE CHAPITRE :**

- Chapitre XI - 8 : L'évolution stellaire

**Relire le Guide de Formation avant  
d'aborder ce chapitre**

La connaissance détaillée de ce chapitre n'est pas indispensable à la compréhension générale, et n'est pas requise pour l'examen

La recherche de l'origine de l'énergie rayonnée par le Soleil et les étoiles a montré que la source de cette énergie se trouve dans les réactions nucléaires. Deux types de réaction nucléaires sont susceptibles de libérer de l'énergie : les réactions de fissions et les réactions de fusion. Ces réactions mettent en oeuvre le noyau des éléments.

### III - 1 - LA STRUCTURE DE L'ATOME

Rappelons qu'un atome est constitué d'un **noyau** entouré d'**électrons** de charge électrique négative.

$Z$   $N$  Le noyau comprend des **protons**, de charge électrique positive et des **neutrons** électriquement neutres. Le nombre de protons est représenté par la lettre  $Z$ , et le nombre de neutrons par  $N$ . La somme  $Z+N$  est appelée  $A$  : c'est le nombre de **nucléons** du noyau ( $A=Z+N$ ).

Il y a autant de protons que d'électrons, d'où une charge électrique nulle pour l'atome neutre. Le nom donné à un atome dépend seulement du nombre de protons dans le noyau.

Les propriétés chimiques d'un corps sont dues pour l'essentiel au nombre d'électrons.

La notation utilisée pour désigner un noyau est de représenter le nombre de nucléons en exposant et de protons et neutrons en indice :  ${}^A_ZX_N$ . La notation courante est :  ${}^AX$  ce qui suffit pour en déduire  $Z$  et  $N$  car la charge électrique du noyau correspondant à  $X$  est connue.

La force électrique entre les protons et les électrons est attractive : c'est elle qui assure la cohésion de l'atome.

La cohésion des nucléons (protons et neutrons) qui constituent le noyau est assurée par les **forces nucléaires**.

Les forces d'interaction nucléaires n'agissent qu'à très courtes distances et le rôle des neutrons est d'assurer la cohésion du noyau en maintenant ensemble les protons, alors que la force électrostatique entre les protons est répulsive.

Un noyau qui ne contiendrait que des protons ne peut pas exister : les neutrons sont indispensables à la cohésion des nucléons ; la seule exception est l'hydrogène dont le noyau le plus courant a un seul proton.

Un même élément peut avoir des noyaux avec des nombres différents de neutrons : il s'agit d'**isotopes**.

Ainsi le noyau d'oxygène, qui comprend 8 protons, peut avoir 8, 9 ou 10 neutrons : il s'agit d'isotopes différents que l'on notera par  ${}^{16}_8O$ ,  ${}^{17}_8O$ , ou bien  ${}^{18}_8O$ . L'hydrogène a 3 isotopes différents :  ${}^1_1H$  sans neutron,  ${}^2_1H$  avec un neutron et  ${}^3_1H$  avec 2 neutrons.  ${}^1_1H$  est le plus courant,  ${}^2_1H$  est appelé Deutérium et  ${}^3_1H$  est le Tritium.

${}^1_1H$  est souvent noté : p (proton),  ${}^2_1H$  : d (deutérium) et  ${}^3_1H$  : t (tritium).

Ainsi les différents isotopes d'un même élément sont caractérisés par le même nombre de protons mais un nombre différents de neutrons.

0,015 %  
 $\times 10^{-6}$  34 - 57

Les propriétés chimiques des différents isotopes d'un même corps sont identiques, les isotopes diffèrent seulement quand des propriétés nucléaires sont mises en jeu ; les niveaux d'énergie des différents isotopes sont très voisins les uns des autres, ce qui revient à dire que les raies produites par les différents isotopes d'un même corps sont les mêmes, mais à des longueurs d'onde très légèrement différentes.

On a vu que l'hydrogène a 3 isotopes ; dans un volume d'hydrogène, on trouve : 99,985 % de  $^1\text{H}$ , 0,015 % de  $^2\text{H}$  et à peine un millionième de  $^3\text{H}$ .

Un élément comme le cobalt n'a pas d'isotope naturel ; dans la nature on ne trouve qu'une seule configuration de son noyau. On peut, au laboratoire, par expérimentation, introduire artificiellement un ou plusieurs neutrons dans son noyau et fabriquer un isotope, mais celui-ci est instable et se désintègre en émettant de l'énergie (c'est un noyau radioactif).

Le nombre de neutrons dans le noyau est tel que les éléments lourds contiennent plus de neutrons que de protons ce qui assure leur stabilité. Néanmoins, comme les forces nucléaires s'exercent à très courtes distances, il existe une taille limite pour que le noyau soit stable : ainsi le plus gros noyau stable connu est celui du Bismuth qui contient 83 protons et 126 neutrons ( $^{209}_{83}\text{Bi}_{126}$ ).

Le noyau le plus massif qui existe à l'état naturel est l'uranium : il contient 106 protons. Il y a 3 isotopes naturels de l'uranium tous **radioactifs** : c'est-à-dire que de tels noyaux se désintègrent spontanément et se transforment en un nouveau noyau avec émission d'énergie. Par exemple  $^{238}\text{U}$  se désintègre, après plusieurs étapes intermédiaires en un atome de plomb  $^{206}\text{Pb}$  et plusieurs atomes d'hélium.

### III - 2 - LA MASSE DE L'ATOME

La masse d'un noyau n'est pas simplement égale à la somme des masses de ses constituants : elle est plus petite que la somme des masses individuelles de chaque nucléon. L'énergie qui lie les nucléons - **énergie de liaison nucléaire** - peut être considérée comme une masse, par la relation :

$$E = m c^2.$$

Ce résultat est aussi valable au niveau de l'atome : la masse d'un atome est inférieure à la somme des masses du noyau et des électrons, car il y a l'énergie de liaison électrons-noyau. Ainsi dans le cas de l'atome d'hydrogène, la différence des masses correspond donc à l'**énergie de liaison électronique**. Si l'atome est dans l'état fondamental, cette énergie de liaison vaut 13,6 eV : c'est l'énergie nécessaire pour ioniser HI à partir du niveau fondamental.

*Question III - 1 : Calculer la masse équivalente à 13,6 eV. Comparer cette masse à celle de l'atome d'hydrogène. Pour détecter cette différence de masse, avec quelle précision faut-il mesurer les masses ?*

$$E = m c^2 \Rightarrow m = \frac{10^6 E}{c^2} ; m_H = 1,673 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \quad \frac{m}{m_H} = 1,45 \cdot 10^{-6} \%$$

$$1,602 \cdot 10^{-19} \times 18,0 / 3^2 \cdot 10^8$$

La Figure III - 1 représente le nombre de neutrons dans un noyau, en fonction du nombre de protons.

La physique nucléaire utilise des unités particulières pour les masses des particules étant donné leur échelle microscopique. Les masses sont exprimées en unité de masse atomique, (en abrégé : u, anciennement uma), définie comme le douzième de la masse de l'atome  $^{12}\text{C}$ .

$$1 \text{ u} = 1,6605402 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$



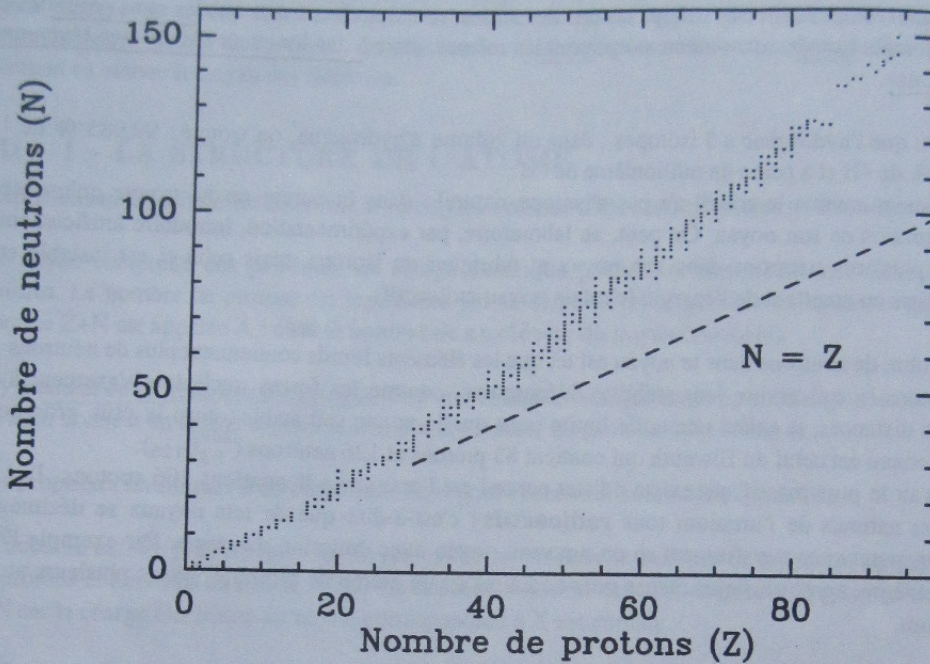


Figure III - 1 : Relation entre le nombre de protons et le nombre de neutrons pour les isotopes stables.

**Question III - 2 :** Dans ce système d'unités, calculer :

- a) la masse du proton ( $1,6726231 \cdot 10^{-27}$  kg)
- b) la masse du neutron ( $1,674929 \cdot 10^{-27}$  kg)
- c) la masse de l'électron ( $9,1093897 \cdot 10^{-27}$  kg)
- d) la masse de l'atome d'hydrogène ( $1,673534 \cdot 10^{-27}$  kg)
- e) l'énergie correspondant à 1 unité de masse atomique, on exprimera le résultat en MeV ( $10^6$  eV).

Les masses des noyaux sont reliées à celles des atomes neutres par la relation :

$$m_{\text{nucl}}(A,Z) = m_{\text{atome}}(A,Z) - Z m_e + Be(Z)$$

- où :
- $m_{\text{nucl}}$  = masse du noyau
  - $m_{\text{atome}}$  = masse de l'atome
  - $m_e$  = masse de l'électron
  - $Be(Z)$  = énergie de liaison électronique
  - $A$  = nombre de nucléons
  - $Z$  = nombre de protons = nombre d'électrons

Les masses nucléaires sont reliées à celles des nucléons qui composent le noyau par la relation :

$$m_{\text{nucl}}(A,Z) = Z m_p + N m_n - B(A,Z)$$

où :  
 $m_p$  = masse du proton  
 $m_n$  = masse du neutron  
 $B(A,Z)$  = énergie de liaison nucléaire

Les énergies de liaison électroniques sont beaucoup plus faibles que les énergies de liaison nucléaires et on les négligera dans tout bilan énergétique. La connaissance des masses nucléaires est fondamentale pour connaître l'énergie de liaison nucléaire. Cependant les masses généralement tabulées sont les masses atomiques (noyau plus électrons) car elles proviennent de mesures expérimentales rarement faites sur des atomes totalement ionisés.

**Question III - 3 :** Calculer la somme des masses des constituants de l'atome d'hélium et comparer cette valeur à la masse de l'atome d'hélium qui vaut 4,002603 u. Calculer l'énergie de liaison (un atome d'hélium est constitué de 2 neutrons, 2 protons et 2 électrons).

On peut calculer la masse moyenne par nucléon pour chaque atome en divisant la masse de chaque atome par le nombre de nucléons : cette valeur n'est pas constante puisque d'après la Figure III - 1 on remarque que le nombre de neutrons n'est pas égal au nombre de protons. Le résultat est montré Figure III - 2.

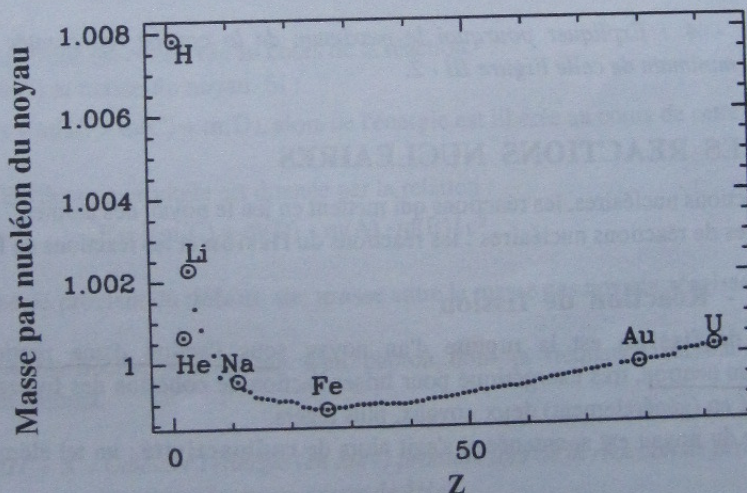


Figure III - 2 : Masse par nucléon d'un atome en fonction de Z. La masse est exprimée en unités de masse atomique.

On note Figure III - 2 que les atomes au voisinage du Fer (Z=26) ont la plus petite masse moyenne par nucléon.

La Figure III - 3 représente la valeur de l'énergie de liaison par nucléon en fonction de Z. Elle a été obtenue en divisant l'énergie de liaison totale (nucléaire et électronique) par le nombre de nucléons dans le noyau.

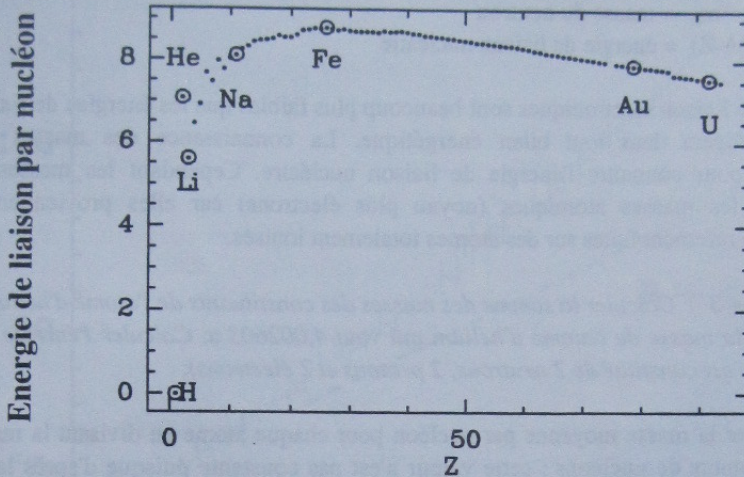


Fig. III - 3 : Energie de liaison par nucléon en fonction de Z. L'énergie est exprimée en MeV.

**Question III - 4 :** Expliquer pourquoi le maximum de la courbe représentée Figure III - 3 correspond au minimum de celle Figure III - 2.

### III - 3 - LES REACTIONS NUCLEAIRES

On appelle réactions nucléaires, les réactions qui mettent en jeu le noyau des atomes.

Il y a deux types de réactions nucléaires : les réactions du **fission** et les réactions de **fusion**.

#### III - 3 - 1 - Réaction de fission

Une réaction de **fission** est la rupture d'un noyau sous l'action d'une particule incidente, généralement un neutron, très énergétique pour briser l'action de cohésion des forces nucléaires. Le noyau est cassé en (généralement) deux noyaux, plus légers.

Si cette rupture du noyau est spontanée il s'agit alors de **radioactivité** ; un tel élément est qualifié de radioactif.

L'abondance des éléments radioactifs varie avec le temps. Cette variation reflète la vitesse à laquelle la désintégration se produit. Si on connaît la vitesse à laquelle cette désintégration se fait, la mesure de l'abondance permettra d'attribuer un âge au milieu considéré à condition de connaître l'abondance initiale : c'est la méthode de la **datation radioactive**.

On appelle **période radioactive** la durée au bout de laquelle la **moitié** des noyaux initialement présents, se sont désintégrés. Par exemple, pour le <sup>238</sup>U, la période radioactive est de 14 milliards d'années.

Cette méthode a permis de dater la Terre et le système solaire (voir partie A, chapitre I). Ainsi à partir du moment où une roche se solidifie, les seules modifications des rapports isotopiques proviennent de la désintégration naturelle des éléments.

L'uranium (<sup>238</sup>U) se désintègre en <sup>206</sup>Pb avec une période radioactive de 4,5 milliards d'années ; ainsi un kilogramme d'<sup>238</sup>U se transforme-t-il en un peu moins de 500 grammes de <sup>206</sup>Pb en 4,5 milliards d'années.

A partir de la mesure des rapports isotopiques de divers éléments on a pu attribuer un âge de 4,55 milliards d'années à des météorites.

*en supposant que il n'y a que <sup>238</sup>U à l'origine des temps.*

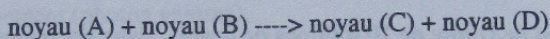
### III - 3 - 2 - Réactions de fusion

Dans les réactions de **fusion** deux noyaux se combinent pour former au moins un nouveau noyau.

Pour qu'une réaction de fusion puisse se produire, il faut vaincre les forces électrostatiques, répulsives, des noyaux ; l'énergie nécessaire provient de l'énergie cinétique des noyaux, autrement dit, il faut que la température du milieu soit élevée.

Ces réactions sont celles qui se produisent dans les intérieurs stellaires.

Une réaction du fusion s'écrit :



- La charge électrique est conservée au cours de la réaction.

Notons par m(I) la masse du noyau. Si :

$m(A) + m(B) > m(C) + m(D)$ , alors de l'énergie est libérée au cours de cette réaction.

La quantité E d'énergie produite est donnée par la relation :

$$E = [(m(C) + m(D) - m(A) - m(B))] c^2$$

L'énergie libérée provient du **défaut de masse** entre la masse des noyaux réagissants et les noyaux créés.

Cette énergie est libérée sous forme d'un photon dont la fréquence est dans le domaine du rayonnement gamma.

**Question III - 5 :** Calculer l'énergie (en MeV) produite lors de la réaction de fusion d'un noyau de Deutérium avec un proton qui donne un noyau de <sup>3</sup>He.

Prendre comme masse atomique :  $m(\text{deutérium}) = 2,014102 \text{ u}$ ,  $m(\text{proton}) = 1,007275 \text{ u}$  et  $m(^3\text{He}) = 3,016029 \text{ u}$ .

*avec  $1 \text{ u} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  (p57)*

Quelle est la longueur d'onde du photon émis ?

On remarque, d'après la Figure III - 2, que pour les réactions de fusion mettant en jeu des noyaux avec  $Z < 26$ , et qui produisent un noyau dont le Z est plus petit que 26, il y a, en général, un "défaut de masse" positif et la réaction produit de l'énergie.

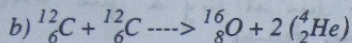
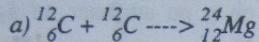
Par contre si des noyaux ayant des valeurs de  $Z > 26$  fusionnent, le noyau produit sera plus lourd que la somme des noyaux incidents, le défaut de masse est négatif, et il n'y aura pas de production d'énergie par le mécanisme décrit ci-dessus.

Une réaction qui produit de l'énergie est dite **exothermique**, le défaut de masse est positif.

Une réaction qui absorbe de l'énergie est dite **endothermique**, le défaut de masse est négatif.

Une réaction de fission qui à partir de l'uranium ( $^{238}\text{U}$ ) produit du plomb ( $^{206}\text{Pb}$ ) est une réaction qui produit de l'énergie, elle est exothermique.

**Question III - 6 :** Les réactions suivantes sont-elles exothermiques ou endothermiques ?



avec en unités de masse atomique les masses suivantes :

$$m({}^4_2\text{He}) = 4,002603 \text{ u.}$$

$$m({}^{16}_8\text{O}) = 15,994915 \text{ u}$$

$$m({}^{24}_{12}\text{Mg}) = 23,98504 \text{ u}$$

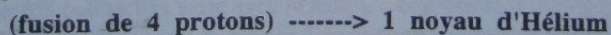
### III - 4 - REACTIONS THERMONUCLEAIRES DE FUSION DE L'HYDROGENE DANS LES ETOILES

Lorsque la température est de l'ordre de 10 millions de degrés, dans les régions centrales, à la fin de la contraction du nuage de matière interstellaire, les **premières réactions** de fusion seront de type **proton-proton** car c'est pour ce type d'interactions que la force de répulsion électrostatique est la plus faible, le noyau n'ayant qu'un proton.

Pour qu'un noyau puisse vaincre la force de répulsion électrostatique, il doit être animé d'une grande vitesse ; cette vitesse provient de la température élevée du gaz. Ces réactions nucléaires liées à la température sont dites **thermonucléaires**.

Cependant dans le cadre de la mécanique et de l'électrostatique classiques, on montre que cette température n'est pas suffisante pour que les noyaux s'approchent suffisamment et que la réaction de fusion ait lieu. Pour décrire ce mécanisme de fusion il faut se placer dans le cadre de la mécanique quantique où intervient la nature probabiliste des événements. Dans ce cas, il existe une probabilité, très faible mais non nulle, pour que deux protons fusionnent. C'est cette probabilité qui permet à ces réactions de fusion de se produire à des températures aussi "basses" que 10 à 15 millions de degrés.

La source d'énergie d'une étoile en début de vie provient des réactions de fusion proton-proton qui peuvent se résumer par :



**Question III - 7 :** Evaluer la quantité d'énergie libérée par la fusion de 4 protons.

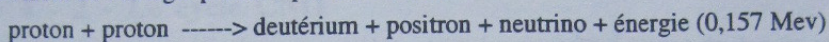
La réaction de fusion de l'hydrogène ne se produit pas aussi directement.

Il y a 2 chaînes de réactions de fusion de noyaux légers, commençant par les protons qui aboutissent au noyau d'hélium ; suivant la température du milieu, c'est l'une ou l'autre de ces chaînes qui est la source essentielle de l'énergie.

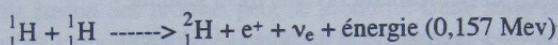
Quand la température centrale est :  $T < 20 \cdot 10^6$  K c'est la **chaîne proton-proton (chaîne p-p)** qui est la source essentielle de l'énergie, pour  $T > 20 \cdot 10^6$  K c'est le **cycle du carbone (cycle CNO)**.

### III - 4 - 1 - La chaîne p-p ou chaîne proton-proton

Nous allons décrire les étapes de cette chaîne pour montrer quels sont les paramètres qui interviennent dans le calcul de l'énergie produite par cette fusion.



Soit :



L'énergie disponible, 0,157 Mev résulte du défaut de masse entre les particules mises en jeu avant et après la réaction. Cette énergie est libérée sous forme de rayonnement gamma.

On remarque que  ${}^1_1\text{H}$  n'ayant pas de neutron, lors de la réaction de fusion donnée ci-dessus, un des protons s'est transformé spontanément et quasi-instantanément en un neutron.

Le **positron** ( $e^+$ ) est semblable à l'électron mais sa charge électrique est positive, d'où son nom.

Dès sa formation au cours d'une réaction nucléaire, le positron s'annihile avec un électron en produisant du rayonnement (photon gamma).

Le **neutrino** ( $\nu_e$ ) est une particule sans charge électrique, qui n'interagit pratiquement pas avec la matière, mais qui transporte de l'énergie ; ainsi un neutrino peut parcourir  $10^{18}$  m avant d'interagir avec la matière ce qui signifie qu'un neutrino sort du Soleil quelques secondes après sa création. L'énergie du neutrino dépend du type de réaction de fusion qui le produit.

La masse d'un neutrino est très faible, voire même nulle, et sa vitesse de propagation est voisine de celle de la lumière.

Les neutrinos sont des particules extrêmement intéressantes car ils ne sont pas piégés à l'intérieur du Soleil. Si on réussit à les capter ils peuvent donner des informations directes sur les réactions nucléaires qui se produisent à ce moment même au centre du Soleil. Leur faible interaction avec la matière les rend extrêmement difficiles à détecter. Leurs propriétés sont très mal connues ce qui est une source d'incertitude quant à la valeur du bilan énergétique de cette relation.

Dans le cas de la chaîne p-p la mauvaise connaissance des propriétés des neutrinos n'est pas cruciale car l'énergie emportée par ces particules n'est pas très importante. Mais il n'en est pas de même, comme nous le verrons plus loin, lorsqu'il s'agit de l'évolution des étoiles massives.

La fusion de 2 protons ne peut se produire que si deux événements très rares surviennent simultanément.

Dans la plupart des cas, deux protons qui entrent en collision voient seulement leurs trajectoires modifiées par les forces électrostatiques de répulsion. Pour qu'il y ait fusion, il faut que l'énergie cinétique d'un des noyaux soit suffisante pour que son mouvement l'amène dans une zone où les forces nucléaires du second proton soient sensibles par suite des effets quantiques. Malgré la

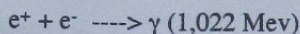
température élevée ( $1,5 \cdot 10^7$  K) dans les régions centrales du Soleil, tous les protons n'ont pas cette possibilité car l'énergie cinétique requise pour une telle fusion correspond à une vitesse environ 1 400 fois supérieure à celle donnée par une température de 15 millions de degrés ; seul 1 proton sur 100 millions a une telle vitesse et pourra donc fusionner. Ce nombre peut paraître étonnamment petit mais il ne faut pas oublier le très grand nombre de particules dans le Soleil.

Mais ce facteur n'est pas le seul. Il faut également que, pendant la brève durée ( $10^{-21}$  s) où ce proton est dans le voisinage immédiat d'un autre proton, là où les forces nucléaires dominent, l'un des deux protons se désintègre en un neutron plus un positron et un neutrino de façon à ce que le neutron en s'associant avec l'autre proton forme un noyau de Deutérium.

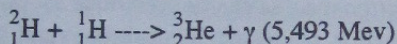
Ce processus est très rare : environ une collision sur  $10^{20}$  conduit à la création d'un noyau de Deutérium.

Le positron s'annihile avec un électron en créant du rayonnement gamma

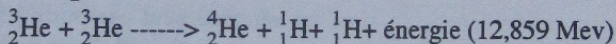
positron + électron  $\rightarrow$  rayonnement gamma (1,022 Mev)



Le noyau de Deutérium réagit très facilement, aussi sa durée de vie n'est-elle que de quelques secondes. Le noyau de Deutérium fusionne avec un proton et un noyau de  ${}^3_2\text{He}$  (isotope de  ${}^4_2\text{He}$ ) est formé.

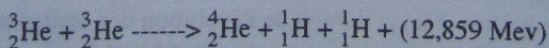
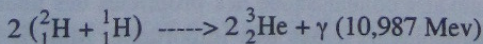
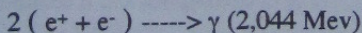
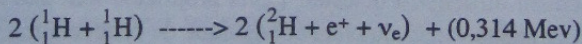


Les noyaux de  ${}^3_2\text{He}$  vont ensuite fusionner, mais beaucoup moins facilement que le Deutérium. Il se formera alors un noyau de  ${}^4_2\text{He}$  et 2 protons.

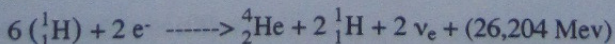


Un noyau de  ${}^3_2\text{He}$  n'a qu'une chance tous les  $10^6$  ans de rencontrer un autre noyau isotope de l'hélium, avec lequel il fusionnera. Cette réaction extrêmement peu fréquente l'est cependant beaucoup plus que la première réaction de fusion entre les protons, puisqu'un proton n'a qu'une chance tous les 10 milliards d'années de fusionner avec un autre proton.

Il faut remarquer que la production du noyau d'hélium nécessite que la première réaction se produise 2 fois.



Soit un bilan qui s'écrit :



L'énergie des neutrinos est :  $2 \times 0,263 = 0,526 \text{ Mev}$ .

L'énergie totale produite par cette chaîne est : 26,204 Mev+ 2 (énergie des neutrinos), mais seule la quantité 26,204 Mev est disponible à l'intérieur de l'étoile car les neutrinos s'échappent librement de l'étoile, ce qui représente environ 2 % de la production d'énergie.

Cette chaîne de réactions qui aboutit à la création d'un noyau d'hélium en partant de la fusion de protons n'est pas la seule qui se produise, mais c'est celle qui libère le plus d'énergie.

Nous ne décrivons pas dans le cadre de ce cours les autres réactions.

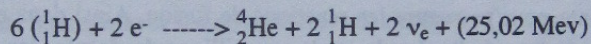
Pour chaque réaction les charges électriques sont les mêmes dans les deux membres. A la première réaction, pour qu'il ait création d'un noyau de Deutérium (un proton et un neutron), il a fallu qu'un proton se transforme en un neutron. La charge positive du proton est emportée par le positron.

### III - 4 - 2 - Le cycle CNO

Lorsque la température des régions centrales est supérieure à 20 millions de degrés, une autre chaîne de réactions de fusion des protons peut se produire. Cette suite de réactions est appelée cycle CNO car les noyaux de carbone, indispensables pour démarrer le cycle, sont reconstitués et n'agissent que comme catalyseur. Au cours de ces réactions, le carbone est successivement transformé en azote, puis en oxygène avant de redevenir du carbone.

Pour qu'un tel cycle se produise il faut que des atomes de carbone soient déjà présents dans l'étoile : ils ont été formés par une génération antérieure d'étoiles au cours de réactions nucléaires que nous décrivons ultérieurement. Ceci impose que des étoiles plus massives que le Soleil aient vécu avant la formation du Soleil.

Le bilan du cycle du carbone est similaire à la chaîne p-p :



mais dans ce cycle, l'énergie emportée par les neutrinos est plus grande (1,71 Mev) soit environ 6% de ce qui est produit.

*Question III - 8 : Comment peut-on comprendre qualitativement que le cycle CNO se produise à des températures plus élevées que la chaîne p-p ?*

**Toutes les étoiles commencent leur vie par les réactions de fusion de l'hydrogène.** Selon leur masse, l'énergie est produite par la chaîne p-p ou par le cycle CNO.

Nous anticiperons sur le chapitre suivant en disant que **toutes les étoiles situées sur la séquence principale du diagramme HR sont dans la phase de fusion de l'hydrogène quelle que soit leur masse.**

### III - 5 - CONSEQUENCES DES REACTIONS THERMONUCLEAIRES SUR L'EQUILIBRE DE L'ETOILE

Rappelons que l'équilibre d'une étoile est assuré par l'égalité entre la force de gravitation et les forces résultant du gradient de la pression.

Au fur et à mesure que l'hydrogène est convertie en hélium par la chaîne p-p ou par le cycle CNO, le nombre de particules est modifié : il diminue puisque 4 protons se transforment en un noyau d'hélium.

On a alors un épuisement progressif du "fuel" nucléaire, sans jamais atteindre l'étape de la transformation complète de tout l'hydrogène en hélium. Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, les réactions de fusion ne se produisent pas nécessairement même si deux noyaux sont très proches.

Quand il n'y a plus assez de "fuel" nucléaire, la production d'énergie baisse et la pression de radiation diminue.

Par suite de la modification du nombre de noyaux dans le milieu, la pression gazeuse diminue.

Ainsi ces deux facteurs concourent-ils à rompre l'équilibre hydrostatique.

La force de gravitation l'emporte et le noyau va se contracter. Cette contraction a pour effet d'augmenter la densité et la température, un nouvel équilibre hydrostatique va s'instaurer.

Comme la température augmente il y aura, non seulement, une modification de la pression mais aussi une modification de la nature des réactions thermonucléaires.

Nous allons maintenant examiner quelles autres réactions thermonucléaires de fusion se produisent en fonction de la température.

### III - 6 - AUTRES REACTIONS NUCLEAIRES DE FUSION DANS LES ETOILES

Le type de réactions thermonucléaires dépend de la température du milieu, mais aussi de la densité qui doit aussi être suffisante pour permettre les réactions de fusion. Ainsi dans un gaz dilué, même très chaud, avec une température de l'ordre de quelques millions de degrés, les réactions nucléaires ne peuvent pas se produire.

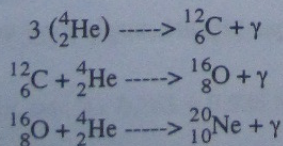
Nous allons brièvement présenter quelques unes des réactions thermonucléaires en fonction de la température du milieu.

Plus les noyaux, qui vont fusionner ont de protons, plus élevée devra être la température : ceci est une simple conséquence de la valeur de la force de répulsion électrique qui est d'autant plus intense que les noyaux ont plus de protons. Il faut donc une température de plus en plus élevée pour que des noyaux de plus en plus lourds puissent fusionner.

#### III - 6 - 1 - La fusion de l'hélium ( $T > 100 \cdot 10^6 \text{ K}$ )

Quand la température des régions centrales atteint  $100 \cdot 10^6 \text{ K}$  les noyaux d'hélium fusionnent en produisant des noyaux de carbone et d'oxygène.

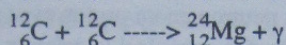
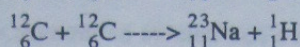
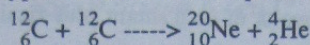
Les principales réactions qui se produisent sont :



X  
X

### III - 6 - 2 - La fusion du carbone ( $T > 0,6 \cdot 10^9 \text{ K}$ )

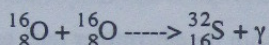
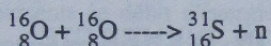
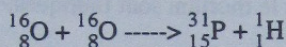
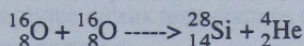
Les réactions de fusion du carbone se produisent à partir d'une température de l'ordre de 600 millions de degrés. Plusieurs types de réactions sont possibles, en voici quelques exemples :



### III - 6 - 3 - La fusion de l'oxygène ( $T > 10^9 \text{ K}$ )

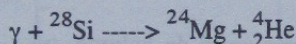
Les réactions de fusion de l'oxygène se produisent lorsque la température est de l'ordre du milliard de degrés.

Voici quelques exemples de réactions qui fabriquent des noyaux de Silicium, de Phosphore et de Soufre.

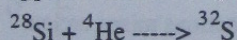


### III - 6 - 4 - La fusion du silicium ( $T > 3 \cdot 10^9 \text{ K}$ )

A une telle température, il y a aussi dans le milieu un très grand nombre de photons, très énergétiques, qui vont interagir avec les noyaux et les désintégrer. On a par exemple la réaction :



Une telle réaction est appelée réaction de photo-désintégration. Puis on a une réaction de fusion :



Ce sont les noyaux d'hélium créés par photo-désintégration qui contribuent, par fusion, à la création de noyaux de plus en plus lourds.

Ainsi sont produits les noyaux jusqu'au fer. Au-delà les réactions deviennent fortement endothermiques. Si une étoile arrive à l'étape de la création d'un noyau stellaire riche en fer, un déséquilibre va brutalement se produire car les réactions sont endothermiques. Ce contexte sera analysé dans un chapitre ultérieur, à propos de l'évolution des étoiles massives. Néanmoins la question se pose : comment sont synthétisés les éléments plus lourds que le fer ?

## III - 7 - AU - DELA DU FER

Les noyaux lourds ( $Z > 26$ ) sont fabriqués à partir de noyaux plus légers qui capturent des neutrons. Ces neutrons sont produits au cours des réactions de fusion.

A partir de la fusion de l'oxygène, il y a de nombreuses réactions de photo-désintégration c'est-à-dire que les photons vont eux aussi interagir avec les noyaux et libérer des nucléons (protons et neutrons) et des noyaux d'hélium.

Ces neutrons pourront être capturés par des noyaux et ce d'autant plus facilement qu'il n'y pas de répulsion électrique à vaincre.

Si un noyau possède trop de neutrons par rapport à son nombre de protons, un "déséquilibre" existe qui se traduit par la transformation spontanée d'un neutron en un proton avec émission d'un électron, pour conserver la neutralité électrique de l'ensemble. On aura ainsi la création d'un noyau plus lourd, c'est-à-dire ayant plus de protons que le noyau initial qui a capturé des neutrons.

Ce processus de transformation d'un neutron en un proton s'appelle le processus bêta moins ( $\beta^-$ ).

Le processus inverse qui correspond à la transformation d'un proton en neutron s'appelle le processus bêta plus ( $\beta^+$ ). Nous l'avons déjà rencontré lors de la réaction de fusion proton-proton.

Ce processus de **capture de neutrons** est capital car c'est celui qui aboutit à la création des noyaux des éléments au-delà du fer.

C'est ainsi que des éléments tels que l'uranium ou le thorium sont fabriqués.

### III - 8 - LE TAUX DE PRODUCTION D'ENERGIE

Pour construire un *modèle d'étoile* nous avons besoin de déterminer quel est le taux de production d'énergie par les réactions thermonucléaires, afin de pouvoir calculer la valeur de la luminosité de cette étoile *théorique*.

La détermination de l'énergie produite, en une seconde par kilogramme de matière nécessite le calcul de :

- du nombre de réactions par seconde et par unité de volume, pour chacune des réactions qui interviennent dans une chaîne, par exemple la chaîne p-p ou bien un cycle de réactions, par exemple le cycle CNO
- de la quantité d'énergie libérée par chacune des réactions mises en jeu.

Dans le cas de la chaîne proton-proton, nous avons vu que les différentes réactions ne se produisent pas au même rythme. Ce qui détermine le rendement énergétique d'une chaîne de réactions, c'est la probabilité de se produire pour la réaction la plus lente. Dans le cas de la chaîne proton-proton, la réaction la plus lente est la fusion de deux protons en un noyau de deutérium.

La quantité d'énergie libérée, par unité de masse, pour un type de réaction donné, dépend de la réaction, de la masse volumique, de la composition chimique et de la température.

Les paramètres nécessaires à la détermination de l'énergie produite sont calculés à partir d'expériences faites en laboratoire, dans les accélérateurs de particules. Il s'agit de résultats obtenus dans des conditions physiques différentes de celles des intérieurs stellaires et les valeurs ainsi obtenues sont ensuite extrapolées.

Dans le cas de la chaîne proton-proton et du cycle CNO les taux de production d'énergie ( $\epsilon$ ) s'écrivent respectivement :

$$\begin{aligned}\epsilon_{pp} &= A_{pp} \rho X^2 T^n \\ \epsilon_{CNO} &= A_{CNO} \rho X Z_{CN} T^n\end{aligned}$$

$A_{pp}$  et  $A_{CNO}$  sont des constantes qui dépendent du type de réactions

$\rho$  : masse volumique (en fait  $\rho(r)$ )

$X$  : abondance de l'hydrogène par unité de masse ( $X(r)$ )

$Z_{CN}$  : abondance du carbone et de l'azote par unité de masse ( $Z_{CN}(r)$ )

$T$  : température (exprimée en unité de millions de degrés) ( $T(r)$ )

L'exposant "n" est de l'ordre de 4 pour la chaîne proton-proton et de l'ordre de 15 pour le cycle CNO. La dépendance de la production d'énergie avec la température est beaucoup plus forte dans le cas du CNO ce qui implique qu'aux températures élevées ce sera ce type de réactions qui prédominera devant la chaîne proton-proton.

La Figure III - 4 représente le débit d'énergie par seconde, fourni par un gramme de matière, en fonction de la température, pour une composition chimique qui est celle du Soleil.

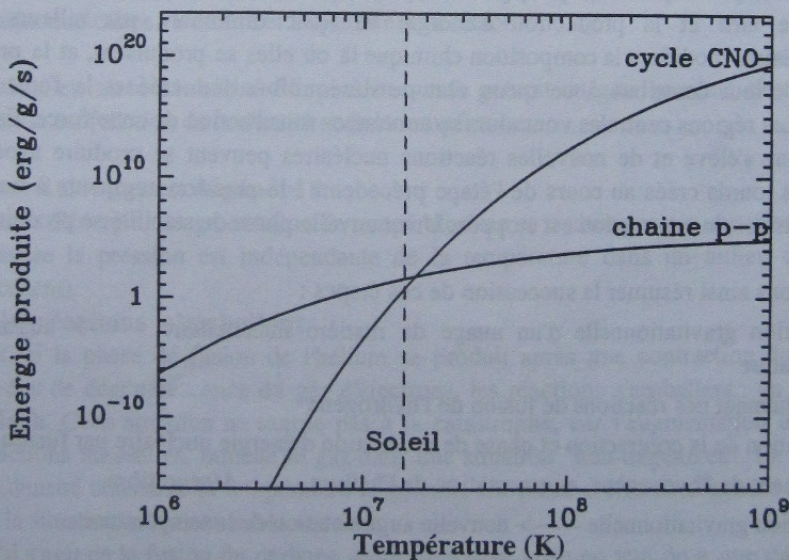


Figure III - 4 : Taux de production d'énergie par les réactions nucléaires de fusion de l'hydrogène en fonction de la température du coeur de l'étoile. Le modèle solaire est indiqué par la ligne en pointillé.

**Question III - 9 :** Calculer le rendement de la chaîne proton-proton.

**Question III - 10 :** Le Soleil rayonne chaque seconde  $4 \cdot 10^{26}$  joules. On suppose qu'il tire son énergie de la chaîne p-p :

- Calculer la masse perdue chaque seconde par le Soleil.
- Calculer la masse perdue depuis sa formation.

**Question III - 11 :**

- Supposons que le Soleil soit uniquement constitué d'hydrogène. Calculer la durée pendant laquelle il pourra rayonner à son rythme actuel.
- Même question pour une étoile naine dont la masse est 15 fois celle du Soleil (voir la table du chapitre VII - 1, pour la valeur de la luminosité).

Le résultat des questions ci-dessus montre que la durée pendant laquelle l'énergie est produite, par un type de réactions donné est inversement proportionnelle à la masse de l'étoile. Ceci provient du fait que plus une étoile est massive, plus la température des régions centrales est élevée, donc les réactions nucléaires se produisent à un rythme plus rapide. Le "fuel" nucléaire est consommé plus vite que dans une étoile moins massive, même si la quantité de "combustible" est plus importante.

Ce résultat a pour conséquence que les étoiles les plus massives ont une phase de combustion de l'hydrogène d'autant plus courte que leur masse est plus grande ; elles évolueront donc plus vite que les étoiles de petite masse tel que le Soleil.

Nous avons vu précédemment, que pour un type de réactions nucléaires donné, le "fuel" nucléaire finit par se tarir et la production d'énergie va donc diminuer ; par ailleurs, les réactions thermonucléaires modifient la composition chimique là où elles se produisent, et la pression gazeuse est affectée : tout contribue à ce qu'un état de déséquilibre soit créé et la force de gravitation l'emporte. Les régions centrales vont alors se contracter sous l'action de cette force. En se contractant la température s'élève et de nouvelles réactions nucléaires peuvent se produire avec la fusion des noyaux plus lourds créés au cours de l'étape précédente : la pression augmente à nouveau dans les régions centrales, la contraction est stoppée. Une nouvelle phase de stabilité se produit.

Nous pouvons ainsi résumer la succession de ces étapes :

- contraction gravitationnelle d'un nuage de matière interstellaire -----> augmentation de la température
- déclenchement des réactions de fusion de l'hydrogène
- stabilisation de la contraction et phase de production d'énergie nucléaire par fusion de l'hydrogène
- épuisement de l'hydrogène, augmentation de l'hélium -----> déséquilibre
- contraction gravitationnelle -----> nouvelle augmentation de la température
- déclenchement des réactions de fusion de l'hélium
- stabilisation de la contraction et phase de production d'énergie nucléaire par fusion de l'hélium
- épuisement de l'hélium, augmentation de C, N et O -----> déséquilibre
- contraction gravitationnelle -----> nouvelle augmentation de la température
- etc...

L'ensemble de ces étapes décrit les phases par lesquelles passera une étoile au cours de sa vie. Nous verrons ultérieurement comment ces différentes étapes s'articulent et donnent lieu à des caractères qui pourront être mis en évidence par l'observation.

Nous avons vu, dans le chapitre précédent, que dans certaines conditions de température, l'augmentation de la densité conduisait à la dégénérescence du gaz. Dans ce cas on peut se demander si l'enchaînement des étapes décrites ci-dessus est toujours valable.

### III - 9 - STABILITE DES REACTIONS DE FUSION

Après avoir calculé le débit d'énergie, une question se pose : pourquoi le Soleil n'a-t-il pas explosé dès sa formation ?

En effet dès que la température des régions centrales du Soleil eut atteint 10 millions de degrés tout l'hydrogène était disponible pour que les réactions de fusion se produisent d'un seul coup et que le Soleil explose. Or cela ne s'est pas produit. Supposons que les réactions nucléaires produisent un excès d'énergie. La température des régions centrales va augmenter par suite de ce surplus de photons créés, d'où une pression plus élevée et en conséquence une expansion de ces régions. Le milieu étant un "gaz parfait" il s'ensuit une diminution de la température qui ralentit le taux de réactions nucléaires et le calme revient.

Supposons au contraire que les réactions nucléaires produisent moins d'énergie : l'étoile va se contracter par suite de la diminution de la pression, la température va augmenter donc le taux des réactions thermonucléaires va croître et l'équilibre sera rétabli.

Ainsi le système est **auto-stabilisé** du moment que le gaz est un **gaz parfait** c'est-à-dire que la pression gazeuse est fonction de la densité et de la température

Que se passe-t-il si le **gaz est dégénéré** ?

S'il y a un excès d'énergie, l'augmentation de température ne se traduit pas par une modification de la pression puisque la pression est indépendante de la température dans un milieu dégénéré (voir chapitre précédent).

Dans ce cas les **réactions s'emballent**.

Par exemple, si la phase de fusion de l'hélium se produit après une contraction du noyau qui a conduit à un état de dégénérescence du gaz d'électrons, les réactions s'emballent : on parle alors de l'**hélium flash**. Cette situation ne tourne pas à la catastrophe, car l'augmentation de température dues aux réactions nucléaires, ramène le gaz dans une situation "non-dégénérée". La Figure II - 10 montre qu'à densité constante la température augmente. On passe d'un état dégénéré à un état non-dégénéré, et la situation redevient stable et calme.

Par contre s'il s'agit de la fusion du carbone, selon la masse mise en jeu, on a une **détonation du carbone** qui conduit à la destruction de l'équilibre.

Ces phases seront à nouveaux présentées lors de la description des différentes étapes de la vie d'une étoile.

### III - 10 - EQUILIBRE ENERGETIQUE

Dans une phase stable de fusion thermonucléaire, l'étoile est en équilibre énergétique, c'est-à-dire que la perte d'énergie représentée par le rayonnement de l'étoile est compensée par la production d'énergie à l'intérieur de l'étoile. Cette production d'énergie est caractérisée par le terme  $\epsilon(r)$  qui représente l'énergie produite, par seconde et par unité de masse de matière stellaire, par les réactions thermonucléaires.

L'énergie produite par seconde dans une coquille sphérique (voir Figure II - 1) située à la distance  $r$  du centre, d'épaisseur  $dr$ , de masse volumique  $\rho(r)$  vaut :  $\epsilon(r) 4 \pi r^2 \rho(r) dr$ . Cette expression représentant un accroissement de la luminosité on écrit :

$$dL(r) = \epsilon(r) 4 \pi r^2 \rho(r) dr$$

Dans une région où il n'y a plus de réactions nucléaires, on a :  $\epsilon(r) = 0$ .

La somme de l'énergie ainsi produite dans les zones centrales où les réactions nucléaires se produisent, est la luminosité de l'étoile :  $L$ .

On a donc :

$$L = \int_0^R 4 \pi r^2 \epsilon(r) \rho(r) dr$$

Dans les phases où il y a un changement rapide de la structure interne de l'étoile, par exemple par suite de la contraction gravitationnelle, l'équation représentant la variation de luminosité s'écrit :

$$dL(r) = [\epsilon_{\text{nucl}}(r) + \epsilon_{\text{grav}}(r)] 4 \pi r^2 \rho(r) dr$$

où :

$\epsilon_{\text{nucl}}(r)$  = énergie thermonucléaire

$\epsilon_{\text{grav}}(r)$  = énergie gravitationnelle

## REPONSES AUX QUESTIONS

### Question III - 1 :

La masse équivalente à 13,6 eV est donnée par  $E = mc^2$ .

$$m = \frac{13,6 \times 1,602 \cdot 10^{-19}}{(3 \cdot 10^8)^2}$$

$$m = 2,421 \cdot 10^{-35} \text{ kg}$$

La masse de l'atome d'hydrogène vaut  $m_H = 1,674 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ . On a donc

$$\frac{m}{m_H} = 1,45 \cdot 10^{-8} \text{ soit } 1,45 \cdot 10^{-6}\%$$

Il est donc nécessaire d'avoir une grande précision sur la détermination des masses : celle-ci doit être meilleure que le millionième.

### Question III - 2 :

1 u = 1,6605402  $\cdot 10^{-27}$  kg

Particule	Masse en kg	Masse en u
a) Proton	1,6726231 $\cdot 10^{-27}$	1,007275
b) Neutron	1,674929 $\cdot 10^{-27}$	1,008664
c) Electron	9,1093897 $\cdot 10^{-31}$	5,485793 $\cdot 10^{-4}$
d) Atome d'hydrogène	1,673534 $\cdot 10^{-27}$	1,007824

Remarque : la précision des masses données dans ce tableau ne permet pas de retrouver l'énergie de liaison du niveau fondamental de l'atome d'hydrogène entre proton et électron telle qu'elle a été calculée à la question III - 1. Il n'y a pas assez de chiffres significatifs pour les masses.

e)

$$E = 1,6605402 \cdot 10^{-27} \times (2,997925 \cdot 10^8)^2$$

$$E = 14,924195 \cdot 10^{-11} \text{ J}$$

1 MeV = 1,602177  $\cdot 10^{-13}$  J, on a donc  $E = 931,495 \text{ MeV}$ .

### Question III - 3 :

Un atome d'hélium est constitué de 2 protons, 2 neutrons et 2 électrons. La masse de ses constituants vaut :

$$(2 \times 1,007275) + (2 \times 1,008664) + (2 \times 5,485793 \cdot 10^{-4}) = 4,032975 \text{ u}$$

La masse de l'atome d'hélium vaut 4,002603 u. La somme des constituants a donc un excès de masse de :

$$\Delta m = 4,032975 - 4,002603 = 0,030372 \text{ u}$$

L'énergie de liaison vaut :

$$E = \Delta m c^2 = 0,030345 \times 1,6605402 \cdot 10^{-27} \times (2,99792458 \cdot 10^8)^2 = 4,542005210^{-12} \text{ J}$$

soit  $E = 28,3 \text{ MeV}$ . Cette énergie de liaison représente l'énergie qui lie les électrons au noyau et l'énergie qui lie les nucléons dans le noyau.

L'énergie de liaison électronique est faible ; pour l'hélium, on rappelle que le potentiel d'ionisation de He I vaut 24,6 eV et celui de He II vaut 54,4 eV. La valeur de 28,3 MeV est dominée par l'énergie de liaison des nucléons.

**Question III - 4 :**

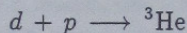
L'énergie de liaison est proportionnelle à la différence :

$$Z m_p + N m_n - m_{\text{noyau}}$$

avec  $m_{\text{noyau}} = A \times (\text{masse moyenne d'un nucléon})$ .

E, énergie de liaison par nucléon, sera d'autant plus élevée que la masse moyenne par nucléon sera plus petite.

**Question III - 5 :**



L'excès de masse de cette réaction vaut :

$$\Delta m = m(d) + m(p) - m({}^3\text{He}) = 2,014102 + 1,007275 - 3,016029 = 0,005346 \text{ u}$$

L'énergie correspondante est :

$$E = \Delta m c^2 = 0,005346 \times 1,6605402 \cdot 10^{-27} \times (2,99792458 \cdot 10^8)^2 = 7,978472 \cdot 10^{-13} \text{ J}$$

Soit  $E = 4,980 \text{ MeV}$ .

La longueur d'onde du photon émis est :

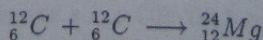
$$\lambda = h \frac{c}{E} = 6,62620 \cdot 10^{-34} \frac{2,99792458 \cdot 10^8}{7,978472 \cdot 10^{-13}} = 2,490 \cdot 10^{-13} \text{ m}$$

soit  $\lambda = 2,490 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$ , c'est-à-dire un rayonnement  $\gamma$  ou X "dur".

Dans la réaction de fusion, ce sont les noyaux qui sont impliqués alors que les valeurs des masses concernent les atomes. Cependant, comme la charge électrique est la même dans les deux membres de l'équation de la réaction, le bilan net est inchangé et l'erreur faite, en considérant les masses atomiques au lieu des masses nucléaires, concerne l'énergie de liaison électronique ; celle-ci étant très faible devant l'énergie de liaison nucléaire, l'erreur est minime. C'est pour cela que le calcul fait ici comporte les masses des atomes. Rappelons que les tables donnent des valeurs beaucoup plus précises pour les atomes.

**Question III - 6 :**

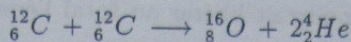
a)



$$\Delta m = (2 \times 12,000) - 23,98504 = 0,01496 \text{ u}$$

$\Delta m > 0$ , cette réaction est exothermique.

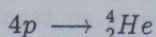
b)



$$\Delta m = (2 \times 12,000) - (15,994915 + 2 \times 4,002603) = -0,000121 u$$

$\Delta m < 0$ , cette réaction est endothermique; elle a besoin d'énergie pour se produire, cette énergie est trouvée grâce aux réactions exothermiques.

**Question III - 7 :**



$$\Delta m = 4 \times 1,007275 - 4,002603 = 0,026497 u$$

$$E = \Delta m c^2 = 0,026497 \times 1,6605402 \cdot 10^{-27} \times (2,99792458 \cdot 10^8)^2 = 3,954463 \cdot 10^{-12} J$$

Soit  $E = 24.68 \text{ MeV}$ .

Pour les raisons données à la question III - 5, ce sont les masses des atomes qui sont prises en compte dans ce calcul.

**Question III - 8 :**

Au cours du cycle CNO, il y a fusion du carbone 12. Or, sa charge électrostatique est plus grande que celle du proton. Il faut donc une énergie cinétique plus grande pour vaincre la répulsion, d'où une température plus élevée pour une plus grande agitation thermique.

**Question III - 9 :**

$$\text{rendement} = \frac{\text{défaut de masse de la réaction}}{\text{masse initiale}}$$

On néglige les pertes par neutrinos.

$$\text{rendement} = \frac{4 \times 1,007275 - 4,002603}{4 \times 1,007275} = 0,007$$

Le rendement est donc de 0,7%.

**Question III - 10 :**

a) L'énergie rayonnée de  $4 \cdot 10^{26} \text{ J}$  correspond à une masse de :

$$\frac{4 \cdot 10^{26}}{(3 \cdot 10^8)^2} = 4,4 \cdot 10^9 \text{ kg}$$

Le Soleil perd environ 4 million de tonnes par seconde.

b) L'âge du Soleil est  $4,55 \cdot 10^9$  ans, depuis que les réactions thermonucléaires se produisent il a perdu :

$$4,4 \cdot 10^9 \times 4,55 \cdot 10^9 \times 365,25 \times 24 \times 3600 = 6,38 \cdot 10^{26} \text{ kg}$$

Comparé à sa masse actuelle ( $2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ ), cela représente 0,03% : cette perte de masse est négligeable.

**Question III - 11 :**

Le rendement de la réaction de fusion de 4 protons en un noyau d'hélium étant de 0,7% (cf. question III - 9), le Soleil pourrait libérer au total l'énergie correspondant à 0,7% de sa masse, soit :

$$2 \cdot 10^{30} \times 0,007 \times (3 \cdot 10^8)^2 = 1,26 \cdot 10^{45} \text{ J}$$

Sa luminosité étant de  $3,83 \cdot 10^{26} \text{ W}$ , sa durée de vie serait

$$\frac{1,26 \cdot 10^{45}}{3,83 \cdot 10^{26}} = 3,29 \cdot 10^{18} \text{ s} \simeq 10^{11} \text{ ans}$$

Une valeur plus réaliste serait obtenue en tenant compte du fait que seules les régions centrales avec une température supérieure à  $10^7 \text{ K}$  subissent la fusion. D'après la figure II - 6, cette condition correspond à un rayon de  $0,18 R_{\odot}$  au maximum, soit  $0,25 M_{\odot}$ , d'où une durée de vie de  $2,5 \cdot 10^{10}$  ans.

Cette valeur est encore supérieure à la vraie valeur ( $10^{10}$  ans), car on n'a pas tenu compte de la modification de la composition chimique au cours du temps.

b) Pour une étoile de  $15 M_{\odot}$ , la table du chapitre VII - I de ce tome, donne :

$$\log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) \simeq 4,3$$

Si on suppose que l'efficacité des réactions de fusion est la même dans le cas du cycle CNO que pour la chaîne p-p (pour une étoile de  $15 M_{\odot}$ , c'est le cycle CNO qui se produit), on a une durée de vie qui est dans le rapport des masses et des luminosités, soit  $15/20\ 000$ , d'où

$$t = 10^{11} \times \frac{15}{20\ 000} = 7,5 \cdot 10^7 \text{ ans.}$$

# CHAPITRE IV

## LE TRANSPORT D'ENERGIE

IV - 1 - TRANSPORT PAR CONDUCTION.....	78
IV - 2 - TRANSPORT PAR RAYONNEMENT.....	78
IV - 2 - 1 - Section efficace et libre parcours moyen.....	79
IV - 2 - 2 - Interaction photon-électron.....	81
IV - 2 - 3 - Interaction photon-atome.....	82
IV - 2 - 4 - L'opacité.....	84
IV - 3 - TRANSPORT PAR CONVECTION.....	86
IV - 4 - CONCLUSION.....	87
REPONSES AUX QUESTIONS.....	88

### CE QU'IL CONVIENT DE REVISER AVANT D'ABORDER CE CHAPITRE :

- Chapitre IX : Nature de la lumière ; spectre continu du corps noir ;  
formation du spectre de raies
- Chapitre XI : L'évolution stellaire

Comment l'énergie produite par les réactions thermonucléaires au centre des étoiles se propage-t-elle vers la surface ?

L'énergie est produite sous forme de **neutrinos et de photons**.

Nous avons vu que les neutrinos interagissant extrêmement peu avec la matière, quittent l'étoile dès leur création. Par contre les photons ont une interaction forte avec la matière ; nous allons décrire leur transfert du centre de l'étoile, où ils sont produits, vers la surface, d'où ils s'échappent librement créant le rayonnement observé.

La façon dont les photons se propagent du centre vers la surface doit être pris en compte quand on fabrique un *modèle d'étoile*.

Il y a trois mode de transport de l'énergie :

- transport par conduction
- transport par rayonnement
- transport par convection

#### IV - 1 - TRANSPORT PAR CONDUCTION

Le mode de transport par conduction nous est familier, tout au moins quant à son résultat : c'est celui qui chauffe les parois d'une casserole posée sur une source de chaleur. Dans les métaux, ce mode de transport de la chaleur, très efficace, est assuré par les électrons libres du métal.

Dans une étoile comme le Soleil, la conduction ne joue aucun rôle dans le transfert de l'énergie car les ions et les électrons sont confinés dans un petit volume, comparé au rayon de l'étoile.

Par contre dans la matière dégénérée ce mode de transport de l'énergie peut devenir important. En effet un électron dégénéré peut traverser une grande distance avant de perdre son énergie lors d'une collision avec un noyau : ne pouvant occuper qu'un état d'énergie bien précis il doit "voyager" sur une longue distance avant de trouver un état d'énergie possible. Cette possibilité est définie par les règles de la mécanique quantique, comme nous l'avons vu précédemment.

#### IV - 2 - TRANSPORT PAR RAYONNEMENT

Compte tenu des valeurs de la température et de la pression, les régions centrales d'une étoile seront considérées comme étant à l'équilibre thermodynamique. On peut calculer dans quel domaine spectral est émis le maximum du rayonnement associé à un milieu dont la température est de plusieurs millions de degrés ; on utilise pour cela les lois du Corps Noir.

*Question IV - 1 : Considérons un milieu dont la température est de  $3 \cdot 10^6$  K. Supposons que ce milieu rayonne comme un Corps Noir. Calculer la longueur d'onde à laquelle se produit le maximum de rayonnement.*

Le champ de rayonnement à l'intérieur des étoiles est essentiellement composé de photons X. Le rayonnement X interagit très fortement avec la matière : en moyenne, dans les régions centrales, un photon X parcourt 0,5 cm avant d'entrer en interaction avec la matière. Il peut alors, soit voir sa trajectoire modifiée, soit être absorbé. Dans le cas où il est absorbé, il y a ré-émission du photon par la matière, mais à une longueur d'onde différente et de toute façon moins énergétique. Le photon est ré-émis dans une direction différente de celle du photon incident. Finalement la trajectoire du photon,

si on pouvait la suivre au cours de ses multiples transformations, est constituée de multiples aller retour : elle est totalement aléatoire et présenterait l'aspect d'un zigzag. Bien qu'ils se déplacent à la vitesse de la lumière, c'est seulement quelques  $10^6$  ans après l'émission des photons dans les régions centrales que ceux résultant des multiples transformations arriveront à la surface.

Au cours de cette **marche au hasard**, le photon subit de nombreuses transformations puisqu'il est "dégradé" d'un photon X en photons du domaine spectral ultraviolet, visible et infrarouge qui correspondent au rayonnement essentiellement émis par les étoiles.

C'est l'opacité du milieu gazeux situé entre le coeur de l'étoile et sa surface qui joue un rôle fondamental dans le transfert de l'énergie. Si le milieu est "transparent" les photons s'échappent rapidement ; si le milieu est opaque, l'énergie met plus longtemps à sortir. Ainsi, d'une certaine façon, l'opacité contrôle aussi le débit d'énergie.

On appelle **opacité** du milieu la manière dont l'interaction photon-matière se produit, et plus précisément, la quantité de photons qui sera absorbée par unité de masse de matière. L'opacité dépend de la composition chimique, de la masse volumique et de la température. Le calcul d'opacités, réalistes, est l'un des problèmes de l'astrophysique moderne ; de grands progrès ont cependant été faits ces dernières années.

Les noyaux seuls ne jouent aucun rôle dans l'opacité du milieu ; seuls les électrons, ou les noyaux ayant gardé quelques électrons, contribuent à l'opacité du milieu. Même dans un milieu ayant une température très élevée, il y a des recombinaisons électrons-noyaux qui se produisent, quitte à ce que leur durée de vie soit très brève et à ce qu'elle soit remplacée immédiatement par une autre recombinaison ce qui se produit toujours dans un milieu globalement à l'équilibre.

Une étude des différents modes d'interaction entre la matière et le rayonnement sort du cadre de ce cours ; nous allons, dans deux cas simples, montrer quelle est sa nature.

#### IV - 2 - 1 - Section efficace et libre parcours moyen

Considérons un gaz constitué d'hydrogène pur. Nous allons calculer quelle distance peut parcourir un atome avant d'entrer en collision avec un autre atome.

Cette distance s'appelle le **libre parcours moyen**

Notons par  $a_0$  le rayon de l'atome d'hydrogène. Deux atomes entreront en collision si leurs centres sont à une distance inférieure à  $2a_0$ .

Nous allons calculer le nombre de collisions en supposant que, dans le milieu, un seul atome est mobile, les autres étant fixes. Sur la Figure IV - 1 on a représenté le volume balayé par l'atome se déplaçant à la vitesse  $v$ , les autres atomes, immobiles étant schématisés par la position de leur centre. Pendant la durée  $dt$ , le volume balayé par l'atome en se déplaçant est :  $\pi (2a_0)^2 v dt$  : c'est le volume dans lequel une collision est possible.

Le nombre de collisions est égal au nombre d'atomes présents dans le volume balayé, en supposant que ceux-ci ne se fassent pas écran, situation schématisée Figure IV - 2.

Si  $\rho$  est la masse volumique et si le gaz est constitué d'hydrogène pur, on a comme densité en nombre d'atomes :  $n = \frac{\rho}{m_H}$  ( $m_H$  = masse de l'atome d'hydrogène).

Le nombre de collisions est :  $n \pi (2a_0)^2 v dt$ .

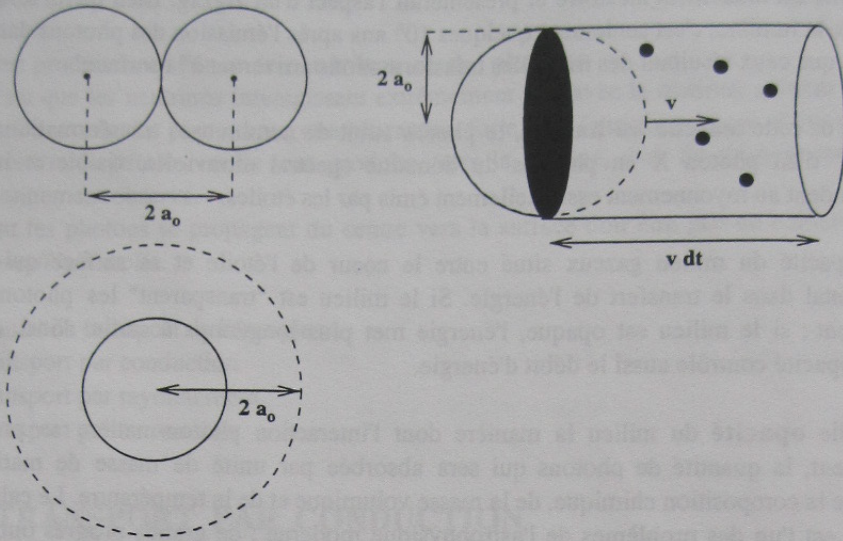


Figure IV - 1 : Libre parcours moyen d'une particule.

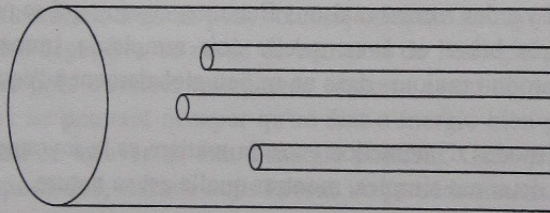


Figure IV - 2 : Particules cibles.

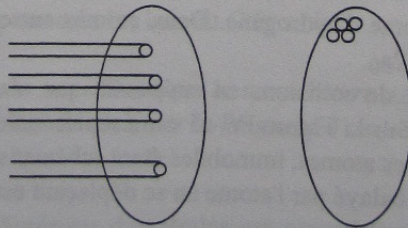


Figure IV - 3 : Section efficace.

La distance moyenne parcourue entre deux collision est donc :

$$\ell = \frac{v dt}{n \pi (2a_0)^2 v dt}$$

$$\ell = \frac{1}{n \pi (2a_0)^2}$$

$\ell$  est appelée le libre parcours moyen.

**Question IV - 2 :** On se place dans l'atmosphère du Soleil où la masse volumique vaut :  $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$ . Calculer le libre parcours moyen d'un atome d'hydrogène sachant que le rayon  $a_0$  vaut :  $5,29178 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ .

L'expression de  $\ell$  calculée ci-dessus est égale au rapport de la valeur 1, c'est-à-dire de la surface unité divisée par une grandeur  $n \pi (2a_0)^2$  qui représente la surface totale occupée par tous les atomes "cibles" si ceux-ci étaient mis les uns à coté des autres (Figure IV - 3), à une extrémité du cylindre. C'est la fraction de la surface qui fait obstacle à la propagation de l'atome.  $\sigma = \pi (2a_0)^2$  est la **section efficace** de l'atome H1.

La section efficace représente la probabilité pour l'interaction de se produire. Un paramètre "section efficace" est calculé pour tous les types d'interactions qui se produisent entre les photons et la matière.

On définit le libre parcours moyen du photon par :  $\ell = \frac{1}{n \sigma}$

où  $\sigma$  est la section efficace de la particule "cible" pour l'interaction considérée et  $n$  le nombre de ces particules par unité de volume. Comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant,  $\ell$  est fonction de la longueur d'onde car l'interaction photon-matière dépend de la longueur d'onde du photon.

**Question IV - 3 :** On considère une molécule d'azote dont le rayon sera pris égal à 1 Angström. La molécule est constituée de 14 protons et 14 neutrons.

- Calculer le libre parcours moyen de cette molécule dans un environnement correspondant à l'atmosphère terrestre : densité de l'air  $\rho = 1,2 \text{ kg m}^{-3}$  et l'azote constitue 78% en masse de l'atmosphère.
- Quel est l'intervalle de temps entre deux collisions pour un lieu où la température est de 20 degrés Celcius ?
- Comparer le résultat ci-dessus à ce qui se passe dans l'atmosphère du Soleil en se reportant à la question IV - 2 et en prenant une température de 5 800 K pour cette atmosphère.

## IV - 2 - 2 - Interaction photon-électron

La Figure II - 6 montre qu'à l'intérieur du Soleil la température augmente rapidement ; la plupart des atomes sont ionisés et il y a de nombreux électrons libres.

Si un photon rencontre un électron libre, deux processus d'interaction peuvent se produire.

Dans le cas où l'électron est au voisinage d'un ion, le photon est absorbé par l'électron dont l'énergie augmente. Plus tard l'électron peut perdre une partie de son énergie en émettant un photon dans une autre direction ; ce photon n'a pas nécessairement la même longueur d'onde que celui qui a été absorbé.

Un second type d'interaction, appelé diffusion, produit seulement un changement de direction de la trajectoire du photon, sans qu'il y ait eu absorption. Cette interaction est appelée diffusion Thomson.

Il y a d'autres types de diffusion par les électrons libres. Nous ne les aborderons pas ; dans les intérieurs stellaires c'est la diffusion Thomson qui prédomine.

*Question IV - 4 : Calculer le libre parcours moyen d'un photon dans les régions centrales du Soleil, en supposant que la densité vaut :  $150 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$  en considérant la diffusion Thomson dont la valeur de la section efficace est :  $\sigma = 0,6652 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$*

#### IV - 2 - 3 - Interaction photon-atome

L'interaction entre un photon et un atome dépend de la structure de l'atome.

Nous allons décrire le principe de cette interaction en utilisant comme atome de référence celui de l'hydrogène.

On représente les différents niveaux d'énergie possibles par un diagramme (Figure IV - 4) où l'ordonnée des niveaux est proportionnelle à leur énergie, par rapport au niveau fondamental. Ce diagramme des niveaux d'énergie a été simplifié : on n'a pas représenté des sous-niveaux qui caractérisent, par exemple, les deux orientations possibles pour l'axe de rotation de l'électron sur lui-même. L'énergie notée en électrons-volts sur la Figure IV - 4, à droite, correspond à l'énergie à fournir pour ioniser l'atome à partir du niveau considéré. Ces valeurs permettent de calculer la longueur d'onde entre deux transitions. Par exemple la transition entre les niveaux  $n = 3$  et  $n = 4$  se produit à la longueur d'onde  $18\,751 \text{ \AA}$ . La différence entre les deux niveaux d'énergie correspond à :

$$\frac{h \cdot c}{\lambda} \quad \text{On a : } 6,62 \cdot 10^{-34} \times \frac{300\,000\,000}{18\,751 \times 10^{-10}} = (1,51 - 0,85) \times 1,6 \cdot 10^{-19}$$

Schématisons sur la Figure IV - 4 l'absorption d'un photon énergétique par un atome.

Supposons par exemple que cette absorption fasse passer l'électron du niveau fondamental au niveau  $n = 6$ . Le choix du niveau fondamental comme niveau de départ ne représente pas une situation générale : l'atome peut se trouver déjà sur un niveau excité "n" par suite d'une collision avec un autre atome.

La durée de vie des niveaux est en général très brève et l'atome se désexcite par une suite de cascades successives d'un niveau à un niveau inférieur, s'il n'est pas perturbé entre-temps par des collisions qui lui font regagner de l'énergie.

A chaque changement de niveau il y a émission d'un photon, dont la longueur d'onde correspond à la différence d'énergie entre les deux transitions. La façon dont se produit cette cascade, dépend de la probabilité qu'a telle ou telle transition à se produire.

Ces photons sont **ré-émis** dans une **direction aléatoire** par rapport à la direction du photon incident absorbé par l'atome.

Ainsi le photon incident, énergétique, a été transformé en plusieurs photons, moins énergétiques. Cependant la somme de l'énergie des photons ré-émis est égale à celle du photon initial.

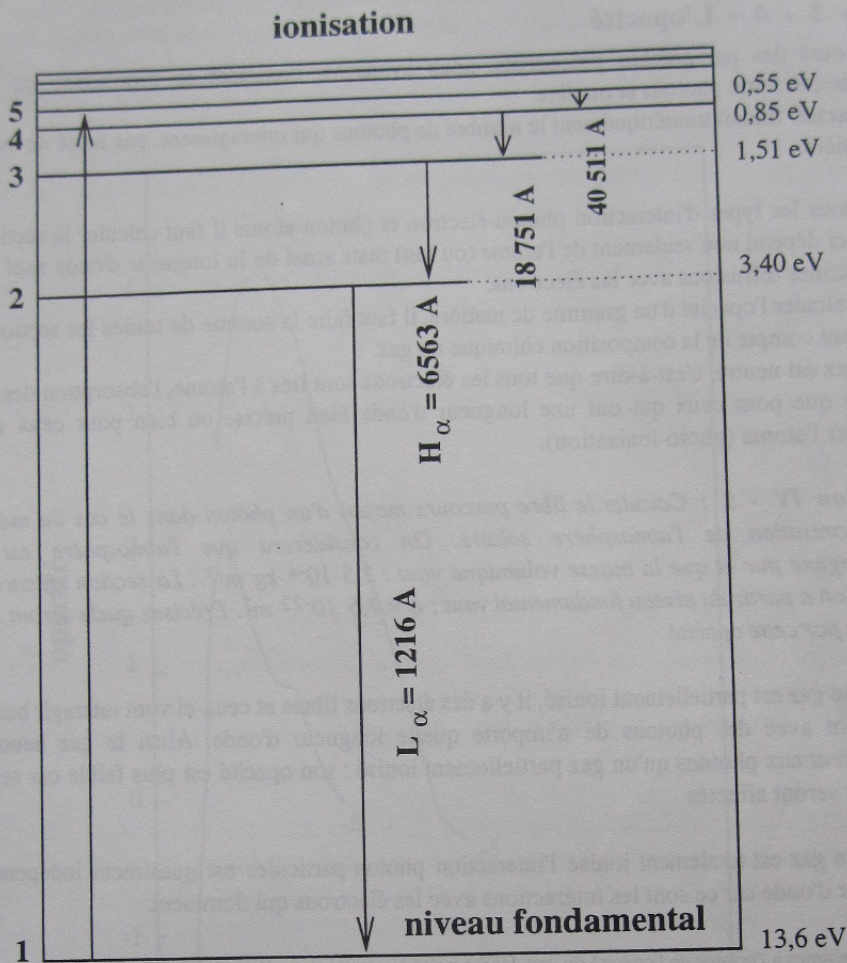


Figure IV - 4 : Absorption d'un photon puis réémission par cascade.  
L'atome représenté est l'hydrogène, seuls les premiers niveaux figurent sur ce schéma.

Dans les régions profondes du Soleil, où la température est élevée (voir Figure II - 6) les atomes sont ionisés, mais certains ont encore un électron périphérique. Comme il y a de nombreuses collisions entre les atomes, ceux-ci sont dans des niveaux élevés d'énergie. Si l'un de ces atomes rencontre un photon, celui-ci sera absorbé et l'électron libéré, car à ces températures, les photons sont très énergétiques. Plus tard, l'électron se recombinera avec un ion, il perdra de l'énergie et un photon sera ré-émis dans une direction aléatoire, et de longueur d'onde différente de celle du photon incident absorbé.

C'est ainsi que les photons très énergétiques, créés par les réactions thermonucléaires sont *dégradés* en photons de plus grande longueur d'onde mais d'énergie plus petite.

#### IV - 2 - 4 - L'opacité

Au cours des paragraphes précédents, nous avons vu comment se produisent les interactions essentielles entre photons et matière.

L'**opacité** traduit numériquement le nombre de photons qui interagissent, par unité de volume, avec la matière.

Pour tous les types d'interaction photon-électron et photon-atome il faut calculer la section efficace. Celle-ci dépend non seulement de l'atome (ou ion) mais aussi de la longueur d'onde sauf dans le cas de certaines diffusions avec les électrons.

Pour calculer l'opacité d'un gramme de matière, il faut faire la somme de toutes les sections efficaces en tenant compte de la composition chimique du gaz.

Si le gaz est neutre, c'est-à-dire que tous les électrons sont liés à l'atome, l'absorption des photons ne se fera que pour ceux qui ont une longueur d'onde bien précise ou bien pour ceux susceptibles d'ioniser l'atome (photo-ionisation).

*Question IV - 5 : Calculer le libre parcours moyen d'un photon dans le cas du mécanisme de photo-ionisation de l'atmosphère solaire. On considérera que l'atmosphère est composée d'hydrogène pur et que la masse volumique vaut :  $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$ . La section efficace de photo-ionisation à partir du niveau fondamental vaut :  $\sigma = 7,6 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2$ . Précisez quels seront les photons affectés par cette opacité.*

Quand le gaz est partiellement ionisé, il y a des électrons libres et ceux-ci vont interagir beaucoup plus librement avec des photons de n'importe quelle longueur d'onde. Ainsi le gaz neutre est plus transparent aux photons qu'un gaz partiellement ionisé : son opacité est plus faible car seuls certains photons seront affectés

Quand le gaz est totalement ionisé l'interaction photon-particules est quasiment indépendante de la longueur d'onde car ce sont les interactions avec les électrons qui dominent.

Les mécanismes à l'origine de l'opacité du gaz décrits précédemment s'appellent :

- les transitions liées-liées : l'atome absorbe un photon et change de niveau d'énergie
- la photo-ionisation (ou transition liée-libre) : conduit à l'ionisation de l'atome
- les transitions libre-libre : les électrons libres absorbent des photons
- la diffusion électronique (diffusion Thomson) : les photons sont diffusés par les électrons libres

La Figure IV - 5 montre la valeur de l'opacité en fonction de la température pour une densité donnée et une composition chimique qui est celle de l'atmosphère solaire. L'opacité ainsi représentée a été moyennée sur les longueurs d'onde.

On note que le maximum d'opacité correspond à l'ionisation partielle du gaz ; quand la température augmente l'ionisation augmente et l'opacité diminue pour garder ensuite une même valeur quelle que soit la température quand tout le gaz est ionisé.

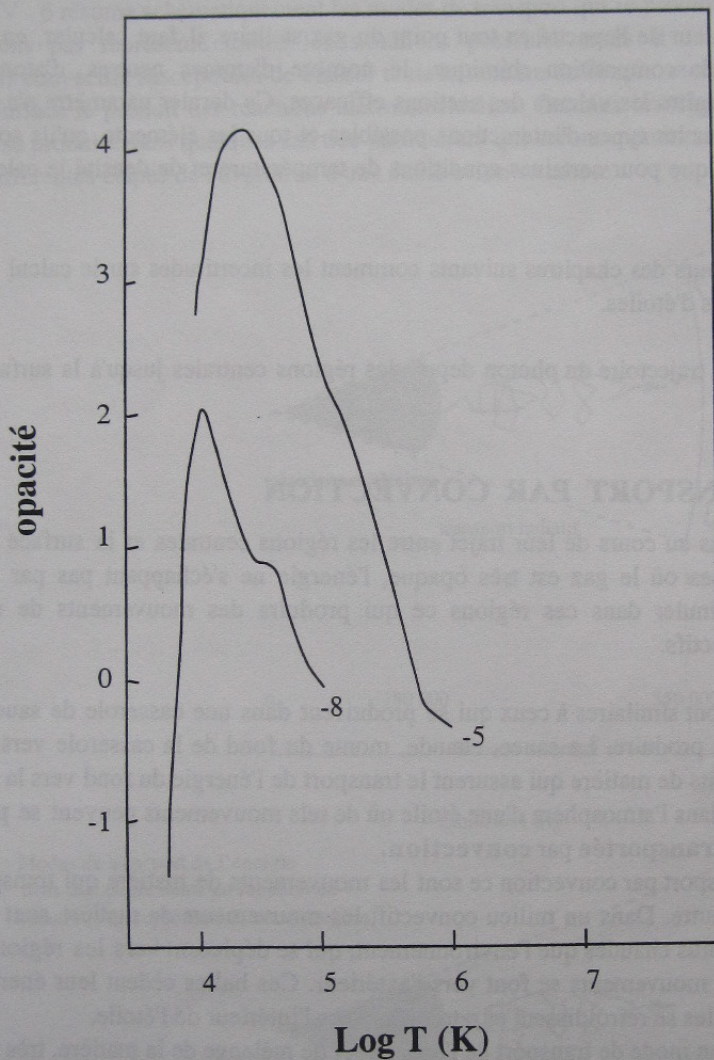


Figure IV - 5 : Variation de l'opacité en fonction de la température pour deux valeurs de la densité :  $\log \rho = -5$  et  $\log \rho = -8$  ( $\rho : \text{g/cm}^3$ )

Pour calculer l'opacité en tout point de la sphère gazeuse qui représente l'étoile, il faut tenir compte du fait que la densité et la température varient en fonction de la distance au centre (Figures II - 4 et II - 6). De même, la composition chimique se modifie au cours du temps dans les régions centrales où se produisent les réactions nucléaires. En tenant compte de tous ces paramètres et de leur variation, on calcule l'opacité en tout point de l'étoile.

Pour calculer la valeur de l'opacité en tout point du gaz stellaire, il faut calculer, en fonction de la température et de la composition chimique, le nombre d'atomes neutres, d'atomes ionisés, et d'électrons, et connaître les valeurs des sections efficaces. Ce dernier paramètre n'a pas été mesuré ou calculé pour tous les types d'interactions possibles et tous les éléments, qu'ils soient neutres ou ionisés. Il s'en suit que pour certaines conditions de température et de densité le calcul des opacités est encore imprécis.

Nous verrons au cours des chapitres suivants comment les incertitudes sur le calcul de l'opacité ont modifié les modèles d'étoiles.

Dans tous les cas la trajectoire du photon depuis les régions centrales jusqu'à la surface est modifiée de façon aléatoire.

#### IV - 3 - TRANSPORT PAR CONVECTION

Lorsque les photons au cours de leur trajet entre les régions centrales et la surface de l'étoile vont rencontrer des zones où le gaz est très opaque, l'énergie ne s'échappant pas par l'entremise des photons va s'accumuler dans ces régions ce qui produira des mouvements de matière appelés mouvements convectifs.

Ces mouvements sont similaires à ceux qui se produisent dans une casserole de sauce chauffée : on voit des remous se produire. La sauce, chaude, monte du fond de la casserole vers la surface ; ce sont ces mouvements de matière qui assurent le transport de l'énergie du fond vers la surface.

Il en est de même dans l'atmosphère d'une étoile où de tels mouvements peuvent se produire : on dit que l'énergie est transportée par convection.

Dans le cas du transport par convection ce sont les mouvements de matière qui transportent l'énergie d'un endroit à un autre. Dans un milieu convectif, les mouvements de matière sont représentés par des bulles de gaz, plus chaudes que l'environnement, qui se déplacent vers les régions plus froides ; dans les étoiles ces mouvements se font vers l'extérieur. Ces bulles cèdent leur énergie (chaleur) au gaz environnant, elles se refroidissent et retombent vers l'intérieur de l'étoile.

La convection est un mode de transport de l'énergie, et de mélange de la matière, très efficace.

Le Soleil a une zone convective en surface et ces mouvements de matière y sont effectivement observés.

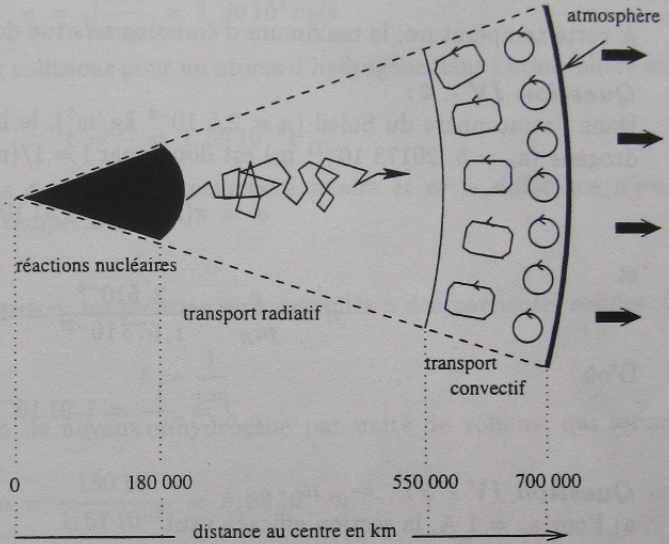
Pour exprimer comment l'énergie est transportée par la matière au cours de ces mouvements, il faut les décrire par des équations qui font appel à la dynamique des fluides. *Aujourd'hui il n'existe aucune théorie satisfaisante qui décrive correctement la convection dans une étoile.*

En général la convection est traitée en utilisant un paramètre appelé longueur de mélange qui traduit la distance au bout de laquelle une bulle a cédé son énergie à l'environnement. Nous verrons

dans un chapitre ultérieur comment la valeur de ce paramètre doit être adapté empiriquement au modèle de l'étoile.

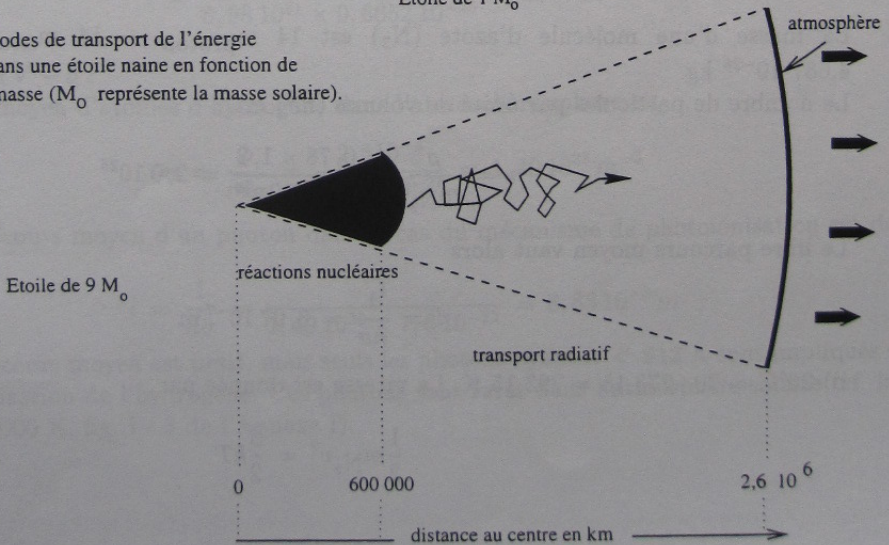
#### IV - 4 - CONCLUSION

La Figure IV - 6 résume schématiquement les modes de transport qui se produisent dans une étoile. Nous n'avons pas représenté toutes les situations possibles mais il n'existe pas de grands mouvements convectifs susceptibles de brasser toute la matière de l'étoile, et d'amener ainsi du centre jusqu'à la surface le produit des réactions thermonucléaires. Certains brassages de matière peuvent néanmoins se produire dans quelques cas très particuliers qui seront mentionnés dans le chapitre qui décrit les différentes étapes de l'évolution d'une étoile selon sa masse.



Etoile de  $1 M_{\odot}$

Figure IV - 6 : Modes de transport de l'énergie dans une étoile naine en fonction de la masse ( $M_{\odot}$  représente la masse solaire).



## REPONSE AUX QUESTIONS

### Question IV - 1 :

Pour un Corps Noir, on a la relation suivante entre la longueur d'onde du maximum du rayonnement et la température :

$$\lambda_{max} T = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ (mK)}$$

Pour un Corps Noir de  $3 \cdot 10^6$  K, on a donc

$$\lambda_{max} = \frac{2,9 \cdot 10^{-3}}{3 \cdot 10^6} \simeq 10^{-9} \text{ m} = 10 \text{ \AA}$$

A cette température, le maximum d'émission se situe donc dans le domaine X.

### Question IV - 2 :

Dans l'atmosphère du Soleil ( $\rho = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ kg/m}^3$ ), le libre parcours moyen d'un atome d'hydrogène ( $a_o = 5,29178 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ ) est donné par  $l = 1/(n\sigma)$ , avec

$$\sigma = \pi(2a_o)^2 = 3,51 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$$

et

$$n = \frac{\rho}{m_H} = \frac{2,5 \cdot 10^{-4}}{1,673 \cdot 10^{-27}} = 1,49 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$$

D'où

$$l = \frac{1}{n\sigma} = 1,91 \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

### Question IV - 3 :

a) Pour  $a_o = 1 \text{ \AA}$ , la section efficace vaut

$$\sigma = \pi(2a_o)^2 = 1,26 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2$$

La masse d'une molécule d'azote ( $\text{N}_2$ ) est  $14 m_{\text{proton}} + 14 m_{\text{neutron}}$ , soit  $m_{\text{N}_2} = 4,687 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$ .

Le nombre de particules par unité de volume ( $\text{m}^3$ ) est

$$n = \frac{\rho}{m_{\text{N}_2}} = \frac{0,78 \times 1,2}{4,687 \cdot 10^{-26}} = 2,0 \cdot 10^{25}$$

Le libre parcours moyen vaut alors

$$l = \frac{1}{n\sigma} = 3,97 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

b)  $20^\circ\text{C} = 20 + 273,15 = 293,15 \text{ K}$ . La vitesse est donnée par

$$\frac{1}{2} m_{\text{N}_2} v^2 = \frac{3}{2} kT$$

soit

$$v = \sqrt{\frac{3kT}{m_{N_2}}} = 509 \text{ m/s}$$

D'où l'intervalle de temps moyen entre deux collisions

$$t = \frac{l}{v} = 7,80 \cdot 10^{-10} \text{ s}$$

c) Dans l'atmosphère solaire, on a

$$\frac{1}{2} m_H v^2 = \frac{3}{2} kT$$

soit

$$v = \sqrt{\frac{3kT}{m_H}} = 1,20 \cdot 10^4 \text{ m/s}$$

L'intervalle de temps entre deux collisions pour un atome d'hydrogène dans l'atmosphère solaire est

$$t = \frac{l}{v} = 1,59 \cdot 10^{-8} \text{ s}$$

L'atmosphère terrestre est plus dense que l'atmosphère solaire et cette différence n'est pas compensée par la différence de température.

#### Question IV - 4 :

Dans le cas de la diffusion Thomson, les photons sont assimilés à des particules solides. On a donc encore

$$l = \frac{1}{n\sigma}$$

où  $n$  désigne le nombre moyen de noyaux d'hydrogène par unité de volume, qui seront les "cibles" des collisions.

$$n = \frac{150 \cdot 10^3}{1,67 \cdot 10^{-27}} = 8,98 \cdot 10^{31} \text{ m}^{-3}$$

Donc,

$$l = \frac{1}{8,98 \cdot 10^{31} \times 0,6652 \cdot 10^{-28}} = 1,67 \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

#### Question IV - 5 :

Le nombre moyen d'atomes d'hydrogène dans l'atmosphère solaire est

$$n = \frac{\rho}{m_H} = \frac{2,510^{-4}}{1,673 \cdot 10^{-27}} = 1,49 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$$

Le libre parcours moyen d'un photon dans le cas du mécanisme de photoionisation est donné par

$$l = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{1,49 \cdot 10^{23} \times 7,6 \cdot 10^{-22}} = 8,83 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

Le libre parcours moyen est petit, mais seuls les photons ayant  $\lambda < 912 \text{ \AA}$  sont impliqués dans la photoionisation de l'hydrogène. Ces photons sont rares dans l'atmosphère solaire (cf. loi de Planck à 6 000 K, fig. I - 3 de l'Annexe I).

# CHAPITRE V

## LES MODELES THEORIQUES D'ETOILES

V - 1 - STRUCTURE INTERNE D'UNE ETOILE .....	92
V - 2 - LA COMPOSITION CHIMIQUE DE L'ATMOSPHERE SOLAIRE .....	93
V - 2 - 1 - Méthodologie.....	93
V - 2 - 2 - Les abondances dans l'atmosphère solaire .....	95
V - 2 - 2 - 1 - L'abondance de l'hélium dans le Soleil .....	96
V - 2 - 2 - 2 - L'abondance solaire du lithium, du béryllium et du bore .....	96
V - 2 - 2 - 3 - L'abondance solaire du carbone, de l'azote et de l'oxygène.....	97
V - 3 - LA COMPOSITION CHIMIQUE DES ETOILES .....	97
V - 3 - 1 - Limitations observationnelles de la détermination des abondances .....	98
V - 3 - 2 - Elargissement thermique d'une raie .....	99
V - 3 - 3 - Elargissement dû à la rotation de l'étoile.....	100
V - 3 - 4 - Abondance des éléments dans les étoiles .....	103
V - 4 - CALCUL DES SEQUENCES EVOLUTIVES .....	105
REPONSES AUX QUESTIONS.....	108

### CE QU'IL CONVIENT DE REVISER AVANT D'ABORDER CE CHAPITRE :

- Chapitre IX - 5 : Formation du spectre de raies
- Chapitre IX - 6 : Observation du spectre de raies
- Chapitre IX - 9 : Identification des raies dans un spectre
- Chapitre IX - 7 : Classification spectrale

Nous allons dans ce chapitre montrer comment on peut représenter théoriquement une étoile par un modèle mathématique qui tient compte des différentes lois physiques présentées précédemment. Ce modèle va nous permettre de suivre "théoriquement" une étoile au cours de sa vie et de mettre en évidence les critères qui permettront d'attribuer un âge aux étoiles.

## V - 1 - STRUCTURE INTERNE D'UNE ETOILE

Connaître la structure interne d'une étoile, c'est pouvoir déterminer, en tout point à l'intérieur de la sphère gazeuse, la valeur de la température, du flux d'énergie, de la pression, de la masse volumique et de la composition chimique.

Ces paramètres sont liés mathématiquement par 4 équations qui décrivent physiquement l'intérieur des étoiles :

- distribution sphérique de la masse
- loi de l'équilibre hydrostatique
- loi de l'équilibre énergétique
- modes de transport de l'énergie du centre vers la surface de l'étoile par conduction, convection et rayonnement.

A ces équations s'ajoutent les relations décrivant les processus physiques se déroulant dans les intérieurs stellaires.

Ce sont :

- l'équation d'état qui relie température et pression (gaz parfait, gaz dégénéré et pression de radiation).
- le taux de production d'énergie par les réactions thermonucléaires

Les équations mathématiques correspondantes sont :

- distribution, sphérique, de la masse :  $\frac{dM(r)}{dr} = 4 \pi r^2 \rho(r)$

- équation d'équilibre hydrostatique :  $\frac{dP(r)}{dr} = \frac{\rho(r) G M(r)}{r^2}$

- équation d'équilibre énergétique :  $\frac{dL(r)}{dr} = 4 \pi r^2 \rho(r) \epsilon(r)$

- équation décrivant le transport de l'énergie
  - par convection
  - par rayonnement
  - par conduction

Cette équation décrit la variation de la température en fonction de r. C'est une équation différentielle en  $\frac{dT(r)}{dr}$ .

L'opacité est calculée en tout point du milieu et la convection est décrite par le paramètre "longueur de mélange".

Les équations de liaison qui représentent les conditions physiques prévalant à l'intérieur des étoiles sont :

- l'équation d'état :

$$P(r) = P(\text{rad})(r) + P_{\text{gaz}}(r)$$

$$P(\text{rad})(r) = 1/3 a T^4(r)$$

$$\text{gaz parfait} : P(\text{gaz})(r) = N(r) k T(r) \quad (N(r) = \text{nombre de particules par unité de volume})$$

gaz dégénéré :  $P(\text{gaz})(r) =$  une équation dans laquelle la température n'intervient pas

- le taux de production d'énergie nucléaire  $\epsilon_{\text{nuc}}(r)$  est fonction de  $\rho(r)$ , de  $T(r)$  et de la composition chimique. Dans certaines phases de la vie de l'étoile, il faut ajouter l'énergie due à la contraction gravitationnelle du noyau  $\epsilon_{\text{grav}}(r)$ .

Mathématiquement on a un système de quatre équations différentielles dont les fonctions inconnues sont :  $M(r)$ ,  $P(r)$ ,  $T(r)$  et  $L(r)$  est résolu avec les conditions aux limites suivantes : au centre  $r=0$ ,  $M(0) = 0$  et  $L(0) = 0$  et à la surface :  $r = R$ ,  $M(R) = M$ ,  $P(R) = 0$  et  $T(R) = 0$ . Les conditions à la surface  $P(R) = 0$  et  $T(R) = 0$  peuvent ne pas sembler réalistes, écrites ainsi elles montrent seulement que ces valeurs superficielles sont négligeables devant celles à l'intérieur de l'étoile. Pour avoir des valeurs plus réalistes de  $P$  et  $T$  en surface, on ajoute au modèle de structure interne, une description spécifique du transfert du rayonnement dans les couches superficielles de l'étoile, où l'opacité n'est pas moyennée sur les longueurs d'onde, mais varie en fonction de celles-ci. On a vu au chapitre IV comment les transitions entre deux niveaux d'énergie, donnaient lieu nécessairement à une opacité fonction de la longueur d'onde correspondant à la différence d'énergie entre les niveaux (voir Figure IV - 5).

Cette description détaillée des interactions matière-rayonnement dans les couches extérieures constitue le domaine de la théorie des atmosphères stellaires : on construit un modèle d'atmosphère qui s'ajoute au modèle de structure interne.

Seules les valeurs de deux grandeurs doivent être choisies initialement pour résoudre ce système de quatre équations; il s'agit de **la masse et de la composition chimique**.

Ces deux valeurs ne sont pas arbitraires, ce sont celles de l'étoile dont on cherche à décrire l'évolution.

La résolution de cet ensemble d'équations permet de calculer en tout point à l'intérieur de l'étoile la valeur de paramètres tels que : la température, la pression, la masse volumique. Remarquons que le **rayon R de l'étoile résulte de la solution de ces équations**.

Un résultat important fut démontré en 1926 : **pour une composition chimique donnée et pour une masse de gaz donnée, l'ensemble de ces équations a une seule solution**.

Ce résultat est connu sous le nom de théorème de Russell-Vogt.

## V - 2 - LA COMPOSITION CHIMIQUE DE L'ATMOSPHERE SOLAIRE

### V - 2 - 1 - Méthodologie

C'est à partir du spectre stellaire qu'on calcule l'abondance relative des différents éléments car aucune mesure d'abondance directe par analyse du gaz n'est possible. Le spectre (Figure V - 1) d'une étoile, représente les dernières interactions des photons avec le gaz avant de s'échapper librement ; l'atmosphère est la dernière région de l'étoile traversée par les photons (Figure IV - 6).

Les raies d'absorption sont le résultat de ces interactions et leur intensité est fonction de l'opacité du milieu donc de sa composition chimique. La composition chimique sera déterminée à partir de la mesure de l'intensité des raies, dans le spectre, par comparaison avec un spectre théorique.

Le calcul d'un spectre théorique correspond à la théorie du transfert (ou transport) du rayonnement présentée dans le chapitre précédent. C'est la même théorie qui s'applique pour calculer un modèle de structure interne ou un modèle d'atmosphère. Mais dans ce dernier cas il n'y a pas de production d'énergie et l'opacité est calculée en fonction de la longueur d'onde et non pas moyennée sur le domaine spectral.

Le modèle d'atmosphère est calculé par itérations successives jusqu'à obtenir un bon accord entre le spectre observé et le spectre théorique.

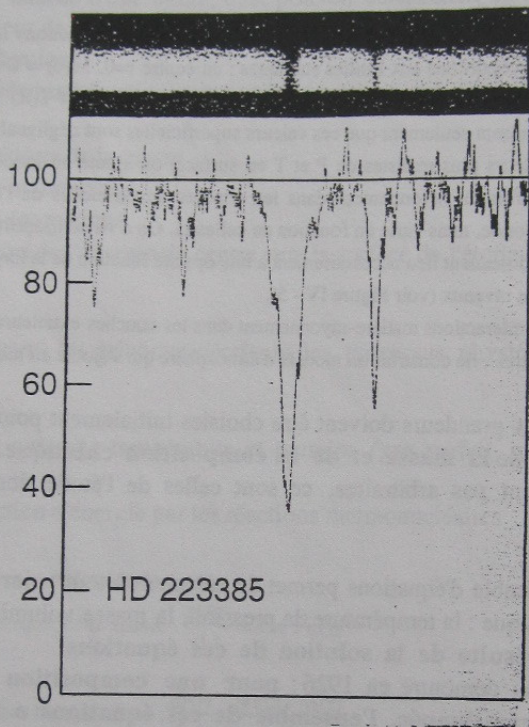


Figure V - 1 : Spectre de l'étoile HD 223385 au voisinage de la raie d'hydrogène  $H_\gamma$ . En haut de la figure est représentée une portion de la photographie du spectre. Les raies, en absorption, apparaissent comme des bandes sombres. En dessous figure l'enregistrement de l'intensité du spectre, normalisé à la valeur arbitraire de 100. A l'emplacement des raies, on remarque la brusque diminution de l'intensité. Les "zig zag" au niveau de la valeur 100 sont dus au noircissement irrégulier de la plaque photographique; c'est un effet purement instrumental.

La gravité, la température effective et la composition chimique sont déterminées simultanément. Rappelons que la température effective peut aussi être déterminée par d'autres méthodes (voir Annexe I) et on doit bien évidemment avoir le même résultat entre ces deux déterminations. La gravité peut rarement être déterminée indépendamment par la relation :  $g = \frac{G M}{R^2}$ , car M et R ne sont pas directement mesurés.

Pour les étoiles naines de la série principale, la région extérieure appelée atmosphère a une extension tout à fait négligeable devant le rayon de l'étoile et la masse volumique y est très faible (pour le Soleil elle est en moyenne de  $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$ ) donc on pourra considérer que la gravité y est constante.

La région qui est appelée atmosphère a une épaisseur, dans le cas du Soleil, d'environ 700 km. Cette épaisseur peut être estimée à partir du libre parcours moyen  $\ell$  du photon, cette distance étant, en moyenne, celle que parcourt un photon entre deux interactions. Cette épaisseur de 700 km n'est qu'un ordre de grandeur car on rappelle que  $\ell$  est fonction de la longueur d'onde du photon.

Dans le calcul d'un modèle d'atmosphère, il y a, comme pour un modèle de structure interne, la difficulté de représenter le mode de transfert des photons par la convection (voir chapitre IV). Indépendamment de ce problème qui n'a pas encore de solution totalement satisfaisante, des progrès importants ont été réalisés, ces dix dernières années, dans le calcul des opacités des atomes et des molécules.

## V - 2 - 2 - Les abondances dans l'atmosphère solaire

La composition chimique de référence pour les étoiles est celle du Soleil, car c'est la seule étoile dont le spectre peut être observé avec autant de précision : la résolution en spectroscopie pouvant atteindre 1 million (voir V - 3 - 1)

Comme il n'y a pas de mélange entre les couches de l'atmosphère et les régions centrales où les réactions thermonucléaires se produisent, on considère que la composition chimique mesurée représente celle de la matière à partir de laquelle le Soleil et les planètes se sont formés il y a quatre milliards et demi d'années.

**La composition chimique de l'atmosphère solaire est la composition chimique du Soleil à l'âge zéro.**

Cette conclusion est valable pour toutes les étoiles qui sont sur la série principale comme le Soleil. On verra que, lorsqu'une étoile est dans la phase des géantes, des mélanges de matière peuvent se produire.

Tous les éléments n'ont pas des raies détectables dans le spectre solaire. On peut mesurer aussi les abondances dans les météorites chondrites carbonées (type I) considérées comme étant celles ayant subi le moins de modifications au cours des étapes primordiales de la formation du système solaire. Les météorites sont supposées être contemporaines du Soleil, elles se sont formées à partir de la même matière interstellaire par conséquent l'abondance des éléments déterminée à partir de leur analyse doit être similaire à celles provenant de l'analyse du spectre solaire.

La table V - 1 (voir à la fin de ce chapitre) donne l'abondance des éléments déterminée à partir du spectre solaire et à partir des météorites. L'accord entre les deux déterminations est obtenu à 10% près. On remarque que les incertitudes sont plus grandes pour les mesures à partir du spectre que pour les abondances météoritiques car les paramètres de physique atomique nécessaires au calcul de l'intensité d'une raie, ne sont pas connus avec la même précision pour toutes les raies analysées.

Dans cette table l'abondance d'un élément  $A_{el}$  est donnée en nombre d'atomes par rapport à l'hydrogène dont la valeur est normalisée à 12 :

$$A_{el} = \log \frac{N_{el}}{N_H} + 12$$

Les valeurs de cette table sont en logarithme à base 10. Le choix de l'échelle logarithme résulte de la grande variation des abondances relatives.

La table ci-dessous reprend ces valeurs pour quelques éléments d'une façon plus illustrée où l'on donne la valeurs de l'abondance en nombre d'atomes cette fois-ci en prenant comme référence un nombre d'atome d'hydrogène fixé à un million (et non pas  $10^{12}$  comme c'est le cas dans la table V - 1)

Elément	Nombre d'atomes
H	1 000 000
He	98 000
O	740
C	350
Ne	120
N	90
Mg	40
Fe	30
Si	30
S	20

### V - 2 - 2 - 1 - L'abondance de l'hélium dans le Soleil

L'abondance de l'hélium, donnée dans la Table V - 1, ne résulte pas d'une mesure directe, ce qui semble paradoxal puisque son nom vient de "hélios" ; l'hélium a été découvert sur un spectre pris lors d'une éclipse solaire en 1868. Il n'a été identifié sur Terre qu'en 1895.

Lors d'une éclipse ce sont les régions les plus externes de l'atmosphère solaire - appelée chromosphère - qui sont observées. En dehors des éclipses ces régions ne sont pas observables depuis la Terre et aucune raie de l'hélium n'est décelable dans le spectre solaire, la température y étant trop basse. Des raies de cet élément sont présentes dans l'atmosphère des étoiles chaudes, par exemple de type spectral B.

L'abondance de l'hélium (Table V - 1) résulte de la calibration du modèle de structure interne du Soleil : on cherche l'abondance d'hélium à mettre dans le calcul du modèle solaire pour obtenir un rayon, une luminosité et un âge qui correspondent aux valeurs de ces paramètres mesurés pour le Soleil. Nous reviendrons sur ce point important dans le chapitre suivant.

### V - 2 - 2 - 2 - L'abondance solaire du lithium, du béryllium et du bore

Pourquoi mentionner spécialement ces éléments alors que leur abondance étant faible, ils ne vont pas jouer un rôle important dans l'opacité du gaz donc dans le transport de l'énergie ?

Le lithium (Li), le béryllium (Be) et le bore (B) ont la particularité d'être détruits par des réactions nucléaires qui se produisent à des températures modérées entre 2 et 5 millions de degrés. Le Soleil a une zone convective (Figure IV - 6) qui atteint en profondeur des zones ayant de telles températures.

L'abondance observée en surface reflète donc la destruction par réactions nucléaires de ces éléments par suite de la présence de cette zone convective qui amène à la surface du Soleil la matière des régions profondes où la température est suffisamment élevée pour que le Li, Be et B y aient été détruits.

L'abondance de ces éléments, telle qu'elle est déduite de l'analyse du spectre solaire, ne reflète pas la composition chimique de la matière à partir de laquelle s'est formé le Soleil

Ceci explique les différences d'abondance observées pour ces éléments entre les météorites et l'atmosphère du Soleil. Ainsi l'abondance du Li, 140 fois plus faible dans l'atmosphère solaire que dans les météorites (Table V - 1), résulte de ce mécanisme, néanmoins on n'a pas encore une modélisation totalement satisfaisante de ce phénomène. L'abondance atmosphérique du bore est trop incertaine pour en tirer une conclusion aussi nette ; l'effet du béryllium est beaucoup moins prononcé.

L'étude de l'abondance de ces éléments, non seulement dans le Soleil, mais aussi dans les étoiles de masse telle qu'une zone convective puisse se développer à partir de la surface de l'étoile est un outil formidable pour comprendre le brassage de la matière dans ces régions.

Une modélisation correcte de cette zone est nécessaire car elle joue un rôle important dans le transfert de l'énergie du centre vers la surface.

L'interprétation de l'abondance du lithium a conduit au développement de travaux concernant les mouvements de turbulence susceptibles de se produire dans une étoile, mouvements beaucoup plus complexes que la simple convection évoquée dans le chapitre précédent.

## **V - 2 - 2 - 3 - L'abondance solaire du carbone, de l'azote et de l'oxygène**

Ces trois éléments C, N et O sont les plus abondants parmi les éléments plus lourds que l'hélium. Ils contribuent pour plus de 75% à la masse des "métaux" c'est-à-dire des éléments autres que l'hydrogène et l'hélium. Ils ont un rôle prépondérant dans l'opacité du gaz. La détermination précise de leur abondance est cruciale ; cependant étant très volatils, leur abondance n'est pas mesurée dans les météorites.

Leur abondance atmosphérique est déterminées à partir des atomes C, N et O mais aussi des molécules (CH, NH, CN et CO) de façon à obtenir des mesures aussi précises que possibles à partir de transitions entre les niveaux d'énergie très différents, minimisant ainsi les erreurs systématiques.

## **V - 3 - LA COMPOSITION CHIMIQUE DES ETOILES**

La détermination de l'abondance des éléments dans l'atmosphère d'autres étoiles que le Soleil, est très importante pour :

- vérifier que les abondances solaires sont bien représentatives de tout un ensemble d'étoiles, c'est-à-dire vérifier que le Soleil n'est pas une étoile particulière
- étudier les variations d'abondance d'une étoile à l'autre
- trouver les étoiles ayant la plus faible métallicité.

Les variations d'abondance de certains éléments parmi différents types d'étoiles fournit des informations sur :

- l'évolution des étoiles
- la relation entre la composition chimique et la position de l'étoile dans la Galaxie
- le ou les modes de transport dominants dans certains types d'étoiles.

### V - 3 - 1 - Limitations observationnelles de la détermination des abondances

Le Soleil reste l'unique étoile pour laquelle l'abondance d'un très grand nombre d'éléments a été déterminée avec une grande précision en y incluant les analyses météoritiques car l'intensité du rayonnement est tel qu'il y a peu de limitation observationnelle.

Une analyse précise d'abondance nécessite l'utilisation d'un spectrographe permettant d'avoir un spectre détaillé. Dans un spectre stellaire les raies sont nombreuses (Figure V - 1) et une mesure précise de leur intensité nécessite une bonne résolution spectrale, c'est-à-dire que le spectrographe utilise une grande surface du détecteur pour un petit domaine spectral afin que les raies soient discernables les unes des autres.

La Figure V - 2 schématise cette situation et montre que l'intervalle en longueur d'onde entre deux points consécutifs de mesure doit être d'autant plus petit que les raies sont plus fines. Ce paramètre s'appelle la résolution du spectre et est mesuré par le rapport :  $\lambda/\Delta\lambda$  ; ce rapport varie de 50 000 à 100 000 pour des observations dans le visible. Cependant les raies ne pourront pas toujours être séparées quelle que soit la résolution du spectrographe utilisé car les raies ont de toute façon une largeur intrinsèque.

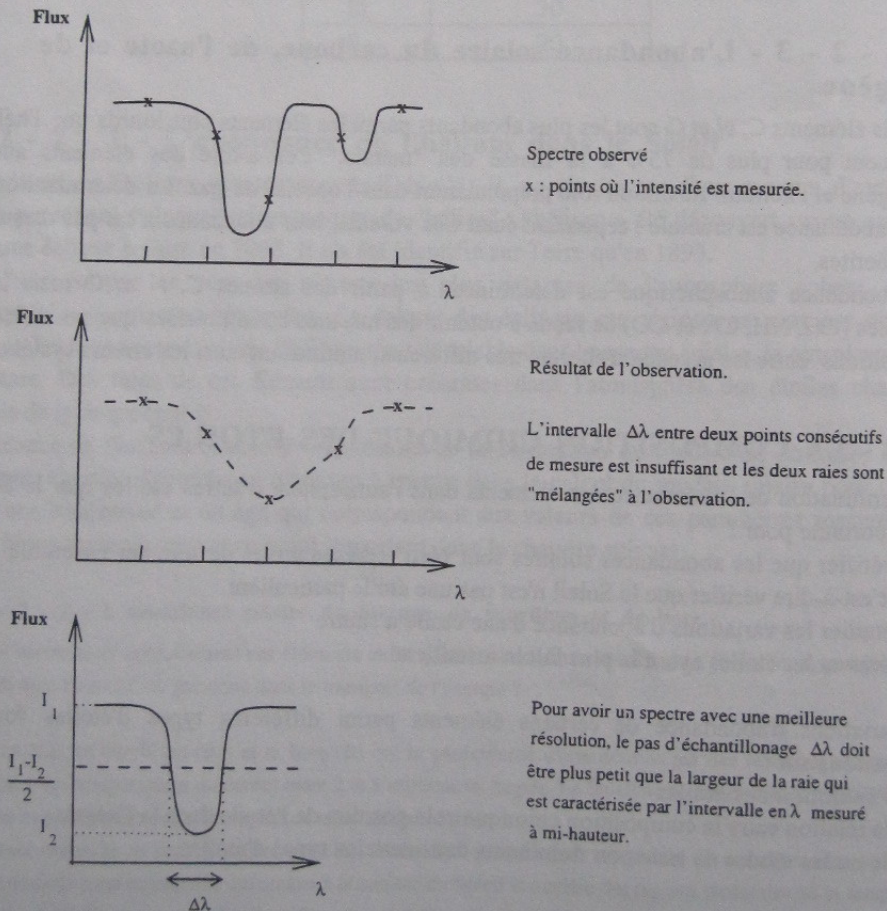


Figure V - 2

La largeur intrinsèque des raies dans les spectres stellaires est la somme de plusieurs effets :

- un élargissement naturel de la raie, conséquence directe de la mécanique quantique
- un élargissement résultant de la densité du milieu ; cet élargissement est d'autant plus important que les collisions sont plus nombreuses. Cet effet permet de comprendre pourquoi une classification en "classes de luminosité" existe : dans les spectres des étoiles géantes les raies sont plus fines que pour une étoile naine car la masse volumique dans l'atmosphère d'une étoile géante est plus faible que dans une étoile naine
- un élargissement Doppler dû à l'agitation thermique des atomes dans l'atmosphère
- un élargissement Doppler produit par la rotation de l'étoile

### V - 3 - 2 - Elargissement thermique d'une raie

Sur la ligne de visée les atomes ont des vitesses variées par suite de l'agitation thermique. Chacun des atomes absorbe ou émet des photons à des longueurs d'onde bien précises correspondant aux niveaux d'énergie mis en jeu. L'observateur perçoit ces photons à des longueurs d'ondes différentes, correspondant par effet Doppler-Fizeau aux décalages liés aux vitesses relatives des différents atomes par rapport à l'observateur (Figure V - 3). Ainsi même en l'absence de mouvement relatif source-observateur, la raie observée sera élargie en fonction de ces vitesses. Ces vitesses ont des directions aléatoires mais plus la température est élevée plus ces mouvements sont importants et la raie sera d'autant plus élargie que la température du gaz est élevée.

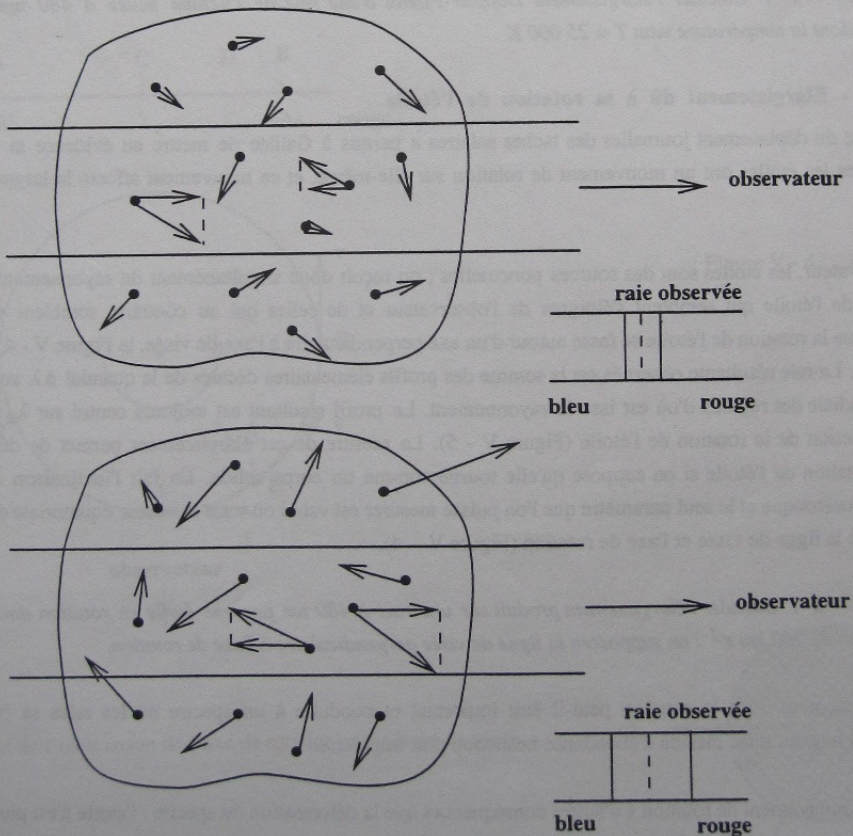


Figure V - 3 : Elargissement thermique d'une raie. La raie est élargie de manière symétrique car la répartition des vitesses est aléatoire.

Dans un milieu en équilibre, la vitesse moyenne des particules est reliée à la température par la relation :

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k T$$

Dans ce même milieu, on peut aussi calculer la vitesse du plus grand nombre de particules, c'est cette vitesse qui va contribuer le plus à l'élargissement de la raie.

$$\text{vitesse du plus grand nombre de particules : } v_0 = \left(\frac{2 k T}{m}\right)^{1/2}, \quad m = \text{masse de la particule}$$

Considérons une raie à la longueur d'onde  $\lambda_e$  ; les atomes de vitesse radiale nulle émettent un rayonnement perçu à la longueur d'onde  $\lambda_e$  ; ceux dont la vitesse radiale est  $v_r$  émettent un rayonnement perçu à :

$$\lambda = \lambda_e \left(1 + \frac{v_r}{c}\right)$$

Comme les vitesses ont des directions aléatoires il y a des atomes qui ont une vitesse telle que  $v = v_r$  et  $v = v_0$  et la raie sera élargie d'une quantité :

$$\Delta\lambda = \left(\frac{\lambda_e}{c}\right) \left(\frac{2 k T}{m}\right)^{1/2}$$

**Question V - 1 :** Calculer l'élargissement Doppler-Fizeau d'une raie de l'hélium située à 480 nm pour une atmosphère dont la température vaut  $T = 25\,000\text{ K}$

### V - 3 - 3 - Elargissement dû à la rotation de l'étoile

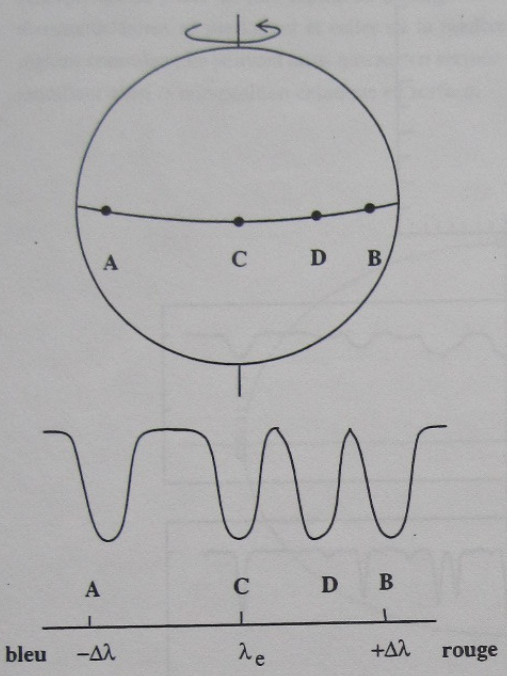
L'observation du déplacement journalier des taches solaires a permis à Galilée de mettre en évidence la rotation du Soleil. Toutes les étoiles ont un mouvement de rotation sur elle-même, et ce mouvement affecte la largeur des raies observées.

Pour l'observateur, les étoiles sont des sources ponctuelles ; on reçoit donc simultanément du rayonnement provenant des régions de l'étoile qui semblent s'éloigner de l'observateur et de celles qui au contraire semblent s'approcher. Supposons que la rotation de l'étoile se fasse autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de visée, la Figure V - 4 schématise l'observation. La raie résultante observée est la somme des profils élémentaires décalés de la quantité  $\Delta\lambda$  correspondant à la vitesse radiale des régions d'où est issu le rayonnement. Le profil résultant est toujours centré sur  $\lambda_e$  mais il est élargi en fonction de la rotation de l'étoile (Figure V - 5). La mesure de cet élargissement permet de déterminer la vitesse de rotation de l'étoile si on suppose qu'elle tourne comme un corps solide. En fait l'inclinaison de l'axe de rotation est quelconque et le seul paramètre que l'on puisse mesurer est  $v \sin i$  où  $v$  est la vitesse équatoriale de l'étoile et  $i$  l'angle entre la ligne de visée et l'axe de rotation (Figure V - 4).

**Question V - 2 :** Calculer l'élargissement produit sur une raie à 480 nm par une étoile en rotation dont la vitesse équatoriale est de  $200\text{ km s}^{-1}$  : on supposera la ligne de visée perpendiculaire à l'axe de rotation.

Ainsi l'élargissement dû à la rotation peut-il être important et conduire à un spectre où les raies se "mélangent" (Figure V - 5) rendant toute mesure d'abondance beaucoup plus imprécise.

Cependant ce mouvement de rotation a d'autres conséquences que la déformation du spectre : l'étoile n'est plus sphérique mais ellipsoïdale par suite de la force centrifuge. Ce résultat fut montré par Newton comme conséquence de la loi de la gravitation.



L'axe de rotation de l'étoile est perpendiculaire à la ligne de visée.

Imaginons que nous puissions observer le disque stellaire et ainsi isoler par un diaphragme approprié différentes zones de l'étoile, dans la région équatoriale. La région C est telle que la vitesse radiale est nulle, d'où une raie centrée sur  $\lambda_e$ . Les régions A ou B ont une vitesse radiale maximale : elles donnent lieu aux plus grands décalages  $\Delta\lambda$ . La région D donne un décalage intermédiaire. La raie observée est la somme de tous les profils élémentaires définis à partir de tous les points de la surface de l'étoile, d'où une raie élargie pour une étoile en rotation.

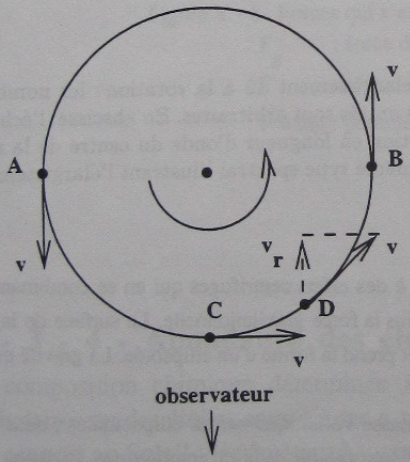
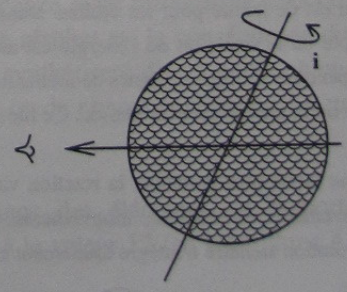


Figure V - 4

Effet de l'inclinaison de l'axe de rotation sur la ligne de visée.



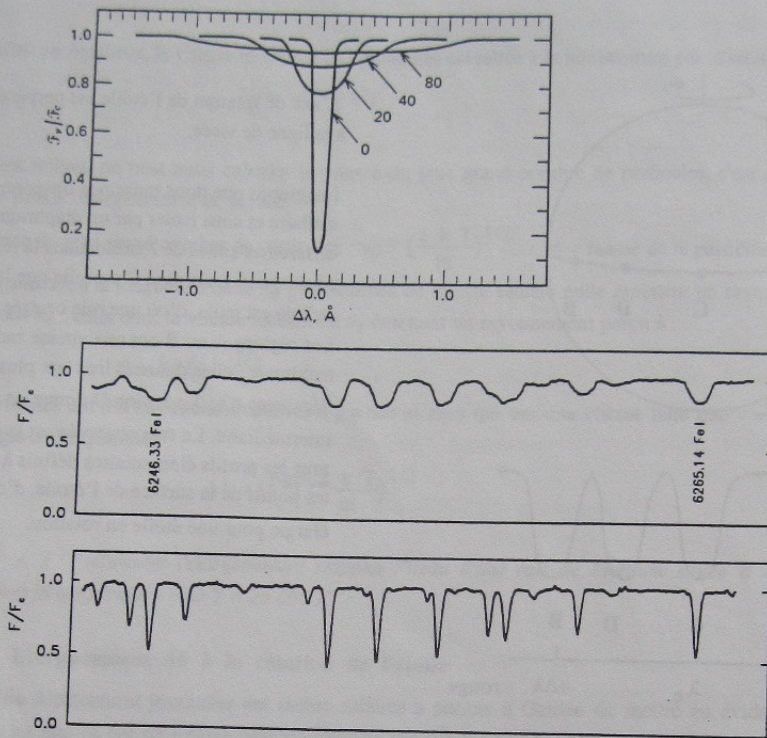


Figure V - 5: En haut : profils calculés illustrant l'effet d'élargissement dû à la rotation ; les nombres indiquent la valeur de la vitesse de rotation. En ordonnée, les unités sont arbitraires. En abscisse, l'échelle est en Angströms et représente l'écart par rapport à la position en longueur d'onde du centre de la raie prise comme référence. En bas : spectres de deux étoiles de même type spectral illustrant l'élargissement des raies par rotation.

La Figure V - 6 rappelle comment la rotation de la Terre donne lieu à des effets centrifuges qui en se combinant avec l'attraction exercée par la Terre crée une force de pesanteur qui n'est plus la force gravitationnelle. La surface de la Terre étant perpendiculaire à la direction de cette force, la Terre est aplatie et prend la forme d'un ellipsoïde. La gravité est plus forte aux pôles qu'à l'équateur.

Il en est de même pour les étoiles. Dans ce cas les zones d'égale masse volumique seront ellipsoïdales ; dans le cas simple où le transport de l'énergie est assuré par le rayonnement, l'isotropie de celui-ci entraîne une variation de la température le long des lignes de même masse volumique et il se crée un mouvement de la matière de l'équateur vers le pôle où la gravité est plus grande. Ce mouvement est appelé circulation méridienne.

D'une façon plus générale, la rotation va créer un milieu turbulent qui se combinera à la convection produisant des mouvements de matière, mouvements complexes à expliciter avec des équations. Actuellement aucun modèle d'évolution stellaire n'intègre totalement ces mécanismes.

Des éléments comme le lithium sont des éléments dont l'étude de l'abondance va permettre de tester les modèles développés pour décrire ces mécanismes de turbulence. Ces mécanismes de transport de la matière doivent être intégrés

dans les modèles de structure interne car d'une part ils participent au transport de l'énergie et d'autre part ils sont susceptibles de jouer un rôle capital en mélangeant - éventuellement - la matière entre des régions où les réactions thermonucléaires se produisent et celles où la matière n'a pas été transformée alimentant ainsi en "combustible" les régions centrales ; ils peuvent aussi amener en surface des éléments produits par les réactions nucléaires en profondeur, modifiant ainsi la composition chimique en surface.

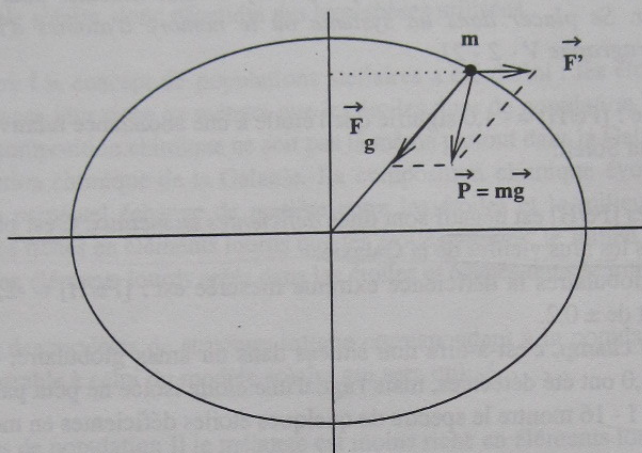


Figure V - 6 : Forces qui s'exercent sur une masse  $m$  à la surface de la Terre.

$F_g$  : force due à la gravitation.

$F'$  : force centrifuge.

$P = mg$  : pesantueur.

### V - 3 - 4 - Abondance des éléments dans les étoiles

La composition chimique déterminée à partir de l'analyse spectroscopique des étoiles d'amas globulaires ou des étoiles sous-naines a permis de mettre en évidence leurs différences d'abondance par rapport au Soleil : les "métaux" y sont moins abondants. Ce résultat est la conséquence directe de l'évolution stellaire. Les étoiles, au cours de leur évolution, synthétisent divers corps chimiques restitués au milieu interstellaire lors d'épisodes de perte de masse ou de phases explosives. Le milieu interstellaire s'enrichit ainsi progressivement en éléments lourds.

Nous avons vu (Table V - 1) que, pour le Soleil, l'abondance des éléments est rapportée à l'hydrogène, qui a toujours une abondance fixée arbitrairement à la valeur 12 (en logarithme à base 10) ; cette convention est utilisée quelle que soit l'étoile.

Pour caractériser l'abondance d'une étoile, on mesure l'écart de sa composition chimique par rapport à l'abondance cosmique qui est la composition chimique du Soleil.

La notation utilisée est :

$$[Fe/H] = \log(Fe/H)_{\text{étoile}} - \log(Fe/H)_{\odot}$$

où Fe/H est l'abondance relative, en nombre de particules par élément de volume, entre le fer et l'hydrogène, d'une part dans l'étoile et d'autre part dans le Soleil, le logarithme étant à base 10.

*à lire et apprendre absolument*  
**Question V - 3 :** On considère une étoile telle que  $[Fe/H] = -2,2$ . Calculer pour cette étoile, le nombre d'atomes de fer. Se placer dans un système où le nombre d'atomes d'hydrogène vaut 1 000 000 (Table du paragraphe V - 2 - 2).

Ainsi une valeur telle que :  $[Fe/H] = -1,0$  signifie que l'étoile a une abondance relative en fer 10 fois moins grande que celle du Soleil.

Les étoiles pour lesquelles  $[Fe/H]$  est négatif sont dites *déficientes en métaux*. C'est parmi ces étoiles que se trouvent les étoiles les plus vieilles de la Galaxie.

Dans les étoiles d'amas globulaires la déficience extrême mesurée est :  $[Fe/H] = -2,7$  ; la précision de cette détermination est de  $\pm 0,2$ .

*p23*  
Pour quelques étoiles du champ, c'est-à-dire non situées dans un amas globulaire, des déficiences allant jusqu'à  $[Fe/H] = -4,0$  ont été détectées, mais l'âge d'une étoile isolée ne peut pas être déterminé avec précision. La Figure I - 16 montre le spectre de quelques étoiles déficientes en métaux.

Dans une étoile donnée, globalement tous les éléments n'ont pas nécessairement la même différence d'abondance par rapport au Soleil, c'est-à-dire que  $[\text{élem.}/H]$  n'a pas la même valeur que  $[Fe/H]$ , où "élem." est n'importe quel élément autre que l'hélium.

L'hélium est l'élément le plus abondant après l'hydrogène. Il joue un rôle important dans l'opacité du milieu gazeux constituant les étoiles. Nous avons vu que l'abondance de l'hélium ne pouvait pas être mesurée directement dans l'atmosphère solaire. Il en est de même pour les autres étoiles, sauf les étoiles chaudes (type spectral O et B) où les raies de l'hélium sont observées. Mais dans l'atmosphère de ces étoiles, l'intensité des raies de l'hélium est affectée par des conditions locales propres à l'atmosphère (champ magnétique, diffusion etc...) et l'abondance ainsi déduite ne représente pas celle du gaz à partir duquel l'étoile s'est formée.

Pour caractériser l'abondance des éléments utilisée pour faire un calcul d'un modèle d'étoile, on note classiquement la composition chimique par :

X = masse en hydrogène

Y = masse en hélium

Z = masse en "métaux" ou encore "éléments lourds"

avec :  $X+Y+Z = 1$  où 1 représente un kilogramme de mélange.

**Question V - 4 :** Les valeurs de X, Y et Z sont-elles les mêmes en tout point à l'intérieur du Soleil ?

Pour le Soleil, les paramètres de composition chimique utilisés ont pour valeurs :

$X = 0,738$   $\rightarrow$  *main hydrogène*  
 $Y = 0,244$   $\rightarrow$  *main hélium*  
 $Z = 0,018$   $\rightarrow$  *main en métaux*

La seule grandeur mesurée à partir de l'analyse des spectres est la valeur du rapport  $Z/X = 0,0244$ .  $Z/X$  est la somme de toutes les mesures individuelles (élé./X). La valeur de Y est déterminée à partir du modèle solaire, donc dépendra des hypothèses utilisées.

Dans le chapitre I le concept de populations stellaires a été défini : les étoiles dites de population I ont une abondance plus riche en métaux que les étoiles dites de population II.

Le fait que la composition chimique ne soit pas la même partout dans la Galaxie a été à l'origine de la notion d'évolution chimique de la Galaxie. La composition chimique évolue avec le temps du fait qu'il existe un perpétuel échange de matière entre les étoiles et le milieu interstellaire. Les étoiles jeunes sont plus riches en éléments lourds que les étoiles vieilles, le milieu interstellaire s'étant entre-temps enrichi en éléments lourds créés dans les étoiles et éjectés dans le milieu interstellaire.

Pour le calcul des modèles de structure interne correspondant à la population I c'est un mélange en (X,Y,Z) comparable à celui du modèle solaire qui sera utilisé.

Pour les étoiles de population II le mélange est moins riche en éléments lourds et en hélium :

—  $Y = 0,23$  et  $Z = 0,001$  seront les valeurs types.

Notons que la valeur de l'hélium pour les étoiles vieilles de la Galaxie ne vaut pas zéro.

La théorie de l'évolution stellaire ne permettrait pas de rendre compte de l'abondance de l'hélium mesurée actuellement si l'abondance initiale était nulle. L'hélium est produit à l'intérieur des étoiles et la plus grande partie reste piégé dans les naines blanches, résidus de la fin de la vie d'une étoile peu massive ce qui ne permet pas d'augmenter notablement le contenu en He du milieu interstellaire. En réalité, l'hélium est produit au moment du Big-Bang et son abondance n'est pas fortement modifiée par la vie des étoiles.

## V - 4 - CALCUL DES SEQUENCES EVOLUTIVES

Pour construire un modèle d'étoile, nous devons fixer la quantité de matière et sa composition chimique, or cette dernière se modifie au fur et à mesure que se produisent les réactions nucléaires au centre de l'étoile. Cette **modification de composition chimique au cours du temps** est l'essence même de l'**évolution stellaire**.

Le point de départ du calcul des modèles de structure interne est la fin de la phase de la contraction gravitationnelle à partir du nuage de matière interstellaire, lorsque la température dans les régions centrales est suffisamment élevée pour que s'y déclenchent les réactions nucléaires de fusion de H en He. A ce moment-là la composition chimique du gaz est la même dans toute la sphère de gaz.

Ce **début des réaction nucléaires** est l'**âge zéro** à partir duquel les durées des phases successives sont additionnées. A chaque modèle correspond un âge qui est la somme des durées des étapes antérieures à partir de l'âge zéro.

Si le premier modèle d'étoile calculé comme point de départ a une composition chimique homogène cette situation ne dure pas : les réactions thermonucléaires modifient la composition chimique dans les régions centrales alors que les autres zones ne sont pas affectées, sauf dans quelques situations très particulières que nous développerons ultérieurement.

Il est important de noter qu'à sa **surface** l'étoile garde la **même composition chimique** que celle du **modèle initial**, tout au moins quand elle est **sur la séquence principale** car il n'y a pas de brassage général du gaz.

Lorsque la composition chimique du noyau aura été suffisamment modifiée, il faudra calculer un nouveau modèle, avec une nouvelle composition chimique qui cette fois-ci ne sera plus homogène dans toute l'étoile mais tiendra compte des modifications précédemment calculées.

Le paramètre masse est constant car l'équivalent en masse de l'énergie perdue par le rayonnement est négligeable devant la masse totale de l'étoile. Il existe cependant des phases de la vie d'une étoile où de la matière est expulsée en quantité importante : cette situation est alors intégrée dans le calcul des modèles.

On est ainsi amené à construire pas à pas une séquence de modèles stellaires qui vont décrire l'évolution d'une étoile au cours du temps. Ces modèles seront calculés pour des époques séparées par des durées suffisamment petites pour que les modifications de structure ne soient pas trop importantes d'un modèle à l'autre.

Pour chacun de ces modèles, on calcule les paramètres observables : le rayon, la température effective et la luminosité.

Table V - 1 : Abondances photosphériques du soleil et abondances météoriques. Les valeurs indiquées entre parenthèses sont incertaines. Les valeurs entre crochets crochets n'ont pas été mesurées dans le spectre de la photosphère.

Élément	Photosphère	Météorites	Phot. - Mét.
1 H	12,00	-	-
2 He	(10,99 ± 0,035)	-	-
3 Li	1,16 ± 0,10	3,31 ± 0,04	-2,15
4 Be	1,15 ± 0,10	1,42 ± 0,04	-0,27
5 B	(2,6 ± 0,3)	2,88 ± 0,04	(-0,28)
6 C	8,55 ± 0,05	-	-
7 N	7,97 ± 0,07	-	-
8 O	8,87 ± 0,07	-	-
9 F	(4,46 ± 0,3)	4,48 ± 0,06	+0,08
10 Ne	(8,08 ± 0,06)	-	-
11 Na	6,33 ± 0,03	6,31 ± 0,03	+0,02
12 Mg	7,58 ± 0,05	7,58 ± 0,02	0,00
13 Al	6,47 ± 0,07	6,48 ± 0,02	-0,01
14 Si	7,55 ± 0,05	7,55 ± 0,02	0,00
15 P	5,45 ± (0,04)	5,57 ± 0,04	-0,12
16 S	7,21 ± 0,06	7,27 ± 0,05	-0,06
17 Cl	(5,5 ± 0,3)	5,27 ± 0,06	+0,23
18 Ar	(6,52 ± 0,10)	-	-
19 K	5,12 ± 0,13	5,13 ± 0,03	-0,01
20 Ca	6,36 ± 0,02	6,34 ± 0,03	+0,02
21 Sc	3,17 ± 0,10	3,09 ± 0,04	+0,08
22 Ti	5,02 ± 0,06	4,93 ± 0,02	+0,09
23 V	4,00 ± 0,02	4,02 ± 0,02	-0,02
24 Cr	5,67 ± 0,03	5,68 ± 0,03	-0,01
25 Mn	5,39 ± 0,03	5,53 ± 0,04	-0,14
26 Fe	7,50 ± 0,04	7,51 ± 0,01	-0,01
27 Co	4,92 ± 0,04	4,91 ± 0,03	+0,01
28 Ni	6,25 ± 0,04	6,25 ± 0,02	0,00
29 Cu	4,21 ± 0,04	4,27 ± 0,05	-0,06
30 Zn	4,60 ± 0,08	4,65 ± 0,02	-0,05
31 Ga	2,88 ± (0,10)	3,13 ± 0,03	-0,25
32 Ge	3,41 ± 0,14	3,63 ± 0,04	-0,22
33 As	-	2,37 ± 0,05	-
34 Se	-	3,35 ± 0,03	-
35 Br	-	2,63 ± 0,08	-
36 Kr	-	3,23 ± 0,07	-
37 Rb	2,60 ± (0,15)	2,40 ± 0,03	+0,20
38 Sr	2,90 ± 0,06	2,93 ± 0,03	-0,03
39 Y	2,24 ± 0,03	2,22 ± 0,02	+0,02
40 Zr	2,60 ± 0,03	2,61 ± 0,03	-0,01

Élément	Photosphère	Météorites	Phot. - Mét.
41 Nb	1,42 ± 0,06	1,40 ± 0,01	+0,02
42 Mo	1,92 ± 0,05	1,96 ± 0,02	-0,04
44 Ru	1,84 ± 0,07	1,82 ± 0,02	+0,02
45 Rh	1,12 ± 0,12	1,09 ± 0,03	+0,03
46 Pd	1,69 ± 0,04	1,70 ± 0,03	-0,01
47 Ag	(0,94 ± 0,25)	1,24 ± 0,01	(-0,30)
48 Cd	1,77 ± 0,11	1,76 ± 0,03	+0,01
49 In	(1,66 ± 0,15)	0,82 ± 0,03	(+0,84)
50 Sn	2,0 ± 0,3	2,14 ± 0,04	-0,14
51 Sb	1,0 ± 0,3	1,04 ± 0,07	-0,04
52 Te	-	2,24 ± 0,04	-
53 I	-	1,51 ± 0,08	-
54 Xe	-	2,23 ± 0,08	-
55 Cs	-	1,12 ± 0,02	-
56 Ba	2,13 ± 0,05	2,21 ± 0,03	-0,08
57 La	1,22 ± 0,09	1,20 ± 0,01	+0,02
58 Ce	1,55 ± 0,20	1,61 ± 0,01	-0,06
59 Pr	0,71 ± 0,08	0,78 ± 0,01	-0,07
60 Nd	1,50 ± 0,06	1,47 ± 0,01	+0,03
62 Sm	1,01 ± 0,06	0,97 ± 0,01	+0,04
63 Eu	0,51 ± 0,08	0,54 ± 0,01	-0,03
64 Gd	1,12 ± 0,04	1,07 ± 0,01	+0,05
65 Tb	(-0,1 ± 0,3)	0,33 ± 0,01	(-0,43)
66 Dy	1,14 ± 0,08	1,15 ± 0,01	-0,01
67 Ho	(0,26 ± 0,16)	0,50 ± 0,01	(-0,24)
68 Er	0,93 ± 0,06	0,95 ± 0,01	-0,02
69 Tm	(0,00 ± 0,15)	0,13 ± 0,01	(-0,13)
70 Yb	1,08 ± (0,15)	0,95 ± 0,01	+0,13
71 Lu	(0,76 ± 0,30)	0,12 ± 0,01	(+0,64)
72 Hf	0,88 ± (0,08)	0,73 ± 0,01	+0,15
73 Ta	-	0,13 ± 0,01	-
74 W	(1,11 ± 0,15)	0,68 ± 0,02	(+0,43)
75 Re	-	0,27 ± 0,04	-
76 Os	1,45 ± 0,10	1,38 ± 0,03	+0,07
77 Ir	1,35 ± (0,10)	1,37 ± 0,03	-0,02
78 Pt	1,8 ± 0,3	1,68 ± 0,03	+0,12
79 Au	(1,01 ± 0,15)	0,83 ± 0,06	(+0,18)
80 Hg	-	1,09 ± 0,05	-
81 Tl	(0,9 ± 0,2)	0,82 ± 0,04	(+0,08)
82 Pb	1,95 ± 0,08	2,05 ± 0,03	-0,10
83 Bi	-	0,71 ± 0,03	-
90 Th	-	0,08 ± 0,02	-
92 U	(-0,47)	-0,49 ± 0,04	-

## REPONSES AUX QUESTIONS

### Question V - 1 :

L'élargissement Doppler vaut :

$$\Delta\lambda = \frac{480 \cdot 10^{-9}}{3 \cdot 10^8} \left( \frac{2 \times 1,38 \cdot 10^{-23} \times 25 \cdot 10^3}{4 \times 1,67 \cdot 10^{-27}} \right)^{1/2}$$

en prenant pour masse de l'hélium 4 fois la masse de l'atome d'hydrogène on a :  $\Delta\lambda = 0,016 \text{ nm}$

### Question V - 2 :

Calculons le décalage Doppler maximal dû à un point équatorial situé en A ou B (voir Figure V - 4)

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_e} = \frac{v_r}{c}$$

$$\lambda_e = 480 \text{ nm}$$

$$v_r = 200 \text{ km s}^{-1}$$

$$\Delta\lambda = 480 \cdot 10^{-9} \times \frac{200}{3 \cdot 10^5}$$

$$\Delta\lambda = 0,32 \text{ nm}$$

### Question V - 3 :

$$\log \left( \frac{\text{Fe}}{\text{H}} \right)_{\text{étoile}} - \log \left( \frac{\text{Fe}}{\text{H}} \right)_{\odot} = -2,2$$

$$\log \left( \frac{\text{Fe}}{\text{H}} \right)_{\text{étoile}} = \log \left( \frac{\text{Fe}}{\text{H}} \right)_{\odot} - 2,2$$

D'après la table du paragraphe V - 2 - 2 :

$$\frac{\text{Fe}}{\text{H}} = \frac{30}{1\,000\,000}$$

d'où  $\log \left( \frac{\text{Fe}}{\text{H}} \right)_{\text{étoile}} = -4,52 - 2,2$

$$\log \left( \frac{\text{Fe}}{\text{H}} \right)_{\text{étoile}} = -6,72$$

Pour cette étoile le nombre d'atomes de Fe par élément de volume est :

$$(\text{Fe}) = 1\,000\,000 \cdot 10^{-6,72}$$

$$(\text{Fe}) = 0,19$$

valeur à comparer au cas solaire où (Fe) vaut 30.

### Question V - 4 :

Les valeurs de X, Y et Z ne sont pas les mêmes en tout point, à l'intérieur du Soleil. Dans les régions centrales où ont lieu les réactions de fusion de l'hydrogène, la valeur de X a diminué et celle de Y a augmenté.

# CHAPITRE VI

## LE MODELE SOLAIRE

VI - 1 - TESTS DE VALIDITE DU MODELE SOLAIRE.....	110
VI - 2 - LES NEUTRINOS SOLAIRES.....	111
VI - 3 - L'HELIOLOGIE.....	113
VI - 4 - LE MODELE STANDARD DU SOLEIL.....	116
VI - 4 - 1 - La masse.....	116
VI - 4 - 2 - Le rayon.....	116
VI - 4 - 3 - La luminosité.....	116
VI - 4 - 4 - La composition chimique.....	116
VI - 4 - 5 - L'âge.....	116
VI - 4 - 6 - Conclusion du test.....	117
VI - 5 - L'EVOLUTION DU SOLEIL.....	117
VI - 6 - CONCLUSION.....	123
REPONSES AUX QUESTIONS.....	124

**CE QU'IL CONVIENT DE REVISER AVANT D'ABORDER CE CHAPITRE :**

- Chapitre IX : L'effet Doppler-Fizeau ;
- Chapitre X : Le Soleil tel qu'on le voit
- Chapitre XI : L'évolution stellaire

**ON POURRA AUSSI SE REPORTER A :**

- Livret de Diapositives : n°40

Les considérations développées dans les chapitres précédents permettent de calculer un modèle de structure interne pour n'importe quelle étoile puis de déterminer son âge en faisant évoluer le modèle jusqu'à ce que la luminosité et la température de surface représentent les paramètres observés. Cependant la complexité des mécanismes mis en jeu pour calculer ce modèle impose de le valider par des tests appropriés. Le Soleil, dont on a pu évaluer l'âge indépendamment des modèles, fournit ce test.

## VI - 1 - TESTS DE VALIDITE DU MODELE SOLAIRE

Rappelons que pour le calcul d'un modèle d'étoile nous avons besoin de la masse et de la composition chimique, c'est-à-dire la composition chimique initiale donnée en hydrogène X, en hélium Y et en éléments lourds Z avec  $X+Y+Z = 1$ .

Nous avons vu, dans le chapitre précédent, que pour le Soleil, Y est inconnu, seul le rapport  $Z/X$  peut être mesuré. D'autre part la description du transport de l'énergie à l'intérieur du Soleil, par la convection, nécessite la connaissance d'un paramètre appelé longueur de mélange, paramètre dont on ne connaît pas la valeur a priori.

Il y a donc au départ 2 paramètres inconnus.

Dans le cas du Soleil on peut mesurer 5 grandeurs : la masse, le rayon, la luminosité, le rapport  $Z/X$  et l'âge. Ceci permet de déterminer les deux paramètres manquants : l'abondance initiale en hélium (Y) et la longueur de mélange.

La méthode est la suivante : on se donne les valeurs de Y et de la longueur de mélange et on fait évoluer le modèle de départ qui correspond à l'âge zéro du Soleil, ce modèle ayant pour masse, la masse du Soleil et pour composition chimique celle mesurée de l'atmosphère solaire. Au fur et à mesure de la transformation de la composition chimique des régions centrales par les réactions nucléaires, des modifications de structure se produisent : le rayon et la luminosité changent. Quand l'âge du modèle est de 4,55 milliards d'années, les paramètres du modèle : rayon et luminosité doivent correspondre à ceux du Soleil actuel sinon les paramètres choisis au départ, Y et la longueur de mélange, doivent être modifiés jusqu'à ce que l'accord soit obtenu.

Ainsi les valeurs des deux paramètres, Y et la longueur de mélange, sont obtenus à partir du modèle solaire qui représente au mieux le Soleil actuel. Ces grandeurs seront celles utilisées pour les calculs des modèles de structure interne des autres étoiles.

Cependant le Soleil offre deux possibilités de "voir" indirectement les régions internes et donc d'ajouter un test supplémentaire à la validité du modèle. Il s'agit de :

- la détection des neutrinos qui nous renseigne directement sur les réactions nucléaires se déroulant à l'intérieur du Soleil
- l'héliosismologie, qui permet de sonder les couches profondes du Soleil comme on le fait sur Terre à partir des ondes sismiques détectées lors des tremblements de Terre.

Un modèle solaire permet de calculer le flux de neutrinos et le type d'ondes sismiques susceptibles de se propager, offrant ainsi deux tests supplémentaires de la validité du modèle.

On peut évidemment se demander si ce qu'on appelle le "meilleur" modèle, construit dans ces conditions, n'est pas correct seulement par hasard. La réponse à cette question est extrêmement

difficile à formuler ; quoiqu'il en soit un "bon" modèle ne doit pas contenir d'hypothèses ad hoc pour rendre compte de tel ou tel paramètre observé, il doit, simultanément, représenter "au mieux" toutes les observations. Un tel modèle s'appelle le modèle standard du Soleil. Nous allons discuter la précision des différents paramètres impliqués dans ce test.

## VI - 2 - LES NEUTRINOS SOLAIRES

Les réactions thermonucléaires de fusion de l'hydrogène en hélium (chaîne proton-proton) produisent des neutrinos. Ce sont des particules qui n'interagissent pratiquement pas avec la matière, ce qui signifie qu'ils s'échappent du Soleil, sans modification, dès qu'ils ont été créés. Ainsi l'observations des neutrinos peut nous renseigner quasi instantanément et directement sur ce qui se passe dans le noyau. C'est ce qu'on pensait il y 40 ans.

Or, comment détecter les neutrinos s'ils ont une très faible probabilité d'interaction avec la matière ? Si on dispose d'une source très importante de neutrinos, on pourra capter, de temps en temps, un neutrino et, à partir de la probabilité d'interaction de la particule, calculer le débit de la source. C'est ce qui se passe pour le Soleil.

*Question VI - 1 : Calculer le flux de neutrinos reçus sur Terre, chaque seconde, par  $m^2$ , en provenance du Soleil. On se reportera au chapitre III - 4 - 1.*

La première expérience pour détecter les neutrinos solaires a été développée en 1968, aux USA, au fond d'une mine dans la Dakota, à 1600 m de profondeur.

Il est nécessaire de placer le détecteur sous une grande épaisseur de roches, pour éviter d'avoir des réactions parasites dues aux rayons cosmiques. Le rayonnement cosmique est un rayonnement produit par l'atmosphère terrestre suite à l'impact par des particules à grande vitesse.

Les particules incidentes sont des protons à très grande vitesse, donc très énergétiques, qui vont désintégrer une particule de l'atmosphère terrestre en produisant des photons de grande énergie, des électrons ou des neutrons ; le rayonnement et les particules ainsi produites, qui pourraient induire des mesures parasites dans le détecteur à neutrinos, sont absorbés par la grande quantité de roche placée au-dessus du détecteur.

Le détecteur consiste en un réservoir de 400 000 litres de perchloréthylène (liquide détachant utilisé en teinturerie). L'isotope  $^{37}\text{Cl}$ , qui représente environ un atome de chlore sur quatre dans ce produit, se transforme en argon radioactif par capture d'un neutrino. Ce sont ces atomes  $^{37}\text{Ar}$  qui sont détectés quand ils se désintègrent.

Dès le début de l'expérience on constata un déficit par un facteur 3 du nombre de neutrinos détectés par rapport au nombre prédit par la théorie de la chaîne proton-proton. Cette expérience a fonctionné pendant 25 années, avec un résultat similaire.

Plusieurs causes peuvent expliquer ce déficit en neutrinos captés :

- incertitudes expérimentales
- estimation incertaine de la probabilité de capture d'un neutrino par le chlore
- estimation incertaine du taux de production des neutrinos à l'intérieur du Soleil.

Le flux et les énergies des neutrinos produits par les réactions nucléaires dépendent des particules mises en jeu : ainsi dans la chaîne proton-proton il y a émission de neutrinos de différentes énergies. Cette expérience du Dakota ne permettait de mesurer que des neutrinos relativement énergétiques (énergie > 0,816 Mev) d'une des réactions nucléaires

qui participent à la chaîne proton-proton. Malgré les raffinements successifs du modèle solaire depuis le début de cette expérience, le déficit subsiste : on peut bien évidemment calculer un modèle ad hoc qui donnera un bon accord entre le flux produit et ce qui est mesuré mais un tel modèle viole d'autres contraintes observationnelles, entre autres celles données par l'héliosismologie.

Ceci a conduit au développement, dans les années 1987, de nouvelles expériences pour capter les neutrinos ayant des énergies différentes donc produits par des réactions de fusion différentes mais qui font toujours partie de la chaîne proton-proton.

A Kamioka au Japon, le piège à neutrinos (énergie > 7 Mev) est composé d'eau pure. Lorsqu'un électron de l'eau intercepte un neutrino, l'électron est très fortement accéléré et il y a émission d'un rayonnement qui est capté. Les neutrinos concernés par cette expérience proviennent d'une autre famille de réactions nucléaires : ils sont plus énergétiques, mais il y a toujours un déficit de neutrinos mesurés, dans ce cas d'un facteur 2 environ.

Cependant cette expérience permet de mesurer, pour la première fois, la direction du neutrino incident. En effet dans l'expérience du Dakota la mesure des atomes radioactifs ne donne aucune indication sur la direction du photon incident, par contre dans l'expérience au Japon, le rayonnement est émis sous forme d'un pinceau lumineux très directionnel, qui correspond à la direction de propagation du neutrino qui a communiqué son énergie à l'électron qui rayonne. C'est ainsi que pour la première fois on a eu la preuve que les neutrinos captés provenaient du Soleil car la direction des électrons était celle de l'axe Terre-Soleil.

Ces neutrinos énergétiques sont produits par des réactions thermonucléaires dont le taux dépend très fortement de la température ce qui laisse subsister un doute quant à l'imprécision des calculs théoriques car la température dans le noyau est mal connue et le taux prédit pour le flux de neutrinos dépend de façon critique du modèle.

En 1990 deux autres expériences furent envisagées pour détecter les neutrinos qui résultent de la première réaction de la chaîne proton-proton (énergie < 0,25 Mev) : celle où le proton fusionne avec un autre proton. Pour capter un tel neutrino on utilise le gallium.

Deux expériences furent conçues : l'une dans l'Oural, fruit d'une collaboration soviéto-américaine et l'autre dans les Abruzzes conduite par une équipe européenne (France-Italie-Allemagne).

Dans les deux cas le gallium ( $^{71}\text{Ga}$ ) est converti en germanium radioactif ( $^{71}\text{Ge}$ ) par absorption d'un neutrino. Ces deux expériences ont aussi enregistré un flux de photon déficient par un facteur 2 environ, par rapport aux prédictions théoriques.

Avec 4 expériences captant des neutrinos d'énergie différentes, on a réussi à détecter les neutrinos produits par toutes les réactions nucléaires de la chaîne proton-proton ; toutes ces expériences aboutissent à la même conclusion : le nombre des neutrinos mesurés est plus faible que celui calculé à partir du modèle théorique.

Ce résultat est souvent appelé le "problème des neutrinos solaires".

Comment résoudre cette différence entre théorie et expérience ? Faut-il remettre en cause le modèle solaire ou la physique des particules ?

Du côté du modèle solaire, on a envisagé la réduction de la température du noyau solaire de un million de degré environ, ralentissant ainsi le rythme des réactions nucléaires et diminuant la production de neutrinos jusqu'à une valeur concordant avec les observations. Les premiers modèles ainsi calculés soulèvent d'autres problèmes ; en particulier ils ne permettaient plus de rendre compte avec la même précision des oscillations solaires (voir paragraphe suivant).

Du côté de la physique des particules notre compréhension du comportement des neutrinos est encore très imparfaite et c'est dans cette direction que les travaux se focalisent en ce moment. Parmi les questions posées à la physique des particules figurent la masse du neutrino et la transformation des neutrinos au cours de leur traversée du Soleil.

### VI - 3 - L'HELIOSISMOLOGIE

*voir P. Leontov 'Le Soleil en face'*

L'héliosismologie est analogue à la sismologie qui étudie la structure interne de la Terre par l'analyse de la propagation des ondes lors d'un tremblement de Terre. L'objectif de l'héliosismologie est d'obtenir des informations sur la structure de l'intérieur du Soleil à partir des oscillations observées à la surface du Soleil.

Dans la zone convective du Soleil il y a des mouvements de matière qui contribuent au transport de l'énergie du centre vers l'extérieur mais qui engendrent également des ondes de pression (ou ondes acoustiques) : le milieu est comprimé dans la direction du déplacement de la bulle convective et réagit.

On ne peut pas suivre la propagation de ces ondes à l'intérieur du Soleil, mais on constate leur effet à la surface du Soleil. Quand ces ondes atteignent la surface, elles font monter ou descendre le gaz et ces mouvements de la surface peuvent être observés par effet Doppler-Fizeau.

C'est en 1960 que furent mis en évidence, pour la première fois, ces mouvements d'oscillations à la surface du Soleil avec une période de 5 minutes ; ces mouvements affectent des zones d'environ 10 000 km de diamètre.

La Figure VI - 1 représente la surface du Soleil déformée par des oscillations. L'échelle de ces déformations est exagérée pour les rendre visibles. Il faut imaginer la surface du Soleil qui palpite sous ces oscillations périodiques.

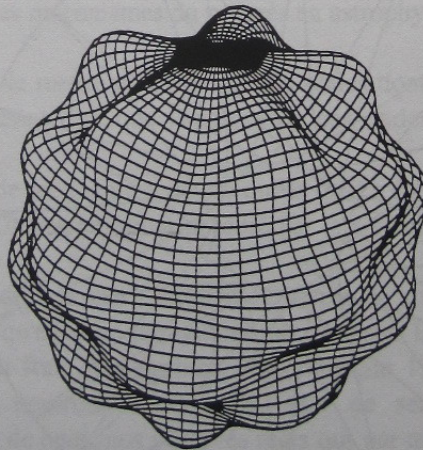


Figure VI - 1 : Oscillations à la surface du Soleil.

Précisons qu'il s'agit d'ondes sonores, c'est-à-dire qu'à la différence des ondes électromagnétiques, les ondes sonores ont besoin d'un milieu matériel pour se propager. Une telle onde est produite par une vibration du milieu matériel et ces ondes se réfractent et changent de vitesse de propagation quand la nature du milieu change ; la vitesse de propagation d'une onde sonore est proportionnelle à la température et inversement proportionnelle à la densité du milieu. La mesure des propriétés de l'onde sonore permet d'en déduire des informations importantes sur la nature du milieu traversé : température, composition chimique.

Ces ondes ne nous parviennent pas car elles ne peuvent pas se propager dans le vide interplanétaire.

Le Soleil vibre donc à l'image d'un tambour sur lequel on donne un coup de maillet, mais le Soleil ne vibre pas sous l'action d'une seule note, il existe des millions de notes qui vibrent ensemble. En effet le Soleil apparaît comme une cavité résonnante : les ondes vont se propager et se réfléchir entre la surface du Soleil et les zones profondes. Entre ces deux limites un système d'ondes stationnaires s'établit et on observe la somme de toutes ces vibrations.

Une cavité acoustique ordinaire, comme un tuyau d'orgue, est une région où les propriétés sont homogènes. Il n'en est pas de même à l'intérieur du Soleil où il n'y a pas de parois physiques pour canaliser les ondes et où le milieu présente des variations de température et de densité d'une région à l'autre. Une onde dans le Soleil se propage donc en subissant de nombreuses réflexions à la surface du Soleil car c'est une zone où les propriétés changent brutalement. Ainsi une onde sonore se réfléchit à la surface du Soleil, et repart vers l'intérieur où elle est réfractée car elle traverse des milieux de températures différentes. Comme la température augmente vers l'intérieur ceci a pour effet de faire tourner l'onde et de la renvoyer vers la surface où elle est à nouveau réfléchi (Figure VI - 2). Les ondes sont ainsi prisonnières à l'intérieur du Soleil, elles interfèrent et donne lieu à un phénomène de résonance sous forme d'ondes stationnaires. Ces ondes sont détectables à la surface du Soleil car elles y engendrent des oscillations de la surface.

La profondeur de pénétration d'une onde à l'intérieur du Soleil dépend de l'orientation de l'onde. Sur la Figure VI - 2 sont représentées deux types d'ondes : l'une qui reste au voisinage de la surface et l'autre qui pénètre profondément.

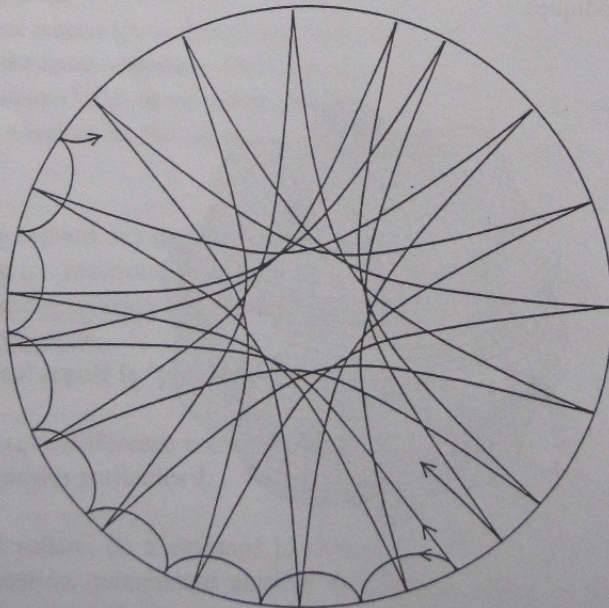


Figure VI - 2: Propagation d'ondes dans le Soleil par une succession de réflexions à la surface et de réfractions dans le milieu.

L'oscillation solaire observée avec une période de 5 minutes est la somme de millions de résonances. Les modes entrent en phase et se déphasent les uns par rapport aux autres, ce qui amplifie et atténue les mouvements de la surface du Soleil. La vitesse radiale maximale observée pour ces mouvements est de  $500 \text{ m s}^{-1}$ .

Pour séparer les modes d'oscillations dont les fréquences sont proches, il faut des données d'observation continues pendant plusieurs mois de façon à avoir une très grande précision sur la période mesurée. De telles observations sont réalisées à partir d'un réseau de télescopes espacés en longitude autour de la Terre, de façon à éviter l'alternance jour nuit et les effets du mauvais temps. Un satellite, SOHO, a été placé en orbite en 1996 pour faire, entre autres, ce type d'observations.

L'analyse de ces observations permet de retrouver les différents modes d'oscillations qui composent l'oscillation globale ; on en a détecté plus de 3 000 ; les caractéristiques de chaque mode sont déterminées, en particulier la profondeur à laquelle une onde pénètre et sa vitesse de propagation en fonction de la profondeur.

A partir du modèle de structure interne qui donne la composition chimique, la valeur de la température et de la densité en chaque point de l'intérieur, on calcule les caractéristiques des ondes susceptibles de se développer ; ces ondes sont alors comparées aux observations et permettent ainsi de tester le modèle de structure interne.

Le modèle solaire s'est ainsi prodigieusement amélioré grâce à l'héliosismologie, même si on ne "voit" pas directement l'intérieur du Soleil.

Ce type d'analyse développé depuis 15 ans a permis de montrer, en 1985, que les valeurs des opacités devaient être modifiées pour reproduire les oscillations observées. Cette conclusion trouva sa raison d'être en 1991 : les valeurs des opacités furent "naturellement" modifiées par l'utilisation de nouvelles mesures faites en laboratoire. L'héliosismologie avait permis d'anticiper ce résultat.

Ce type de résultat illustre les mécanismes du progrès en astrophysique.

L'héliosismologie a permis de mettre en évidence des ondes dont la pénétration dans le Soleil va de 0,9 à 0,1 rayon solaire, autant dire que l'analyse de ces ondes permet de sonder l'ensemble de l'intérieur du Soleil.

C'est en étudiant la vitesse de propagation de ces ondes qu'il a été possible de mesurer l'épaisseur de la zone convective solaire. Un autre résultat procuré par la sismologie solaire concerne la rotation de l'intérieur du Soleil.

Cependant ces oscillations de 5 minutes ne permettent pas de sonder les régions centrales du Soleil avec précision, c'est-à-dire qu'elles ne permettent pas de tester la température du noyau, paramètre important pour le calcul du flux de neutrinos. Pour l'instant l'héliosismologie ne permet pas de résoudre le problème des neutrinos manquants, sauf de servir à éliminer des modèles qui représenteraient bien le flux de neutrinos observés mais qui par ailleurs ne représenteraient pas, avec suffisamment de précision, les fréquences des oscillations observées.

On a également observé des oscillations dans les étoiles, mais leur interprétation en terme de paramètres de structure interne est pour l'instant plus difficile car on ne mesure ainsi que quelques modes d'oscillations, car elles ont une image ponctuelle.

## **VI - 4 - LE MODELE STANDARD DU SOLEIL**

On appelle modèle standard du Soleil, un modèle qui représente au mieux tous les paramètres observés qui sont :

- la luminosité
- le rayon
- l'âge
- les modes d'oscillation

les paramètres initiaux observés étant la masse et la valeur du rapport  $Z/X$ .

Nous allons discuter la précision des grandeurs impliquées dans ce test, à l'exception des modes d'oscillations, présentés dans le chapitre précédent.

### **VI - 4 - 1 - La masse**

La masse du Soleil,  $1,9891 \cdot 10^{30}$  kg, est connue avec une incertitude relative de 0,02 % ; c'est la précision sur la valeur de la constante de la gravitation  $G$  qui limite la précision sur la masse du Soleil.

### **VI - 4 - 2 - Le rayon**

La valeur du rayon solaire,  $6,96 \cdot 10^8$  m, est connue avec une incertitude de 0,02 %.

Une telle incertitude n'a pas d'effet significatif sur le choix du modèle qui représente le mieux le Soleil.

### **VI - 4 - 3 - La luminosité**

La luminosité du Soleil est déterminée à partir de la mesure de la constante solaire par des satellites. La calibration de ces expériences est relativement imprécise ce qui explique les valeurs différentes utilisées selon les auteurs.

La valeur caractéristique est  $3,844 \cdot 10^{26}$  watts ( $\pm 0,004$ ).

Une telle imprécision de la mesure de la luminosité n'est pas critique pour le choix du modèle qui représente le mieux le Soleil actuel.

### **VI - 4 - 4 - La composition chimique**

Malgré les progrès dans la détermination des abondances atmosphériques, la valeur du rapport  $Z/X$  a une imprécision d'au moins 15 %. La cause essentielle de cette incertitude élevée se trouve dans l'imprécision de la mesure des abondances du carbone, de l'azote et de l'oxygène. En effet ces mesures d'abondance ne peuvent pas être réalisées directement dans les météorites.

La valeur actuellement utilisée est :  $Z/X = 0,024$ .

### **VI - 4 - 5 - L'âge**

L'âge du Soleil, ou de n'importe quelle étoile, est défini comme étant la durée qui s'est écoulée depuis que les réactions thermonucléaires se produisent dans les régions centrales de l'étoile.

Une analyse récente des mesures faites sur les météorites montrent qu'elles se sont formées il y a  $4,57 \pm 0,02$  milliards d'années. Or il est généralement admis que les météorites se forment alors que la nébuleuse solaire est encore en contraction gravitationnelle ; si on tient compte de cet effet,

l'âge attribué au Soleil est celui déduit des météorites réduit de 1 %. Cette imprécision ne remet pas en cause l'âge calculé à partir du modèle qui donne une valeur de  $4,5 \pm 0,1$  milliards d'années.

## VI - 4 - 6 - Conclusion du test

Le modèle calculé aujourd'hui pour le Soleil représente bien tous les paramètres observés compte tenu des imprécisions. Ce modèle donne pour l'abondance de l'hélium :  $Y = 0,244$ .

Il permet aussi de fixer la valeur du paramètre "longueur de mélange" qui décrit la convection.

Les valeurs des paramètres Y et Z utilisées pour le calcul du premier modèle homogène correspondant à l'âge zéro du Soleil sont :  $Y = 0,274$  et  $Z = 0,020$ . Il peut paraître surprenant que les contenus en hélium et en métaux aient changé au cours de l'évolution, ce résultat contredisant les chapitres précédents. Ceci est dû au mécanisme de la diffusion.

Nous avons considéré une étoile comme étant globalement en équilibre hydrostatique cependant des effets différentiels peuvent se produire.

L'analyse de la composition chimique des atmosphères stellaires a permis de montrer que certains éléments présentaient des différences d'abondance par rapport au Soleil, pouvant atteindre un facteur 100 ce qui ne peut pas s'expliquer par des erreurs de mesures ou par de simples fluctuations de la matière interstellaire initiale. Cette différence a conduit à l'étude du mécanisme de la diffusion dans les étoiles. Un ion est soumis à l'action de deux forces agissant en sens contraire : la gravité qui attire les particules vers le centre, et la force radiative qui pousse l'élément vers l'extérieur. Si un déséquilibre existe localement entre ces deux forces, il va en résulter un mouvement de cet ion dans un sens ou dans l'autre. Ainsi l'hélium dans le Soleil, sous l'effet de la force gravitationnelle, diffuse vers l'intérieur de l'étoile. On aura ainsi un enrichissement du noyau en hélium, indépendamment des réactions nucléaires qui s'y produisent et un appauvrissement en hélium, de l'atmosphère. C'est ce qui explique une abondance en hélium moins importante en surface pour le Soleil actuel par rapport à l'âge zéro. Ce mécanisme affecte aussi les éléments lourds.

Ces mouvements ne remettent pas en cause l'équilibre hydrostatique de l'étoile, car ils sont très lents et se déroulent sur une grande échelle de temps.

## VI - 5 - L'EVOLUTION DU SOLEIL

La Figure VI - 3 représente le trajet évolutif dans le diagramme HR d'une étoile de  $1 M_{\odot}$  jusqu'à la phase de contraction gravitationnelle du noyau riche en hélium. Cette courbe est le lieu des points successifs du modèle d'une étoile semblable au Soleil au cours du temps. Les durées, en milliards d'années, sont indiquées le long de la courbe. On a tracé sur ce diagramme les lignes iso-rayons. Le point où la ligne  $R = 1 R_{\odot}$  coupe le trajet évolutif représente la position actuelle du Soleil. On remarque qu'elle correspond bien à un âge de  $4,5 \cdot 10^9$  ans.

Le point de départ (1) correspond à la fin de la phase *proto-étoile* quand les réactions thermonucléaires de fusion de l'hydrogène commencent à se produire dans le noyau. L'hydrogène se transforme peu à peu en hélium par la chaîne proton-proton.

Ce sont les phases (1) à (3). Au fur et à mesure de la transformation de l'hydrogène en hélium, la composition chimique du noyau change. Au bout de  $4,5 \cdot 10^9$  ans, environ 50 % de l'hydrogène disponible dans les régions centrales aura été transformé en hélium. La quantité d'hydrogène disponible dans les régions centrales où la température est suffisante, permettra à ces réactions de fusion de se produire pendant dix milliards d'années environ.

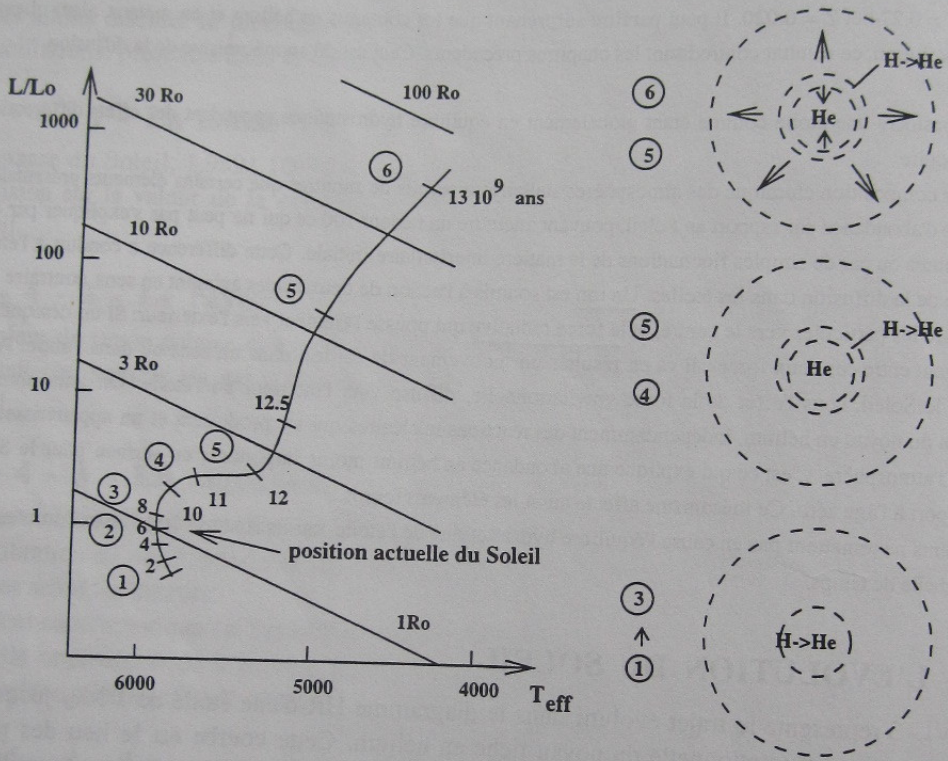


Figure VI - 3 : Diagramme HR théorique pour une étoile de 1 masse solaire jusqu'à la phase de contraction du noyau riche en He. En abscisse figure la température effective, en ordonnée la luminosité normalisée à la luminosité solaire ( $L_o$ ). Les schémas de droite représentent, en fonction des étapes, les zones où se produisent les réactions de fusion. Les lignes obliques sont les lieux iso-rayons dans le diagramme HR,  $R_o$  représente le rayon solaire.

Au fur et à mesure de la transformation de l'hydrogène en hélium, la composition chimique dans les régions centrales change, la pression va décroître ; les couches les plus externes vont exercer une pression plus importante sur le noyau, y augmentant ainsi la densité et la température ; cette contraction du noyau sera très lente et l'équilibre de l'ensemble ne subit pas de modifications brutales. Comme la température augmente, le débit d'énergie augmente également (le taux des réactions nucléaires est très sensible à la température) et la luminosité de l'étoile augmente. On a, en même temps, une augmentation du rayon de l'étoile par suite de l'ajustement de la structure de l'étoile au débit d'énergie. On remarque bien, sur le schéma, que les phases (1) à (3) indiquent une augmentation de la luminosité et du rayon.

Tant que l'étoile est dans ce stade évolutif (phases (1) à (3)), on dit qu'elle est sur la séquence principale. On comprend que la **séquence principale (SP) ait une certaine largeur** puisque les caractéristiques de l'étoile se modifient légèrement au cours de cette phase.

Puis l'hydrogène s'épuise dans le noyau qui s'enrichit de plus en plus en He. La combustion de l'hydrogène se fait alors dans une coquille qui entoure le centre et la luminosité augmente.

Phase (3) à (4), cette coquille a une épaisseur limitée, car au fur et à mesure qu'on s'éloigne du centre, la température diminue. A une certaine distance du centre, la température n'est plus suffisante pour que la chaîne proton-proton puisse se produire. L'épaisseur de la coquille dans laquelle les réactions nucléaires se produisent va en diminuant. Phase (4) à (5) il y a une nette diminution de la production d'énergie, le noyau de l'étoile se contracte pour retrouver son équilibre et la température augmente. Cependant cette augmentation de température n'est pas suffisante dans les régions centrales pour que les réactions de fusion de l'hélium puissent se produire. Mais au voisinage du noyau inerte, l'accroissement de la température est cependant suffisant pour que s'y déclenchent les réactions de fusion de l'hydrogène (phase (5) à (6)) dans de nouvelles couches autour du noyau. La température dans les couches autour du noyau s'étant élevée, ce sont maintenant les réactions du cycle CNO qui produisent l'essentiel de l'énergie.

Au cours de ces phases la structure de l'étoile se modifie très fortement ; alors que le noyau commence à se contracter gravitationnellement, à partir du point (4), et que l'hydrogène va brûler en couches autour du noyau, la pression de radiation provoque une dilatation des couches externes de l'étoile. Celles-ci vont se refroidir et la température superficielle diminue (phase (4) à (5)). La contraction gravitationnelle des régions centrales implique l'augmentation de la température des zones voisines du noyau. A ce moment là ce sont les réactions du cycle CNO qui ont lieu ; ces réactions sont très énergétiques ; on assiste alors à une rapide dilatation des régions extérieures (points (5) à (6)). Le rayon est multiplié par un facteur 50. Malgré l'augmentation très importante de la luminosité, due à un accroissement de la production d'énergie, la température de la surface (ou la température effective) continue à décroître. En effet chaque  $\text{cm}^2$  de la surface de cette étoile rayonne moins d'énergie ( $L = 4\pi R^2 \sigma T^4$ ) par suite de l'accroissement extrêmement important de sa surface. Le point figuratif du modèle se trouve dans la région du diagramme HR des géantes rouges : étoiles à grand rayon, mais à température superficielle faible. Remarquons la rapidité des phases (4) à (6), à peine 2 milliards d'années.

Au point (6) (Figure VI - 3) le Soleil sera une étoile géante avec un noyau riche en He qui se contracte gravitationnellement. Le noyau se contracte gravitationnellement, car lorsque la combustion de l'hydrogène cesse, la diminution d'énergie produite engendre un déséquilibre, la force due à la gravitation l'emporte et il y a contraction ; cette contraction affecte seulement les régions centrales. La structure de l'étoile est telle que le transport de l'énergie se fait par convection jusque dans les régions centrales, où la composition chimique a été modifiée par des réactions nucléaires. Ce mécanisme a pour effet d'enrichir les régions externes en hélium et autres noyaux produits durant le cycle CNO. L'étoile subit donc une **modification chimique des couches superficielles**, elle est effectivement observée dans les étoiles géantes. Ce mécanisme est appelé "dragage convectif".

Durant cette phase, la contraction gravitationnelle du noyau continue. Les propriétés du gaz du noyau sont différentes de celles de l'enveloppe. Le gaz d'électrons devient dégénéré. Il s'en suit que l'augmentation de température dans le noyau, due à la contraction gravitationnelle, ne créera pas de gradient de température : le noyau sera isotherme. Au point (6) la température du noyau atteint  $100 \cdot 10^6$  K. Sa densité est environ  $10^4 \text{ g cm}^{-3}$ . Alors de nouvelles réactions nucléaires peuvent se produire et les noyaux d'hélium fusionnent en noyaux de carbone et d'oxygène.

dégénérescence

Cette nouvelle source d'énergie va avoir pour effet de stopper la contraction gravitationnelle. L'état du gaz dans le noyau - dégénérescence des électrons et par conséquent pression indépendante de la température - et le noyau isotherme font que les réactions nucléaires vont s'amorcer simultanément en tout point du noyau. Cette réaction explosive appelée **hélium flash** ne dure que quelques centaines d'années. La production d'énergie est alors de  $10^{14} \text{ ergs g}^{-1} \text{ s}^{-1}$  alors que dans le cas de la fusion de l'hydrogène elle n'est que de  $10 \text{ ergs g}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Le gaz d'électrons du noyau étant dégénéré, il est capable d'absorber une partie de l'énergie libérée par les réactions nucléaires, ce qui augmente sa température. Il s'en suit une modification de l'état du gaz qui cesse d'être dégénéré, la pression gazeuse redevient à nouveau dépendante de la température, le noyau se dilate et on retrouve les conditions d'équilibre telles qu'elles ont été décrites au chapitre II. L'hélium fusionne dans le noyau et l'hydrogène fusionne dans une coquille entourant le noyau, ce sont essentiellement les réactions du CNO qui s'y produisent. La luminosité de l'étoile diminue fortement ; elle cesse d'être une géante rouge (Figure VI - 4), et le point figuratif de l'étoile dans le diagramme HR "redescend".

A ce stade de l'évolution, se produit toute une série de modifications de la structure de l'étoile pour maintenir l'état d'équilibre entre l'énergie produite par les réactions nucléaires et l'énergie transférée vers les régions externes et finalement perdue sous forme de rayonnement. Ces modifications se traduisent par une expansion du noyau et une contraction des régions qui l'entourent. Au moment où la pression du noyau ne peut plus équilibrer la compression des régions externes, c'est le mécanisme inverse qui se développe, l'étoile se dilate. Ces oscillations engendrent des variations observables de la luminosité de l'étoile. Par suite de l'existence de forces de frottement dans la matière, ces oscillations s'amortissent et l'étoile redevient stable.

Au fur et à mesure de l'épuisement de l'hélium dans les régions centrales, la pression gazeuse décroît et finira par ne plus pouvoir s'opposer à la contraction gravitationnelle. On va maintenant retrouver ici une phase évolutive similaire à celle qui se produisait après la séquence principale. La contraction gravitationnelle au voisinage du noyau va augmenter suffisamment la température pour que, au voisinage du noyau, la fusion de l'hélium puisse se produire, alors que le noyau est devenu inerte. Cette coquille où fusionne l'hélium est elle-même entourée d'une autre coquille où la combustion de l'hydrogène se poursuit ; la luminosité de l'étoile augmente durant cette phase et l'étoile redevient une géante rouge. Le point figuratif de l'étoile dans le diagramme HR "remonte". Cette phase de contraction du noyau qui est alors riche en carbone et en oxygène et qui atteint un état dégénéré, s'accompagne d'une dilatation de l'enveloppe dont la transparence augmente, induisant un accroissement de la luminosité observée. La Figure VI - 5 résume la structure de l'étoile à cette phase.

Etant à nouveau dans la phase de géante, les mécanismes de convection sont très importants et on a de nouveau un dragage convectif qui amène à la surface de l'étoile des éléments créés par les réactions nucléaires : carbone et oxygène. La modélisation de ces phases de la vie d'une étoile est encore très incertaine, mais l'observation a confirmé les principales étapes décrites ici.

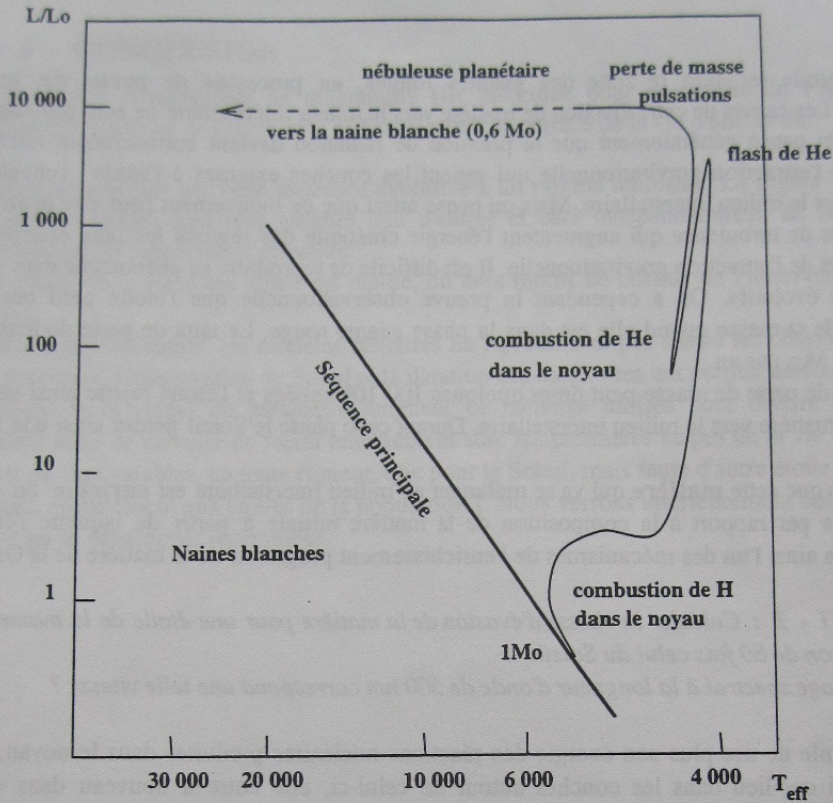


Figure VI - 4 : Evolution d'une étoile de 1 masse solaire ( $M_{\odot}$ ). En abscisse est représenté la température effective, en ordonnée figure la luminosité normalisée à la luminosité solaire actuelle notée  $L_{\odot}$ . (Ce schéma est qualitatif)

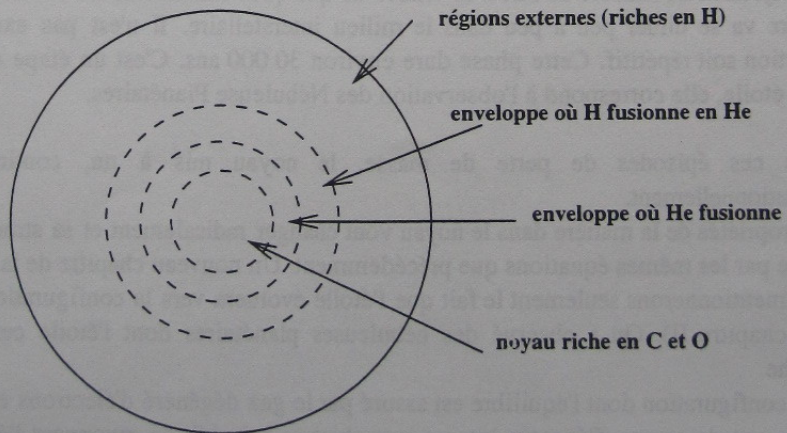


Figure VI - 5 : Structure de l'étoile de 1 masse solaire à la fin de la phase de combustion de l'hélium dans le noyau.

Lorsque l'étoile est dans la zone des géantes rouges, un processus de **perte de masse** se développe. Les causes de cette éjection de matière vers le milieu interstellaire ne sont pas encore bien connues. On pense généralement que la pression de radiation devient suffisamment intense pour s'opposer à l'attraction gravitationnelle qui retient les couches externes à l'étoile : l'enveloppe est expulsée vers le milieu interstellaire. Mais on pense aussi que ce mouvement peut être induit par des mouvements de turbulence qui augmentent l'énergie cinétique des régions les plus externes qui se libèrent alors de l'attraction gravitationnelle. Il est difficile de reproduire ce phénomène dans la chaîne de modèles évolutifs. On a cependant la preuve observationnelle que l'étoile perd une fraction importante de sa masse quand elle est dans la phase géante rouge. Le taux de perte de masse est de  $10^{-9}$  à  $10^{-5} M_{\odot}$  par an.

Cette phase de perte de masse peut durer quelques  $100 \cdot 10^6$  années et l'étoile rejette ainsi une grande partie de sa matière vers le milieu interstellaire. Durant cette phase le Soleil perdra ainsi une moitié de sa masse.

Remarquons que cette **matière** qui va se mélanger au milieu interstellaire est **enrichie en carbone et oxygène** par rapport à la composition de la matière initiale à partir de laquelle l'étoile s'est formée. On a ainsi l'un des mécanismes de l'enrichissement progressif de la matière de la Galaxie.

*Question VI - 2 : Calculer la vitesse d'évasion de la matière pour une étoile de la masse du Soleil ayant un rayon de 80 fois celui du Soleil.*

*A quel décalage spectral à la longueur d'onde de 500 nm correspond une telle vitesse ?*

Lorsque l'étoile ne tire plus son énergie des réactions nucléaires produites dans le noyau, mais des réactions qui ont lieu dans les couches autour de celui-ci, elle entre à nouveau dans une phase d'instabilité. Sa **luminosité est variable**. Cet état de pulsation correspond aux observations d'étoiles variables à longue période qui occupent cette même zone du diagramme HR.

Si ces pulsations s'amplifient, elles peuvent conduire à l'éjection de toute l'enveloppe, riche en hydrogène, mettant à nu les régions centrales.

Cette éjection de matière se fait à la vitesse de quelques dizaines de kilomètres par seconde. Cette matière va se diluer peu à peu dans le milieu interstellaire. Il n'est pas exclu que ce processus d'éjection soit répétitif. Cette phase dure environ 30 000 ans. C'est un étape transitoire dans la vie d'une étoile, elle correspond à l'observation des Nébuleuse Planétaires.

Après ces épisodes de perte de masse, le noyau mis à nu, continue à se contracter gravitationnellement.

Les propriétés de la matière dans le noyau vont changer radicalement et sa structure ne peut plus être décrite par les mêmes équations que précédemment. Un nouveau chapitre de la vie de l'étoile s'ouvre. Nous mentionnerons seulement le fait que l'étoile évoluera vers la configuration de **naine blanche** (voir chapitre II). On a observé des nébuleuses planétaires dont l'étoile centrale était une naine blanche.

Cette configuration dont l'équilibre est assuré par le gaz dégénéré d'électrons est très stable. Comme il n'y a pas de source d'énergie interne, cet objet se refroidit en rayonnant l'énergie emmagasinée ; cette phase peut être longue, car la surface est petite, de l'ordre de grandeur de celle de la Terre.

## VI - 6 - CONCLUSION

La Figure VI - 4 représente un diagramme HR théorique pour une étoile de  $1 M_{\odot}$  ; c'est la visualisation en termes de Luminosité et Température de surface de la vie d'une étoile.

Une étoile ne parcourt pas cette séquence évolutive à un rythme uniforme. La Figure VI - 3 montre que certaines phases sont plus longues que d'autres et ceci indépendamment de la variation en Luminosité ou en Température effective.

Si une phase de la vie d'une étoile est rapide, on aura moins de chance de l'observer à cette étape évolutive.

Malgré leur sophistication, les modèles stellaires ne reproduisent pas toutes les observations avec la même précision. L'observation du Soleil et la datation des météorites ont permis de fixer l'abondance de l'hélium et la valeur du paramètre longueur de mélange utilisés pour décrire la convection, permettant ainsi de calculer de façon relativement sûre les premières étapes de la vie du Soleil. Ces résultats ne sont valables, en toute rigueur, que pour le Soleil, mais faute d'autre étoile test, ils seront appliqués, globalement aux étoiles de la population I. Nous verrons ultérieurement comment d'autres tests ont pu se développer récemment.

## REPONSES AUX QUESTIONS

### Question VI - 1 :

On suppose que l'énergie dans le Soleil est produite par la chaîne proton-proton. Chaque réaction produit 2 neutrinos (voir chapitre III - 4 - 1)

Calcul du nombre de réactions produites par seconde :

$$Q_{pp} = \text{énergie libérée par une réaction}$$

$$L = \text{luminosité du Soleil}$$

$$\text{nombre de réactions} = \frac{L}{Q_{pp}} = N$$

$$L = 3,84 \cdot 10^{26} \text{ Watts}$$

$$Q_{pp} = 26,204 \text{ Mev}$$

$$N = \frac{3,84 \cdot 10^{26}}{26,204 \cdot 10^6 \times 1,602 \times 10^{-19}}$$

$$N = 0,0915 \cdot 10^{39}$$

$$\text{nombre de neutrinos émis par seconde} = 0,183 \cdot 10^{39}$$

nombre de neutrinos reçus au niveau de la Terre, par unité de surface, par seconde :

$$\frac{0,183 \cdot 10^{39}}{4 \pi (150 \cdot 10^9)^2}$$

$$\text{soit : } 65 \cdot 10^{13} \text{ neutrinos m}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

### Question VI - 2 :

La vitesse d'évasion d'une sphère de rayon R et de masse M a pour valeur :

$$v_e = \left( \frac{2 G M}{R} \right)^{1/2}$$

$$v_e = \left( \frac{2 \times 6,67 \cdot 10^{-11} \times 2 \cdot 10^{30}}{80 \times 7 \cdot 10^8} \right)^{1/2}$$

$$v_e = 0,69 \cdot 10^5 \text{ m s}^{-1}$$

$$\text{soit : } 69 \text{ km s}^{-1}$$

Le décalage Doppler correspondant est :

$$\Delta \lambda = 500 \times \frac{69}{300\,000}$$

$$\Delta \lambda = 0,11 \text{ nm}$$

Ce décalage est vers le bleu (plus courte longueur d'onde) car la matière éjectée de l'étoile s'approche de l'observateur.

## CHAPITRE VII

### LES GRANDES ETAPES DE L'EVOLUTION STELLAIRE

VII - 1 - CHOIX DE LA MASSE.....	126
VII - 2 - CHOIX DE LA COMPOSITION CHIMIQUE.....	126
VII - 2 - 1 - L'abondance en hélium.....	126
VII - 2 - 2 - L'abondance des métaux.....	127
VII - 3 - SEQUENCES EVOLUTIVES DE POPULATION I.....	128
VII - 3 - 1 - Etapes d'évolution pour une masse initiale.....	128
VII - 3 - 2 - Les étapes pour une masse initiale $M > 9 M_{\odot}$ .....	131
VII - 3 - 3 - Masse limite supérieure des étoiles.....	133
VII - 3 - 4 - Les étoiles variables céphéides.....	133
VII - 4 - ISOCHRONES DE POPULATION I.....	134
VII - 4 - 1 - Détermination de l'âge d'un amas ouvert.....	134
VII - 4 - 2 - Influence de la composition chimique sur la ZAMS : test observationnel avec l'amas des Hyades.....	137
VII - 4 - 3 - Conclusion.....	140
VII - 5 - SEQUENCES EVOLUTIVES DE POPULATION II.....	140
VII - 5 - 1 - Les étoiles variables RR Lyrae.....	142
VII - 5 - 2 - La branche horizontale.....	142
VII - 6 - ISOCHRONES DE POPULATION II.....	142
VII - 6 - 1 - Effet de la composition chimique sur les isochrones.....	142
VII - 6 - 2 - Comparaison des isochrones aux diagrammes HR des amas globulaires.....	146
VII - 6 - 3 - Conclusion.....	147
REPONSES AUX QUESTIONS.....	148

A partir des développements des chapitres précédents, nous sommes maintenant en mesure de décrire les grandes étapes de l'évolution de n'importe quelle étoile et de les visualiser dans un diagramme HR théorique similaire à la Figure VI - 4. A partir de telles séquences on pourra calculer des réseaux d'isochrones (Chapitre I - 4 - 1) afin de déterminer l'âge des amas. Ces modèles n'ont de sens que si les paramètres utilisés correspondent aux propriétés des étoiles observées dans les amas. Les deux paramètres initiaux sont la masse et la composition chimique.

## VII - 1 - CHOIX DE LA MASSE

Sur la séquence principale, toutes les étoiles transforment l'hydrogène en hélium dans le noyau, mais cette fusion se fera plus ou moins rapidement en fonction de la masse de l'étoile.

D'après le chapitre III, nous savons que le taux de production d'énergie est proportionnel à  $T^n$  et l'exposant  $n$  est d'autant plus élevé que  $T$  est plus grand.  $T$  dépend de la masse de gaz : la température dans les régions centrales est plus élevée pour les étoiles les plus massives. Ce qui signifie que les étoiles les plus massives ont un rythme de combustion de l'hydrogène beaucoup plus rapide que les étoiles les moins massives. Ce résultat restera vrai pour les autres phases de la vie d'une étoile massive.

La table ci-dessous donne, à titre d'exemples, la durée de vie sur la séquence principale en fonction de la masse pour des étoiles dont la composition chimique est la même que celle du Soleil.

$M / M_{\odot}$	25	15	3	1,5	1	0,8
$L / L_{\odot}$	79 000	20 000	81	5	1	0,24
$T_{\text{centrale}} (10^6 \text{ K})$	37	34	24	18	14	11
$\rho_{\text{centrale}} (\text{g cm}^{-3})$	3,7	5,8	37	76	78	78
Durée sur la SP (années)	$6 \cdot 10^6$	$11 \cdot 10^6$	$350 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^9$	$10 \cdot 10^9$	$25 \cdot 10^9$

Dans le Chapitre I nous avons vu comment la détermination de l'âge d'un amas nécessitait tout d'abord le calcul de sa distance. Cette distance pouvant être obtenue en comparant la séquence principale de l'amas à la séquence calculée à partir des modèles (ZAMS) la table ci-dessus nous montre que pour l'étude des amas jeunes, le calcul de séquences évolutives d'étoiles massives est indispensable celles-ci pouvant encore se trouver sur la série principale de l'amas alors que pour les amas globulaires il suffit de ne considérer que des étoiles moins massives que le Soleil.

## VII - 2 - CHOIX DE LA COMPOSITION CHIMIQUE

### VII - 2 - 1 - L'abondance en hélium

Comme cela a été souligné dans le chapitre V, l'hélium joue un rôle clé dans le calcul d'un modèle stellaire car :

- c'est l'élément le plus abondant après l'hydrogène
- son importance dans le calcul de l'opacité est grande

Dans les amas globulaires, les étoiles encore sur la série principale sont des étoiles froides et on ne peut pas mesurer directement leur contenu en hélium par manque de raies observables comme dans le cas du Soleil.

Le diagramme HR d'amas globulaire (Figure I - 11) montre cependant la présence d'étoiles chaudes ((B-V) < 0) où les raies de l'hélium sont présentes, mais ces étoiles sont évoluées et chapitre VI, nous avons vu qu'il existe des étapes de l'évolution où des brassages de matière se produisent. Les phases avancées de l'évolution stellaire étant encore qualitative par certains aspects, l'abondance de l'hélium mesurée dans ces étoiles évoluées situées sur la branche horizontale ne permet pas d'en déduire la valeur de l'abondance correspondant à l'état initial.

Cependant les calculs théoriques de modèles d'étoiles ont permis de montrer que la valeur de Y devait être comprise entre 0,23 et 0,24 pour représenter les observations d'amas globulaires. Ce résultat a été obtenu de façon itérative. \* 1

Actuellement cette valeur n'est pas remise en cause car elle correspond aussi à l'abondance primordiale de l'hélium prédite par le modèle standard du Big Bang.

## VII - 2 - 2 - L'abondance des métaux

Des modèles réalistes pour les amas globulaires n'ont pu être réalisés que lorsque les nouvelles techniques ont permis de faire des observations spectroscopiques d'étoiles d'amas globulaires avec une résolution suffisante pour faire des mesures d'abondance.

**Question VII - 1 - Pourquoi les observations spectroscopiques des étoiles des amas globulaires sont-elles difficiles ?**

Les observations spectroscopiques des étoiles d'amas globulaires ont permis de montrer que les sous-abondances des métaux par rapport à la composition chimique solaire, n'étaient pas les mêmes quel que soit l'élément. En particulier l'oxygène est moins sous-abondant que le fer. Il est nécessaire de tenir compte de toutes ces différences d'abondance, en particulier celles des éléments tels que l'oxygène, le silicium qui contribuent notablement à l'opacité du gaz.

Cette différence d'abondance relative entre les éléments, provient de ce que les étoiles massives évoluant très vite, la toute première génération d'étoile massive de la Galaxie, a rejeté dans le milieu interstellaire de l'oxygène fabriqué par les réactions nucléaires. Cette matière éjectée n'est pas enrichie de la même proportion en fer car cet élément n'est pas fabriqué par les mêmes processus et ceux-ci dépendent de la masse de l'étoile.

**Question VII - 2 : Si l'oxygène est moins déficient que le fer suite à un enrichissement du milieu interstellaire par une première génération d'étoiles, quel autre élément sera susceptible d'avoir un comportement similaire à l'oxygène (se reporter au chapitre III) ?**

Carbone (cycle CNO page 65) et 66  
 et Neon page 66.

Les mesures d'abondances parmi les étoiles des amas globulaires ont montré que [Fe/H] présentait de grandes différences d'un amas globulaire à un autre.

Par exemple, métallicité de : M92 [Fe/H] = - 2,24 (± 0,15)

NGC6397 [Fe/H] = - 1,91 (± 0,15)

A titre de comparaison on donne la métallicité pour un amas ouvert :

les Hyades [Fe/H] = 0,14 (± 0,05)

La précision sur la détermination de la métallicité de l'amas des Hyades résulte du très grand nombre d'observations faites sur les étoiles de cet amas car sa série principale est utilisée comme séquence de référence (Chapitre I - 4 - 1).

Les sous-abondances détectées dans les amas globulaires sont de l'ordre de 200 fois moins que l'abondance solaire.

Les étoiles dans les amas globulaires ne sont pas les objets les plus déficients en métaux de la Galaxie. Les résultats actuels de recherches systématiques d'étoiles déficientes en métaux dans le halo de la Galaxie ont permis de détecter une demi-douzaine d'étoiles dont la valeur de  $[Fe/H]$  était plus petite que  $-3,5$  ce qui signifie que ces étoiles ont une abondance relative du fer par rapport à l'hydrogène 3000 fois moindre que dans le Soleil.

On pourra se reporter au spectre de l'étoile CS 29518-43 Figure I - 16 où la très faible intensité des raies est à comparer au spectre du Soleil. Actuellement on n'a pas trouvé d'amas globulaire ayant une telle déficience. Ce résultat a été interprété en terme de scénario de la formation des étoiles dans la Galaxie et des mécanismes d'enrichissement du milieu interstellaire par une première génération d'étoiles.

## VII - 3 - SEQUENCES EVOLUTIVES DE POPULATION I

Nous allons décrire dans ce paragraphe les grandes étapes de l'évolution stellaire en fonction de la masse et de la composition chimique.

La Figure VII - 1 représente un diagramme HR théorique où sont représentés les trajets évolutifs correspondant à diverses masses initiales ; la composition chimique est celle du modèle solaire ainsi que le paramètre longueur de mélange.

Les grandes étapes de l'évolution sont similaires à celles décrites chapitre VI pour le Soleil mais sont modulées en fonction de la masse initiale.

### VII - 3 - 1 - Etapes d'évolution pour une masse initiale $0,08 M_{\odot} < M < 9 M_{\odot}$

Nous savons que les réactions thermonucléaires ne s'amorcent que si une température minimale est atteinte. Cette température est fonction de la masse de l'étoile.

Pour que les réactions de fusion de l'hydrogène démarrent il est nécessaire d'avoir une masse supérieure à 0,08 masse solaire.

Après la phase de fusion de l'hydrogène vient l'étape de la combustion de l'hélium ; celle-ci est modulée en fonction de la masse de gaz disponible.

#### $0,08 M_{\odot} < M < 0,5 M_{\odot}$

Lors de la contraction de l'étoile, le noyau d'hélium sera dégénéré avant que la température centrale n'atteigne la température de fusion de l'hélium. L'étoile se transforme en naine blanche.

#### $0,5 M_{\odot} < M < 2,2 M_{\odot}$

Le noyau sera encore dégénéré mais la fusion de l'hélium pourra s'amorcer dans le noyau, l'étoile évoluera vers la région des géantes rouges. La fusion de l'hélium s'amorce dans ce cas de façon explosive car le gaz est dégénéré.

#### $2,2 M_{\odot} < M < 9 M_{\odot}$

La fusion de l'hélium se produit pour ces étoiles plus massives dans un milieu qui n'est pas dégénéré et le gaz étant parfait il n'y a pas d'hélium flash. L'évolution se poursuit vers les géantes rouges.

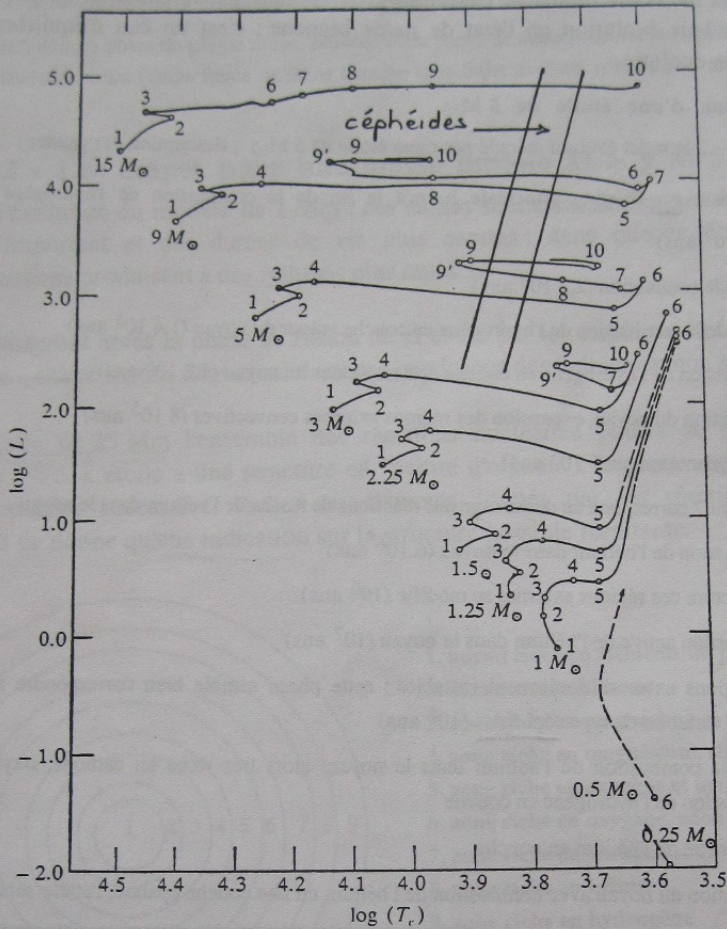


Figure VII - 1 : Trajets évolutifs dans le diagramme HR pour des étoiles de différentes masses. La luminosité en ordonnée est rapportée à celle du Soleil :  $\log(L/L_{\odot})$ . En abscisse, on a la température effective :  $\log(T_e)$ . La zone correspondant aux instabilités de type céphéide est indiquée.

Après épuisement de l'hélium dans le noyau, comme dans le cas du Soleil, l'hydrogène et l'hélium brûlent en couches autour du noyau, dont la masse en carbone et en oxygène augmente.

Deux effets vont entrer en compétition. D'une part le noyau augmente de masse, ce qui peut lui permettre d'atteindre la masse critique à partir de laquelle la fusion du carbone se déclenche car la température y est suffisamment élevée. D'autre part, comme nous l'avons vu dans l'exemple du Soleil, (chapitre VI - 5), l'étoile perd de la masse ce qui empêchera la température dans les régions centrales d'augmenter suffisamment pour que la fusion du carbone démarre.

Ainsi il semble que si la masse initiale est inférieure à environ  $9 M_{\odot}$  les pertes de masse l'emportent, le noyau riche en carbone et en oxygène sera dégénéré avant que de nouvelles réactions nucléaires se produisent. L'étoile a atteint une phase d'équilibre : c'est une naine blanche et elle y reste indéfiniment.

Selon la masse initiale, le coeur de la naine blanche sera riche en He ou en C et O.

Les étoiles dans cet intervalle de masse passeront généralement par la phase de nébuleuse planétaire avant de terminer leur évolution en l'état de naine blanche ; c'est un état d'équilibre dans lequel l'étoile termine son évolution.

**Exemple : évolution d'une étoile de  $5 M_{\odot}$**

On donne Figure VII - 2 le trajet évolutif calculé pour une étoile de  $5 M_{\odot}$  ; description des phases :

- 1 - 2 évolution sur la série principale jusqu'à la fin de la combustion de l'hydrogène dans le noyau ( $6,5 \cdot 10^7$  ans)
- 2 - 3 phase de contraction ( $2,2 \cdot 10^6$  ans)
- 3 - 4 début de la combustion de l'hydrogène en couche autour du noyau ( $1,4 \cdot 10^5$  ans)
- 4 - 5 combustion de l'hydrogène en couche épaisse autour du noyau ( $1,2 \cdot 10^6$  ans)
- 5 - 6 contraction du noyau, expansion des régions externes convectives ( $8 \cdot 10^5$  ans)
- 6 - 7 phase géante rouge ( $5 \cdot 10^5$  ans)

Le point 7 correspond au démarrage des réactions de fusion de l'hélium dans le noyau

- 7 - 8 combustion de l'hélium dans le noyau ( $6 \cdot 10^6$  ans)
- 8 - 9 la structure des régions externes se modifie ( $10^6$  ans)
- 9 - 10 combustion active de l'hélium dans le noyau ( $10^7$  ans)
- 10 - 11 les régions externes deviennent instables ; cette phase semble bien correspondre aux caractères des étoiles variables de type céphéides ( $10^6$  ans)
- 11 - 12 fin de la combustion de l'hélium dans le noyau, alors très riche en carbone, oxygène, et fin de la combustion de l'hydrogène en couche
- 12 - 13 combustion de l'hélium en couche
- 13 - 14 contraction du noyau avec combustion de l'hélium en une couche épaisse, l'étoile sera à nouveau géante rouge.

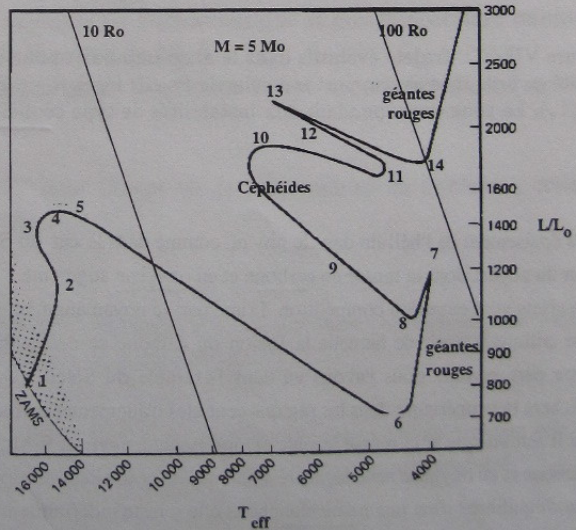


Figure VII - 2 : Trajet évolutif à partir de la série principale (SP) pour une étoile de 5 masses solaires. Les lignes iso-rayon sont indiquées, ainsi que la zone correspondant aux instabilités de type céphéide.

Dans cette phase, la fusion nucléaire se fait dans les couches qui entourent le noyau ; elles s'allument alternativement.

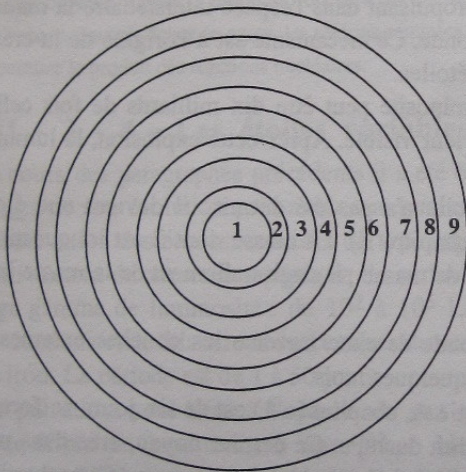
Le "vent stellaire", dans la phase de géante rouge, provoque des pertes de masse importantes ; puis se produira la phase de nébuleuse planétaire avant l'étape finale de naine blanche et le trajet évolutif ressemblera alors à celui du Soleil (Figure VI - 4).

### VII - 3 - 2 - Les étapes pour une masse initiale $M > 9 M_{\odot}$

Comparée à l'évolution du modèle de  $1 M_{\odot}$ , ces étoiles sont caractérisées par un taux de perte de masse plus important et des durées de vie plus courtes ; dans chaque étape, les réactions thermonucléaires se produisent à des rythmes plus rapides.

Ces étoiles passeront après la phase de fusion de H et He par les étapes de fusion du carbone, de l'oxygène, etc... ces réactions démarrant dans des conditions dégénérées ou non selon leur masse.

Pour une étoile de  $25 M_{\odot}$  l'ensemble des réactions nucléaires pourra se produire jusqu'à la fabrication de  $^{56}\text{Fe}$ . L'étoile a une structure en "pelure d'oignon" : le centre est composé de fer et autour des couches successives riches en éléments formés par les réactions nucléaires. La Figure VII - 3 ne donne qu'une indication sur la structure possible résultante.



1. noyau riche en éléments du pic du fer
2. zone riche en silicium
3. zone riche en magnésium et silicium
4. zone riche en magnésium, silicium et soufre
5. zone riche en oxygène et magnésium
6. zone riche en oxygène, néon et magnésium
7. zone riche en carbone et oxygène
8. zone riche en hélium
9. zone riche en hydrogène

Entre chacune de ces zones, il y a une mince couche où les réactions nucléaires se produisent ; par exemple, entre les zones 8 et 9 se produit la combustion en couche de l'hydrogène.

Figure VII - 3 : Structure en couche d'une étoile massive à la fin de son évolution.

La table ci-dessous donne les durées des phases principales de la vie d'une étoile de  $25 M_{\odot}$ . On remarque que la durée de chaque phase est de plus en plus courte ; ceci résulte de ce que la production de neutrinos devenant de plus en plus importante, une grande partie de l'énergie produite est emportée par les neutrinos qui s'échappent de l'étoile ne contribuant pas à maintenir l'équilibre de la sphère gazeuse. Pour compenser cette perte d'énergie, l'étoile accroît sa production d'énergie nucléaire en se contractant : la température du noyau augmente et de nouvelles réactions de fusion se produisent. Les réactions nucléaires se succèdent à un rythme rapide.

Fusion nucléaire	Durée de la phase	Température centrale milliard de degrés	Densité centrale kg m <sup>-3</sup>
H	7 10 <sup>6</sup> ans	0,06	5 10 <sup>3</sup>
He	5 10 <sup>5</sup> ans	0,23	7 10 <sup>5</sup>
C	600 ans	0,93	2 10 <sup>8</sup>
Ne	1 an	1,7	4 10 <sup>9</sup>
O	6 mois	2,3	1 10 <sup>10</sup>
Si	1 jour	4,1	3 10 <sup>10</sup>

Quand le cœur de l'étoile est riche en fer la température dans les régions centrales est telle que les réactions de photo-désintégration du fer se produisent ; ces réactions sont endothermiques : elles absorbent de l'énergie sous forme de photons. Pour pouvoir satisfaire cette demande d'énergie, le cœur du noyau de fer s'effondre sur lui-même en quelques millièmes de secondes et la matière se neutronise en milieu fortement dégénéré. Les couches externes du noyau s'effondrent à leur tour mais avec un léger retard, elles heurtent le cœur neutronisé, rebondissent et une onde de choc se propage vers l'extérieur de l'étoile.

Cette onde va traverser les couches successives qui entourent le noyau, chauffer fortement ce gaz et y permette l'allumage de réactions nucléaires tout en propulsant dans l'espace interstellaire la matière à la vitesse de quelques milliers de kilomètres par seconde. Ce mécanisme est à l'origine de la création de la plupart des éléments lourds observés dans les étoiles.

L'étoile est alors devenue une **supernova** : sa luminosité peut être dix milliards de fois celle du Soleil. C'est à ce moment-là que le phénomène devient visible. Après cette explosion, la luminosité décroît régulièrement.

Malgré la violence du phénomène, le cœur de l'étoile n'a pas été détruit : il devient une étoile à neutron ou bien un trou noir selon sa masse (voir chapitre II). La masse dont il est ici question est celle qui reste après les épisodes antérieurs de perte de masse ; il s'agit nullement de la masse initiale de l'étoile.

Les isotopes radioactifs produits au moment où l'onde de choc traverse les couches externes vont contribuer à maintenir la luminosité élevée pendant quelques mois.

L'isotope radioactif <sup>56</sup>Ni, dont la demi-vie (voir partie A, chapitre I - 1) est de six jours se forme ; il se désintègre en <sup>56</sup>Co qui, au bout de 57 jours, produit du <sup>56</sup>Fe. Ce dernier noyau, créé dans un état excité libère un photon gamma qui contribue à la luminosité de la supernova. Cette luminosité présente une variation d'intensité qui correspond au rayonnement de la désintégration de ces sources radioactives

Par exemple le cobalt a été observé dans le spectre de la supernova **SN1987A** lors de son explosion en 1987. Cette supernovae est située dans le Grand Nuage de Magellan.

Au moment de l'explosion, la matière des couches entourant le noyau est éjectée à la vitesse de 10 000 à 20 000 km s<sup>-1</sup>. Elle se dilue dans le milieu interstellaire en quelques dizaines de milliers d'années. Comme c'est une matière très riche en éléments lourds, le phénomène de supernova contribue à enrichir le milieu interstellaire. Cette matière interstellaire pourra à nouveau entrer dans le cycle de formation d'une autre étoile ; c'est ainsi qu'a lieu l'évolution chimique de la Galaxie.

### VII - 3 - 3 - Masse limite supérieure des étoiles

Les étoiles les plus lumineuses détectées sur la série principale sont des étoiles de type O ; on observe pour ces étoiles des pertes de masse considérables de l'ordre de  $10^{-5}$  masse solaire par an. La perte de masse est d'autant plus importante que la luminosité de l'étoile est plus grande.

Cette perte de masse s'observe sous forme d'un vent stellaire : la pression de radiation dans l'atmosphère de ces étoiles parvient à vaincre l'attraction gravitationnelle et à expulser vers le milieu interstellaire les couches les plus externes de l'étoile.

C'est ce phénomène de perte de masse qui semble être à l'origine d'une limite supérieure de la masse des étoiles, cette limite se situe au voisinage de  $120 M_{\odot}$ .

Pour des étoiles de masse  $M > 40 M_{\odot}$ , la perte de masse affecte considérablement toutes les phases de l'évolution ; elles n'atteindront pas la région des super-géantes rouges dans le diagramme HR comme c'est le cas pour une étoile de  $15 M_{\odot}$  (voir Figure VII - 1).

Parmi les étoiles très lumineuses en haut du diagramme HR on a observé des étoiles dont le spectre ne comportait aucune trace de l'élément le plus abondant, l'hydrogène, alors que l'hélium était présent. Cette composition chimique particulière indique que ces étoiles ont en réalité perdu la totalité de leur région externe riche en hydrogène par suite du mécanisme de perte de masse. Ces étoiles sont appelées "étoiles Wolf Rayet" du nom des deux astronomes français qui les ont observées pour la première fois à la fin du XIX<sup>e</sup> siècle. On observe aussi des étoiles Wolf-Rayet riches en carbone et d'autres riches en azote, les régions centrales mises à nu par suite d'une perte de masse importante, laissant apparaître le produit des réactions nucléaires.

### VII - 3 - 4 - Les étoiles variables céphéides

Au cours des paragraphes précédents il a été brièvement mentionné le fait qu'une étoile, à certaines phases de son évolution peut avoir une luminosité variable. La Figure VII - 1 représente la région d'observation des étoiles variables de type céphéides (voir partie A chapitre III - 2). Cette zone est relativement étroite en température de surface : de 6 000 à 8 000 K environ mais elle couvre une large gamme de luminosité : de  $10^2$  à  $10^5 L_{\odot}$ . Les variations observées sont la conséquence de contractions et de dilatations successives des couches externes de l'étoile à des vitesses de 50 km s<sup>-1</sup> environ. La période est de 1 à 50 jours.

Ces pulsations sont liées à l'opacité du gaz qui varie par suite d'un déséquilibre momentané. Ce déséquilibre se produisant à une phase bien précise de l'évolution stellaire, une luminosité correspond à chacune de ces phases. Ces étoiles pourront être utilisées comme "chandelles" pour la détermination des distances.

*Mécanisme*

Soit un déséquilibre infinitésimal dans les régions extérieures de l'étoile qui produit une compression de ces zones. Cette compression a pour effet d'augmenter la température et de provoquer l'ionisation du gaz, plus particulièrement l'ionisation de l'hélium. Nous savons que l'hélium joue un rôle important dans l'opacité du gaz et nous avons vu chapitre IV que l'opacité est plus grande quand le gaz est ionisé (chapitre IV - 2 - 4). Cette compression augmente l'opacité du gaz et "bloque" les photons dans cette région par suite de leur absorption. L'énergie ainsi absorbée pousse vers l'extérieur ces régions externes de l'étoile, augmentant ainsi la luminosité. Cette dilatation diminue la température et les électrons se recombinent avec les ions et l'opacité diminue laissant à nouveau les photons sortir librement. Les couches en expansion vont à nouveau revenir vers l'intérieur car la force de gravitation agit en force de rappel et le scénario recommence entretenant ainsi les pulsations.

Le mécanisme fondamental de ces pulsations est l'existence de zone dans l'atmosphère de l'étoile où l'hélium est partiellement ionisé.

Les étoiles pour lesquelles cette instabilité se développe ont des masses comprises entre 3 et 15  $M_{\odot}$ . Les étoiles les plus massives ont la période la plus longue (voir Figure III - 2 partie A) : ayant un rayon plus important elle mettent plus de temps à se dilater.

La relation Période-Luminosité observée traduit ce mécanisme.

## VII - 4 - ISOCHRONES DE POPULATION I

La Figure VII - 4 représente le diagramme HR d'un réseau d'isochrones (voir chapitre I - 4 - 1) calculés pour une composition chimique correspondant à la population I.

Chaque isochrone peut être interprété comme un amas ouvert "théorique". On remarque comment, au fur et à mesure que l'âge augmente, la série principale diminue en commençant par les étoiles les plus lumineuses car étant les plus massives elles évoluent le plus vite. La position du coude de l'amas théorique dans ce diagramme HR est de moins en moins lumineux et de plus en plus "rouge" pour les amas de plus en plus âgé. L'enveloppe inférieure de ce réseau d'isochrones est la ZAMS (séquence d'âge zéro) (voir chapitre I - 4 - 1)

### VII - 4 - 1 - Détermination de l'âge d'un amas ouvert

Les progrès récents dans le calcul des modèles théoriques d'étoiles permettent d'utiliser directement les isochrones pour calculer le rougissement, la distance et l'âge de l'amas selon le principe de la méthode exposée chapitre I - 4 - 1.

Pour faire cette comparaison il a fallu transformer les valeurs calculées (luminosité et température effective), en valeurs des paramètres observés (magnitude et indice de couleur) en utilisant des calibrations (voir Annexe I).

La Figure VII - 5 représente le diagramme HR de l'amas ouvert NGC 2516 ; la Figure VII - 6 montre l'ajustement d'un isochrone et de la ZAMS de la Figure VII - 4 sur les observations. Tout d'abord la ZAMS a été placée "au mieux" en coïncidence avec les observations, mais en bordure inférieure de la séquence observée car c'est là que se trouvent les étoiles d'âge zéro.

Cet ajustement de la ZAMS se fait de la même façon que pour la question I - 5 : on fait glisser la ZAMS parallèlement à l'axe des ordonnées et parallèlement à l'axe des abscisses pour avoir le meilleur ajustement ; le décalage le long de l'abscisse donne le rougissement  $E(B-V)$  de l'amas et la différence entre les deux échelles en ordonnée représente le module de distance.

Ensuite on cherche quel isochrone coïncide au mieux avec les observations en prenant en compte non seulement les étoiles situées au voisinage de la série principale mais également celles qui en sont les plus éloignées. Le résultat est montré Figure VII - 7.

On pourra se reporter à un exercice proposé sur ce thème dans le fascicule de Travaux Dirigés.

Un tel procédé : ajustement de la ZAMS sur la série principale observée, est la méthode qui permet de calculer, pour un amas, le rougissement interstellaire encore appelé extinction interstellaire ou absorption interstellaire et la distance de l'amas.

cahier TD page 45

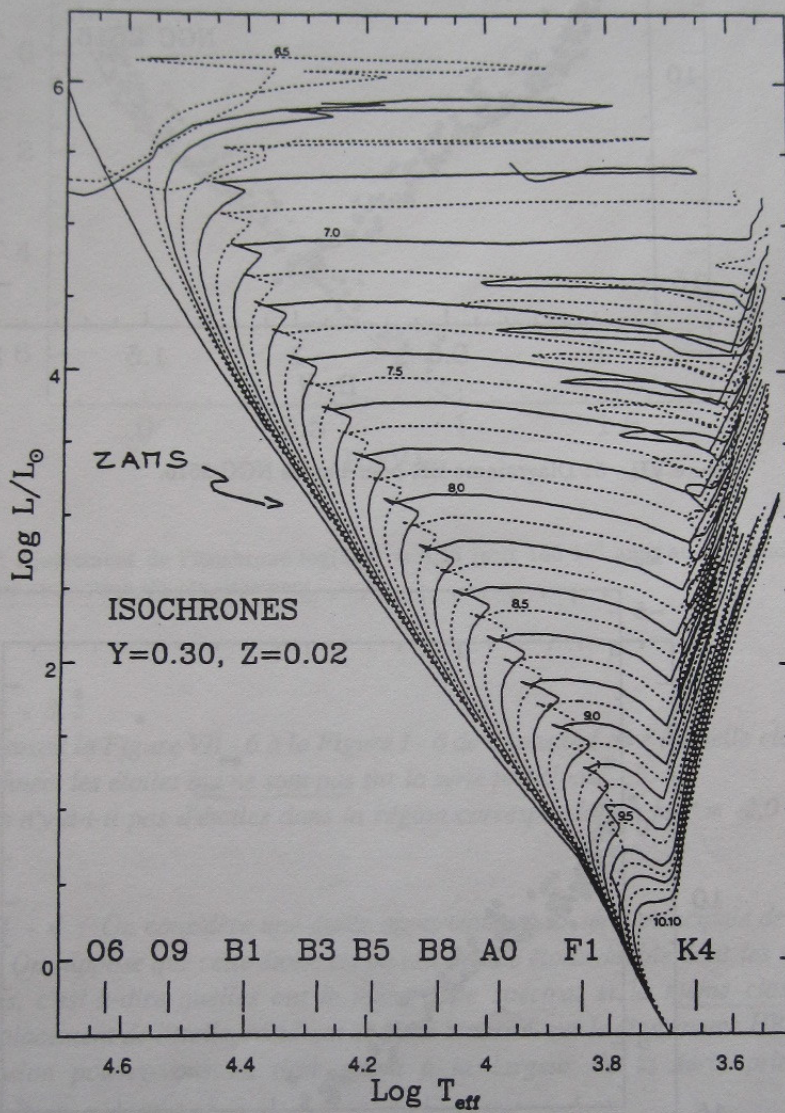


Figure VII - 4 : Réseau d'isochrones pour une composition chimique de population I. L'enveloppe inférieure représente la ZAMS. L'âge est indiqué en logarithme décimal et d'un isochrone à l'autre, il y a un décalage en âge de 0,1 (en valeur logarithmique).

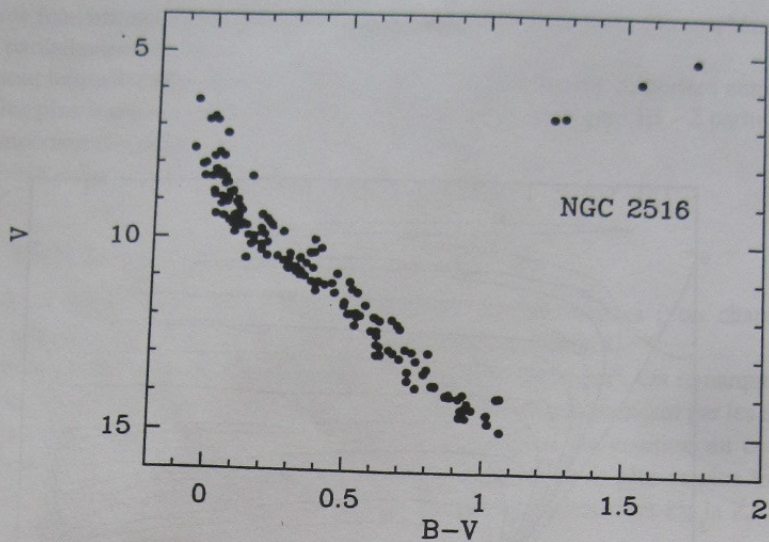


Figure VII - 5: Diagramme HR pour l'amas NGC 2516.

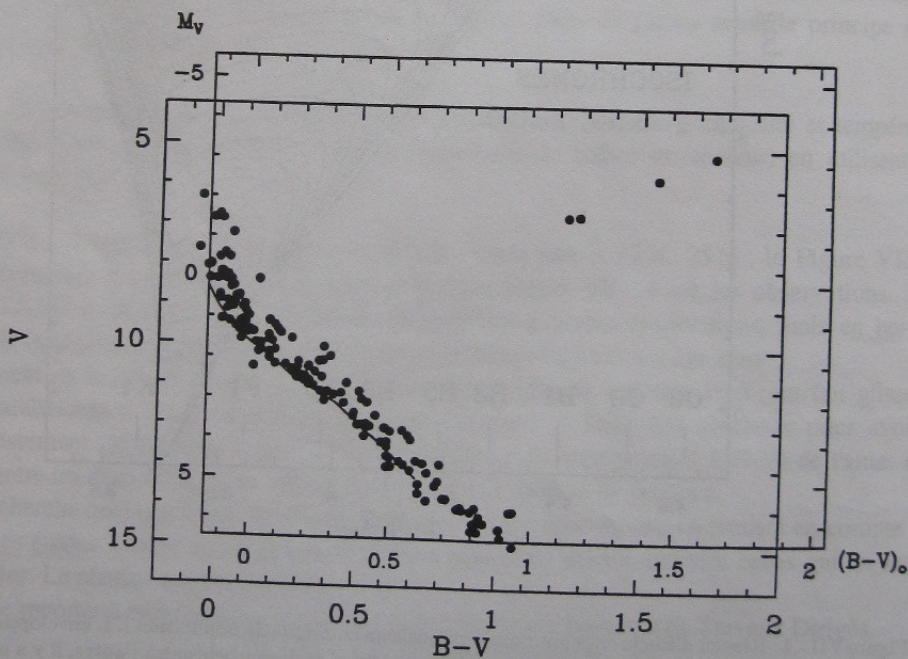


Figure VII - 6: Ajustement de la ZAMS au diagramme de l'amas NGC 2516.  
On a:  $E(B-V) = 0,12$  et  $V-M_V = 8,35$ .

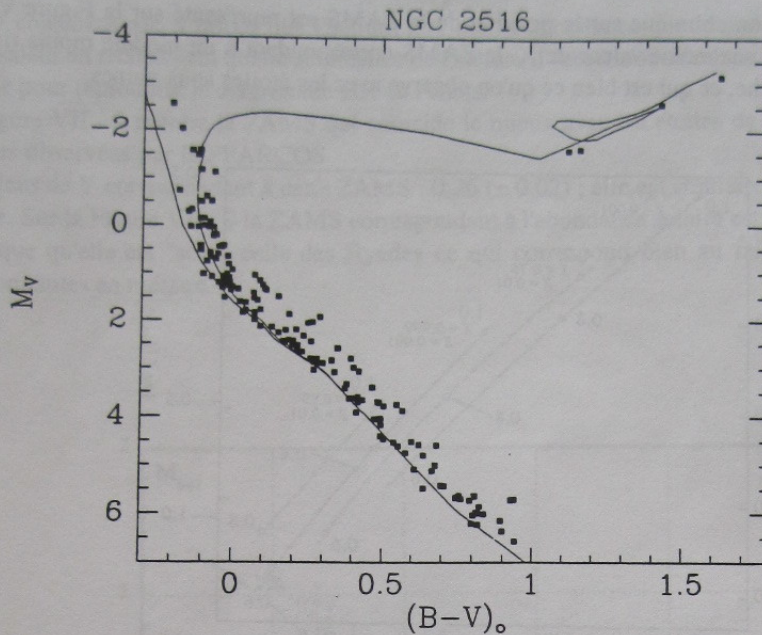


Figure VII - 7 : Ajustement de l'isochrone  $\log(\text{âge}) = 8,15$  (soit  $140 \cdot 10^6$  ans) au diagramme de l'amas NGC 2516, après correction du rougissement.

### Question VII - 3 :

- En comparant la Figure VII - 6 à la Figure I - 6 de l'Annexe I dire à quelle classe de luminosité appartiennent les étoiles qui ne sont pas sur la série principale.
- Pourquoi n'y a-t-il pas d'étoiles dans la région correspondant à  $M_V = -2,0$  et  $(B-V)$  de 0,0 à 1,0 ?

**Question VII - 4 :** On considère une étoile appartenant à la série principale de l'amas représenté Figure VII - 5. On suppose que cette étoile est en réalité une étoile double dont les deux composantes sont identiques, c'est-à-dire qu'elles ont le même type spectral et la même classe de luminosité. Calculer le déplacement de l'étoile, résultant de cette binarité, sur le diagramme HR. Quelle conclusion pouvez-vous en tirer quant à la largeur de la série principale de l'amas Figure VII - 5 ?

La binarité, non détectée, est l'une des causes importantes de la largeur de la séquence principale.

### VII - 4 - 2 - Influence de la composition chimique sur la ZAMS : test observationnel avec l'amas des Hyades

Dès la découverte des étoiles naines déficitaires en métaux on a remarqué qu'elles n'occupaient pas dans le diagramme HR les mêmes positions que les étoiles de population I : elles se trouvaient "sous" la série principale définie par ces dernières, d'où le nom de sous-naines. (voir chapitre I - 3 - 4 - 1)

L'effet de la composition chimique sur la position de la ZAMS est représenté sur la Figure VII - 8. On remarque que pour une même valeur de X, la ZAMS correspondant à un modèle moins riche en métaux est plus à gauche, ce qui est bien ce qu'on observe avec les étoiles sous-naines.

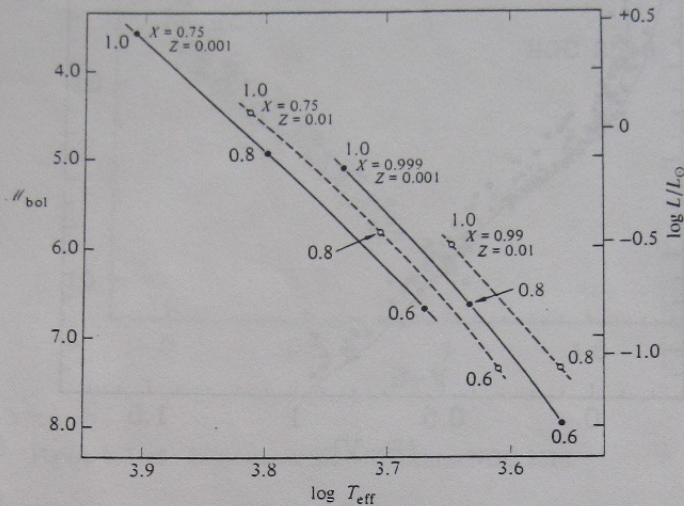


Figure VII - 8 : Effet de la composition chimique sur la ZAMS. Chacune des courbes correspond à une composition chimique différente représentée par les valeurs X et Z, sachant que  $Y = 1 - X - Z$ .

**Question VII - 5 :** A partir des résultats du chapitre VI trouver un paramètre, autre que la composition chimique, qui influe sur la position de la séquence théorique d'âge zéro.

*longueur de mélange*

**Question VII - 6 :** Combien de paramètres sont calculés quand on compare la séquence principale d'un amas à une séquence théorique ?

*2 : rougissement ; module de distance*

L'amas des Hyades est l'amas ouvert le plus proche du système solaire. Il est situé à une quarantaine de parsecs ; il joue depuis des dizaines d'années le rôle d'amas de référence (voir Chapitre I - 4 - 1) pour la population I. Les étoiles de cet amas observées par le satellite HIPPARCOS, ont des parallaxes trigonométriques très précises. On peut ainsi tracer directement le diagramme HR de l'amas ( $M_V$  en fonction de  $(B-V)$ ) sans avoir recours à un isochrone pour calculer le module de distance ; cet amas étant très proche,  $E(B-V) = 0$ .

*↳ Absorption*

Les analyses spectroscopiques des étoiles de cet amas ont montré une surabondance des métaux par rapport à l'abondance cosmique ( $[Fe/H] = 0,14$ ). Pour déterminer l'âge de cet amas on calcule des isochrones ayant une métallicité adaptée à celle de l'amas.

L'abondance en hélium ne peut pas être déterminée par spectroscopie, car les étoiles encore sur la série principale sont trop froides.

On ne considère pas, a priori, que l'hélium a la même abondance que le Soleil ; on va déterminer cette valeur en recherchant quelle abondance de l'hélium il faut introduire dans le modèle de structure interne pour reproduire le diagramme HR de l'amas.

La Figure VII - 9 montre la ZAMS qui coïncide le mieux avec les étoiles de la série principale des Hyades observées par HIPPARCOS.

La valeur de  $Y$  correspondant à cette ZAMS :  $0,26 (\pm 0,02)$  ; elle est similaire à la valeur du modèle solaire. Sur la Figure VII - 9 la ZAMS correspondant à l'abondance solaire est aussi représentée et on remarque qu'elle est "sous" celle des Hyades ce qui correspond bien au fait que les Hyades sont surabondantes en métaux.

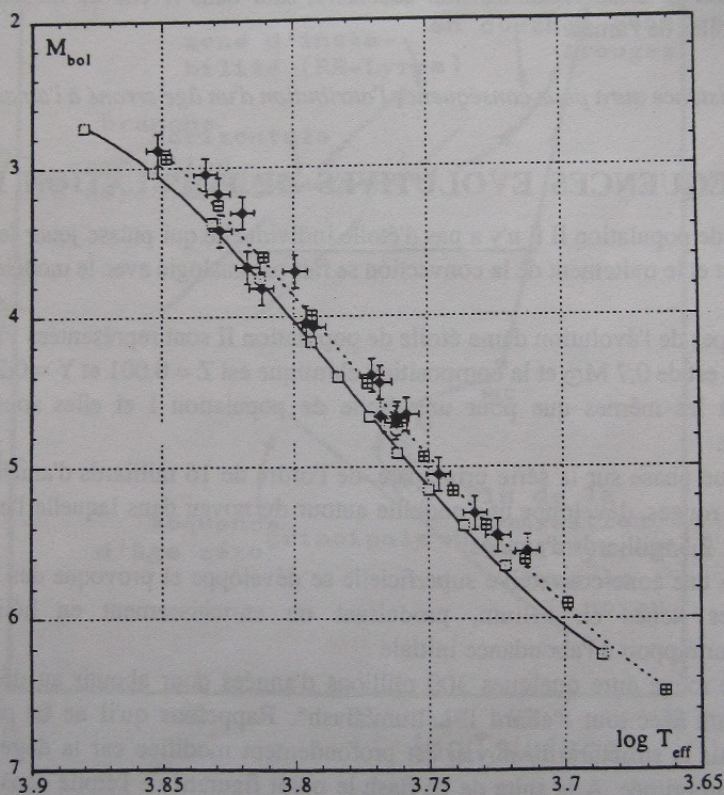


Figure VII - 9 : Diagramme HR : magnitude bolométrique ( $M_{bol}$ ) en fonction de la température effective en logarithme ( $\log T_{eff}$ ) où :

- la séquence en trait plein représente la ZAMS avec des abondances solaires
- la séquence en pointillé représente la ZAMS avec l'abondance des Hyades ; les observations sont représentées par les points noirs avec les barres d'erreur.

La même longueur de mélange a été adoptée pour le calcul des deux ZAMS.

$\rightarrow p_{110-112}$

### VII - 4 - 3 - Conclusion

Ce résultat montre que la détermination de la distance d'un amas ouvert et de son rougissement, par comparaison de la séquence principale observée à la ZAMS, donne un résultat dont la précision est nécessairement limitée par suite des effets de la composition chimique sur la ZAMS. Ceux-ci ne peuvent être pris en compte que si la spectroscopie des étoiles de l'amas a permis de mesurer l'abondance des métaux. Mais de toute façon l'abondance de l'hélium restera indéterminée car il n'est pas mesurable directement dans le spectre des étoiles (voir chapitre V - 3 - 4).

L'abondance de l'hélium ne peut être déterminée par les modèles de structure interne que si l'on a par ailleurs mesuré la distance de l'amas.

La difficulté vient de ce que les séquences principales de différentes compositions chimiques sont parallèles (Figure VII - 8). Un déplacement dû à une différence de composition chimique se traduit par une erreur sur la distance, erreur non décelable, sauf dans le cas de mesures directes de la parallaxe des étoiles de l'amas.

*Une mauvaise distance aura pour conséquence l'attribution d'un âge erroné à l'amas.*

### VII - 5 - SEQUENCES EVOLUTIVES DE POPULATION II

Pour les étoiles de population II il n'y a pas d'étoile individuelle qui puisse jouer le rôle du Soleil en tant qu'étoile test et le traitement de la convection se fait par analogie avec le modèle solaire.

Les grandes étapes de l'évolution d'une étoile de population II sont représentées Figure VII - 10 ; la masse initiale est de  $0,7 M_{\odot}$  et la composition chimique est  $Z = 0,001$  et  $Y = 0,24$ .

Les étapes sont les mêmes que pour une étoile de population I et elles sont indiquées sur la Figure VII - 10.

Après une longue phase sur la série principale, de l'ordre de 16 milliards d'années, l'étoile évolue vers les géantes rouges, développe une coquille autour du noyau dans laquelle l'hydrogène brûle en couche pendant 2,5 milliards d'années.

A ce moment-là une zone convective superficielle se développe et provoque des mélanges avec les zones profondes riches en hélium, produisant un enrichissement en hélium des couches superficielles, par rapport à l'abondance initiale

La phase géante rouge dure quelques 300 millions d'années pour aboutir au déclenchement de la fusion de l'hélium avec tout d'abord l'"hélium flash". Rappelons qu'il ne se produit pas d'effets observables, mais la structure du noyau est profondément modifiée car la dégénérescence du gaz d'électrons est supprimée. A la suite de ce flash le point figuratif de l'étoile dans le diagramme HR se retrouve, avec une luminosité plus faible, dans la région appelée **branche horizontale** (notée **BH** en abrégé).

La BH est le lieu des étoiles, de faible masse, pauvres en métaux, où se produisent les réactions nucléaires de fusion de l'hélium, calmement, dans le noyau. L'évolution des étoiles de population I ne présente pas une telle structure dans le diagramme HR.

Après son séjour sur la BH, l'étoile refait une incursion vers les géantes rouges et des instabilités se développent : elles correspondent aux observations des étoiles variables de type RR Lyrae (voir chapitre I - 3 - 2).

Une fois la combustion de l'hélium terminée dans le noyau, l'étoile poursuit son évolution en développant autour du noyau une coquille où brûle l'hélium. Le point figuratif atteint à nouveau le haut de la branche des géantes rouges. Des phénomènes de perte de masse se développent et l'étoile évolue vers le stade de nébuleuse planétaire puis de naine blanche selon le mécanisme vu précédemment.

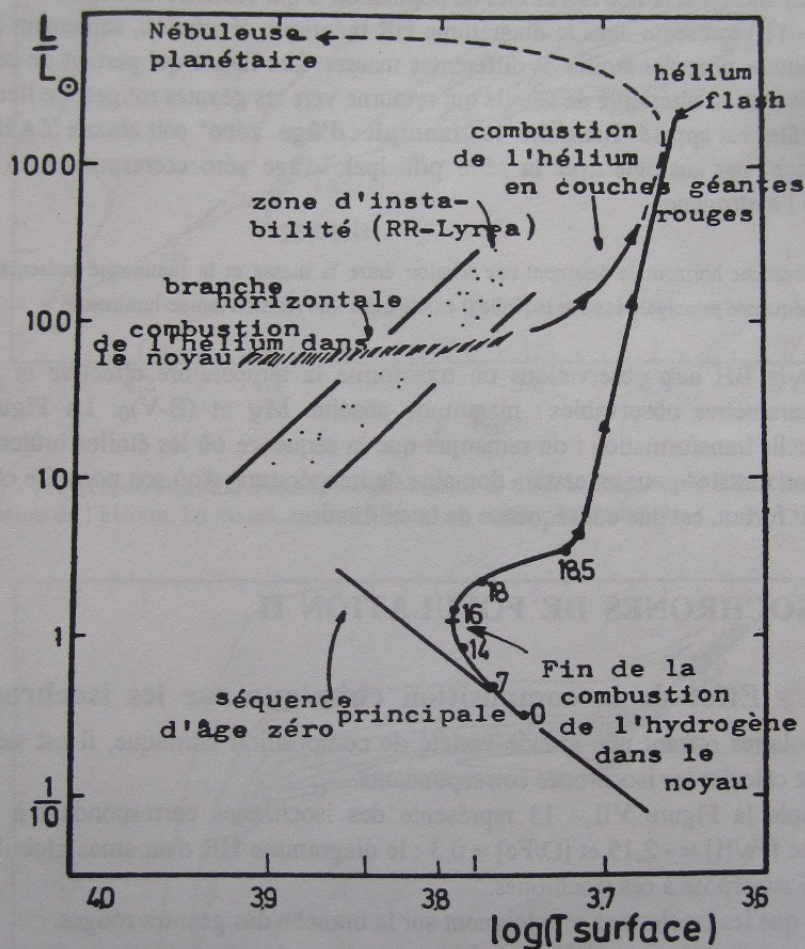


Figure VII - 10: Trajet évolutif dans le diagramme HR d'une étoile de  $0,7 M_{\odot}$ . Les âges correspondants aux phases principales sont indiqués en milliards d'années.

## VII - 5 - 1 - Les étoiles variables RR Lyrae

L'origine de la pulsation de ces étoiles est la même que celle des étoiles céphéides de population I. Ces étoiles ont le même rôle de "chandelle", mais leur luminosité étant beaucoup moins grande que celle des céphéides, leur champ d'application est plus restreint.

Nous reviendrons sur le rôle de calibrateur de distance des étoiles RR Lyrae.

## VII - 5 - 2 - La branche horizontale

La branche horizontale est le lieu des étoiles de population II qui brûlent leur hélium.

La Figure VII - 11 représente dans le diagramme HR théorique l'évolution, seulement à partir de la branche horizontale, pour des étoiles de différentes masses. Les lignes qui partent de cette séquence représentent l'évolution ultérieure de l'étoile qui retourne vers les géantes rouges. Le lieu où l'hélium commence à brûler est appelé "**branche horizontale d'âge zéro**" soit encore **ZAHB** (Zero age horizontal branch) par analogie avec la série principale d'âge zéro correspondant à la phase de combustion de l'hydrogène.

Les étoiles de la branche horizontale dessinent une relation entre la masse et la luminosité présentant une certaine analogie avec la séquence principale et pour laquelle il existe aussi une relation masse-luminosité.

Pour comparer la BH aux observations on transforme la température effective et la luminosité calculées en paramètres observables : magnitude absolue  $M_V$  et  $(B-V)_0$ . La Figure VII - 12 représente une telle transformation : on remarque que la séquence où les étoiles brûlent leur hélium est devenue "horizontale" pour un certain domaine de température, d'où son nom. Ce changement de pente, tout à fait fortuit, est une conséquence de la calibration.

## VII - 6 - ISOCHRONES DE POPULATION II

### VII - 6 - 1 - Effet de la composition chimique sur les isochrones

Les amas globulaires offrant une grande variété de composition chimique, il est nécessaire pour chaque étude de calculer les isochrones correspondants.

A titre d'exemple la Figure VII - 13 représente des isochrones correspondant à  $Y = 0,23$  et  $Z = 0,0002$  avec  $[Fe/H] = -2,15$  et  $[O/Fe] = 0,3$  ; le diagramme HR d'un amas globulaire de même métallicité a été superposé à ces isochrones.

On remarquera que les isochrones se rejoignent sur la branche des géantes rouges.

La **région du coude** offre une différenciation marquée en fonction de l'âge : c'est cette région du diagramme HR qui permettra d'**attribuer un âge à un amas globulaire**.

La Figure VII - 14 montre comment on repère la position du coude.

La Figure VII - 15 représente 3 isochrones du même âge (15 milliard d'années) mais calculés avec 3 compositions chimiques différentes : à une température donnée on note que l'isochrone correspondant au modèle le plus déficient en métaux est le moins lumineux, sur la ZAMS.

Cet effet ne se retrouve pas sur la branche horizontale : la Figure VII - 16 représente la relation théorique entre la luminosité de la branche horizontale calculée à une température donnée en fonction de  $[Fe/H]$ . On remarque sur la figure VII - 15, au delà du coude, au niveau de la branche des géantes,

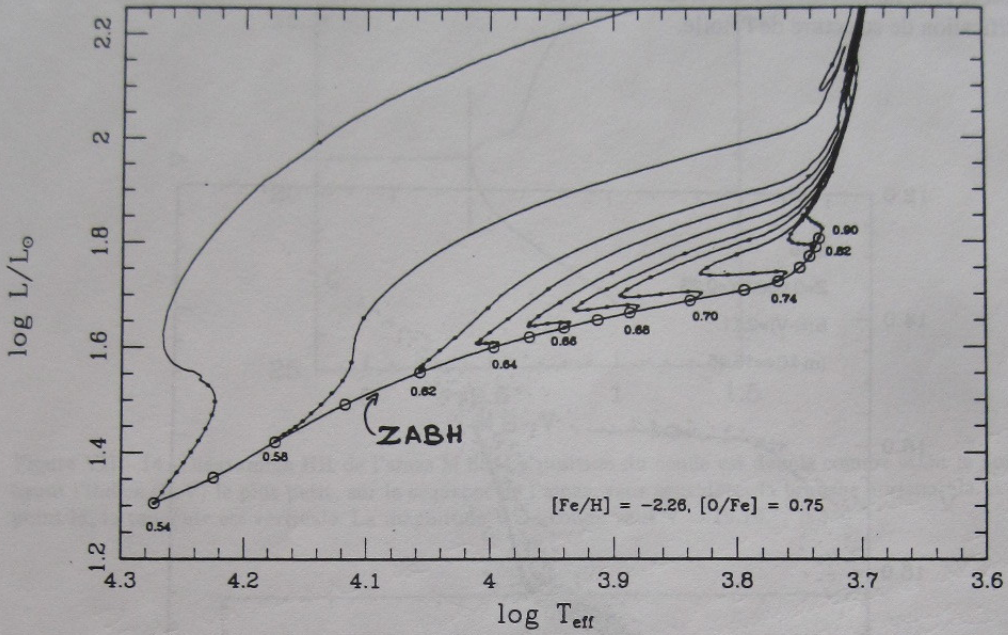


Figure VII - 11: Trajets évolutifs d'étoiles de population II dans le diagramme HR, à partir de la phase de combustion de l'hélium. La masse, en unité de masse solaire, est indiquée.

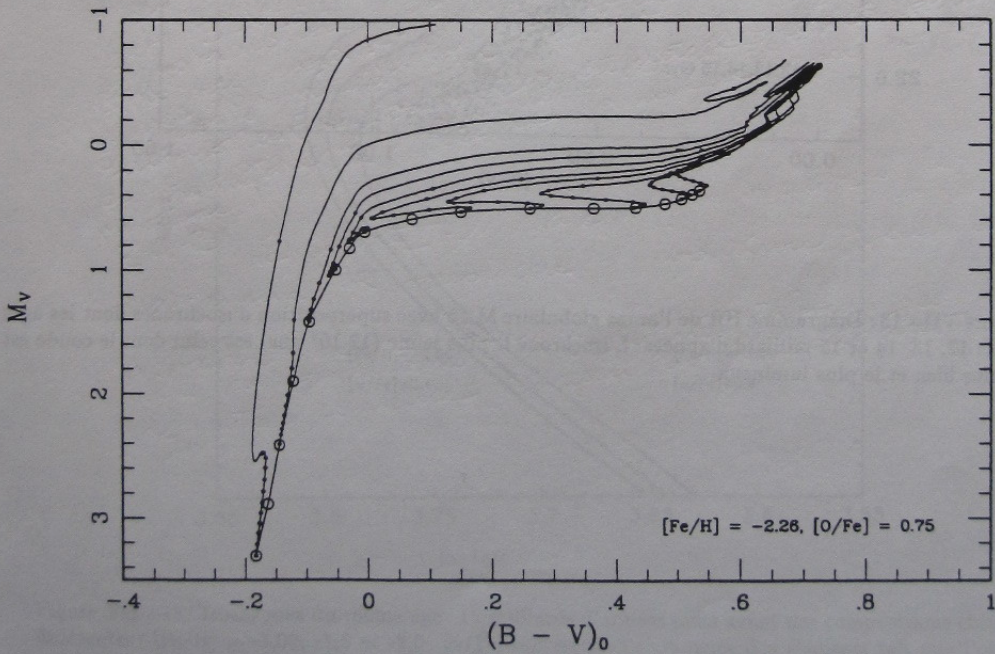


Figure VII - 12: Les mêmes trajets évolutifs que ceux de la figure VII - 11 sont représentés mais après transformation de  $(L, T_{\text{eff}})$  en  $(M_V, B-V)$ .

qu'on a un effet inverse de celui observé sur la ZAMS : c'est l'isochrone le plus déficient en métaux qui est le plus lumineux. Ces différences de comportement entre la ZAMS et la ZAHB résultent de la modification de structure de l'étoile.

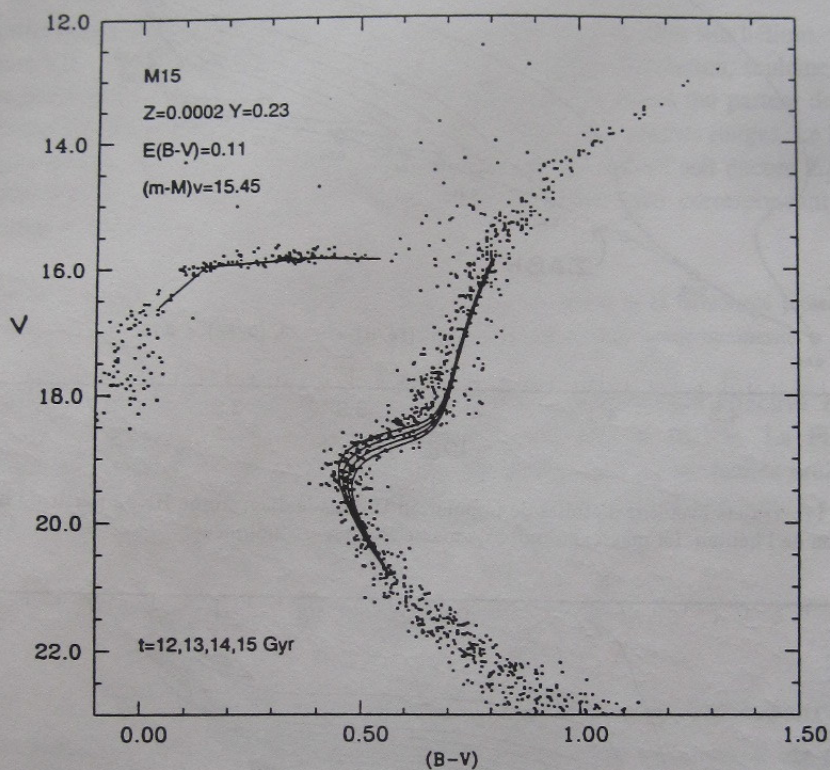


Figure VII - 13 : Diagramme HR de l'amas globulaire M 15 avec superposition d'isochrones dont les âges sont : 12, 13, 14 et 15 milliard d'années. L'isochrone le plus jeune ( $12 \cdot 10^9$  ans) est celui dont le coude est le plus bleu et le plus lumineux.

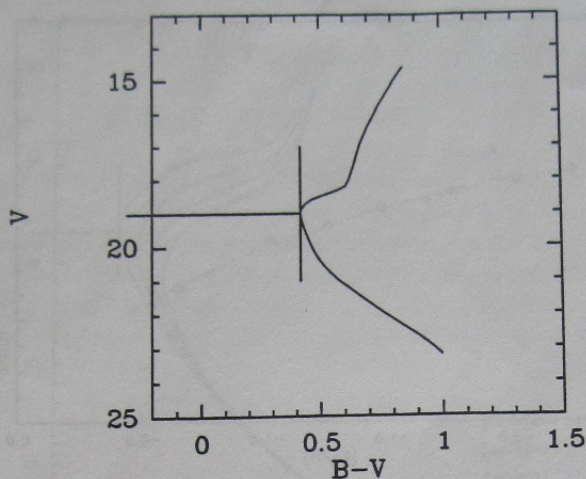


Figure VII - 14: Diagramme HR de l'amas M 68. La position du coude est définie comme étant le point ayant l'indice (B-V) le plus petit, sur la séquence de l'amas, sans considérer la branche horizontale. A ce point là, la tangente est verticale. La magnitude V du coude vaut  $V = 19,10$ .

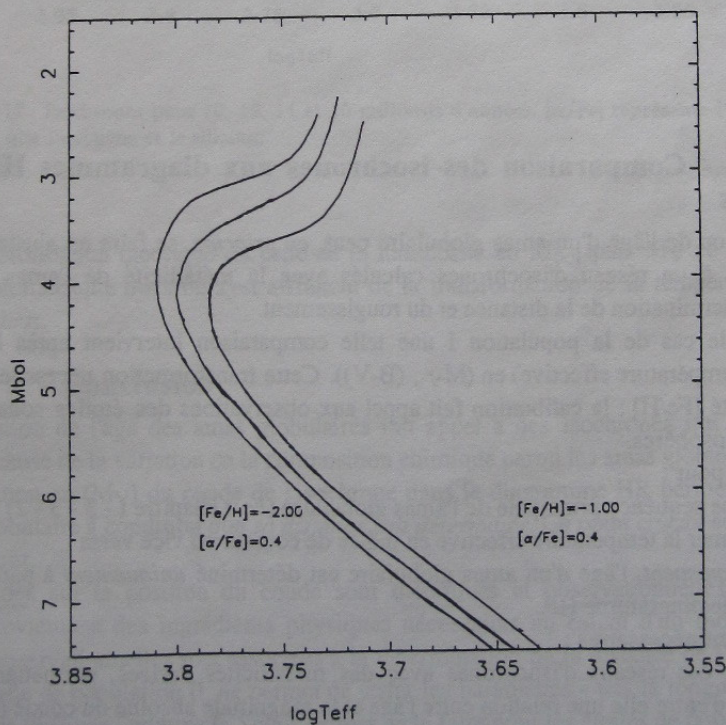


Figure VII - 15: Isochrones du même âge: 15 milliards d'années mais ayant des compositions chimiques différentes:  $[Fe/H] = -1,00, -1,5$  et  $-2,0$ ;  $[\alpha/Fe]$  représente l'abondance des éléments tels que l'oxygène et le silicium. Remarquer que l'intervalle entre les isochrones  $[Fe/H] = -1,0$  et  $[Fe/H] = -1,5$  n'est pas le même qu'entre  $-1,5$  et  $-2,0$ .

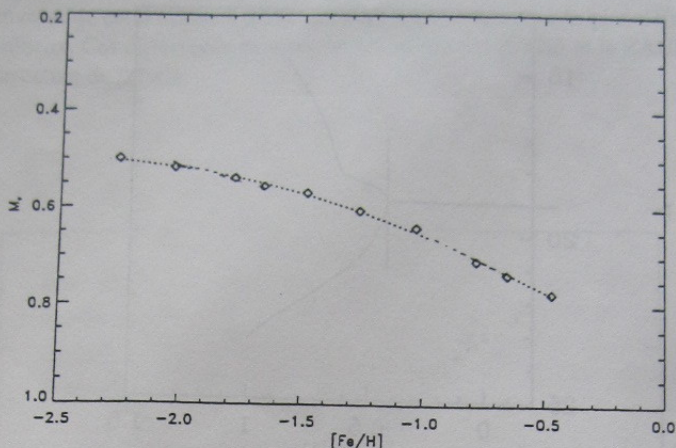


Figure VII - 16 : Relation théorique entre la magnitude absolue  $M_V$  de la branche horizontale et la valeur de la métallicité  $[Fe/H]$ . La valeur de la magnitude absolue correspond, dans le diagramme HR, à la valeur de la température effective :  $\log T = 3,84$  (voir figure VII - 11).

### VII - 6 - 2 - Comparaison des isochrones aux diagrammes HR des amas globulaires

La détermination de l'âge d'un amas globulaire peut, *en principe*, se faire en ajustant le diagramme HR de l'amas à un réseau d'isochrones calculés avec la métallicité de l'amas. Cet ajustement nécessite la détermination de la distance et du rougissement.

Comme dans le cas de la population I une telle comparaison intervient après la calibration de (Luminosité, température effective) en ( $M_V$ , (B-V)). Cette transformation nécessite de tenir compte de la métallicité  $[Fe/H]$  ; la calibration fait appel aux observations des étoiles sous-naines et à des modèles d'atmosphères.

Les difficultés pour :

- avoir une séquence principale de l'amas globulaire (voir chapitre I - 3 - 3 - 2)
- transformer la température effective en indice de couleur ou vice versa

font que, *pratiquement*, l'âge d'un amas globulaire est déterminé *uniquement* à partir de la *position du coude* dans le diagramme HR.

Trois étapes sont nécessaires :

- 1°) Calculer des réseaux d'isochrones avec des métallicités variées, permettant d'établir pour chacune d'entre elle une relation entre l'âge et la magnitude absolue du coude (Figure VII - 17) ( $M_{bol}$ ), puis transformer  $M_{bol}$  en  $M_V$ .
- 2°) Mesurer la magnitude V du coude sur le diagramme de l'amas (Figure VII - 14).
- 3°) Déterminer la distance et le rougissement de l'amas afin de transformer V en  $M_V$  pour le coude de l'amas et comparer cette valeur à celles du 1°) pour obtenir l'âge.

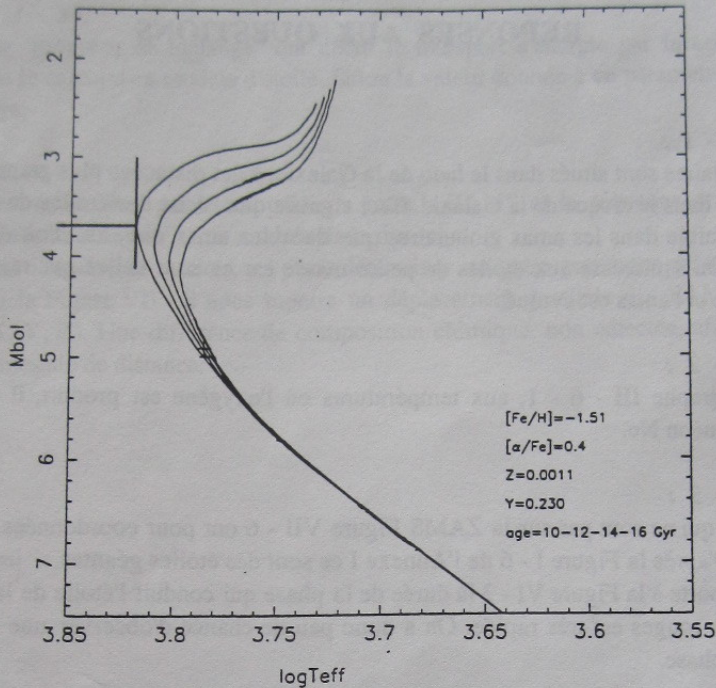


Figure VII - 17: Isochrones pour 10, 12, 14 et 16 milliards d'années.  $[\alpha/\text{Fe}]$  représente l'abondance des éléments tels que l'oxygène et le silicium.

La seule transformation théorique est celle de la luminosité en  $M_{\text{bol}}$  puis  $M_V$  ce qui implique une correction bolométrique mais on s'est affranchi de la transformation de la température effective en indice de couleur.

### VII - 6 - 3 - Conclusion

La détermination de l'âge des amas globulaires fait appel à des isochrones qui doivent être très diversifiées à cause de la variation de la composition chimique parmi les amas globulaires.

La seule position en ( $M_V$ ) du coude de l'isochrone dans le diagramme HR permet de calculer l'âge d'un amas globulaire à condition que *sa distance soit déterminée*. Ce point crucial sera abordé dans le chapitre suivant.

Les incertitudes sur la position du coude sont théoriques et observationnelles. Les incertitudes théoriques proviennent des ingrédients physiques nécessaires au calcul d'un modèle d'étoile ; les incertitudes observationnelles sont associées à la détermination de la distance de l'amas. Rappelons qu'aucune étoile de population II, ne permet de tester les paramètres - tels la longueur de mélange et l'abondance de l'hélium - comme le Soleil permet de le faire pour les étoiles de population I.

Une estimation des incertitudes théoriques peut être faite en modifiant de façon "raisonnable" les paramètres physiques nécessaires au calcul d'un modèle et en calculant l'influence sur l'âge résultant. Une variation de l'âge de  $\pm 15\%$  est ainsi calculée. Ce résultat doit encore être considéré comme étant un exercice de calcul et non pas comme une barre d'erreur définitive.

## REPONSES AUX QUESTIONS

### Question VII - 1 :

Les amas globulaires sont situés dans le halo de la Galaxie, à des distances plus grandes que les amas ouverts qui sont dans le disque de la Galaxie. Ceci signifie que l'éclat des étoiles de petite masse est beaucoup plus faible dans les amas globulaires que dans les amas ouverts, d'où des observations plus difficiles. On s'intéresse aux étoiles de petite masse car ce sont celles qui restent sur la série principale même si l'amas est évolué.

### Question VII - 2 :

D'après le paragraphe III - 6 - 1, aux températures où l'oxygène est produit, il y aura aussi du carbone C et du néon Ne.

### Question VII - 3 :

- Les étoiles qui ne sont pas sur la ZAMS Figure VII - 6 ont pour coordonnées  $(B-V)_0 = 1,1$  et  $M_V = -2$ . D'après la Figure I - 6 de l'Annexe I ce sont des étoiles géantes. *page 187*
- Si on se reporte à la Figure VI - 3 la durée de la phase qui conduit l'étoile de la série principale aux géantes rouges est très rapide. On a donc peu de chance d'observer une étoile de l'amas dans cette phase.

### Question VII - 4 :

Notons par  $E_1$  et  $E_2$  l'éclat de chacune des deux étoiles du système binaire. On a  $E_1 = E_2$ . L'éclat total  $E$  du système vaut :  $E = 2E_1$ . Notons par  $m$  la magnitude apparente du système et par  $m_1$  la magnitude apparente d'une seule des deux étoiles.

Par définition des magnitudes on a :

$$m - m_1 = -2,5 \log \frac{E}{E_1}$$

$$m - m_1 = -2,5 \log 2$$

$$m - m_1 = -0,75$$

L'ordonnée de la Figure VII - 5 est la magnitude apparente, dans le visible. La binarité produit un déplacement en ordonnée de  $-0,75$  magnitude vers le haut : l'étoile double est "vue" plus brillante que l'étoile simple.

La valeur de  $(B-V)$  représente la température effective de l'étoile affectée éventuellement par l'extinction interstellaire ; la température effective de chaque étoile est la même, les étoiles ayant même type spectral et même classe de luminosité. Lorsque les deux étoiles sont vues ensemble, la température effective reste la même. On a une démonstration de ce résultat, en remarquant que  $(B-V)$  est la mesure de la pente de la distribution d'énergie (voir Annexe I) ; cette pente n'est pas changée si la distribution d'énergie est multipliée par un facteur 2 car il y a deux étoiles.

Donc la position d'un point dans la Figure VII - 5 correspondant à une étoile double, par rapport à la position d'une étoile simple, sera déplacée seulement le long de l'axe des ordonnées de la valeur  $-0,75$  magnitude. Cette valeur correspond, en moyenne, à la largeur de la séquence principale, à  $(B-V)$  constant.

**Question VII - 5 :**

Le paramètre "longueur de mélange" qui décrit le transport d'énergie par la convection doit être introduit dans le calcul d'un modèle d'étoile. Selon la valeur donnée à ce paramètre, la position de la ZAMS change.

**Question VII - 6 :**

Les paramètres déterminés par la comparaison entre la ZAMS et la séquence principale d'un amas sont : le rougissement  $E(B-V)$  et le module de la distance.

Il peut paraître illusoire de vouloir, en plus, déterminer un autre paramètre tel que la composition chimique, car la Figure VII - 8 nous montre un déplacement parallèle des ZAMS en fonction des valeurs de  $(X, Y, Z)$ . Une différence de composition chimique, non détectée, affectera la valeur de  $E(B-V)$  et le module de distance.

CE QU'IL CONVIENT DE RÉVISER AVANT D'AJOUTER CE CHAPITRE

ON POURRA AINSI SE RENDRE



## L'AGE DES AMAS GLOBULAIRES

VIII - 1 - INTRODUCTION.....	152
VIII - 1 - 1 - L'âge des amas globulaires : état des lieux en 1989.....	153
VIII - 2 - LES PROGRES REALISES DURANT LES ANNEES 1990.....	154
VIII - 2 - 1 - Les modèles de structure interne.....	154
VIII - 2 - 2 - La composition chimique des amas.....	154
VIII - 2 - 3 - L'âge des amas globulaires : le point en 1996.....	154
VIII - 3 - HIPPARCOS, LES ETOILES SOUS-NAINES ET L'AGE DES AMAS GLOBULAIRES .....	155
VIII - 3 - 1 - La séquence des étoiles sous-naines.....	155
VIII - 3 - 2 - Détermination du module de distance d'un amas globulaire avec une séquence d'étoiles sous-naines .....	158
VIII - 3 - 3 - Conclusion à propos de l'utilisation d'une séquence d'étoiles sous-naines.....	161
VIII - 3 - 4 - L'âge à partir du module de distance donné par une séquence d'étoiles sous-naines .....	161
VIII - 3 - 5 - Conclusion à propos de l'âge des amas globulaires .....	164
VIII - 4 - LES ETOILES RR LYRAE CALIBRATEURS DE DISTANCE ET L'AGE DES AMAS.....	164
VIII - 4 - 1 - Calibration de la magnitude absolue des RR Lyrae .....	164
VIII - 4 - 1 - 1 - Application de cette calibration aux amas globulaires.....	166
VIII - 4 - 2 - HIPPARCOS et la calibration de la magnitude absolue des RR Lyrae .....	167
VIII - 4 - 3 - L'âge des amas globulaires à partir de la calibration de la magnitude absolue des RR Lyrae .....	167
VIII - 5 - CONCLUSION.....	168
REPONSES AUX QUESTIONS .....	169

### CE QU'IL CONVIENT DE REVISER AVANT D'ABORDER CE CHAPITRE :

- Chapitre III : Télescope ; le pouvoir séparateur ;
- Chapitre XI : Magnitude ; magnitude absolue ;  
module de distance ; correction bolométrique ;

### ON POURRA AUSSI SE REPORTER A :

- Appendice XI - 4 : La mission HIPPARCOS satellite astrométrique
- Appendice III - 1 : Dimension des télescopes

## VIII - 1 - INTRODUCTION

Dans le scénario actuel de la naissance puis de l'évolution de l'Univers, les objets - étoiles, amas - les plus déficients en métaux de la Galaxie sont ceux qui, probablement, se sont formés les premiers. Déterminer leur âge permet donc de définir une borne inférieure pour l'âge de l'Univers obtenu par ailleurs à partir d'analyses différentes partie A.

On pourra lire ou relire dans l'Appendice de la partie A, l'article IV : "L'âge de l'Univers donne le vertige aux Astrophysiciens".

Il faut d'abord détecter les objets les plus déficients en métaux de la Galaxie : ce sont les amas globulaires, les étoiles isolées étant exclues pour déterminer un âge fiable.

La détermination de l'âge d'un amas nécessite d'avoir :

- obtenu un diagramme HR avec une série principale bien définie
- calculé la métallicité  $[Fe/H]$  ainsi que l'abondance des autres éléments métalliques tels que l'oxygène
- mesuré le rougissement puis la distance.

Le tracé de la séquence d'un amas globulaire nécessite le calcul de la valeur moyenne des observations ( $V$ ,  $B-V$ ) (voir chapitre I - 3 - 2 et Figure I - 12), valeur différente d'un auteur à l'autre : des écarts de 0,03 sur les valeurs de  $(B-V)$  pour la même magnitude apparente  $V$  sont fréquentes.

La métallicité  $[Fe/H]$  est mesurée à partir de l'analyse spectroscopique des étoiles les plus brillantes d'un amas globulaire, c'est-à-dire des étoiles géantes et des étoiles de la branche horizontale (voir Figure I - 11). Actuellement on n'a pas encore de mesure d'abondance pour des étoiles de la séquence principale.

**Question VIII - 1 :** Le diagramme de l'amas M68 (voir Figure I - 11) a été obtenu avec un télescope de 4 mètres de diamètre.

- a) En supposant que l'on ait gardé le même détecteur, quelle serait la magnitude limite en utilisant un télescope de 8 mètres de diamètre ?
- b) A partir des chapitres antérieurs, commenter la détermination de  $[Fe/H]$  et sa validité.
- c) Enumérer les avantages apportés à l'étude des amas globulaires par l'utilisation de grands télescopes au sol ou en orbite autour de la Terre.

Les amas globulaires situés dans le halo galactique ont un faible rougissement. La détermination du rougissement étant imprécise on a aisément un écart de  $\pm 0,02$  sur la valeur de  $E(B-V)$ , selon les méthodes utilisées.

**Question VIII- 2 :** Faire la liste des difficultés propres aux amas globulaires dans la détermination de  $E(B-V)$ .

Les calibrateurs du module de distance sont (voir chapitre I - 4 - 3) :

- les étoiles sous-naines
- les étoiles RR Lyrae

Moins d'une dizaine d'étoiles sous-naines peuvent avoir des mesures de parallaxe trigonométrique faites depuis le sol, mais elles sont imprécises : l'erreur sur la parallaxe atteint 50%.

La magnitude absolue des RR Lyrae est la méthode qui permet de déterminer la distance d'un amas .

La calibration des magnitudes absolues des étoiles sous-naines et des RR Lyrae sera traitée dans les paragraphes suivants.

### VIII - 1 - 1 - L'âge des amas globulaires : état des lieux en 1989

Le Tableau VIII - 1 donne les âges des amas globulaires, déterminés en 1989, selon la méthodologie développée au chapitre VII - 6. Tous ces âges sont basés sur :

- le même réseau d'isochrones
- la même méthode de détermination de la distance basée sur les étoiles RR Lyrae (voir chapitre I - 3 - 3 - 2)

**Tableau VIII - 1 : âges calculés en 1989**

amas	[Fe/H]	âge ( $10^9$ ans)
NGC 4590 (M 68)	-2,09	16,8
NGC 5272 (M 3)	-1,66	18,7
NGC 6205 (M 13)	-1,65	19,1
NGC 6341 (M 92)	-2,24	20,9
NGC 7078 (M 15)	-2,15	18,9
NGC 7099 (M 30)	-2,13	18,9

Ce tableau montre que les âges sont indépendants de la métallicité, tout au moins dans cet intervalle de valeurs de [Fe/H] ; sur une base d'une vingtaine d'amas un âge de  $(19 \pm 1,5) 10^9$  ans fut déterminé pour caractériser l'âge des objets les plus vieux de la Galaxie.

Indépendamment du besoin d'avoir une détermination précise des distances, besoin exprimé depuis longtemps (voir chapitre I - 3 - 3 - 2) les observations spectroscopiques commençaient à mettre en évidence une valeur de l'abondance de l'oxygène par rapport au fer, différente de zéro. Une révision des modèles de structure interne s'imposa. Les isochrones calculés avec  $[O/Fe] = 0,6$  réduisent les âges donnés Tableau VIII - 1 de 2 milliards d'années.

Il est important de noter que le fait d'utiliser un autre réseau d'isochrones - toujours en 1989 - mais en gardant la même valeur  $[O/Fe] = 0,0$ , réduisait aussi les âges de 2 à 3 milliards d'années.

Etant donné les incertitudes théoriques, l'âge de ces amas était alors globalement estimé à  $(19 \pm 3)$  milliards d'années, avec une limite inférieure de 16 milliards d'années.

Les imprécisions liées aux déterminations des distances ne pouvaient pas encore être levées, il fallait attendre les résultats des mesures parallactiques obtenues à partir de la mission spatiale HIPPARCOS lancée en 1989.

## VIII - 2 - LES PROGRES REALISES DURANT LES ANNEES 1990

### VIII - 2 - 1 - Les modèles de structure interne

Le chapitre VI - 3 permet de réaliser les avancées faites dans la construction des modèles d'étoiles grâce au Soleil comme étoile test. Ces progrès furent appliqués aux calculs d'isochrones d'étoiles de population II. Cependant, comme cela a déjà été souligné, la longueur de mélange reste l'un des paramètres les plus incertains de la modélisation.

### VIII - 2 - 2 - La composition chimique des amas

Les observations spectroscopiques d'un grand nombre d'étoiles de la branche des géantes a permis de fixer l'abondance de l'oxygène à la valeur  $[O/Fe] = 0,3$ .

On commence aussi à mettre en évidence des variations de l'abondance de l'oxygène, du carbone et de l'azote d'un amas à un autre. Ces variations sont interprétées comme résultant de mouvements de dragage convectifs dans les étoiles, ces mouvements amenant en surface des éléments créés par des réactions de fusion thermonucléaires dans les couches profondes (voir chapitre VI - 5).

→ TABLE page 6

**Question VIII - 3 :** Comparer le diagramme HR de l'amas globulaire M13 (NGC 6205) qui se trouve dans la pochette de Document de Travail, avec celui de l'amas M3 (Figure VIII - 1)

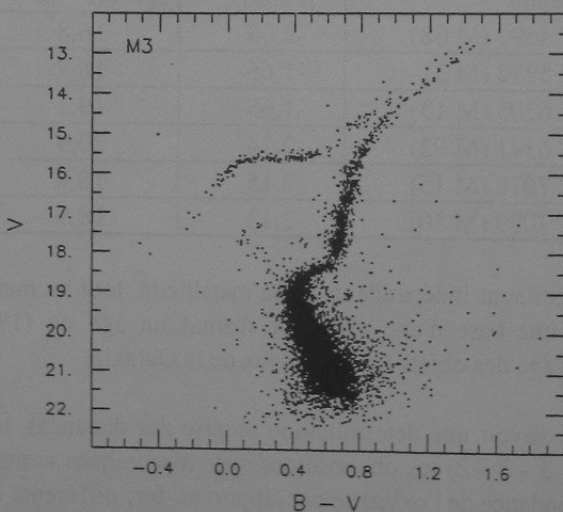


Figure VIII - 1 : Diagramme couleur-magnitude de l'amas globulaire M 3.

### VIII - 2 - 3 - L'âge des amas globulaires : le point en 1996

En combinant :

- la magnitude absolue du coude du diagramme HR déterminée à partir de l'estimation du module de distance de l'amas
- les isochrones calculés avec les meilleurs paramètres physiques décrivant, entre autres, le taux de réactions nucléaires, l'opacité du gaz, l'équation d'état du gaz, la convection

on estime que les amas globulaires les plus déficients en métaux (Tableau VIII - 1) ont un âge de 15 milliards d'années avec une valeur minimum de  $12 \cdot 10^9$  et une valeur maximum de  $18 \cdot 10^9$  ans.

Ce sont essentiellement les progrès dans le domaine de la physique de la structure interne des étoiles qui ont conduit à une diminution de l'âge des amas.

## VIII - 3 - HIPPARCOS, LES ÉTOILES SOUS-NAINES ET L'ÂGE DES AMAS GLOBULAIRES

### VIII - 3 - 1 - La séquence des étoiles sous-naines

Environ 500 étoiles sous-naines sont suffisamment proches du Soleil pour que leurs parallaxes puissent avoir été déterminées à partir des observations du satellite HIPPARCOS.

Pour définir une séquence de référence, il faut :

a) sélectionner les étoiles ayant une mesure de la parallaxe suffisamment précise (15%) pour le but recherché

b) déceler les étoiles binaires de l'échantillon : leurs magnitudes apparentes étant affectées par cette binarité, ces étoiles perturberont le résultat final

Pour être considéré comme expurgé de toute étoile binaire, un échantillon doit avoir subi tous les tests observationnels, ce qui n'est jamais le cas ; des méthodes statistiques ont été développées afin de corriger globalement les valeurs des magnitudes d'un effet de binarité non détecté.

c) déterminer la valeur de l'extinction pour chaque étoile

Cette détermination utilise les méthodes qui font appel aux cartes d'absorption interstellaire (voir Annexe I) ; dans le cas des étoiles sous-naines, le rayonnement de l'étoile n'est pas directement utilisé de façon à limiter les effets de la particularité de l'étoile sur la détermination de  $E(B-V)$

d) mesurer  $[Fe/H]$  pour chaque étoile (chapitres V - 2 - 1 et V - 3.)

La précision dépend de la résolution spectrale utilisée ; en moyenne, l'erreur est de  $\pm 0,07$ .

Selon la valeur de l'abondance du fer adoptée pour le Soleil, les valeurs de  $[Fe/H]$  peuvent être très différentes. Dans la Table V - 1 l'abondance du fer dans le Soleil est : 7,51 ; des déterminations antérieures donnent une valeur de 7,45. Lorsqu'on compare des résultats, il ne faut pas négliger une telle différence.

e) calculer la magnitude absolue  $M_V$  en tenant compte des effets de sélection

La magnitude absolue des étoiles sélectionnées est calculée par la relation classique :

$$M_V = V + 5 \log(\varpi) + 5 - 3,1 E(B-V) \text{ où } \varpi \text{ est la valeur de la parallaxe de l'étoile}$$

Pour que ces étoiles puissent définir une séquence de référence, similaire à une ZAMS il faudra les regrouper par domaine de métallicité .

La Figure VIII - 2 montre la relation (B-V) en fonction de  $M_V$  pour cet échantillon après correction de l'extinction. La dispersion des points reflète la variété de métallicité de ces étoiles.

**Question VIII- 4 :** Calculer l'erreur sur le module de distance correspondant à une erreur de 15% sur la parallaxe.

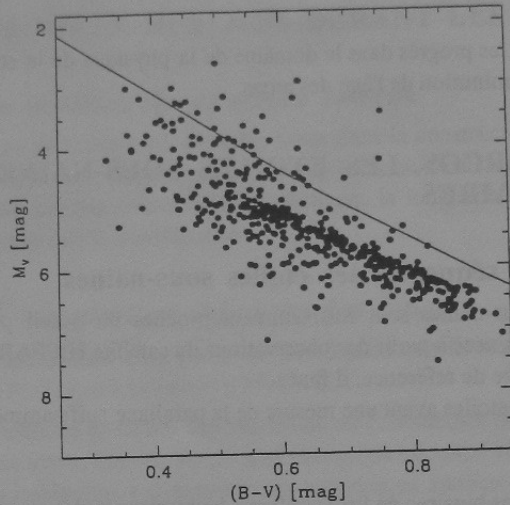


Figure VIII - 2 : Diagramme HR d'étoiles sous-naines ayant une parallaxe mesurée par HIPPARCOS avec une précision meilleure que 20% ; l'indice de couleur (B-V) a été corrigé du rougissement. La ligne continue représente la séquence principale de l'amas des Hyades.

**Question VIII- 5 :** Faire la liste des méthodes qui peuvent être utilisées pour détecter les étoiles binaires. *- visuelle (télescope grossissement) - interférométrie - spectroscopie - photométrie*

**Question VIII - 6 :** Comparer la Figure VIII - 2 à la Figure VII - 15 et commenter.

Soulignons que les valeurs de  $M_V$  calculées pour chaque étoile ne peuvent pas être directement utilisées pour la construction de la série principale des sous-naines, car le résultat est affecté d'un biais statistique dont il faut tenir compte.

Ce biais statistique provient de ce que les étoiles sélectionnées n'ont pas été choisies au hasard parmi l'ensemble de toutes les étoiles sous-naines mais qu'une sélection a été faite sur des critères observationnels.

Nous allons décrire l'un de ces biais qui conduit à une surestimation de la valeur de la parallaxe.

Supposons que l'on cherche à définir la magnitude absolue d'un certain type d'étoile. Afin d'augmenter la taille de l'échantillon, c'est-à-dire le nombre d'étoiles qui seront utilisées pour calculer la valeur moyenne de  $M_V$ , on observe de plus en plus d'étoiles ayant de faibles valeurs de la parallaxe. On augmente ainsi le volume de l'espace exploré. La valeur mesurée de la parallaxe,  $\omega$ , est la vraie valeur de la parallaxe de l'étoile  $\omega_0$  affectée par l'erreur de mesure  $\Delta\omega$ . On mesure donc,  $\omega_0 + \Delta\omega$  ou  $\omega_0 - \Delta\omega$ . A la limite des mesures de la parallaxe, l'échantillon ne contiendra que des mesures dont la valeur est :  $\omega_0 + \Delta\omega$  donc la distance sera sous-estimée par rapport à  $\omega_0$  et la luminosité de ces étoiles sera trop faible.

**Question VIII - 7 :** Démontrer que ce biais statistique produit une sous-estimation de la luminosité des étoiles

Il existe des méthodes statistiques qui permettent de calculer l'écart entre la valeur moyenne calculée et la "vraie" valeur de la moyenne c'est-à-dire la valeur quand celle-ci est déterminée à partir d'un

échantillon représentatif. Dans le cas de ces étoiles sous-naines une telle correction sur  $M_V$  est comprise entre 0,01 à 0,07 magnitude.

Ainsi pour définir une séquence de référence à partir des étoiles sous-naines observées par le satellite HIPPARCOS, il faut corriger les valeurs calculées de  $M_V$  de biais statistiques résultants de la définition de l'échantillon. Ces biais ont plusieurs origines :

- mesure des parallaxes - voir ci-dessus-
- répartition des valeurs de  $[Fe/H]$  parmi les étoiles de l'échantillon. Les étoiles sous-naines ayant une faible déficience en métaux sont les plus nombreuses parmi l'ensemble de ces étoiles détectées à ce jour
- binarité non décelée qui affecte les valeurs de  $V$  et  $(B-V)$

C'est seulement après que tous ces effets aient été corrigés que l'on a une séquence de référence.

La séquence de référence doit être adaptée à la métallicité de l'amas (voir Figure VII - 15), mais il n'y a pas assez d'étoiles sous-naines dans l'échantillon pour pouvoir définir des séquences pour n'importe quelle métallicité. On définit des sous-groupes parmi les étoiles sous-naines, par exemple celui de toutes les étoiles sous-naines telles que :  $[Fe/H] < -1,8$  et on corrige l'indice de couleur  $(B-V)$  de chacune de ces étoiles pour le ramener à un indice correspondant à la valeur  $[Fe/H] = -2,2$ . La correction appliquée à  $(B-V)$  a pour ordre de grandeur - 0,02 magnitude.

La Figure VIII - 3 représente le diagramme HR pour un échantillon de ces étoiles sous-naines résultant de l'analyse de tous les points développés ci-dessus. Cette Figure ne comporte que des

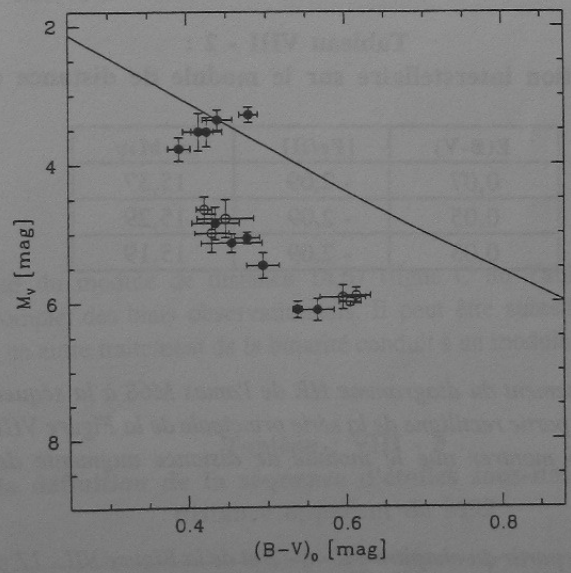


Figure VIII - 3: Diagramme tracé avec les étoiles sous-naine dont la parallaxe est mesurée à mieux que 15% près et avec  $[Fe/H] < -1,8$ ; les étoiles représentées par un cercle sont suspectées d'être binaire. Pour chaque point sont représentées les barres d'erreur sur  $M_V$  et sur  $(B-V)_0$ . La droite représente la série principale de l'amas des Hyades (population I). Par rapport à la figure VIII - 2, les couleurs des étoiles sous-naines ont été corrigées de telle sorte qu'elles correspondent à  $[Fe/H] = -2,2$ .

étoiles sous-naines avec  $[Fe/H] < -1,8$  ; la séquence principale de l'amas ouvert des Hyades, de population I est dessiné à titre de comparaison. On remarque que toutes les sous-naines ne sont pas sur la série principale : certaines sont au-delà car leur masse est telle que leur évolution est plus rapide et le coude se dessine. Cette Figure montre d'une manière empirique que seules les étoiles sous-naines avec  $M_V > 5,0$  peuvent être considérées comme étant sur la série principale.

Cependant les analyses de ces effets vont être différentes suivant les échantillons sélectionnés.

### VIII - 3 - 2 - Détermination du module de distance d'un amas globulaire avec une séquence d'étoiles sous-naines

La détermination du module de distance d'un amas globulaire se fait en choisissant une séquence d'étoiles sous-naines ayant une métallicité correspondant à celle de l'amas.

La Figure VIII - 4 montre l'ajustement des observations de quatre amas globulaires à une séquence de référence composée d'étoiles sous-naines. Ces amas ayant une métallicité très proche, la même séquence de sous-naines a été utilisée pour déterminer les modules de distance. Le module de distance est obtenu comme on l'a vu précédemment au chapitre VII en déplaçant les diagrammes d'amas le long de l'axe des ordonnées jusqu'à obtenir une bonne coïncidence ; la différence entre les échelles des ordonnées donne le module de distance. Si les magnitudes apparentes,  $V$ , des amas, n'ont pas été corrigées du rougissement pour faire cet ajustement, la différence est appelée module de distance apparent ; cette grandeur est souvent notée  $(m-M)_V$  au lieu de  $(V - M_V)$ .

Le Tableau VIII - 2 montre la variation de la valeur du module de distance apparent en fonction du rougissement utilisé.

Tableau VIII - 2 :  
Effet de l'extinction interstellaire sur le module de distance de l'amas M68

$E(B-V)$	$[Fe/H]$	$(m-M)_V$
0,07	- 2,09	15,37
0,05	- 2,09	15,29
0,03	- 2,09	15,19

#### Question VIII - 8 :

*En supposant que l'ajustement du diagramme HR de l'amas M68 à la séquence des sous-naines se fasse uniquement avec la partie rectiligne de la série principale de la Figure VIII - 4, c'est-à-dire pour  $(B-V)_0$  entre 0,9 et 0,6 montrer que le module de distance augmente de 0,10 mag si  $E(B-V)$  augmente de 0,02.*

**Question VIII - 9 :** *A partir du chapitre VII - 6 - 2 et de la Figure VII - 17 préciser comment varie l'âge attribué à l'amas M68 en fonction de la valeur de  $E(B-V)$ .*

Le Tableau VIII - 3 rassemble les modules de distance obtenus pour un même amas M92 en utilisant des échantillons d'étoiles sous-naines et des biais statistiques différents d'un auteur à l'autre.

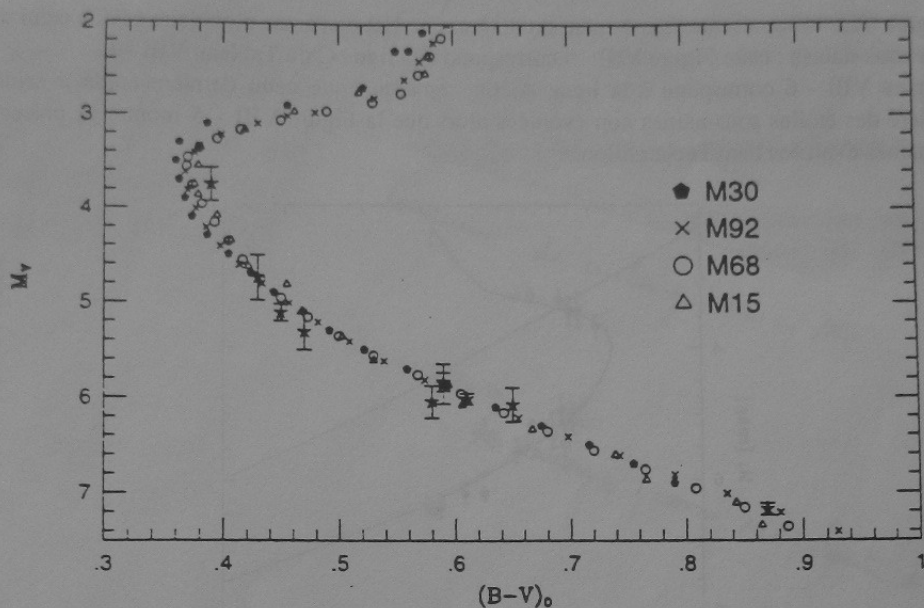


Figure VIII - 4 : Diagramme couleur-magnitude de quatre amas globulaires, ajusté à une séquence d'étoiles sous-naines après correction de l'extinction interstellaire sur l'indice (B-V). La métallicité [Fe/H] pour chaque amas est :  
 M 30: -2,13; M 92: -2,24; M 68: -2,09; M 15: -2,15.

La plus petite valeur du module de distance 14,67 (ligne C du Tableau VIII - 3) provient du traitement le plus complet des biais observationnels. Il peut être surestimé ; la ligne D reprend le même échantillon : un autre traitement de la binarité conduit à un module de distance de 14,74.

**Tableau : VIII - 3**  
**Influence de la définition de la séquence d'étoiles sous-naines sur le module de distance apparent de M92**

	E(B-V)	[Fe/H]	(m-M) <sub>V</sub>
A	0,025	-2,15	14,82 ± 0,08
B	0,02	-2,24	14,99 ± 0,10
C	0,02	-2,20	14,67 ± 0,08
D	0,02	-2,20	14,74 ± 0,08

La Figure VIII - 5 représente l'ajustement du diagramme HR de l'amas globulaire M92 à celui définie par les sous-naines ; cette Figure VIII - 5 correspond à la ligne C du Tableau VIII - 3. La Figure VIII - 6 correspond à la ligne A. On remarque que cette dernière étude a seulement considéré des étoiles sous-naines non-évoluées alors que la Figure VIII - 5 montre la présence de sous-naines évoluées dans l'échantillon.

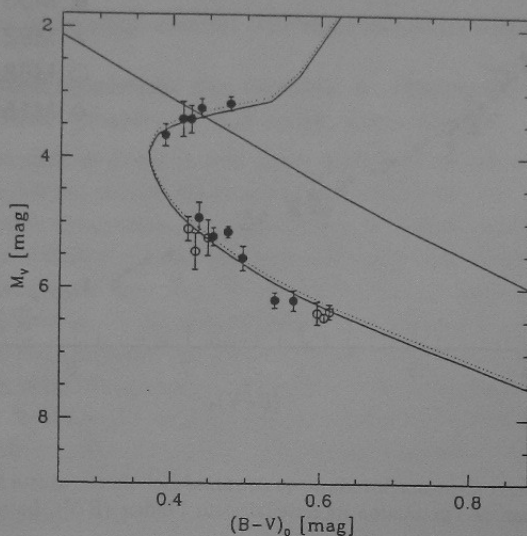


Figure VIII - 5: Séquence de l'amas globulaire M 92 ajusté à une séquence d'étoiles sous-naines telles que  $-2,6 < [Fe/H] < -1,8$ . La droite représente la séquence principale des Hyades. Les étoiles représentées avec un cercle sont suspectées d'être des étoiles doubles.

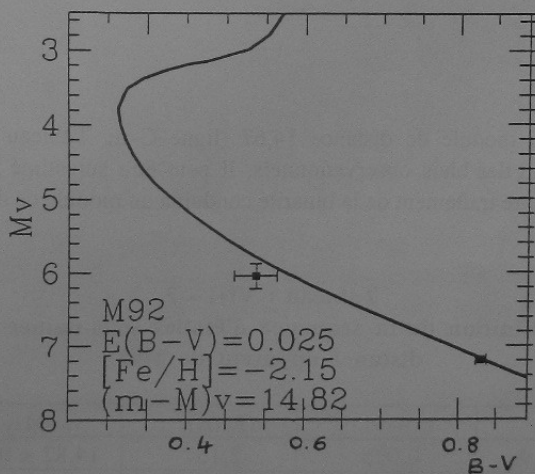


Figure VIII - 6: Séquence de l'amas globulaire M 92 ajusté à une séquence d'étoiles sous-naines. Seules les étoiles sous-naines non évoluées ont été considérées pour l'ajustement, ayant le même domaine de  $[Fe/H]$  que l'amas.

En 1996, module de distance apparenté de l'amas globulaire M92 a été déterminé en utilisant quelques étoiles sous-naines pour lesquelles la parallaxe avait été mesurée au sol. On a obtenu  $(m - M_V) = 14,65$  pour la même correction de rougissement interstellaire.

### VIII - 3 - 3 - Conclusion à propos de l'utilisation d'une séquence d'étoiles sous-naines

Les nouvelles déterminations des modules de distance de quelques amas globulaires (une dizaine) avec des séquences de références définies par des étoiles sous-naines observées par HIPPARCOS ont donné un résultat similaire:

*les nouvelles valeurs des modules de distance sont plus grandes*

Les modules de distance ont augmenté d'une quantité dont l'ordre de grandeur est environ 0,2 magnitude (voir Tableau VIII - 2). Ce résultat n'est certainement pas définitif car l'ensemble des observations faites par HIPPARCOS n'a pas encore été totalement analysée. L'analyse des biais statistiques doit être poursuivie.

### VIII - 3 - 4 - L'âge à partir du module de distance donné par une séquence d'étoiles sous-naines

#### A - Effet des nouvelles distances sur l'âge d'un amas

La Figure VIII - 7 représente la superposition des observations de l'amas M92 à celle d'un réseau d'isochrones calculé avec les abondances de l'amas ; le module de distance adopté est celui de 14,65 c'est-à-dire antérieur à HIPPARCOS.

*Question VIII - 10 : La Figure VIII - 8 représente le diagramme HR de l'amas M92. Pour cet amas, calculer, à partir de la Figure VIII - 7, les âges correspondant aux modules de distance donné dans le Tableau VIII - 3 ; on utilisera la méthode de la position du coude, décrite au chapitre VII.*

Ainsi en utilisant les mêmes modèles de structure interne qu'en 1996, les nouveaux modules de distance basés sur les étoiles sous-naines entraînent une diminution des âges de 0 à 3 milliards d'années pour le même amas, selon la séquence de référence adoptée ; cette diminution est calculée par rapport à une mesure faite en 1996 avec une séquence de sous-naines observée depuis le sol ; rappelons qu'une des études avec les données HIPPARCOS trouve quasiment le même module de distance (ligne C du Tableau VIII - 3).

Ce résultat nous montre quelle peut être la barre d'erreur sur l'estimation de l'âge des amas en fonction de l'échantillon de sous-naines adopté.

#### B - Effet des nouvelles corrections bolométriques sur l'âge d'un amas

La mission spatiale HIPPARCOS a induit de nombreuses études à propos de la correction bolométriques aboutissant à une nouvelle détermination de cette valeur pour les étoiles froides.

La Figure VIII - 9 compare la séquence de M92 à des isochrones calculés avec ces nouvelles corrections bolométriques : l'âge est réduit de 2 milliards d'années par rapport à la Figure VIII - 7.

La seule différence entre la Figure VIII - 9 et la Figure VIII - 7 réside dans la correction bolométrique utilisée pour transformer la luminosité en  $M_V$ , tous les autres paramètres utilisés pour les calculs de modèles d'étoiles étant les mêmes.

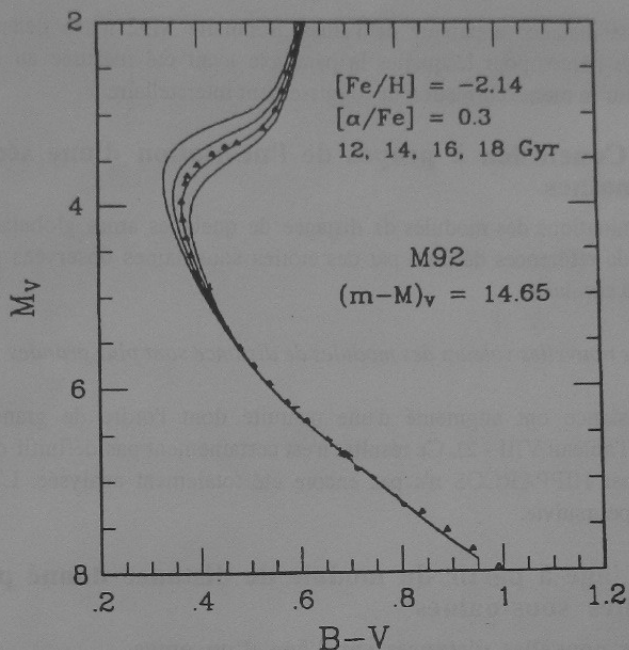


Figure VIII - 7: Séquence de l'amas globulaire M 92, représenté par des triangles, superposé à un réseau d'isochrones.  $[\alpha/\text{Fe}]$  représente l'abondance relative au fer des éléments tels que l'oxygène. La meilleure coïncidence est avec l'isochrone de  $16 \cdot 10^9$  ans [ $\text{Gyr} = 10^9$  ans], pour un module de distance égal à 14,65.

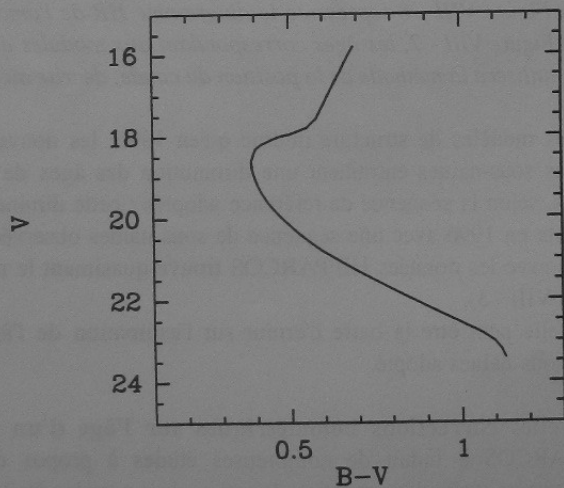


Figure VIII - 8: Diagramme HR de l'amas M 92, après le calcul des valeurs moyennes des observations.

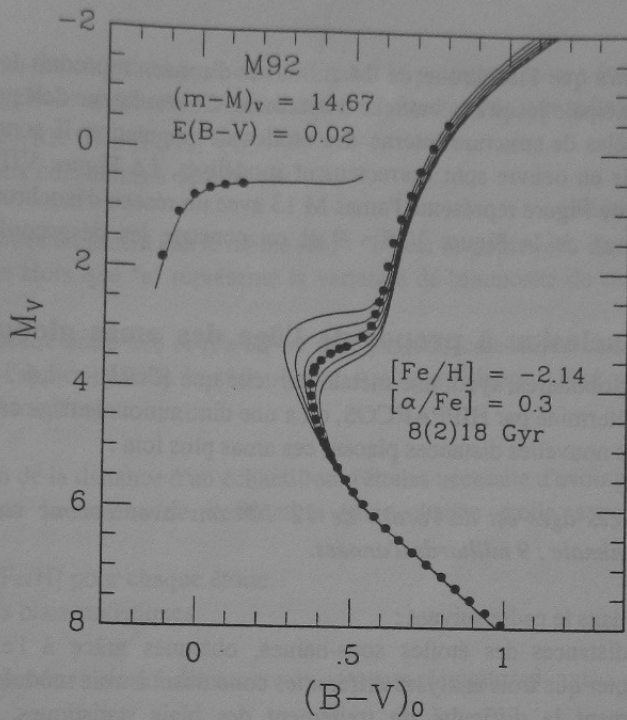


Figure VIII - 9 : Comparaison de l'amas M92 à un réseau d'isochrones. L'âge déduit est de 14 milliards d'années, avec de nouvelles valeurs pour la correction bolométrique par rapport à la Figure VIII - 7 . Les âges des isochrones sont donnés de 8 à 18 milliards d'années par intervalle de 2 milliards d'années.

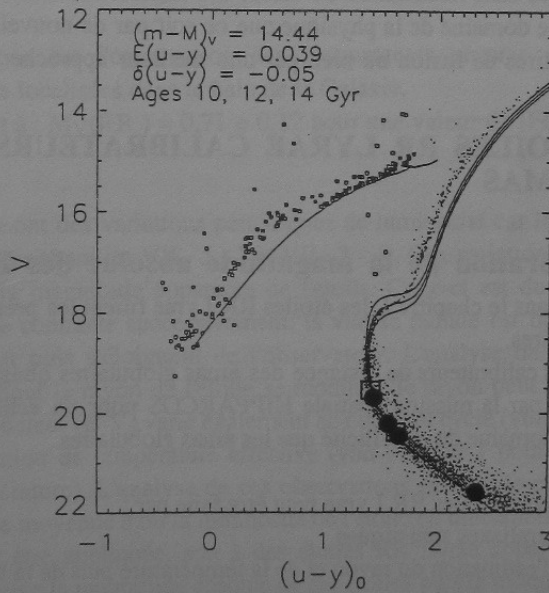


Figure VIII - 10 : Diagramme couleur-magnitude de l'amas globulaire M 13, ajusté à une séquence d'étoiles sous-naines après correction de l'extinction interstellaire. L'indice de couleur  $(u-y)_0$  résulte, comme  $(B-V)_0$ , d'observations dans le visible mais à des longueurs d'onde différentes. Le réseau d'isochrones superposé donne, par la position du coude, un âge de 12 milliards d'années.

La Figure VIII - 9 montre que l'isochrone de 14 milliards d'années reproduit les observations de M92 depuis la série principale jusqu'à la branche horizontale. Ce résultat ne doit pas être utilisé pour en déduire que les modèles de structure interne des étoiles de population II sont tels que tous les processus physiques mis en oeuvre sont correctement modélisés. La Figure VIII - 10 est là pour prouver le contraire : cette Figure représente l'amas M 13 avec un réseau d'isochrones calculé avec la même physique que ceux de la Figure VIII - 9 et on constate les désaccords entre théorie et observation.

### VIII - 3 - 5 - Conclusion à propos de l'âge des amas globulaires

Pour la dizaine d'amas globulaires, ayant une métallicité telle que  $[Fe/H] < -1,4$ , dont le module de distance vient d'être redéterminé par HIPPARCOS, on a une diminution de l'âge calculé à partir de la position du coude car les nouvelles distances placent ces amas plus loin.

*La valeur moyenne de ces âges est de l'ordre de  $12 \cdot 10^9$  ans avec comme valeur maximale 14 milliards d'années et minimale : 9 milliards d'années.*

Ce résultat a été obtenu dans le cadre suivant :

a) de nouvelles distances des étoiles sous-naines, obtenues grâce à l'expérience spatiale HIPPARCOS ; il faut noter que trois analyses différentes conduisent à trois modules de distance pour un même amas soulignant la difficulté du traitement des biais statistiques. Ce résultat n'est certainement pas définitif car la base de données d'HIPPARCOS n'est pas encore totalement analysée.

b) des progrès réalisés dans le domaine du calcul des modèles de structure interne des étoiles. Ceux-ci ont été faits dans le domaine de la physique que ce soit par de nouvelles équations décrivant les réactions thermonucléaires de fusion ou bien par une meilleure approche du calcul d'un modèle d'atmosphère.

## VIII - 4 - LES ETOILES RR LYRAE CALIBRATEURS DE DISTANCE ET L'AGE DES AMAS

### VIII - 4 - 1 - Calibration de la magnitude absolue des RR Lyrae

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, les étoiles RR Lyrae furent les premiers calibrateurs de la distance des amas globulaires.

Les RR Lyrae restèrent les calibrateurs de distance des amas globulaires quasiment exclusifs jusqu'à l'obtention des parallaxes par la mission spatiale HIPPARCOS pour un échantillon d'étoiles sous-naines couvrant le même domaine de métallicité que les amas globulaires.

La détermination de la  $M_V$  des étoiles RR Lyrae peut être faite par :

- a) la méthode des parallaxes statistiques
- b) une méthode de l'estimation du rayon et de la température puis de la luminosité
- c) une méthode basée sur la distance du Grand Nuage de Magellan (GNM) et la mesure de la magnitude apparente des étoiles RR Lyrae dans le GNM.

Au cours des années 1970-1980 les observations devenant de plus en plus nombreuses on acquiert la certitude que les étoiles RR Lyrae ayant la plus longue période sont les plus lumineuses. Le même

résultat est obtenu du côté théorique en modélisant la pulsation de ces étoiles. Ce résultat revient à écrire que la magnitude absolue de ces étoiles est une fonction de leur métallicité telle que :

$$M_V(RR) = a [Fe/H] + b$$

où a et b sont deux constantes à déterminer.

Les deux paramètres ne jouent pas le même rôle : "b" est le point zéro des magnitudes absolues des étoiles RR Lyrae alors que "a" représente la variation de luminosité de ces étoiles en fonction de la métallicité.

Cette relation linéaire entre  $M_V$  et  $[Fe/H]$  ne doit pas être considérée comme définitive : elle a été choisie comme l'approximation la plus simple - et la meilleure - d'un phénomène complexe non encore interprété totalement.

Toute calibration de la distance d'un échantillon d'étoiles nécessite d'avoir préalablement :

- déterminé la valeur de l'extinction pour chaque étoile avec des cartes d'absorption interstellaire
- mesuré  $[Fe/H]$  pour chaque étoile.
- estimé les biais statistiques

Les trois méthodes énoncées ci-dessus conduisent aux résultats suivants :

a)

Au cours du chapitre I nous avons vu comment la magnitude absolue moyenne de ces étoiles :  $\langle M_V \rangle = 0,0$  avait été déterminée à partir de parallaxes statistiques dès 1939.

Cette méthode repose sur l'observation des mouvements propres et des vitesses radiales de 160 étoiles RR Lyrae localisées dans le halo de la Galaxie.

Cette étude a conduit à :  $M_V(RR) = 0,71 \pm 0,12$  pour une valeur de  $[Fe/H] = -1,61$ .

b)

Les étoiles RR Lyrae ont des variations périodiques de luminosité car leur rayon et leur température de surface varient (voir chapitres VII - 5 - 1 et VII - 3 - 4). Ces variations de luminosité se traduisent par la variation de la magnitude apparente de l'étoile. Celle-ci est due à des pulsations radiales : l'étoile se dilate et se contracte successivement; la vitesse radiale est donc variable car les couches externes s'approchent puis s'éloignent de l'observateur. L'analyse de ce mouvement permet d'en déduire la quantité dont le rayon de l'étoile se modifie ; le rayon peut ainsi changer de 15% de sa valeur. L'indice de couleur (B-V) varie également au cours du cycle (voir activité dirigée TD - AI - 3) reflétant la modification de température effective (voir Annexe I pour la calibration de (B-V) en fonction de la température). L'analyse de ces observations permet de calculer le rayon moyen et la température effective moyenne d'où la luminosité de l'étoile en utilisant la loi de Stefan et enfin  $M_V$ .

Cette méthode peut être appliquée, soit à des étoiles RR Lyrae appartenant à un amas globulaire auquel cas on détermine la magnitude absolue de ces étoiles puis le module de distance de l'amas soit à des étoiles RR Lyrae du halo de la galaxie pour lesquelles on a mesuré  $[Fe/H]$ . Dans ce dernier cas, on en déduit une relation de calibration qui est par exemple :

$$M_V(RR) = 0,16 [Fe/H] + 1,02.$$

D'autres relations peuvent être obtenues en faisant une analyse légèrement différente ; à titre d'exemple la relation  $0,20 [Fe/H] + 1,03$  est également admise.

**Question VIII - 11 :**

a) Soit une étoile RR Lyrae de rayon  $R$  et de température effective  $T$ . Ecrire la relation  $M_{bol} - M_{bol\odot}$  en notant par  $R_{\odot}$  et  $T_{\odot}$  le rayon et la température effective du Soleil. On notera par  $R$  la valeur  $R/R_{\odot}$ .

b) On suppose que la relation entre l'indice de couleur et la température effective s'écrit :

$$\log T = a_0 + a_1 (B-V)$$

Réécrire avec cette hypothèse la relation trouvée en a)

c) On suppose que pour la correction bolométrique on a la relation :

$$M_{bol} = M_V + b_0 + b_1 (B-V)$$

Ecrire l'expression de  $M_V$ .

d) On suppose que la variation du rayon est petite et on écrit que le rayon  $R$  en unité solaire observé à un instant quelconque est égal à une valeur moyenne  $R_0$  augmentée (ou diminuée) de la variation notée  $\Delta R$  :  $R = R_0 + \Delta R$ .

Ecrire avec cette relation l'expression de la magnitude absolue trouvée en c)

e) Soit  $d$  la distance de l'étoile, et  $V$  la magnitude apparente. Ecrire la relation de d) en faisant intervenir  $d$  et  $V$ .

c)

La troisième méthode consiste à déterminer la magnitude apparente moyenne de 180 étoiles RR Lyrae détectées dans le Grand Nuage de Magellan. A partir du module de distance du GNM déterminé par les étoiles céphéides, la magnitude absolue de ces étoiles RR Lyrae est calculée. Une valeur moyenne de  $M_V = 0,44$  est trouvée avec  $[Fe/H] = -1,9$  pour un module de distance du GNM égal à 18,5 (voir partie A chapitre III - 2 - 3).

**Question VIII - 12 :**

Comparer les magnitudes absolues calculées pour les RR Lyrae de métallicité :  $[Fe/H] = -1,9$  et  $-1,61$  avec chacune des méthodes ci-dessus. Discuter en terme d'âge ces différences.

Cette différence de résultat pour la détermination des âges, en utilisant soit la calibration qui met en jeu la distance du GNM soit celle qui est basée sur les RR Lyrae du halo de la Galaxie impose de nouvelles études. D'une part de nouvelles déterminations du module de distance du GNM (voir partie A, chapitre III - 2 - 3) sont nécessaires et d'autre part la comparaison des propriétés des étoiles RR Lyrae du GNM à celle de la Galaxie permettront de tester si on peut appliquer la même calibration en magnitude absolue à deux échantillons d'étoiles appartenant à des galaxies différentes.

A priori il semblerait que la méthode b) pouvant être appliquée directement aux étoiles RR Lyrae d'un amas globulaire doit donner la meilleur détermination du module de distance. Ce n'est pas le cas actuellement car elle est basée sur l'observation de la variation de magnitude apparente  $V$  et de la vitesse radiale, or les étoiles des amas globulaires étant faibles ces observations sont beaucoup moins précises que pour les étoiles du champ.

**VIII - 4 - 1 - 1 - Application de cette calibration aux amas globulaires**

Pour appliquer la calibration des étoiles RR Lyrae à la détermination de la distance d'un amas globulaire, il suffit, en principe, de mesurer la magnitude apparente  $V$  des étoiles de type RR Lyrae de l'amas puis de calculer leur magnitude absolue en utilisant la valeur de  $[Fe/H]$  correspondant à celle de l'amas.

Cette méthode directe, est difficilement applicable car en général il y a peu d'étoiles RR Lyrae dans un amas globulaire qui aient été suffisamment observées pour connaître avec précision la valeur moyenne de V.

Une méthode alternative est utilisée qui utilise la morphologie de la branche horizontale de l'amas. On évalue la magnitude apparente du "trou des RR Lyrae" (voir activité pratique TD - AI -2) mais cette zone n'est pas toujours facilement observable et on mesure plutôt la magnitude apparente de la branche horizontale.

Il faut définir la façon de mesurer cette magnitude ; par convention, la magnitude V est mesurée pour une valeur de (B-V) correspondant à celle du coude de l'amas (voir Figure VII - 14). Mais il y a une certaine dispersion des points au niveau de la branche horizontale (voir dans la pochette de Documents de Travail, le document TA - III) dont il faut tenir compte ; cette dispersion correspond à la largeur naturelle de la branche horizontale résultant de l'évolution stellaire. La Figure VII - 12 montre comment les étoiles évoluent à partir de la branche horizontale pour retourner vers la branche des géantes.

Les âges des amas donnés aux paragraphes VIII - 1 - 1 et VIII - 2 - 3 furent calculés à partir de la mesure de la magnitude apparente de la branche horizontale à laquelle fut appliquée la calibration des étoiles RR Lyrae.

#### **VIII - 4 - 2 - HIPPARCOS et la calibration de la magnitude absolue des RR Lyrae**

Dans ce groupe d'étoiles variables, seule l'étoile RR Lyrae elle-même a pu bénéficier d'une mesure précise de sa parallaxe par HIPPARCOS. La magnitude absolue de cette étoile vaut :

$$M_V = 0,78 \pm 0,29 \text{ et sa métallicité est : } [Fe/H] = -1,39.$$

Les mesures d'HIPPARCOS ont conduit à la détermination de mouvements propres très précis. On a pu aussi reprendre la calibration de la magnitude absolue des étoiles RR Lyrae par la méthode statistique (voir chapitre I - 1 - 3) sur une base de 84 étoiles. On obtient la valeur moyenne :  $M_V(RR) = 0,77 \pm 0,17$  pour  $[Fe/H] = -1,66$  valeur similaire à celle trouvée avant HIPPARCOS.

D'autres analyses des données d'HIPPARCOS pour les étoiles RR Lyrae, basées sur une approche statistique différente, conduisent à une valeur de la magnitude absolue plus faible :

$$M_V(RR) = 0,65 \pm 0,23 \text{ pour } [Fe/H] = -1,51.$$

#### **VIII - 4 - 3 - L'âge des amas globulaires à partir de la calibration de la magnitude absolue des RR Lyrae**

La nouvelle calibration par HIPPARCOS de la magnitude absolue des étoiles RR Lyrae ( $M_V(RR) = 0,77 \pm 0,17$  pour  $[Fe/H] = -1,66$ ) se traduit par une détermination des âges des amas globulaires, de faible métallicité, dont la valeur moyenne vaut :  $17,4 \pm 3$  milliards d'années.

Cette méthode de la parallaxe statistique appliquée aux mesures HIPPARCOS des étoiles RR Lyrae n'a pas entraîné de révision importante de la calibration de la magnitude absolue de ces étoiles par rapport à la période pré-HIPPARCOS, par conséquent, il n'y a pas de modification importante des valeurs des modules de distances des amas, donc des âges, comme c'est le cas avec les étoiles sous-naines.

La calibration : ( $M_V(RR) = 0,65 \pm 0,23$  pour  $[Fe/H] = -1,51$ ) réduisant la magnitude absolue de 0,1 magnitude aura pour effet d'augmenter le module de distance, donc de diminuer l'âge de 1 à

2 milliards d'années (voir Question VIII - 10) ramenant la valeur moyenne des âges à environ 15 milliards d'années.

### VIII - 5 - CONCLUSION

Les amas globulaires ayant une métallicité telle que  $[Fe/H] < -1,4$  sont considérés comme étant les plus vieux objets de la Galaxie. La dispersion des âges attribuée à ces amas, selon la méthode utilisée, permet seulement de calculer une valeur moyenne de ces âges.

Les deux critères de distance utilisés : les étoiles sous-naines et les étoiles RR Lyrae reposent sur l'hypothèse que les étoiles du champ de même métallicité que les amas ont les mêmes propriétés que les étoiles de ceux-ci.

Nous avons vu comment les magnitudes absolues des deux calibrateurs de distance ont été déterminées à partir de méthodes aussi directes que possibles : soit la parallaxe trigonométrique soit la parallaxe statistique mais ces deux calibrateurs donnent des âges dont les valeurs sont très différentes.

De nouveaux calibrateurs sont recherchés afin de mettre en évidence les causes de la différence entre ces résultats.

## REPONSES AUX QUESTIONS

### Question VIII - 1 :

a) Sur la Figure I - 11 il n'y a pas d'observations telles que :  $V > 24$  : c'est la magnitude limite. Notons par  $L$  la luminosité d'une étoile située à la distance  $d$ . Soit  $E_1$  l'éclat mesuré avec un télescope de 4 mètres :  $E_1 = \pi (2)^2 L / (4 \pi (d)^2)$ . Avec un télescope de 8 mètres, l'éclat mesuré  $E_2$  vaut :  $E_2 = \pi (4)^2 L / (4 \pi (d)^2)$ .

Notons par  $m_1$  et  $m_2$  les magnitudes correspondant respectivement à  $E_1$  et  $E_2$  on a :

$$m_1 - m_2 = -2,5 \log (E_1 / E_2) = 2,5 \log 4 = 1,5$$

Ainsi avec un télescope de 8 mètres la magnitude limite sera de  $24 + 1,5 = 25,5$ .

b) Le chapitre sur l'évolution du Soleil (chapitre VI) fait mention du dragage convectif pour les étoiles géantes; il se produit un mélange de matière qui altère la composition chimique superficielle par rapport à la composition chimique initiale. Dans les amas globulaires ce sont les étoiles de la branche des géantes qui sont les plus lumineuses, ce sont donc les étoiles pour lesquelles il y a des observations spectroscopiques. La composition chimique de ces étoiles ne reflète plus la composition chimique initiale or il est important de connaître l'abondance d'éléments tels que l'oxygène car celui-ci joue un rôle important dans l'opacité. La table du chapitre V - 2 - 2 montre que c'est l'un des éléments les plus abondant après l'hydrogène et l'hélium. L'abondance du fer n'est pas modifiée au cours de cette étape de l'évolution par rapport à l'abondance initiale.

c) Un grand télescope au sol permet d'observer des étoiles plus faibles donc de mieux définir la série principale d'un amas globulaire.

Un télescope placé en orbite autour de la Terre peut observer des étoiles plus faibles car d'une part il n'y a pas d'absorption du rayonnement dû à l'atmosphère terrestre et le fond de ciel est plus sombre car il n'y a pas de lumière diffusée par les particules de l'atmosphère terrestre. Ces deux facteurs contribuent à améliorer l'observation des étoiles faibles.

Dans un amas globulaire la séparation angulaire entre les étoiles est très faible, il faut donc utiliser un télescope avec un grand pouvoir séparateur. Le pouvoir séparateur est inversement proportionnel au diamètre du télescope donc un grand télescope aura un meilleur pouvoir séparateur. Un télescope en orbite a un meilleur pouvoir séparateur qu'un télescope au sol car les images ne sont pas altérées par l'atmosphère terrestre.

### Question VIII - 2 :

La détermination du rougissement interstellaire nécessite d'avoir des valeurs de référence pour les indices de couleur, ces valeurs étant celles des étoiles qui ne sont pas rougies.

Dans le cas des étoiles de population I ce sont les étoiles du voisinage solaire qui servent de référence pour le calcul de  $E(B-V)$  (voir Annexe I). Pour les étoiles de population II il n'y a pas d'étoile proches, donc non-rougies, qui peuvent servir de référence. D'autre part les indices de couleur des étoiles de population II sont différents de ceux des étoiles de population I, pour une même température de surface, car les raies sont moins intenses ce qui modifie la mesure des magnitudes donc de l'indice de couleur.

On peut déterminer le rougissement en utilisant des cartes d'absorption interstellaire. Ces cartes sont établies à partir d'étoiles de population I mais celle-ci ne se trouvent pas dans le halo de la galaxie au voisinage des amas globulaires. Cependant sur la ligne de visée d'un amas globulaire, l'absorption interstellaire est surtout produite par la poussière et celle-ci se trouve dans le plan galactique ou à son

voisinage, et pour cette zone l'absorption a été mesurée. On suppose qu'au delà, dans le halo l'absorption est négligeable.

**Question VIII - 3 :**

Les différences de morphologie entre les deux diagrammes couleur-magnitude de M3 et M13 concernent :

- la série principale
- la branche horizontale

La série principale de M3 comporte beaucoup plus d'étoiles, mais ce résultat provient d'observations plus nombreuses d'étoiles ayant de faibles magnitudes ( $V > 18$ ). On remarque sur le diagramme de M13 que la densité d'étoiles diminue fortement pour  $V > 16$  ceci résulte seulement de la taille du télescope utilisé pour faire les observations. La différence entre les série principale est observationnelle.

Les deux branches horizontales sont très différentes : celle de M3 comporte des étoiles tout le long de la branche horizontale jusqu'à la branche des géantes. On y a détecté environ 200 étoiles variables RR Lyrae. Dans l'amas M13 on a détecté seulement 3 RR Lyrae ; on remarque que sur le diagramme couleur-couleur de cet amas il n'y a pas d'étoiles entre la région où sont localisées les RR Lyrae (voir Figure I- 11) et la branche des géantes.

Cette différence de morphologie entre les branches des géantes est interprétée, en ce moment, comme résultant de structures internes différentes dans chaque amas sans que la cause soit identifiée.

**Question VIII - 4 :**

Le module de distance :  $m - M = 5 \log d - 5$  s'écrit, en notant la parallaxe par  $p$  :

$$m - M = -5 \log p - 5$$

Supposant une erreur de 15% sur la parallaxe on notera par :  $p_1 = p + 0,15 p$  ; les modules de distance s'écrivent :

$$\mu = -5 \log p - 5 \text{ et } \mu_1 = -5 \log p_1 - 5 \text{ d'où } \mu_1 - \mu = -5 \log p_1 + 5 \log p$$

$$\mu_1 - \mu = -5 \log (p_1/p) = -5 \log (1+0,15) = -0,30$$

Ainsi la différence sur le module de distance est-elle de 0,3 magnitude.

Si on avait calculé :  $p_2 = p - 0,15 p$  on aurait trouvé une différence de 0,35 magnitude.

**Question VIII - 5 :**

La binarité peut être optique c'est-à-dire que les deux étoiles sont sur la même ligne de visée mais dans ce cas les distances sont généralement grandes entre les deux étoiles et leur différence de magnitude, importante, n'affecte pas les mesures.

Si les deux étoiles sont liées gravitationnellement la binarité sera détectée par :

a) spectroscopie :

dans le spectre, les raies peuvent être dédoublées ou un seul spectre est observé mais dans les deux cas la vitesse radiale variable mettra en évidence le caractère binaire.

b) photométrie :

si on mesure la magnitude apparente avec plusieurs filtres, on peut mettre en évidence un excès de rayonnement dans l'infra-rouge qui est l'indice de la présence d'un compagnon, étoile froide.

**Question VIII - 6 :**

On remarque (Figure VIII - 2) que les étoiles sous-naines sont moins lumineuses que les étoiles de l'amas ouvert des Hyades, à même valeur de l'indice de couleur. C'est ainsi que ces étoiles furent identifiées (voir chapitre I - 3 - 3 - 1).

La dispersion des points est due à ce que ces étoiles n'ont pas toutes la même valeur de  $[Fe/H]$ . La figure VII - 15 montre des isochrones pour des valeurs différentes de la métallicité.

**Question VIII - 7 :**

La relation :  $M_V = V + 5 \log(\pi) + 5$  montre que si la parallaxe est sur-estimée, la valeur calculée pour  $M_V$  sera numériquement trop grande par rapport à la vraie valeur de la magnitude absolue de l'étoile, ce qui correspond à une luminosité trop faible. Ainsi la valeur moyenne de la magnitude absolue pour les étoiles considérées sera trop grande.

**Question VIII - 8 :**

On peut répondre à cette question en utilisant deux méthodes :

- Dessiner sur papier calque le cadre de la Figure VIII - 4 et la droite qui passe au mieux parmi les points entre les valeurs 0,6 et 0,9 en  $(B-V)_0$ . Cette droite sur le calque représente la séquence des étoiles sous-naines. On va considérer que l'amas M68 a un rougissement augmenté d'une quantité  $E(B-V) = 0,02$  par rapport à la Figure VIII - 4 ; cela revient à considérer que l'abscisse est  $(B-V)$  et non pas  $(B-V)_0$  ; dans ce cas on va décaler la graduation sur le calque d'une quantité égale à 0,02 c'est-à-dire que la valeur antérieure de 0,6 devient 0,58 sur le calque. Ecrire cette nouvelle graduation sur le calque puis mettre en coïncidence les graduations des abscisses du calque et de la Figure VIII - 4 et donner un déplacement vertical au calque pour, à nouveau, superposer la droite (la séquence des sous-naines) avec la séquence de l'amas. On note que le déplacement correspondant en ordonnée vaut environ 0,1 C'est la différence entre les modules de distance dans le Tableau VIII - 3.
- On peut faire un raisonnement mathématique en estimant la pente de la droite tracée sur la séquence du diagramme HR entre les points en abscisse 0,6 et 0,9 ; soit  $A$  la valeur de cette pente. La variation en ordonnée  $\delta M_V$  correspondant à une variation de l'abscisse  $\delta(B-V)$  vaut :  $\delta M_V = A \delta(B-V)$ . La pente mesurée est égale à environ 4,5 d'où  $\delta M_V = 0,09$  ; c'est bien le même ordre de grandeur que le résultat du a).

**Question VIII - 9 :**

L'âge d'un amas globulaire est déterminé à partir de la valeur de  $M_V$  du coude.

La valeur de  $V$  du coude est obtenue à partir du diagramme HR de l'amas (voir Figure VII - 14) ; la valeur de  $M_V$  est obtenue à partir du module de distance apparent. On voit donc que plus le rougissement est important plus le module de distance apparent a une grande valeur donc la valeur de  $M_V$  calculée sera plus petite car la valeur observée de  $V$  reste la même.

D'après la Figure VII - 17 plus la magnitude absolue du coude a une faible valeur plus l'amas est jeune.

Augmenter la valeur du rougissement d'un amas a pour conséquence de calculer un âge plus petit. La Figure VII - 17 montre qu'une différence de 2 milliards d'années donne un écart en magnitude absolue du coude de 0,2 magnitude environ (valeurs lues sur la Figure VII - 17) pour les isochrones correspondant à 10 milliards et 12 milliards d'années).

**Question VIII - 10 :**

Sur la Figure VIII - 7 on mesure la position de  $M_V$  correspondant au coude de chaque isochrone; les valeurs sont données ci-dessous :

Valeurs théoriques de  $M_V$  (coude) en fonction de l'âge

$M_V(\text{coude})$	âge (milliards d'années)
3,7	12
3,85	14
4,00	16
4,15	18

Sur la Figure VIII - 8 on mesure la position du coude à  $V = 18,6$ .

En prenant comme valeur pour le module de distance apparente 14,65 on a  $M_V = 3,95$  pour le coude et la table ci-dessus nous permet d'estimer un âge égal à 16 milliards d'années. On vérifie sur la Figure VIII - 7 que cet âge correspond à la coïncidence de cet isochrone avec la séquence de l'amas.

Les magnitudes absolues, calculées pour le coude, en fonction des modules de distance du Tableau VIII - 3, sont données dans la table ci-dessous ; par comparaison de ces valeurs de magnitude absolue observée, avec la magnitude absolue théorique, on déduit l'âge, par interpolation entre deux valeurs successives du tableau ci-dessus.

Valeurs mesurées de  $M_V$  du coude et estimation de l'âge

	$(m - M)_V$	$M_V$	âge (milliards d'années)
A	14,82	3,78	13
B	14,99	3,61	< 12
C	14,67	3,93	15
D	14,74	3,86	14

**Question VIII - 11 :**

a) Par définition de la luminosité on a :

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4$$

$$L_{\odot} = 4\pi R_{\odot}^2 \sigma T_{\odot}^4$$

$\sigma$  étant la constante de Stefan.

$$M_{bol} - M_{bol\odot} = -2,5 \log \frac{L}{L_{\odot}}$$

$$M_{bol} - M_{bol\odot} = -2,5 \log \frac{R^2 T^4}{R_{\odot}^2 T_{\odot}^4}$$

$$M_{bol} - M_{bol\odot} = -5 \log \left( \frac{R}{R_{\odot}} \right) - 10 \log \left( \frac{T}{T_{\odot}} \right)$$

$$M_{bol} = -5 \log R - 10 \log T + 10 \log T_{\odot} + M_{bol\odot}$$

b) La relation  $\log T = a_0 + a_1(B-V)$  est déterminée à partir de la calibration de (B-V) en température. Dans l'Annexe I cette relation est donnée sous forme de table; ici elle a été

traduite sous forme d'une relation mathématique, et elle est adaptée aux étoiles RR Lyrae qui sont déficiente en métaux.

$$M_{bol} = -5 \log R - 10a_o - 10a_1(B - V) + 10 \log T_{\odot} + M_{bol\odot}$$

c)

$$M_V + b_o + b_1(B - V) = -5 \log R - a_o - a_1(B - V) + 10 \log T_{\odot} + M_{bol\odot}$$

Soit :

$$M_V = -5 \log R - 10a_o - b_o - (b_1 + 10a_1)(B - V) + 10 \log T_{\odot} + M_{bol\odot}$$

posons :  $A = -(b_1 + 10a_1)$  et  $C = M_{bol\odot} + 10 \log T_{\odot} - 10a_o - b_o$ .

$$M_V = -5 \log R + A(B - V) + C$$

d)

$$M_V = -5 \log(R_o + \Delta R) + A(B - V) + C$$

$$M_V = -5 \log R_o \left(1 + \frac{\Delta R}{R_o}\right) + A(B - V) + C$$

$$M_V = -5 \log R_o - 5 \log \left(1 + \frac{\Delta R}{R_o}\right) + A(B - V) + C$$

Comme  $\Delta R/R_o$  est petit : (voir Annexe III)

$$M_V = -5 \log R_o - 5 \log e \frac{\Delta R}{R_o} + A(B - V) + C$$

e)

$$V - 5 \log d + 5 = -5 \log R_o - 5 \log e \frac{\Delta R}{R_o} + A(B - V) + C$$

Soit :

$$V = -5 \log R_o - 5 \log e \frac{\Delta R}{R_o} + A(B - V) + 5 \log d - 5 + C$$

Les constantes  $A$  et  $C$  sont connues à partir de la calibration de (B-V) en température, établie pour les étoiles déficientes en métaux (voir Annexe I), ainsi que la correction bolométrique. Les observations permettent de mesurer les variations de (B-V) au cours de la période de l'étoile ainsi que sa vitesse radiale. La variation de la vitesse radiale est traduite en  $\Delta R$ . Si on a de nombreux points de mesure au cours de la période de variation de l'éclat de l'étoile, on a donc toute une série d'équations semblables à celle-ci dont les grandeurs  $V$ , (B-V) et  $\Delta R$  résultent de l'observation. Il existe des méthodes mathématiques permettant d'en déduire la valeur de  $R_o$  et de la distance  $d$ . On peut alors calculer la magnitude absolue de l'étoile, à partir du module de distance, puis sa valeur moyenne.

**Question VIII - 12 :**

La méthode (b) conduit à deux relations :

$$A : M_V = 0,16 [\text{Fe}/\text{H}] + 1,02$$

$$B : M_V = 0,20 [\text{Fe}/\text{H}] + 1,03$$

Ces méthodes, selon la valeur de  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , donnent les résultats suivants :

Méthode	$[\text{Fe}/\text{H}]$	$M_V$
A	-1,61	0,76
A	-1,90	0,72
B	-1,61	0,71
B	-1,90	0,65

Ces valeurs sont à comparer à  $M_V = 0,71$  pour la méthode (a) avec  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1,61$  et à  $M_V = 0,44$  pour  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1,9$  avec la méthode (c) qui utilise le GNM. Dans ce dernier cas on a une différence de magnitude absolue de 0,28 ou 0,21 entre les calibrations ; cette différence va se répercuter sur l'âge des amas globulaires. La question VIII - 10 montre qu'une telle différence va se traduire par une différence en âge d'environ 3 milliards d'années.

## ANNEXE I

### LES DONNEES D'OBSERVATION

I - 1 - LA CLASSIFICATION SPECTRALE.....	176
I - 2 - LA LUMINOSITE .....	176
I - 3 - LA DISTANCE.....	179
I - 4 - LA TEMPERATURE SUPERFICIELLE.....	180
I - 4 - 1 - La température effective.....	181
I - 4 - 2 - Indice de couleur.....	183
I - 5 - LE RAYON .....	184
I - 5 - 1 - Mesure directe des rayons.....	184
I - 5 - 2 - Mesure indirecte des rayons.....	186
I - 6 - LE DIAGRAMME HR.....	186
I - 7 - L'ABSORPTION INTERSTELLAIRE.....	188
I - 7 - 1 - L'effet de l'absorption interstellaire .....	188
I - 7 - 2 - Mesure de l'absorption interstellaire $A(l)$ .....	189
I - 7 - 3 - L'excès de couleur $E(B-V)$ .....	190
I - 8 - TABLES.....	191

Dans cette Annexe nous rappelons des notions supposées avoir été étudiées par ailleurs en développant plus particulièrement celles qui seront les plus utilisées dans ce cours.

Les paramètres observationnels utilisés sont :

- la luminosité
- la distance
- la température superficielle
- le rayon
- la masse

Ces quantités se déduisent plus ou moins directement des observations.

A ces paramètres s'ajoute une grandeur qualitative obtenue à partir du spectre : la classification spectrale, définie par :

- le type spectral
- la classe de luminosité

## I - 1 - LA CLASSIFICATION SPECTRALE

Le **type spectral** O, B, A, .F,... est défini à partir de la présence de certaines raies d'absorption dans le spectre.

Une subdivision décimale est utilisée pour chaque type spectral : B0, B1, ...B9, A0. Une étoile de type B9 a des caractères spectroscopiques proches de ceux d'une étoile de type A0.

Une analyse plus poussée des spectres montre que deux étoiles de même type spectral peuvent présenter des différences quant à l'aspect des raies : certaines étoiles ont des raies plus fines que d'autres. Ce caractère a été traduit en **classe de luminosité**. Cinq classes de luminosité ont été définies : V, IV, III, II et I. La classe I a été subdivisée en Ia et Ib.

Les raies des étoiles de la classe V sont les plus larges alors que celles de la classe I sont les plus fines.

Cette différence d'aspect des raies correspond à la densité du gaz dans l'atmosphère de l'étoile : l'atmosphère est de plus en plus diluée quand on va de la classe V à la classe I.

Les étoiles de **classe V** sont dites **naines**, celles de **classe III** sont appelées **géantes** et les étoiles de **classe I** sont des **super-géantes**.

Les étoiles de classe I sont aussi celles qui ont le plus grand rayon ; rappelons que le Soleil est de classe V, c'est-à-dire que c'est une étoile naine. Ne pas confondre ce qualificatif avec celui de *naine blanche* qui correspond à des étoiles de très petits rayons, de l'ordre de grandeur de celui de la Terre, mais qui ont des propriétés et une structure totalement différente du Soleil.

## I - 2 - LA LUMINOSITE

La **luminosité** d'un astre est la puissance rayonnée ; elle est notée : **L** (unités : **W**).

Si l'on considère que l'énergie électromagnétique se propage dans le milieu interstellaire, de façon isotrope, une surface unité, placée sur Terre, perpendiculairement à la ligne de visée vers l'étoile, située à la distance **d** de la Terre, reçoit un éclaircissement :

$$E = \frac{L}{4\pi d^2}$$

Cette grandeur est appelée l'éclat :  $E$  (unités :  $W m^{-2}$ ).

Le rayonnement émis par une étoile n'est pas constant avec la longueur d'onde. Les Figures I - 1 et I - 2 représentent, respectivement, la distribution d'énergie d'une étoile de type spectral G0 et de classe de luminosité V et d'une étoile de type spectral K0 et de classe de luminosité V.

On définit l'éclat monochromatique d'une étoile par :

$$E(\lambda) = \frac{L(\lambda)}{4\pi d^2}$$

La mesure de  $E$  ou de  $E(\lambda)$  ne donne aucune information sur la puissance rayonnée par l'étoile car l'éclat est aussi fonction de la distance de l'étoile.

Le rayonnement émis par l'étoile est altéré lors de la traversée du milieu interstellaire, il subit une absorption. Il en est de même lors de la traversée de l'atmosphère terrestre, celle-ci est toujours corrigée avant la publication des mesures d'observation, par contre ce n'est jamais le cas pour l'**absorption interstellaire** (voir paragraphe I - 7 ci-dessous et partie A, Introduction I - 1 - 1 - 4).

Si on connaît la distance d'une étoile, la mesure de l'éclat permet de calculer la luminosité à condition que l'éclat ait été corrigé de l'absorption interstellaire.

Ces grandeurs  $E$  et  $L$  sont généralement exprimées dans l'échelle des magnitudes. A l'éclat correspond la **magnitude apparente** :  $m$  ; on rappelle que cette grandeur est toujours notée avec une lettre minuscule alors que la grandeur équivalente associée à la luminosité sera notée avec une lettre majuscule,  $M$  : **magnitude absolue**.

On a :

$$m = - 2,5 \log E + C$$

où  $C$  est une constante qui définit le point zéro de l'échelle des magnitudes. Le logarithme est à base 10. Si l'éclat mesuré est un éclat monochromatique, la magnitude apparente sera aussi monochromatique :

$$m(\lambda) = - 2,5 \log E(\lambda) + \text{Constante}$$

Un éclat - dit monochromatique - s'obtient en utilisant un filtre pour faire la mesure de l'éclat. Un filtre ne laisse passer le rayonnement que dans un intervalle spectral limité ( $\lambda_1, \lambda_2$ ), cet intervalle est caractérisé par une longueur d'onde moyenne. La constante figurant dans la relation de la magnitude monochromatique dépend du domaine spectral où a été fait la mesure.

Dans l'écriture pratique des magnitudes monochromatiques, on n'utilise pas directement le paramètre ( $\lambda$ ) mais un symbole qui rappelle le domaine spectral du filtre.

Les magnitudes monochromatiques sont mesurées avec un photomètre auquel on associe un ensemble de filtres. Le système photométrique le plus utilisé est le système dit système  $U, B, V$  ; il comprend 3 filtres dont les domaines spectraux respectifs sont donnés dans la table ci-dessous. Dans ce cas la magnitude monochromatique mesurée avec le filtre  $U$  ne sera pas notée  $m(\lambda_U)$  mais  $m_U$  ou plus simplement encore  $U$  (attention à ne pas confondre cette notation abrégée avec la magnitude absolue).

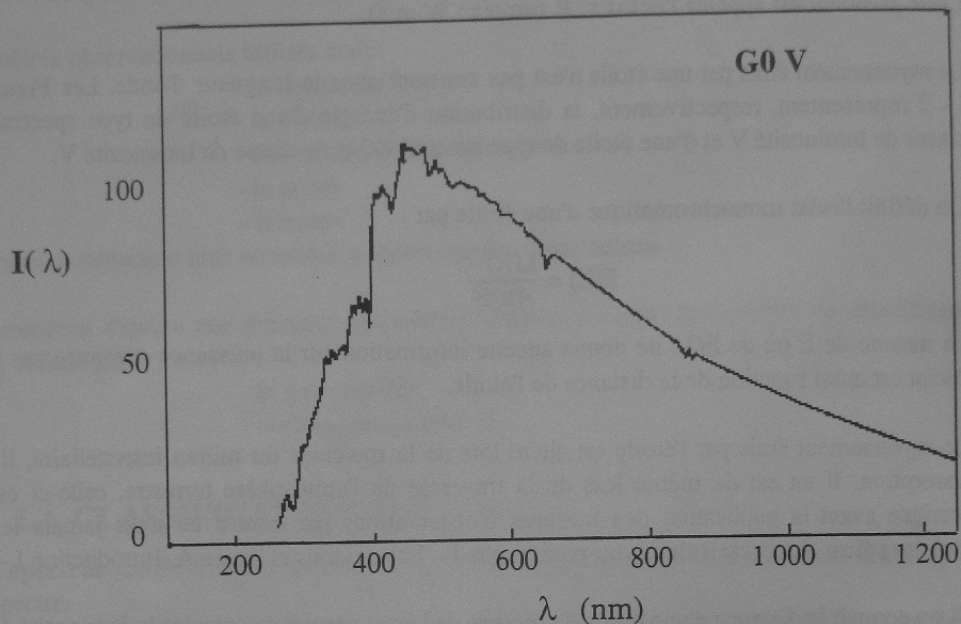


Figure I - 1 : Distribution d'énergie d'une étoile de type G0 V ; les unités en ordonnée sont arbitraires ; les unités en abscisse sont des nanomètres.

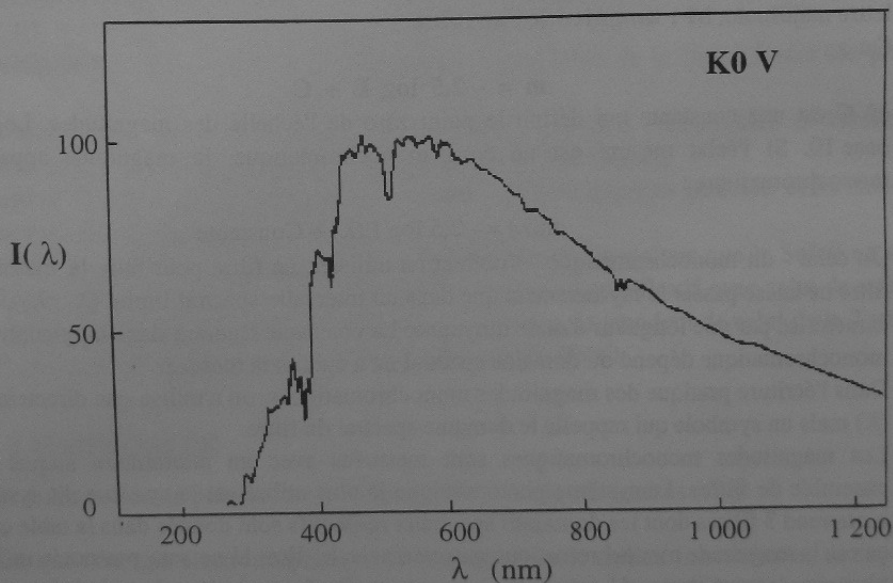


Figure I - 2 : Distribution d'énergie d'une étoile de type K0 V ; les unités en ordonnée sont arbitraires ; les unités en abscisse sont des nanomètres.

Nom du Filtre	Longueur d'onde caractéristique en Angströms
U	3650
B	4400
V	5500

Longueurs d'onde caractéristiques des 3 filtres du système U, B, V.

A la luminosité on fait correspondre la **magnitude absolue bolométrique**  $M_{bol}$  définie comme étant la **magnitude qu'aurait l'étoile si elle était située à la distance de 10 parsecs** :

$$M_{bol} = - 2,5 \log L + C$$

On peut aussi définir une magnitude absolue monochromatique :  $M(\lambda)$  à partir de la luminosité monochromatique  $L(\lambda)$  par une relation similaire :

$$M(\lambda) = - 2,5 \log L(\lambda) + \text{Constante}$$

La connaissance de la magnitude absolue bolométrique nécessite la mesure du rayonnement sur tout le domaine spectral ce qui est difficile, car il faut plusieurs instruments d'observation, chacun étant adapté à un domaine spectral : ultraviolet, visible et infrarouge; les étoiles émettent peu de rayonnement hors de ces domaines (Gamma, X et ondes radio)

Notons par  $M_V$  la magnitude absolue correspondant au domaine spectral du visible, la différence entre  $M_{bol}$  et  $M_V$  s'appelle la **correction bolométrique BC** ; cette grandeur représente l'énergie rayonnée hors du domaine visible.

$$M_{bol} = M_V - BC$$

le terme BC est positif.

La Table I - 1 <sup>page 191</sup> donne les valeurs de la correction bolométrique (cette table se trouve à la fin de l'Annexe I)

La correction bolométrique s'obtient en comparant l'énergie collectée dans le domaine visible à celle mesurée sur tout le domaine spectral des ondes radio au rayonnement gamma. Cette mesure n'étant faisable que pour un petit nombre d'étoiles on calcule théoriquement la distribution d'énergie d'une étoile à partir d'un modèle d'atmosphère permettant d'en déduire BC. Les calculs de modèles d'atmosphère sont encore sujet à des améliorations et les valeurs de BC évoluent (les modèles d'atmosphères seront introduits chapitre V -2 -1).

La Table I - 1 n'est valable que pour des étoiles ayant une composition chimique similaire à celle du Soleil : ces valeurs ne sont pas applicables aux étoiles des amas globulaires (chapitre I - 3 - 4 - partie B)

### I - 3 - LA DISTANCE

On a entre la magnitude apparente et la magnitude absolue la relation suivante :

$$m - M_{bol} = 5 \log d - 5$$

ou bien

$$m(\lambda) - M(\lambda) = 5 \log d - 5$$

La distance  $d$  est en parsecs.

$5 \log d + 10$   
 $= 5 \log d + 10$   
deux Mpc

Par exemple dans le système photométrique UBV on écrira :  $V - M_V = 5 \log d - 5$  pour des magnitudes monochromatiques correspondant au domaine spectral du filtre V.

La différence de magnitude :  $m - M$  est appelée le **module de distance**.

Cette grandeur est parfois notée par la lettre :  $\mu$ , à ne pas confondre avec le mouvement propre (voir chapitre I - 1 - 1 partie B)

Cette relation est fondamentale pour la détermination des distances des étoiles pour lesquelles la parallaxe n'a pas été mesurée.

Rappelons que la distance d'une étoile se calcule directement à partir de la mesure de sa **parallaxe**.

Soit  $\varpi$  la parallaxe d'une étoile, exprimée en seconde d'arc ("), la distance correspondante est :

$$d = \frac{1}{\varpi} \quad d \text{ exprimé en parsecs.}$$

Seules les étoiles proches ont une mesure possible de la parallaxe (sinon l'angle  $\omega$  est trop faible pour pouvoir être mesuré avec une bonne précision avec l'instrumentation actuelle. La meilleure précision sur  $\varpi$  est de 0,001", obtenue avec le satellite HIPPARCOS). Pour toutes les autres étoiles, la distance est calculée à partir de la relation entre magnitude apparente et magnitude absolue.

A partir des critères spectroscopiques exprimés en termes de classification spectrale : type spectral et classe de luminosité on peut attribuer une magnitude absolue à l'étoile, et si sa magnitude apparente a été mesurée, calculer le module de distance puis la distance de l'étoile. Pour cela on a besoin de calibrations de la magnitude absolue en fonction de la classification spectrale.

La Table I - 2 donne la valeur de la magnitude absolue correspondant à la longueur d'onde du filtre V en fonction du type spectral et de la classe de luminosité (voir à la fin de l'Annexe I).

Une telle table a été établie à partir d'un ensemble d'étoiles pour lesquelles la parallaxe avait été mesurée. La Table I - 2, tout comme la Table I - 1, n'est valable que pour les étoiles ayant une composition chimique similaire à celle du Soleil. Ces tables ne sont pas valables pour les étoiles des amas globulaires.

Pour toute analyse, rappelons qu'il est très important de **corriger la magnitude apparente des effets de l'absorption interstellaire**.

## I - 4 - LA TEMPERATURE SUPERFICIELLE

Le rayonnement d'une étoile peut être assimilé en première approximation à celui d'un Corps Noir.

La distribution spectrale du rayonnement émis par un Corps Noir ne dépend que d'un seul paramètre physique : sa température. Les lois qui caractérisent le rayonnement du Corps Noir ont été établies à la fois expérimentalement et théoriquement. Ce sont :

- la **loi de Planck** qui caractérise la distribution de la luminance spectrale d'énergie en fonction de la température et de la longueur d'onde

- la **loi de Wien** qui donne la relation entre température et longueur d'onde au maximum d'énergie rayonnée
- la **loi de Stefan** qui donne la relation entre la puissance totale rayonnée et la température.

La loi de Stefan exprime la relation entre la puissance totale rayonnée par le Corps Noir dans toutes les directions, et pour toutes les longueurs d'onde ; cette puissance ne dépend que de la température  $T$  du Corps Noir, élevée à la puissance 4 et de sa surface  $S$  :

$$L = (\sigma) S T^4 \quad \text{où} \quad \sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$$

Dans le cas d'une étoile, sphère gazeuse de rayon  $R$ , on a  $S = 4 \pi R^2$ .

La loi de Stefan permet d'évaluer le **rayon** des étoiles, à condition de connaître leur luminosité.

Il est important de bien remarquer que la loi de Stefan fait intervenir la puissance rayonnée par l'étoile dans tous les domaines de longueur d'onde, et pas seulement le rayonnement dans le domaine visible.

#### I - 4 - 1 - La température effective

La Figure I - 3 représente l'énergie rayonnée par le Soleil.

La température calculée par la loi de Wien vaut 6040 K, elle correspond au maximum du rayonnement à la longueur d'onde 480 nm sur la Figure I - 3.

On remarque sur cette Figure que la courbe du Corps Noir à 6 000 K est voisine du rayonnement solaire : cela illustre toute la différence entre le rayonnement d'une étoile et son approximation par un rayonnement de Corps Noir.

Si on utilise la loi de Stefan on trouve pour la température une valeur égale à 5820 K à partir d'une luminosité solaire de  $4 \cdot 10^{26}$  W et d'un rayon de  $7 \cdot 10^8$  m.

La différence de 200 K environ entre les deux températures ci-dessus est le résultat de l'approximation par un Corps Noir du rayonnement solaire.

Pour décrire l'atmosphère du Soleil, ou d'une étoile, avec une meilleure précision, il faut s'affranchir de ce modèle du Corps Noir.. Cependant cette approximation est extrêmement féconde et permet une première interprétation de nombreuses observations stellaires.

La température trouvée pour la surface du Soleil, en appliquant la loi de Stefan, est appelée la **température effective** : *c'est la température du Corps Noir de même surface que le Soleil ou l'étoile et qui rayonne la même quantité d'énergie.*

C'est cette grandeur que l'on cherche à calculer, pour n'importe quelle étoile, afin de caractériser la température de l'atmosphère. Cette grandeur n'est pas directement accessible, car si on arrive à calculer la luminosité d'une étoile, la parallaxe et l'éclat étant mesurés, en général la valeur du rayon n'est pas directement mesurable (voir ci-dessous le paragraphe sur les rayons).

L'application de la loi de Wien nécessite de nombreuses observations, surtout dans des domaines spectraux qui ne sont pas accessibles depuis le sol, tel l'ultraviolet. Aussi d'autres méthodes ont été développées. Nous présenterons celle qui fait appel à un indice de couleur et qui est la plus utilisée.

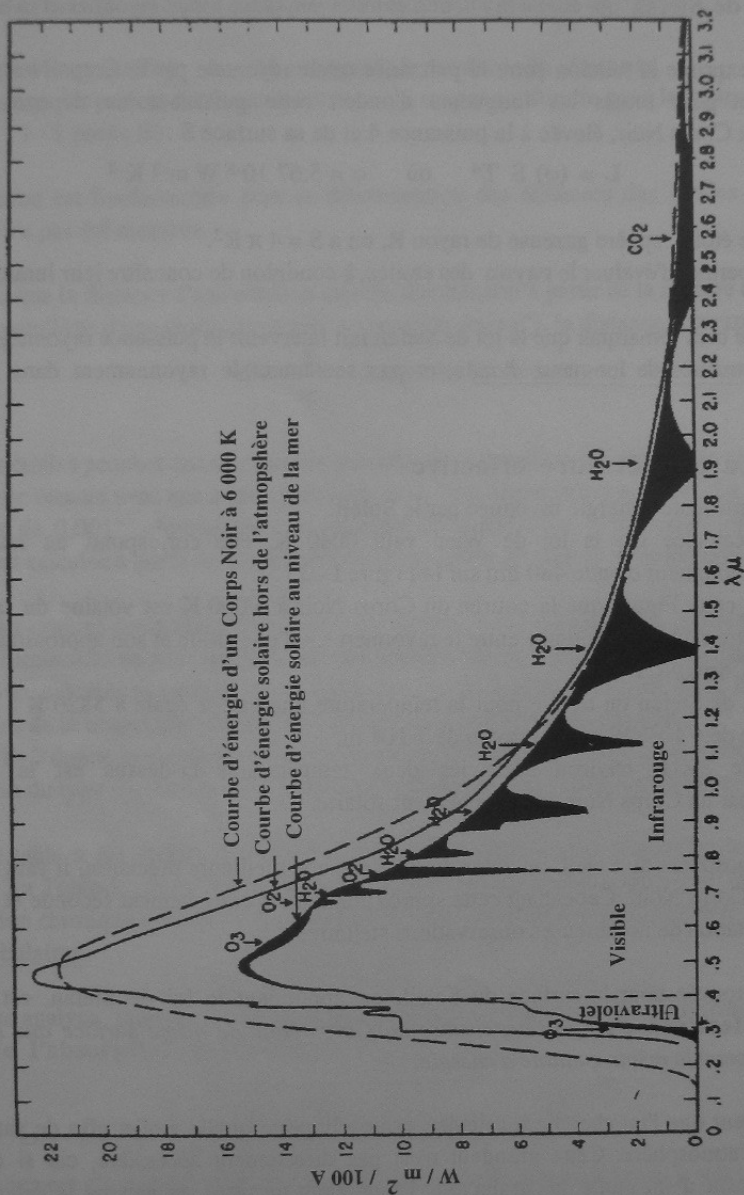


Figure 1 - 3 : L'éclat du Soleil mesuré au niveau de la mer et hors de l'atmosphère terrestre. Les principales molécules de l'atmosphère terrestre absorbant le rayonnement solaire sont indiquées. La courbe en pointillés représente la distribution d'énergie du corps noir à 6 000 K. En ordonnée figure l'énergie collectée exprimée en Watts par mètre carré de surface collectrice et par intervalle spectral de 100 Å. En abscisse, les longueurs d'onde sont en microns.

## I - 4 - 2 - Indice de couleur

Un **indice de couleur** est défini par la différence entre 2 magnitudes : par exemple U-B ou B-V.

Un indice de couleur a la propriété fondamentale d'être indépendant de la distance de l'étoile.

$$B - V = (-2,5 \log E(\lambda_B) + K_B) - (-2,5 \log (E(\lambda_V)) + K_V)$$

$$B - V = -2,5 \log \frac{L(\lambda_B)}{L(\lambda_V)} + K_B - K_V$$

$K_B$  et  $K_V$  sont les constantes associées à ces magnitudes.

Ces constantes sont telles que  $B-V = 0,0$  pour l'étoile Véga.

B-V est une mesure de la pente de la courbe qui représente la distribution d'énergie de l'étoile entre deux longueurs d'onde, celle du filtre B et celle du filtre V.

La Figure I - 4 montre le rayonnement du Corps Noir à 12 000 K et à 4 000 K. L'ordonnée est exprimée en magnitudes. En abscisse figure la longueur d'onde caractéristique des filtres B et V. L'ordonnée correspondant à ces longueurs d'onde caractéristiques, donne la valeur de la magnitude, mesurée avec chacun de ces filtres. L'indice de couleur est la différence entre les deux ordonnées.

On peut calibrer des indices de couleur en fonction de la température effective.

Cette calibration se fait, à partir d'un ensemble d'étoiles pour lesquelles on a mesuré la luminosité, connaissant la parallaxe, ainsi que le rayon à partir de mesures interférométriques (voir paragraphe suivant); pour chaque étoile, on peut calculer la température effective par la loi de Stefan puis établir la relation entre l'indice de couleur observé pour chacune de ces étoiles et leur température effective.

On a ainsi une *calibration*, empirique, entre la valeur de l'indice de couleur et la température effective.

En toute rigueur la distribution d'énergie d'une étoile ayant une température effective de 10 000 K ne sera pas la même pour une étoile naine ou une étoile géante. Ainsi la relation de calibration : indice de couleur en fonction de la température effective est subdivisée par classe de luminosité.

L'indice de couleur le plus couramment utilisé est **B-V**.

La Table I - 3 donne la relation entre B-V, la température effective pour trois classes de luminosité (cette Table se trouve à la fin de l'Annexe I). Les types spectraux correspondants sont aussi notés dans cette table.

A partir de la mesure de B-V on peut donc déterminer la température effective de l'étoile.

Il ne faudra cependant pas oublier de corriger ces magnitudes de l'extinction interstellaire : la température calculée à partir d'indices non corrigés serait fautive, elle serait trop froide.

La calibration donnée Table I - 3 n'est valable que pour les étoiles ayant une composition chimique similaire au Soleil. Pour les étoiles appartenant par exemple aux amas globulaires ou bien pour les étoiles sous-naines (voir Chapitre I partie B) une telle calibration n'est pas applicable.

Ces étoiles ont une composition chimique différente de celle du Soleil, (voir chapitre V - 3 - 4 partie B), ce qui entraîne une distribution d'énergie différente; ainsi pour une même température effective que celle du Soleil, l'indice B-V aura une valeur différente.

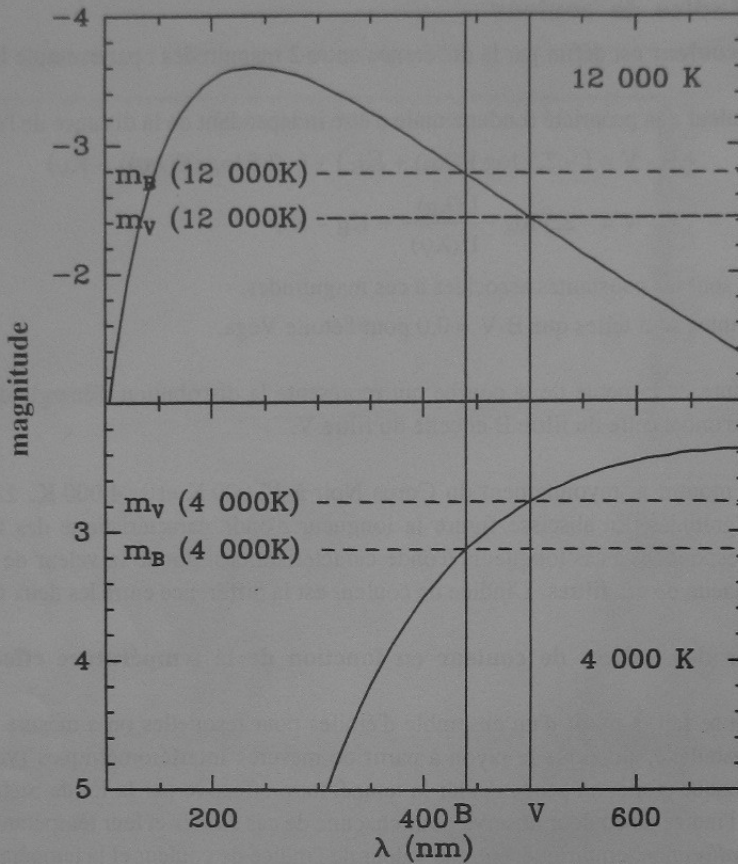


Figure I - 4 : Distribution d'énergie pour deux corps noirs de température 12 000 K et 4 000 K  
 Les filtres B (440 nm) et V (500 nm) sont représentés par leur longueur d'onde caractéristique.  
 On remarque que que B-V est négatif pour 12 000 K et positif pour 4 000 K.

La calibration de B-V en température ne peut pas se faire, pour ces étoiles particulières, à partir des observations; on a recours à des modèles théoriques de rayonnement stellaire, (voir chapitre V - 2 - 1 partie B), modèles calculés en tenant compte de la composition chimique spécifique.

## I - 5 - LE RAYON

### I - 5 - 1 - Mesure directe des rayons

La mesure directe du rayon R d'une étoile se fait à partir de son diamètre angulaire (Figure I - 5).

Si  $\theta$  est l'angle sous lequel l'étoile est vue depuis la Terre et si d est sa distance :

$$\text{tang } \frac{\theta}{2} = \frac{R}{d}$$

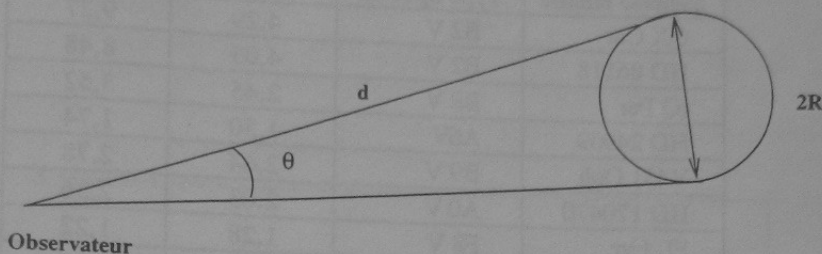


Figure I - 5 : Diamètre angulaire.

l'angle  $\theta$  étant très petit on a :  $\frac{\theta}{2} = \frac{R}{d}$  avec  $\theta$  exprimé en radians.

L'angle  $\theta$  s'appelle le **diamètre angulaire** de l'étoile ; pour le Soleil cet angle vaut  $0,5^\circ$ .

Pour les autres étoiles aucune mesure directe n'est possible, les étoiles sont trop éloignées pour pouvoir être résolues par les télescopes classiques. C'est seulement par l'interférométrie que l'on peut mesurer les diamètres de quelques étoiles proches de grands rayons.

Etoile	Classification spectrale	$\theta$ en seconde d'arc (")
HD 34085	B8 Ia	$2,55 \cdot 10^{-3}$
HD 44478	M3 III	$13,65 \cdot 10^{-3}$
HD 48915	A1 V	$5,89 \cdot 10^{-3}$
HD 54605	F8 Ia	$3,60 \cdot 10^{-3}$
HD 87901	B7 V	$1,37 \cdot 10^{-3}$
HD 106625	B8 III	$0,75 \cdot 10^{-3}$
HD 139663	K4 III	$2,5 \cdot 10^{-3}$
HD 149757	O9,5 V	$0,51 \cdot 10^{-3}$

Diamètres angulaires de quelques étoiles, mesurés par interférométrie.

Certains systèmes d'étoiles **binaires à éclipses**, pour lesquels le spectre de chacune des composantes est observé, ont permis la détermination de la valeur des rayons de chaque étoile à partir de l'observation de la variation de l'éclat et de la variation des vitesses radiales en fonction du mouvement orbital du système.

La table ci-après donne la valeur des rayons pour quelques un de ces systèmes ainsi que les masses. Ces mêmes étoiles binaires à éclipses permettent également une détermination directe des masses des étoiles par l'analyse des caractéristiques de leur mouvement orbital et l'application des lois de Képler.

Système binaire	Type Spectral	R / R <sub>☉</sub>	M / M <sub>☉</sub>
QX Car	B2 V	4,29	9,27
HD 86118	B2 V	4,05	8,48
IQ Per	B8 V	2,45	3,52
HD 24909	A6V	1,50	1,74
V451 Oph	B9 V	2,64	2,78
HD 170470	A0 V	2,03	2,36
FL Lyr	F8 V	1,28	1,22
HD 179890	G8 V	0,96	0,96
EW Ori	G0 V	1,14	1,19
HD 287727	G5 V	1,14	1,16

Valeurs des rayons et des masses pour des étoiles appartenant à des systèmes binaires à éclipse. Les rayons et les masses sont exprimés, respectivement en unité de rayon et en unité de masse solaire.

### I - 5 - 2 - Mesure indirecte des rayons

L'application de la loi de Stefan permet la détermination indirecte des rayons des étoiles, ce qui nécessite au préalable la connaissance de leur luminosité et de leur température effective.

### I - 6 - LE DIAGRAMME HR

Les différents paramètres présentés précédemment ne sont pas indépendants comme on peut le voir dans le diagramme HR où l'on représente la magnitude absolue en fonction du type spectral.

Ce diagramme fut construit pour la première fois dans les années 1910, indépendamment par l'astronome danois Ejnar Hertzsprung et l'astronome américain Henri Russell, d'où le nom donné à cette représentation : **diagramme Hertzsprung-Russell**, en abrégé **HR**.

La Figure I - 6 montre un tel diagramme obtenu pour un échantillon d'étoiles aux distances connues. En ordonnée, la magnitude absolue  $M_V$  a été déduite de la mesure de la magnitude apparente  $V$  et de la distance. En abscisse figure le type spectral.

Les étoiles se concentrent en différentes régions du diagramme. La plupart des étoiles sont regroupées dans la zone appelée **série principale** : ce sont les étoiles ayant une **classe de luminosité V**.

La région des **géantes** est constituée d'étoiles de **classe de luminosité III**, quant aux étoiles les plus lumineuses qui constituent la région des **super-géantes**, elle comprend les étoiles de **classe de luminosité I**. Entre les géantes et les naines, se trouvent les étoiles de classe IV, appelées sous-géantes.

Les étoiles très peu lumineuses sont les **naines blanches**.

Ce diagramme met en évidence la relation qui existe entre la luminosité et la température de la surface de l'atmosphère puisque le type spectral est l'expression qualitative de ce paramètre.

Ce diagramme est aussi tracé en portant en abscisse, soit la température effective, soit l'indice de couleur.

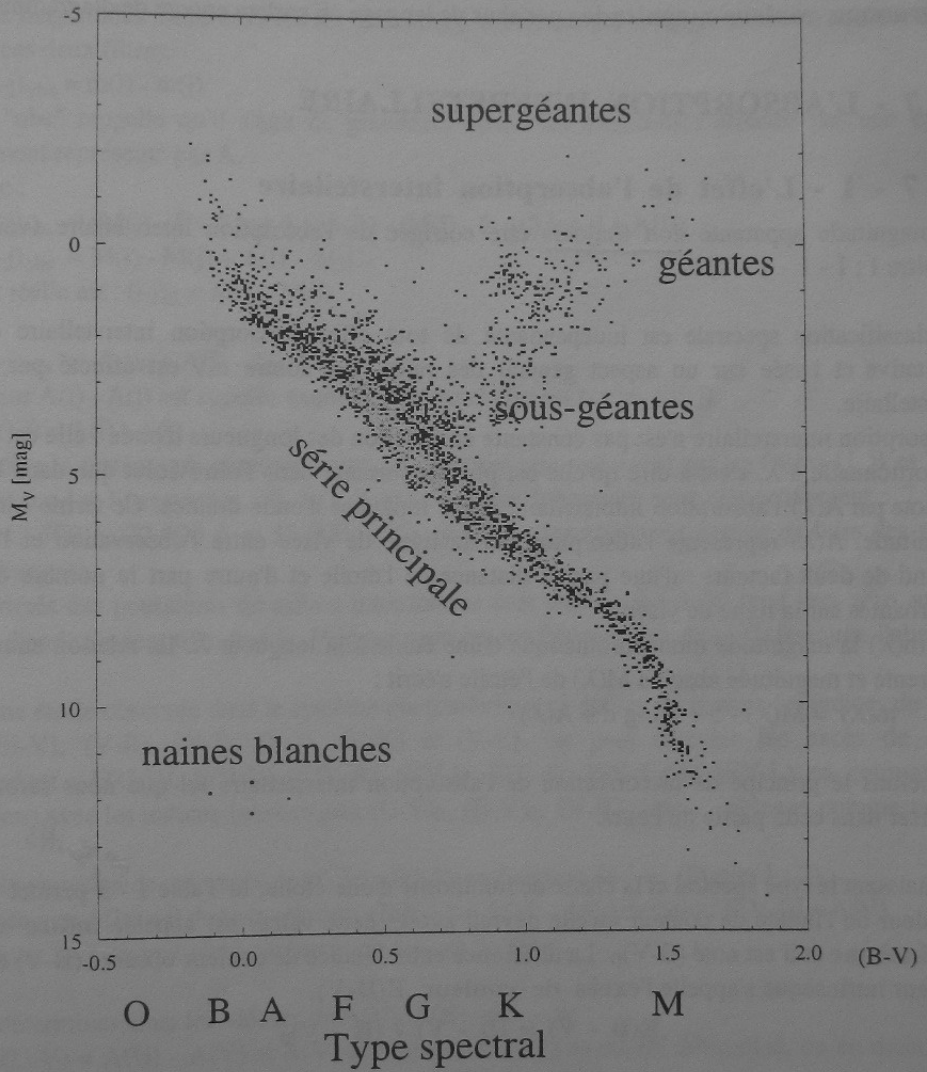


Figure I - 6 : Diagramme Hertzsprung-Russell : relation entre le type spectral (ou l'indice de couleur B-V) et la magnitude absolue visuelle.

Ce diagramme est obtenu à partir des mesures du satellite HIPPARCOS.

En ordonnée on utilise aussi la magnitude absolue bolométrique au lieu de la magnitude absolue dans le visible  $M_V$ .

Nous utiliserons dans ce cours, indifféremment l'une ou l'autre représentation du diagramme HR.

Dans l'étude des amas d'étoiles on sera amené à représenter le diagramme HR de l'amas sous la forme : la magnitude apparente  $V$  en fonction de l'indice de couleur  $B-V$ . Dans ce cas on parle de **diagramme couleur-magnitude** ; par abus de langage on parlera encore de diagramme HR.

## I - 7 - L'ABSORPTION INTERSTELLAIRE

### I - 7 - 1 - L'effet de l'absorption interstellaire

Le magnitude apparente doit toujours être corrigée de l'absorption interstellaire (voir partie A, chapitre I ; I - 1 - 1 - 4).

La classification spectrale est indépendante de tout effet d'absorption interstellaire car elle est qualitative et basée sur un aspect général des raies. Par contre  $m_V$  est affecté par l'absorption interstellaire.

L'absorption interstellaire n'est pas constante en fonction des longueurs d'onde : elle est inversement proportionnelle à  $\lambda$ , c'est-à-dire qu'elle est plus importante dans l'ultraviolet que dans l'infrarouge. On note par  $A(\lambda)$  l'absorption interstellaire à une longueur d'onde donnée. Ce terme est exprimé en magnitude.  $A(\lambda)$  représente l'absorption sur la ligne de visée entre l'observation et l'étoile.  $A(\lambda)$  dépend de deux facteurs : d'une part la distance de l'étoile et d'autre part le nombre de particules absorbantes sur la ligne de visée.

Soit  $m(\lambda)$  la magnitude monochromatique d'une étoile à la longueur  $\lambda$ . La relation entre magnitude apparente et magnitude absolue  $M(\lambda)$  de l'étoile s'écrit :

$$m(\lambda) = M(\lambda) - 5 + 5 \log d + A(\lambda)$$

Rappelons le principe de la correction de l'absorption interstellaire tel que nous serons amenés à l'utiliser dans cette partie du cours.

Connaissant le type spectral et la classe de luminosité d'une étoile, la Table I - 3 permet de connaître la valeur de l'indice de couleur qu'elle devrait avoir : cette valeur est appelée **indice de couleur intrinsèque** et il est noté  $(B-V)_0$ . La différence entre l'indice de couleur observé  $(B-V)$  et l'indice de couleur intrinsèque s'appelle l'**excès de couleur  $E(B-V)$** .

$$E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0$$

Dans le système photométrique UBV, la magnitude apparente  $m_V = V$ , est affectée par l'absorption interstellaire d'une quantité notée  $A_V$ . On a la relation :

$$A_V = 3,1 E(B - V)$$

$$(m_V)_{\text{corr}} = (m_V)_{\text{obs}} - A_V \quad \text{soit} \quad (V)_{\text{corr}} = (V)_{\text{obs}} - A_V$$

$(m_V)_{\text{corr}}$  est la magnitude apparente corrigée de l'absorption interstellaire et  $(m_V)_{\text{obs}}$  la grandeur mesurée. Cette relation a été établie empiriquement à partir d'un grand nombre d'observations.

A la place du terme absorption interstellaire, on utilise fréquemment le terme de **rougissement interstellaire**, car la distribution d'énergie est modifiée, de telle sorte que le maximum est déplacé vers les plus grandes longueurs d'onde.

### I - 7 - 2 - Mesure de l'absorption interstellaire $A(\lambda)$

On désigne par  $m(i)$  la magnitude apparente mesurée avec le filtre "i" qui est caractérisé par la longueur d'onde  $\lambda_i$ , longueur d'onde moyenne de l'intervalle spectral couvert par le filtre. Soit  $m(i)$  et  $m(j)$  les magnitudes mesurées avec les filtres i et j. On notera par  $(i-j)_{\text{obs}}$  l'indice de couleur défini à partir de ces deux filtres.

$$(i-j)_{\text{obs}} = m(i) - m(j)$$

L'indice "obs" rappelle qu'il s'agit de grandeurs observées c'est-à-dire affectée par un éventuel rougissement représenté par A.

On a donc :

$$(i-j)_{\text{obs}} = (M(i) - 5 + 5 \log d + A(i)) - (M(j) - 5 + 5 \log d + A(j))$$

$$(i-j)_{\text{obs}} = M(i) - M(j) + A(i) - A(j)$$

La valeur réelle est :  $(i-j)_0 = M(i) - M(j)$

D'où :

$$(i-j)_{\text{obs}} = (i-j)_0 + A(i) - A(j)$$

La grandeur  $A(i) - A(j)$  est appelée excès de couleur et elle est notée :  $E(i-j)$ .

$$E(i-j) = A(i) - A(j)$$

On considère le système photométrique qui est constitué non seulement par les filtres U, B et V mais également par les filtres notés : R, I, J, K et L dont les longueurs sont respectivement : 7 000 Å, 8 000 Å, 12 500 Å, 22 000 Å et 35 000 Å. Ce système photométrique permet de faire des mesures dans l'infrarouge.

Les propriétés des poussières du milieu interstellaire sont telles que :  $A(\lambda)$  tend vers zéro quand la longueur d'onde devient très grande. Pratiquement on considérera que dans l'infrarouge l'absorption est nulle.

Si pour une étoile observée dans le système photométrique ci-dessus on mesure les indices de couleur (U-V), (B-V), (V-R), (V-I), (V-J), (V-K) et (V-L), on peut calculer les excès de couleur correspondant :  $E(U-V)$ ,  $E(B-V)$ ,  $E(V-R)$ ,  $E(V-I)$ ,  $E(V-J)$ ,  $E(V-K)$  et  $E(V-L)$  en comparant les observations avec les indices intrinsèques  $(U-V)_0$ ,  $(B-V)_0$ ,  $(V-R)_0$ , etc ... obtenus comme pour  $(B-V)_0$ .

On trace la variation de ces excès de couleur  $E(i-V)$  en fonction de  $1/\lambda_i$  (Figure I - 7).

On suppose que  $A(L) = 0$  donc la relation :  $E(V-L) = A(V) - A(L)$  devient :  $E(V-L) = A(V)$ .

Sur la Figure I - 7 on voit ainsi comment on mesure  $A(V)$ .

On peut déterminer ainsi les valeurs de  $A(U)$ ,  $A(B)$ , etc ... car :

$E(U-V) = A(U) - A(V)$  si  $A(V)$  est connu,  $E(U-V)$  ayant été déterminé, on en déduit  $A(U)$  etc ...

L'analyse d'un grand nombre d'étoiles a permis de montrer que le rapport de  $A(V)$  à  $E(B-V)$  est proportionnel :

$$R = A(V) / E(B-V) \text{ et que } R = 3,1 \text{ en moyenne dans le milieu interstellaire.}$$

Cette valeur résultant d'observation fluctue selon les mesures et la région de la Galaxie explorée.

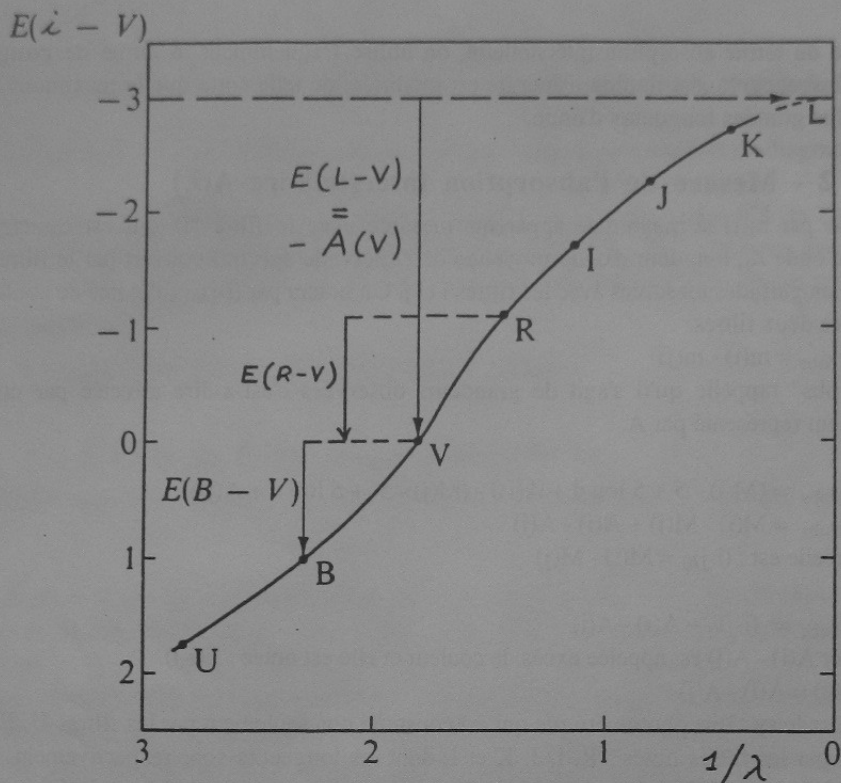


Figure I - 7 : Détermination de l'absorption interstellaire  $A(\lambda)$

### I - 7 - 3 - L'excès de couleur $E(B-V)$

On a vu ci-dessus comment la grandeur  $E(B-V)$  pouvait être calculé si on avait des tables de valeurs intrinsèques de  $(B-V)$  en fonction du type spectral et de la classe de luminosité. Cette détermination suppose que l'on ait également une classification spectrale pour l'étoile.

Si on a mesuré distribution d'énergie de l'étoile (Figure I - 1) celle-ci est caractéristique du type spectral et de la classe de luminosité de l'étoile. On définit des distributions d'énergie, de référence, à partir de l'observation des étoiles très proches du Soleil, donc non rougies. Si la distribution d'énergie d'une étoile quelconque est comparée à ces courbes de référence, on en déduit la valeur de  $E(B-V)$ .

Cette méthode très générale n'est applicable que si on a des distributions d'énergie de référence. Celles-ci, dans le cas où étudié des étoiles dont la composition chimique est différente de celle du Soleil, sont créés à partir de modèle théorique d'atmosphère stellaire. Leur validité est donc liée à celle du modèle.

La détermination de l'absorption interstellaire pour un grand nombre d'étoiles dont la composition chimique est similaire à celle du Soleil a permis d'établir des cartes de l'absorption interstellaire dans la Galaxie en fonction de la direction d'observation et de la distance. Ces cartes peuvent être utilisées pour calculer  $E(B-V)$  d'une étoile quelconque à partir d'une estimation de sa distance.

## I - 8 - TABLES

Les valeurs données dans les tables I - 1, I - 2 et I - 3 sont valables pour des étoiles de Population I, c'est-à-dire ayant une composition chimique similaire à celle du Soleil.

Table I - 1 : Valeurs de la correction bolométrique BC, en fonction du type spectral, pour les étoiles naines et les étoiles supergéantes.

Sp	BC (naines)	BC (supergéantes)
O5	4,40	3,87
O7	3,68	3,48
O9	3,33	3,18
B0	3,16	2,49
B2	2,35	1,58
B5	1,46	0,95
B7	1,02	0,78
B9	0,51	0,52
A0	0,30	0,41
A2	0,20	0,28
A5	0,15	0,13
A7	0,12	0,06
F0	0,09	0,01
F2	0,11	0,00
F5	0,14	0,03
F8	0,16	0,09
G0	0,18	0,15
G5	0,21	0,33
K0	0,31	0,50
K2	0,42	0,61
K5	0,72	1,01
K7	1,01	1,20
M0	1,38	1,29
M2	1,89	1,62
M5	2,73	3,47

Table I - 2 : Valeurs de la magnitude absolue  $M_V$  en fonction du type spectral et de la classe de luminosité.

Sp	Magnitude Absolue Visuelle $M_V$													
	V	IV	III	II	Ib	Iab	Ia	V	IV	III	II	Ib	Iab	Ia
O 3	-6,0						-6,8							
O 4	-5,9	-6,1	-6,5				-6,8							
O 5	-5,7	-6,0	-6,3				-6,8							
O 6	-5,5	-5,8	-6,1			-6,5	-6,8							
O 7	-5,2	-5,5	-5,9	-6,0	-6,3	-6,5	-6,8							
O 8	-4,9	-5,4	-5,8	-6,0	-6,2	-6,5	-6,8							
O 9	-4,5	-5,2	-5,6	-5,9	-6,2	-6,5	-6,8							
B 0	-4,0	-4,7	-5,1	-5,7	-6,1	-6,4	-6,9							
B 1	-3,2	-3,8	-4,4	-5,4	-5,8	-6,4	-6,9							
B 2	-2,45	-3,1	-3,9	-4,8	-5,7	-6,4	-6,9							
B 3	-1,6	-2,4	-3,0	-4,5	-5,5	-6,3	-7,0							
B 5	-1,2	-1,7	-2,2	-4,0	-5,4	-6,2	-7,0							
B 7	-0,6	-1,1	-1,5	-3,5	-5,3	-6,2	-7,1							
B 8	-0,25	-0,7	-1,2	-3,1	-5,2	-6,2	-7,1							
B 9	+0,2	-0,2	-0,6		-5,2	-6,2	-7,1							
A 0	+0,65	+0,3	+0,0	-3,0	-5,2	-6,3	-7,1							
A 1	+1,0	+0,7	+0,2	-3,0	-5,2	-6,4	-7,2							
A 2	+1,3	+1,0	+0,3	-2,9	-5,2	-6,5	-7,2							
A 3	+1,5	+1,2	+0,5	-2,8	-5,2	-6,5	-7,2							
A 5	+1,95	+1,3	+0,7	-2,8	-5,1	-6,6	-7,4							
A 7	+2,2	+1,7	+1,1	-2,7	-5,1	-6,6	-7,7							
A 8	+2,4	+2,0	+1,2	-2,6	-5,1	-6,6	-7,8							
F 0	+2,7	+2,2	+1,5	-2,5	-5,1	-6,6	-8,0							
F 2	+3,2	+2,4	+1,7	-2,4	-5,1	-6,6	-8,0							
F 5	+3,5	+2,5	+1,6	-2,3	-5,1	-6,6	-8,0							
F 8	+4,0	+2,8		-2,3	-5,1	-6,5	-8,0							
G 0	+4,4	+3,0	+1,0	-2,3	-5,0	-6,4	-8,0							
G 2	+4,7	+3,0	+0,9	-2,3	-5,0	-6,3	-8,0							
G 5	+5,1	+3,1	+0,9	-2,3	-4,6	-6,2	-7,9							
G 8	+5,5	+3,1	+0,8	-2,3	-4,4	-6,1	-7,8							
K 0	+5,9	+3,1	+0,7	-2,3	-4,3	-6,0	-7,7							
K 1	+6,15	+3,1	+0,6	-2,3	-4,3	-6,0	-7,6							
K 2	+6,4		+0,5	-2,3	-4,3	-5,9	-7,6							
K 3	+6,65		+0,3	-2,3	-4,3	-5,9	-7,5							
K 4	+7,0		+0,0	-2,3	-4,3	-5,8	-7,5							
K 5	+7,35		-0,2	-2,3	-4,4	-5,8	-7,5							
K 7	+8,1		-0,3	-2,3	-4,4	-5,7	-7,4							
M 0	+8,8		-0,4	-2,5	-4,5	-5,6	-7,0							
M 1	+9,3		-0,5	-2,5	-4,6	-5,6	-7,0							
M 2	+9,9		-0,6	-2,6	-4,7	-5,6	-6,9							
M 3	+10,4		-0,6	-2,6	-4,8	-5,6	-6,9							
M 4	+11,3		-0,5	-2,6	-4,8	-5,6	-6,8							
M 5	+12,3		-0,3	-2,6	-4,8	-5,6	-6,8							

Table I - 3 : Relation entre le type spectral, la température effective et  $(B-V)_0$  pour les étoiles naines et géantes. Pour les supergéantes, seule une valeur moyenne de  $T_{eff}$  est donnée.

		V		III		I	
Sp	$T_{eff}$	$(B-V)_0$	$T_{eff}$	$(B-V)_0$	$T_{eff}$	$(B-V)_0$	$T_{eff}$
O 5	44 500	-0,33	42 500	-0,32	40 300	+0,30	7 700
O 6	41 000	-0,33	39 500	-0,32	39 000	+0,35	7 350
O 7	38 000	-0,32	37 000	-0,32	35 700	+0,43	6 900
O 8	35 800	-0,32	34 700	-0,31	34 200	+0,54	6 100
O 9	33 000	-0,31	32 000	-0,31	32 600		
B 0	30 000	-0,30	29 000	-0,295	26 000	+0,65	5 550
B 1	25 400	-0,265	24 000	-0,265	20 800	+0,77	5 200
B 2	22 000	-0,24	20 300	-0,24	18 500	+0,86	4 850
B 3	18 700	-0,205	17 100	-0,205	16 200	+0,94	4 600
B 5	15 400	-0,17	15 000	-0,17	13 600		
B 6	14 000	-0,15	14 100	-0,15	13 000	+1,00	4 420
B 7	13 000	-0,135	13 200	-0,13	12 200	+1,07	4 330
B 8	11 900	-0,11	12 400	-0,11	11 200	+1,16	4 250
B 9	10 500	-0,075	11 000	-0,075	10 300	+1,27	4 080
A 0	9 520	-0,02	10 100	-0,03	9 730	+1,38	3 950
A 1	9 230	+0,01	9 480	+0,01	9 230	+1,50	3 850
A 2	8 970	+0,05	9 000	+0,05	9 080	+1,53	3 700
A 3	8 720	+0,08	8 600	+0,08	8 770		
A 5	8 200	+0,15	8 100	+0,15	8 510	+1,56	3 650
A 7	7 850	+0,20	7 650	+0,22	8 150	+1,58	3 550
A 8	7 580	+0,25	7 450	+0,25	7 950	+1,60	3 450
M 0	3 850	+1,40	3 800	+1,40	3 650	+1,61	3 200
M 1	3 720	+1,46	3 720	+1,46	3 550	+1,62	2 980
M 2	3 580	+1,49	3 620	+1,49	3 450	+1,63	2 800
M 3	3 470	+1,51	3 530	+1,51	3 200	+1,63	2 800
M 4	3 370	+1,54	3 430	+1,54	3 200	+1,63	2 800
M 5	3 240	+1,61	3 330	+1,61	3 200	+1,63	2 800
M 6	3 050	+1,73	3 240	+1,73	2 600	+1,63	2 800



## ANNEXE II

### PARAMETRES, CONSTANTES ET UNITES

## 1 : PARAMETRES ASTRONOMIQUES

Unité astronomique :	$1 \text{ ua} = 1,496 \cdot 10^{11} \text{ m}$
Parsec	$1 \text{ pc} = 206 \, 265 \text{ ua}$ $= 3,262 \text{ al}$ $= 3,086 \cdot 10^{16} \text{ m}$
Année de lumière :	$1 \text{ al} = 6,324 \cdot 10^4 \text{ ua}$ $= 9,460 \cdot 10^{15} \text{ m}$
Année sidérale :	$= 365,256 \text{ jours solaires moyens}$ $= 3,156 \cdot 10^7 \text{ s}$
Masse de la Terre :	$= 5,977 \cdot 10^{24} \text{ kg}$
Rayon équatorial de la Terre :	$= 6,378 \cdot 10^6 \text{ m}$
Vitesse orbitale de la Terre :	$= 3,0 \cdot 10^4 \text{ m s}^{-1}$
Masse du Soleil :	$M_{\odot} = 1,989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Rayon du Soleil :	$R_{\odot} = 6,960 \cdot 10^8 \text{ m}$
Luminosité du Soleil :	$L_{\odot} = 3,826 \cdot 10^{26} \text{ W}$
Masse de la Lune :	$M_{\text{D}} = 7,3 \cdot 10^{22} \text{ kg}$
Rayon de la Lune :	$R_{\text{D}} = 1,738 \cdot 10^6 \text{ m}$
Masse de la Galaxie :	$3,4 \cdot 10^{11} M_{\odot}$

## 2 : CONSTANTES PHYSIQUES

Vitesse de la lumière :	$c = 2,997 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Constante de la gravitation :	$G = 6,670 \cdot 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$
Constante de Planck :	$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
Constante de Boltzmann :	$k = 1,380 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Constante de Rydberg :	$R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$
Constante de Stefan-Boltzmann :	$\sigma = 5,669 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
Loi de Wien :	$\lambda_{\text{m}} T = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m K}$
Masse de l'atome d'hydrogène :	$m_{\text{H}} = 1,673 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Masse de l'électron :	$m_{\text{e}} = 9,110 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Charge de l'électron :	$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Electron-volt :	$1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
Nombre d'Avogadro :	$N_{\text{A}} = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Rayon de Bohr :	$a_0 = 5,291 \cdot 10^{-11} \text{ m}$
Constante des gaz parfaits :	$R = 8,314 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}$

## Références

Les figures suivantes sont reproduites à partir des publications ci-après :

- Figure I - 9 : Baade W., ApJ 100, 137 (1944), Figure 1,  
"The resolution of Messier 32, NGC 205, and the central region  
of the Andromeda Nebula"
- Figure I - 13 : Arp H.C., Melbourne W.G., AJ 64, 28 (1959), Figure 1,  
"Color-magnitude diagram for the globular cluster M22"
- Figures I - 14 et 15 : Sandage A.R., AJ 58, 61 (1953), Figure 2 et 3,  
"The color-magnitude diagram for the globular cluster M3"
- Figure I - 16 : Cayrel R., A&A Review 7, 217 (1996), Figure 1,  
"The first generation of stars"
- Figures VII - 4 et 7 : Meynet G., Mermilliod J.-C., Maeder A., A&AS 98, 477 (1993),  
Figures 1, 16 et 21, "New dating of galactic open clusters"
- Figure VII - 9 : Cayrel de Strobel G., Crifo F., Lebreton Y., ESA SP-402 (1997),  
"HIPPARCOS Venice '97", p. 688, Figure 2,  
"The impact of HIPPARCOS on the old problem of the helium  
content of the Hyades"
- Figures VII - 11 et 12 : Dorman B., ApJS 81, 221 (1992), Figures 2a et 2b,  
"Oxygen-enhanced models for globular cluster stars.  
III. Horizontal-branch sequences"
- Figure VII - 13 : Salaris M., Degl'Innocenti S., Weiss A., ApJ 479, 665 (1997),  
Figure 3, "The Age of the Oldest Globular Clusters"
- Figures VIII - 2, 3, 5, 9 : Pont F., Mayor M., Turon C., Vandenberg D.A., A&A 329, 87  
(1998), Figures 3, 4a, 5a et 7 "Hipparcos subdwarfs and  
globular cluster ages: the distance and age of M92"
- Figure VIII - 4 : Reid I.N., AJ 114, 161 (1997), Figure 5b  
"Younger and Brighter - New Distances to Globular Clusters  
Based on Hipparcos Parallax Measurements of Local Subdwarfs"
- Figure VIII - 6 : Gratton R. G., Fusi Pecci F., Carretta E., Clementini G.,  
Corsi C.E., Lattanzi M., ApJ 491, 749 (1997), Figure 8,  
"Ages of Globular Clusters from HIPPARCOS Parallaxes of Local  
Subdwarfs"
- Figure VIII - 7 : Vandenberg D.A., Bolte M., Stetson P.B., Ann. Rev A&A 34, 461  
(1996), Figure 8, "The age of galactic globular cluster system"
- Figure VIII - 9 : Grundahl F., Vandenberg D.A., Andersen M. I., ApJ 500, L179  
(1998), Figure 1, "Strömgren photometry of globular clusters: the  
distance and age of M13, evidence for two populations of  
horizontal-branch stars"



## ANNEXE III

### COMPLEMENTS MATHÉMATIQUES

### AIII - 1 - NOMBRE D'ETOILES PAR UNITE D'ANGLE SOLIDE

Supposons qu'on matérialise les lignes de visée, depuis la Terre, des étoiles ayant toutes la même magnitude absolue  $M_{\odot}$ . On notera ici, par  $N$  le nombre d'étoiles. Ces lignes de visée sont réparties, de manière homogène, dans toutes les directions de l'espace.

Imaginons une sphère transparente, centrée sur l'observateur, et matérialisons ces lignes de visée : celles-ci vont traverser cette sphère transparente ; faisons un repère sur cette sphère, là où chaque ligne de visée la traverse. On a ainsi une surface sphérique constellée de points. Comme on a supposé que la répartition des étoiles était homogène dans l'espace, les points sur la surface sphérique sont répartis de façon homogène et il y en a  $N$ .

On peut définir la densité de ces points par unité de surface de la sphère. La surface d'une sphère de rayon  $r$  vaut  $4\pi r^2$ , la densité est :

$$\frac{N}{4\pi r^2}$$

Pour rendre ces résultats indépendants du rayon de la sphère on prend, par convention,  $r = 1$ .

La densité par unité de surface vaut :  $N/4\pi$

C'est ce qu'on appelle le nombre d'étoiles par unité d'angle solide.

### AIII-2- LOGARITHMES ET EXPONENTIELLES

Le logarithme décimal (ou logarithme à base 10) de  $x$  est noté  $\log_{10} x$  ou plus sommairement  $\log x$  ; le logarithme népérien (ou à base  $e$  ;  $e = 2,7183$ ) de  $x$  est noté  $\log_e x$  ou  $\ln x$  ou plus sommairement  $\text{Log} x$ . On a les correspondances suivantes :

$y = \log x$  est équivalent à  $x = 10^y$  et  $y = \text{Log} x$  est équivalent à  $x = \exp(y) = e^y$ .

$\log 10 = 1$  ;  $\log e = 0,4343$  ;  $\text{Log} e = 1$  ;  $\text{Log} 10 = 2,3026$

La correspondance entre  $\text{Log} x$  et  $\log x$  est la suivante :

$\log x = \text{Log} x / \text{Log} 10 = \text{Log} x / 2,3026 = 0,4343 \text{Log} x$

$\text{Log} x = \log x / \log e = \log x / 0,4343 = 2,3026 \log x$ .

On donne ci-après quelques autres relations utiles concernant les logarithmes (quelle que soit leur base) :  $\log(ab) = \log a + \log b$  ;  $\log(a/b) = \log a - \log b$  ;  $\log x^n = n \log x$ .

La dérivée de la fonction  $y = \text{Log} x$  par rapport à  $x$  est égale à  $1/x$  ; il en résulte que la dérivée de la fonction  $\log x$  par rapport à  $x$  vaut :  $1/(2,3026x) = 0,4343 / x$ .

### AIII-3 - ELEMENTS DE STATISTIQUE

La dispersion d'un ensemble de  $n$  mesures  $x_i$  d'un paramètre  $p$  observé est caractérisée par l'écart-type  $\sigma$  qui mesure l'écart moyen entre les mesures individuelles de ce paramètre et sa valeur moyenne (celle-ci étant estimée comme la moyenne arithmétique des mesures individuelles) ; il s'agit bien de caractériser la dispersion des mesures par rapport à la moyenne. On utilise ci-après la notation suivante :  $\sum f(x_i)$ , pour indiquer qu'il s'agit de la somme de tous les éléments  $f(x_i)$  pour  $i$  allant de 1 à  $n$ , soit encore :  $\sum f(x_i) = f(x_1) + f(x_2) + \dots + f(x_n)$ .

L'estimation de la valeur du paramètre observé est donnée statistiquement par la valeur moyenne des mesures :  $\langle x \rangle = \sum (x_i) / n$ .

La dispersion de ces mesures est caractérisée par l'écart-type  $\sigma$  qui est estimé, par la relation statistique suivante :  $\sigma^2 = \sum (x_i - \langle x \rangle)^2 / (n-1)$ , d'où  $\sigma$  en prenant la racine carrée :  $\sigma = (\sigma^2)^{1/2}$ . La quantité  $\sigma^2$  porte le nom de variance.

L'erreur moyenne  $\Delta p$  sur la valeur du paramètre observé est donnée statistiquement par la relation :  $\Delta p = \sigma / (n-1)^{1/2}$ .

Au total : l'estimation du paramètre observé  $p$  est donnée par :  $\langle x \rangle \pm \Delta p$ .

### AIII-4- CALCULS D'ERREUR ET INCERTITUDES

#### AIII-4-1- Utilisation des dérivées

Dans le cas où un paramètre  $y$  s'exprime en fonction d'un paramètre observé  $x$  par une relation :  $y = f(x)$  et si  $x$  est affecté d'une incertitude  $\Delta x$ , on déduit en pratique l'incertitude correspondante  $\Delta y$  sur  $y$  en admettant que les variations  $\Delta x$  et  $\Delta y$  sont assez petites pour assimiler la variation de  $y$  en fonction de  $x$ , sur l'intervalle  $\Delta x$ , à celle donnée par la dérivée  $y' = dy/dx$  de  $y$  par rapport à  $x$  ; soit :

$$\Delta y = (dy/dx) \Delta x.$$

Les propriétés des dérivées conduisent à l'expression suivante pour  $\Delta y$ , dans le cas où  $y = a/b$  ou  $y = a \cdot b$  avec des incertitudes  $\Delta a$  et  $\Delta b$  sur  $a$  et  $b$  respectivement :

$$\Delta y/y = \Delta a/a + \Delta b/b$$

Soit par exemple, le cas où l'on détermine la distance  $d$  à partir de la mesure de la magnitude apparente  $m$  (déterminée avec une incertitude  $\Delta m$ ), pour des astres de magnitude absolue connue  $M$  (supposée ici connue sans erreur). On utilise la relation :  $m = M + 5 \log d + 25$  (avec  $d$  exprimé en Mpc). On en déduit :  $\Delta m = 5 \Delta(\log d)$  et  $\Delta(\log d)$  s'obtient en multipliant la dérivée de  $\log d$  par rapport à  $d$ , par  $\Delta d$  selon le procédé indiqué ci-dessus. D'après l'annexe AIII-2, la dérivée de  $\log d$  est égale à  $0,4343/d$  d'où la relation donnant l'incertitude  $\Delta d$  sur la détermination de la distance  $d$  à partir de l'incertitude  $\Delta m$  sur la mesure de  $m$  :  $\Delta d = d \Delta m / (5 \times 0,4343) = 0,4605 d \Delta m$ .

#### AIII-4-2- Composition quadratique des erreurs

Quand un paramètre  $p$  s'obtient à partir de la somme de plusieurs quantités observées et affectées chacune d'une certaine incertitude, on estime l'incertitude sur  $p$  en ajoutant quadratiquement les

incertitudes individuelles, c'est-à-dire que l'on ajoute les carrés des incertitudes et que l'on adopte comme estimateur  $\Delta p$  la racine carrée de cette somme. Par exemple, si  $p = a + b + c$  où les quantités  $a, b, c$  sont connues avec des incertitudes respectivement égales à  $\Delta a, \Delta b, \Delta c$ , on écrit :

$$(\Delta p)^2 = (\Delta a)^2 + (\Delta b)^2 + (\Delta c)^2 \text{ et on calcule } \Delta p \text{ à partir des valeurs connues } \Delta a, \Delta b, \Delta c.$$

#### AIII-4-3 Dispersion observée, dispersion intrinsèque

Soit un ensemble de  $n$  mesures des paramètres  $y_i$  et  $x_i$  d'un astre (par exemple la magnitude absolue moyenne d'une céphéide pour  $y$  et le logarithme de sa période pour  $x$ ) qui obéissent à une relation (régression linéaire) de la forme  $y = ax + b$ . La représentation graphique de  $y$  en fonction de  $x$  est une droite et les  $n$  points d'observation de coordonnées  $(x_i, y_i)$  sont répartis autour de cette droite avec une dispersion en ordonnée caractérisée par la moyenne des écarts des points d'abscisse  $x_i$  au point de la droite de même abscisse. On détermine ainsi ce que l'on appelle "la dispersion observée" en calculant la variance :  $(\sigma_{\text{obs}})^2 = \sum (y_i - ax_i - b)^2 / (n-1)$  ; d'où l'écart-type  $\sigma_{\text{obs}}$  caractérisant cette dispersion observée. Si la relation théorique  $y = ax + b$  était rigoureusement vérifiée avec les deux paramètres  $y$  et  $x$ , la dispersion des points observés autour de la droite devrait traduire uniquement les incertitudes sur la détermination de  $y_i$  et on devrait avoir égalité entre  $\sigma_{\text{obs}}$  et  $\sigma_y$  (où  $\sigma_y$  caractérise l'incertitude sur  $y_i$ ).

En fait, la réalité est en général plus complexe et  $\sigma_{\text{obs}}$  inclut d'autres facteurs que les seules incertitudes de mesure ; en particulier le fait que la relation n'est pas strictement linéaire avec les deux seuls paramètres  $x$  et  $y$  implique une dispersion dite "dispersion intrinsèque" de la relation qui s'ajoute aux contributions dues aux incertitudes sur les mesures.

# INDEX

longueur de mélange = p 92

**abondance :**

I-3-4 p.22 ; I-5 p.28 ;  
II-3-1 p.40 ;  
III-3-1 p.60 ; III-8 p.69 ;  
V-2-1 p.93 ; V-2-2 p.95 ; V-2-2 p.96 ; V-2-2-1 p.96 ; V-2-2-2 p.96 ; V-2-2-2 p.97 ; V-2-2-3 p.97 ;  
V-3 p.97 ; V-3-1 p.98 ; V-3-3 p.100 ; V-3-3 p.102 ; V-3-4 p.103 ; V-3-4 p.104 ; V-3-4 p.105 ;  
VI-1 p.110 ; VI-4-4 p.116 ; VI-4-6 p.117 ; VI-6 p.123 ;  
VII-2-1 p.126 ; VII-2-1 p.127 ; VII-2-2 p.127 ; VII-2-2 p.128 ; VII-4-2 p.138 ; VII-4-2 p.139 ;  
VII-4-3 p.140 ; VII-5 p.140 ; VII-6-3 p.147 ;  
VIII-1 p.152 ; VIII-1-1 p.153 ; VIII-2-2 p.154 ; VIII-3-1 p.155 ; VIII-3-4 p.161.

**amas globulaire :**

I-2 p.13 ; I-3 p.15 ; I-3-2 p.16 ; I-3-2 p.18 ; I-3-3-2 p.19 ; I-3-3-2 p.20 ; I-3-3-2 p.21 ; I-3-4 p.22 ;  
I-4-3 p.27 ; I-5 p.28 ;  
V-3-4 p.103 ; V-3-4 p.104 ;  
VII-1 p.126 ; VII-2-1 p.127 ; VII-2-2 p.127 ; VII-2-2 p.128 ; VII-6-1 p.142 ; VII-6-2 p.146 ;  
VII-6-3 p.147 ;  
VIII-1 p.152 ; VIII-1-1 p.153 ; VIII-2-2 p.154 ; VIII-2-3 p.154 ; VIII-3 p.155 ; VIII-3-2 p.158 ;  
VIII-3-2 p.160 ; VIII-3-2 p.161 ; VIII-3-3 p.161 ; VIII-3-5 p.164 ; VIII-4-1 p.164 ; VIII-4-1 p.165 ;  
VIII-4-1 p.166 ; VIII-4-1-1 p.166 ; VIII-4-1-1 p.167 ; VIII-4-3 p.167 ; VIII-5 p.168 ;  
Annexe I-2 p.179 ; Annexe I-3 p.180 ; Annexe I-4-2 p.183.

**amas ouvert :**

I-3 p.14 ; I-3-1 p.15 ; I-3-2 p.16 ; I-3-2 p.18 ; I-4-2 p.25 ; I-4-2 p.26 ; I-4-3 p.27 ;  
VII-2-2 p.127 ; VII-4 p.134 ; VII-4-1 p.134 ; VII-4-2 p.138 ; VII-4-3 p.140 ;  
VIII-3-1 p.158.

**branche horizontale :**

I-3-2 p.16 ; I-3-4 p.22 ;  
VII-2-1 p.127 ; VII-5 p.140 ; VII-5-2 p.142 ; VII-6-1 p.142 ;  
VIII-1 p.152 ; VIII-3-4 p.164 ; VIII-4-1-1 p.167.

**composition chimique :**

I-3-3-2 p.20 ; I-3-4 p.21 ; I-3-4 p.22 ; I-4-1 p.24 ; I-4-2 p.26 ; I-4-3 p.27 ;  
III-8 p.68 ; III-8 p.69 ; III-8 p.70 ;  
IV-2 p.79 ; IV-2-4 p.84 ; IV-2-4 p.86 ;  
V-1 p.92 ; V-1 p.93 ; V-2-1 p.93 ; V-2-1 p.94 ; V-2-2 p.95 ; V-2-2-2 p.97 ; V-3 p.97 ; V-3-3 p.103 ;  
V-3-4 p.103 ; V-3-4 p.104 ; V-3-4 p.105 ; V-4 p.105 ; V-4 p.106 ;  
VI-1 p.110 ; VI-3 p.114 ; VI-3 p.115 ; VI-4-4 p.116 ; VI-4-6 p.117 ; VI-5 p.117 ; VI-5 p.119 ;  
VII p.126 ; VII-1 p.126 ; VII-2 p.126 ; VII-2-2 p.127 ; VII-3 p.128 ; VII-3-3 p.133 ; VII-4 p.134 ;  
VII-4-2 p.137 ; VII-4-2 p.138 ; VII-4-3 p.140 ; VII-5 p.140 ; VII-6-1 p.142 ; VII-6-3 p.147 ;  
VIII-2-2 p.154 ;  
Annexe I-2 p.179 ; Annexe I-3 p.180 ; Annexe I-4-2 p.183 ; Annexe I-4-2 p.184 ;  
Annexe I-7-3 p.190.

**convection :**

IV p.78 ; IV-3 p.86 ;  
V-1 p.92 ; V-2-1 p.95 ; V-2-2-2 p.97 ; V-3-3 p.102 ;  
VI-1 p.110 ; VI-4-6 p.117 ; VI-5 p.119 ; VI-5 p.120 ; VI-6 p.123 ;  
VII-5 p.140 ;  
VIII-2-3 p.154.

**extinction interstellaire :**

I-3-1 p.15 ;  
VII-4-1 p.134 ;  
VIII-3-2 p.158 ;  
Annexe I-4-2 p.183.

**hélium :**

I p.6 ; I-3-4 p.22 ; I-4-1 p.24 ;  
II-3-1 p.40 ;  
III-1 p.57 ; III-2 p.59 ; III-4 p.62 ; III-4 p.63 ; III-4-1 p.64 ; III-4-1 p.65 ; III-5 p.66 ; III-6-1 p.66 ;  
III-6-4 p.67 ; III-7 p.68 ; III-8 p.70 ; III-9 p.71 ;  
V-2-2-1 p.96 ; V-2-2-3 p.97 ; V-3-2 p.100 ; V-3-4 p.104 ; V-3-4 p.105 ;  
VI-1 p.110 ; VI-2 p.111 ; VI-4-6 p.117 ; VI-5 p.117 ; VI-5 p.119 ; VI-5 p.120 ; VI-6 p.123 ;  
VII-1 p.126 ; VII-2-1 p.126 ; VII-2-1 p.127 ; VII-3-1 p.128 ; VII-3-1 p.129 ; VII-3-1 p.130 ;  
VII-3-3 p.133 ; VII-3-4 p.133 ; VII-3-4 p.134 ; VII-4-2 p.138 ; VII-4-2 p.139 ; VII-4-3 p.140 ;  
VII-5 p.140 ; VII-5 p.141 ; VII-5-2 p.142 ; VII-6-3 p.147.

**isochrone :**

I-4-1 p.24 ; I-4-1 p.25 ; I-4-2 p.26 ;  
VII p.126 ; VII-4 p.134 ; VII-4-1 p.134 ; VII-4-2 p.138 ; VII-6 p.142 ; VII-6-1 p.142 ;  
VII-6-1 p.144 ; VII-6-2 p.146 ; VII-6-3 p.147 ;  
VIII-1-1 p.153 ; VIII-2-1 p.154 ; VIII-2-3 p.154 ; VIII-3-4 p.161 ; VIII-3-4 p.164.

**libre parcours moyen :**

IV-2-1 p.79 ; IV-2-1 p.81 ; IV-2-2 p.82 ; IV-2-4 p.84 ;  
V-2-1 p.95.

**rougissement :**

I-3-1 p.15 ; I-3-3-2 p.20 ; I-4-2 p.26 ;  
VII-4-1 p.134 ; VII-4-3 p.140 ; VII-6-2 p.146 ;  
VIII-1 p.152 ; VIII-3-2 p.158 ; VIII-3-2 p.161 ;  
Annexe I-7-1 p.189 ; Annexe I-7-2 p.189.

**RR Lyrae :**

I-2 p.12 ; I-3 p.15 ; I-3-2 p.16 ; I-3-3-2 p.20 ; I-3-4 p.22 ; I-4-3 p.27 ; I-5 p.28 ;  
VII-5 p.140 ; VII-5-1 p.142 ;  
VIII-1 p.153 ; VIII-1-1 p.153 ; VIII-4 p.164 ; VIII-4-1 p.164 ; VIII-4-1 p.165 ; VIII-4-1 p.166 ;  
VIII-4-1-1 p.166 ; VIII-4-1-1 p.167 ; VIII-4-2 p.167 ; VIII-4-3 p.167 ; VIII-5 p.168.

**Shapley :**

I-1-3 p.12 ; I-3-3-2 p.19 ; I-3-3-2 p.20.

**sous-naine :**

I-3-3-1 p.19 ; I-3-3-2 p.21 ; I-3-4 p.22 ; I-4-3 p.27 ; I-5 p.28 ;

V-3-4 p.103 ;

VII-4-2 p.137 ; VII-4-2 p.138 ; VII-6-2 p.146 ;

VIII-1 p.153 ; VIII-3 p.155 ; VIII-3-1 p.155 ; VIII-3-1 p.156 ; VIII-3-1 p.157 ; VIII-3-1 p.158 ;

VIII-3-2 p.158 ; VIII-3-2 p.159 ; VIII-3-2 p.160 ; VIII-3-2 p.161 ; VIII-3-3 p.161 ; VIII-3-4 p.161 ;

VIII-4-1 p.164 ; VIII-3-5 p.164 ; VIII-4-3 p.167 ; VIII-5 p.168 ;

Annexe I-4-2 p.183.

**ZAMS :**

I-4-2 p.27 ; I-4-3 p.27 ;

VII-1 p.126 ; VII-4 p.134 ; VII-4-1 p.134 ; VII-4-2 p.137 ; VII-4-2 p.138 ; VII-4-2 p.139 ;

VII-4-3 p.140 ; VII-6-1 p.142 ; VII-6-1 p.144 ;

VIII-3-1 p.155.

## Références

Les figures suivantes sont reproduites à partir des publications ci-après :

- Figure I - 9 : Baade W., ApJ 100, 137 (1944), Figure 1,  
"The resolution of Messier 32, NGC 205, and the central region  
of the Andromeda Nebula"
- Figure I - 13 : Arp H.C., Melbourne W.G., AJ 64, 28 (1959), Figure 1,  
"Color-magnitude diagram for the globular cluster M22"
- Figure I - 14 et 15 : Sandage A.R., AJ 58, 61 (1953), Figure 2 et 3,  
"The color-magnitude diagram for the globular cluster M3"
- Figure I - 16 : Cayrel R., A&A Review 7, 217 (1996), Figure 1,  
"The first generation of stars"
- Figure VII - 4 et 7 : Meynet G., Mermilliod J.-C., Maeder A., A&AS 98, 477 (1993),  
Figures 1, 16 et 21, "New dating of galactic open clusters"
- Figure VII - 9 : Cayrel de Strobel G., Crifo F., Lebreton Y., ESA SP-402 (1997),  
"HIPPARCOS Venice '97", p. 688, Figure 2,  
"The impact of HIPPARCOS on the old problem of the helium  
content of the Hyades"
- Figure VII - 11 et 12 : Dorman B., ApJS 81, 221 (1992), Figures 2a et 2b,  
"Oxygen-enhanced models for globular cluster stars.  
III. Horizontal-branch sequences"
- Figure VII - 13 : Salari M., Degl'Innocenti S., Weiss A., ApJ 479, 665 (1997),  
Figure 3, "The Age of the Oldest Globular Clusters"
- Figure VIII - 2, 3, 5, 9 : Pont F., Mayor M., Turon C., Vandenberg D.A., A&A 329, 87  
(1998), Figures 3, 4a, 5a et 7 "Hipparcos subdwarfs and  
globular cluster ages: the distance and age of M92"
- Figure VIII - 4 : Reid I.N., AJ 114, 161 (1997), Figure 5b  
"Younger and Brighter - New Distances to Globular Clusters  
Based on Hipparcos Parallax Measurements of Local Subdwarfs"
- Figure VIII - 6 : Gratton R. G., Fusi Pecci F., Carretta E., Clementini G.,  
Corsi C.E., Lattanzi M., ApJ 491, 749 (1997), Figure 8,  
"Ages of Globular Clusters from HIPPARCOS Parallaxes of Local  
Subdwarfs"
- Figure VIII - 7 : Vandenberg D.A., Bolte M., Stetson P.B., Ann. Rev A&A 34, 461  
(1996), Figure 8, "The age of galactic globular cluster system"
- Figure VIII - 9 : Grundahl F., Vandenberg D.A., Andersen M. I., ApJ 500, L179  
(1998), Figure 1, "Strömgren photometry of globular clusters: the  
distance and age of M13, evidence for two populations of  
horizontal-branch stars"

**ENSEIGNEMENT DU DIPLÔME D'UNIVERSITÉ  
DE  
« ASTROPHYSIQUE : APPROFONDISSEMENT  
À PROPOS DE L'ÂGE DE L'UNIVERS »  
UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI**

*Ces documents sont strictement réservés à l'usage privé de leurs destinataires et ne sont pas destinés à une utilisation collective. Les personnes qui s'en serviraient à d'autres usages, qui en feraient une reproduction intégrale ou partielle, une traduction, sans le consentement du Centre National d'Enseignement à Distance s'exposeraient aux poursuites judiciaires et aux sanctions pénales prévues par la loi n° 92597 du 1er juillet 1992.*

Couverture : Cliché E.S.O.  
European Southern Observatory