

Ces sortes de périls ne m'ont jamais arrêté,
et je hais ces cœurs pusillanimes qui, pour
trop prévoir les suites des choses, n'osent
rien entreprendre.

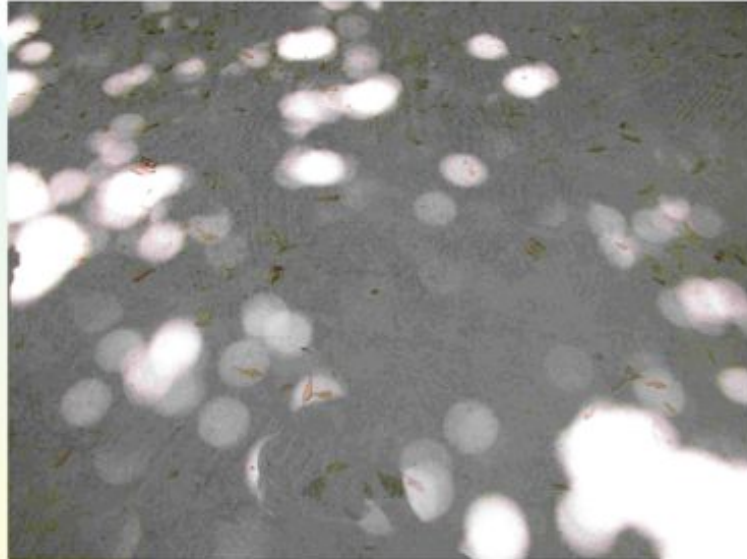
**Scapin (Les fourberies de Scapin,
Molière, 1671)**



25/09/2015

1

**Le bonheur ne demande
qu'à être cueilli: plein de
soleils à vos pieds!**



25/09/2015

2

... et d'éclairs dans les arbres!



25/09/2015

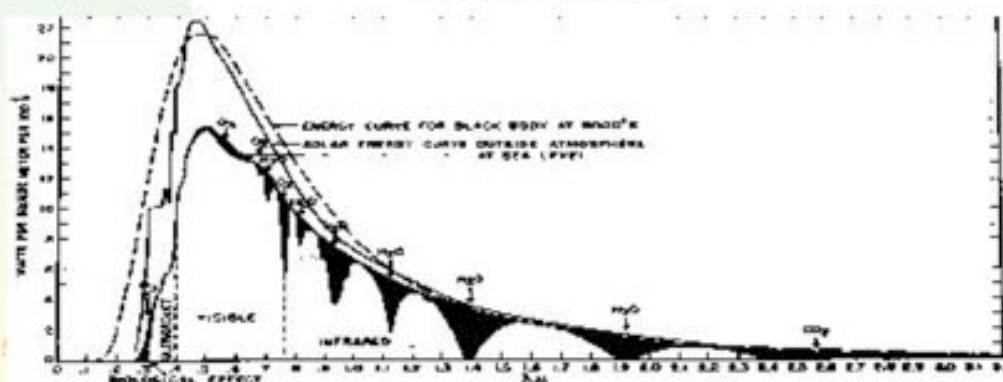
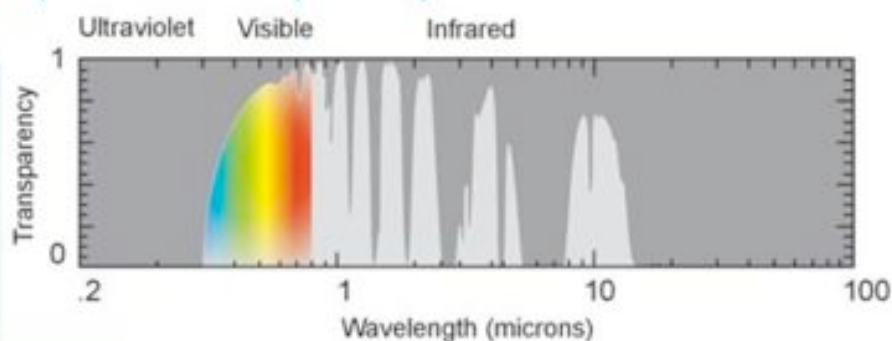
3

4 Brillances des étoiles (rappels)

- 4.1 Magnitudes apparentes
- 4.2 Couleurs des étoiles
- 4.3 Absorption atmosphérique
- 4.4 Corps noir
- 4.5 Radiation solaire
- 4.6 Magnitudes absolues des étoiles

4 Brillances des étoiles

4.3 Absorption atmosphérique



4.3 Absorption atmosphérique:

Si on corrige le spectre solaire observé de la courbe d'absorption atmosphérique (absorptions moléculaires incluses), le spectre (voir Fig. ci-dessus; flux en fonction de la longueur d'onde en micron) résultant ressemble très fort à celui d'un corps noir ayant une température proche de 5800 K.

4 Brillances des étoiles

■ 4.4 Corps noir

On peut réaliser, au moins conceptuellement, un corps noir en perçant une boîte (parfaitement isolée du monde extérieur) d'un petit trou qui ne laisse ressortir vers l'extérieur aucune radiation de l'intérieur. Au bout d'un certain temps, un état d'équilibre thermodynamique s'établit. C'est effectivement le cas pour un corps noir (par définition).



25/09/2015

6

4.4 Corps noir:

4.4.1. Définition du corps noir et équilibre thermodynamique (E.T.):

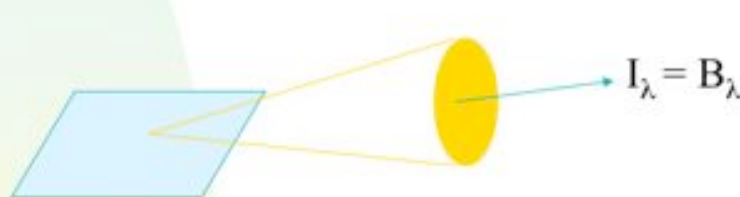
Les différentes couleurs observées pour les étoiles dépendent-elles de certains paramètres physiques bien précis qui les caractérisent? Pour pouvoir répondre à cette question, il serait utile de pouvoir comparer les couleurs stellaires à celles d'objets terrestres facilement paramétrisables. Une source idéale de lumière est celle d'un corps noir dont les propriétés ne dépendent que de sa température absolue.

Qu'est-ce qu'un corps noir? un corps parfaitement absorbant. Ceci ne veut pas dire que ce corps doit nécessairement nous apparaître noir. En effet, la plaque chauffante d'une cuisinière électrique, rougit, jaunit, bleuit, lorsqu'on augmente sa puissance de chauffage. Cependant, celle-ci continue d'absorber -presque parfaitement- toute radiation extérieure, comme lorsqu'elle est éteinte (belle expérience à réaliser dans la cuisine en soirée mais **ne pas oublier d'éteindre la plaque à la fin de l'expérience!**). Plus la plaque devient chaude et plus elle devient bleue. En est-il de même pour les étoiles?

On peut aussi imaginer fabriquer un corps noir de la façon suivante (cf. Fig.). Perçons d'un petit trou une des parois d'une boîte (cf. les vitres sombres d'un building). Ce trou absorbe (presque idéalement) toute radiation venant de l'extérieur. Si les parois de la boîte sont parfaitement isolées et si nous attendons suffisamment longtemps, on peut s'imaginer qu'un état d'équilibre va s'installer. Nous dirons alors que la boîte a atteint un état d'équilibre thermodynamique (E.T.). En physique, nous appellerons une boîte percée d'un tel trou un corps noir si et seulement si un état d'équilibre thermodynamique s'établit.

4 Brillances des étoiles

4.4 Corps noir



$$B_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$$

25/09/2015

7

4.4 Corps noir:

L'E.T. caractérise en réalité l'état d'équilibre d'un ensemble de particules et de photons soumis à leurs interactions mutuelles dans une enceinte fermée (ou ce qui revient au même, présentant une épaisseur optique infinie à toutes les longueurs d'onde). Dans cet état, les particules et les photons ont la distribution d'énergie la plus probable, qui correspond à la micro-réversibilité de tous les processus élémentaires d'interactions, chaque processus étant immédiatement compensé par son processus inverse. Par exemple, la transition induite par une collision avec un électron, entre deux états discrets A et B d'un atome, est balancée par une transition de B vers A par collision avec un autre électron.

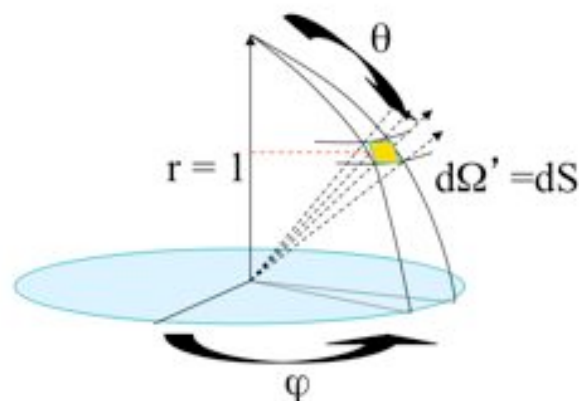
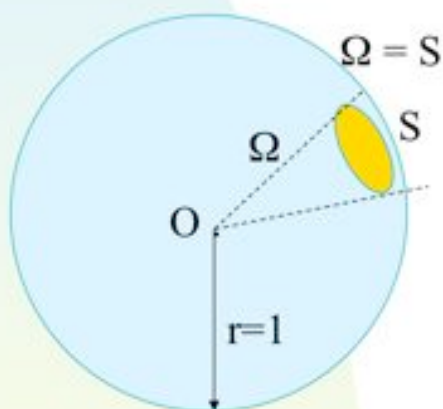
4.4.2. Distribution d'énergie d'un corps noir:

Définissons tout d'abord l'intensité spectrale I_{λ} du champ radiatif (cf. Fig.) comme étant la quantité d'énergie spectrale émise par unité de temps (cf. $\Delta t = 1$ s), d'intervalle de longueur d'onde (cf. $\Delta\lambda = 1$ Å), de surface (cf. $\Delta S = 1$ cm²) du corps émetteur le long d'une direction perpendiculaire à celle-ci à l'intérieur d'un cône sous-tendant un angle solide unitaire (cf. $\Delta\omega = 1$ stéradian). En pratique, l'intensité spectrale ainsi définie - $I_{\lambda} = \Delta E / (\Delta S \Delta t \Delta\lambda \Delta\omega)$ - est la quantité d'énergie ΔE normalisée pour des intervalles infinitésimaux de temps Δt , de longueur d'onde $\Delta\lambda$, de surface ΔS et d'angle solide $\Delta\omega$. En effet, I_{λ} pourrait très bien présenter des variations rapides en fonction du temps, de la longueur d'onde, de la position sur le corps émetteur ou de la direction considérée. Pour le cas d'un corps noir émetteur, Max Planck a montré que, dans le cadre de la mécanique statistique de Bose-Einstein qui régit le comportement des photons, $I_{\lambda} = B_{\lambda}$, où

$$B_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$$

4 Brillances des étoiles

Remarques sur les angles solides (appendice):



$$\begin{aligned} d\Omega' &= dS = r \sin(\theta) d\varphi r d\theta \\ &= \sin(\theta) d\varphi d\theta \end{aligned} \quad (\text{A.1.6})$$

$$\Omega = \int d\Omega' = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin(\theta) d\theta = 4\pi$$

25/09/2015

8

Remarques sur les angles solides (appendice):

Soit $r = 1$, le rayon d'une sphère unitaire au centre de laquelle se trouve un observateur. On définit l'angle solide Ω comme étant la surface S de la sphère sous-tendue par un contour arbitraire imaginé par l'observateur (Fig. ci-dessus)

$$\Omega = S.$$

Par rapport à un système de coordonnées sphériques, un élément infinitésimal d'angle solide $d\Omega'$ vaut donc ($r = 1$)

$$\begin{aligned} d\Omega' &= dS = r \sin(\theta) d\varphi r d\theta, \\ &= \sin(\theta) d\varphi d\theta. \end{aligned} \quad (\text{A.1.6})$$

Si on intègre cette dernière expression sur tout le ciel, on trouve bien évidemment que

$$\Omega = \int d\Omega' = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin(\theta) d\theta = 4\pi$$

En particulier, on trouve que pour des milieux à symétrie axiale $\varphi \in [0, 2\pi]$,

$$d\Omega' = 2\pi \sin(\theta) d\theta, \quad (\text{A.1.7})$$

et si $\theta \in [0, \theta_0]$,

$$\Omega' = 2\pi (1 - \cos(\theta_0)). \quad (\text{A.1.8})$$

Nous servant de la définition de l'intensité spécifique, nous pouvons maintenant démontrer son invariance lorsqu'il n'y a pas de déperdition d'énergie le long du chemin parcouru.

4 Brillances des étoiles

Remarques sur les angles solides (appendice):

Un angle solide de $41.253 \text{ deg}^2 (= 4\pi (180/\pi)^2)$ couvre l'entièreté du ciel.

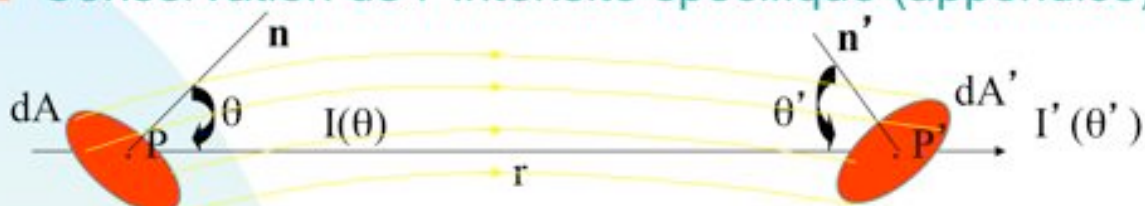
La lune (ou le Soleil) nous présente un angle solide de $0,2 \text{ deg}^2$.

Il faudrait environ 200 000 Soleil (ou Lunes) pour couvrir tout le ciel.

$$\Omega = \int d\Omega' = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin(\theta) d\theta = 4\pi$$

4 Brillances des étoiles

■ Conservation de l'intensité spécifique (appendice)



$$dE = I \cos(\theta) dA d\Omega. \quad (\text{A.1.9})$$

$$dE' = I' \cos(\theta') dA' d\Omega'. \quad (\text{A.1.10})$$

$$I \cos(\theta) dA d\Omega = I' \cos(\theta') dA' d\Omega'. \quad (\text{A.1.11})$$

$$\text{Or } d\Omega = dA' \cos(\theta') / r^2 \text{ et } d\Omega' = dA \cos(\theta) / r^2. \quad (\text{A.1.12})$$

$$I \cos(\theta) dA dA' \cos(\theta') / r^2 = I' \cos(\theta') dA' dA \cos(\theta) / r^2, \quad (\text{A.1.13})$$

$$I(\theta) = I'(\theta'). \quad (\text{A.1.14})$$

25/09/2015

10

Conservation de l'intensité spécifique (monochromatique):

Démonstrons donc maintenant que l'intensité spécifique se conserve. Considérons les deux surfaces dA et dA' ayant pour normales respectives \mathbf{n} et \mathbf{n}' (cf. Fig. ci-dessus). Supposons qu'il existe un même rayonnement traversant ces deux surfaces suivant la direction \mathbf{r} et que celle-ci fait respectivement les angles θ et θ' avec \mathbf{n} et \mathbf{n}' . La quantité d'énergie dE traversant dA suivant la direction θ et à l'intérieur de l'angle solide $d\Omega$ tel que $d\Omega$ soit l'angle solide qui voit dA' à partir de P est donnée par:

$$dE = I \cos(\theta) dA d\Omega. \quad (\text{A.1.9})$$

C'est la quantité d'énergie passant à la fois par dA et dA' .

De même, la quantité d'énergie dE' traversant dA' suivant la direction θ' et à l'intérieur de l'angle solide $d\Omega'$ tel que $d\Omega'$ soit l'angle solide qui voit dA à partir de P' est donnée par:

$$dE' = I' \cos(\theta') dA' d\Omega'. \quad (\text{A.1.10})$$

Etant donné que dE et dE' expriment les mêmes quantités d'énergie passant par dA et par dA' , nous pouvons écrire

$$I \cos(\theta) dA d\Omega = I' \cos(\theta') dA' d\Omega'. \quad (\text{A.1.11})$$

Or

$$d\Omega = dA' \cos(\theta') / r^2 \text{ et } d\Omega' = dA \cos(\theta) / r^2. \quad (\text{A.1.12})$$

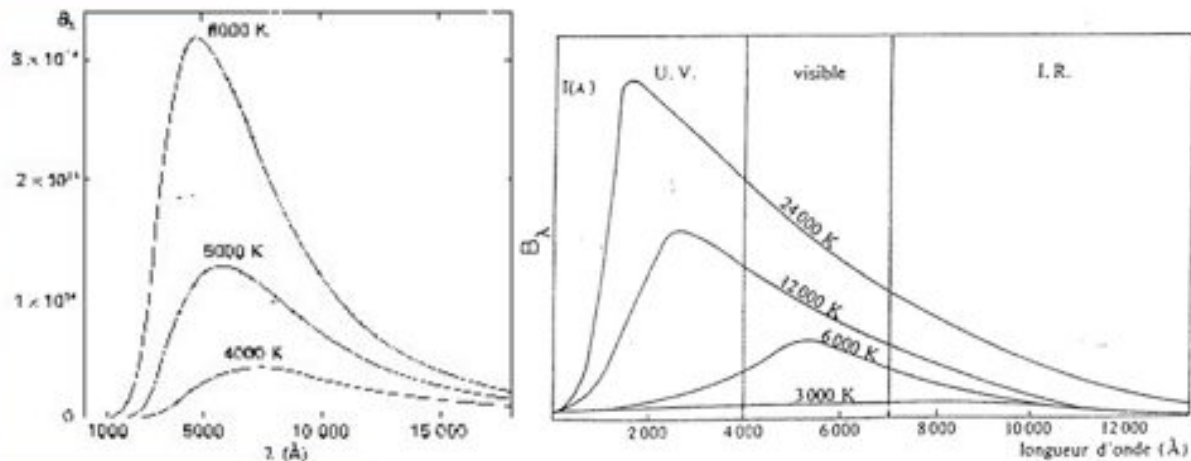
Remplaçant (A.1.12) dans (A.1.11), il vient donc

$$I \cos(\theta) dA dA' \cos(\theta') / r^2 = I' \cos(\theta') dA' dA \cos(\theta) / r^2, \quad (\text{A.1.13})$$

$$\text{et finalement } I = I' \quad (\text{A.1.14})$$

4 Brillances des étoiles

4.4 Corps noir



25/09/2015

11

4.4 Corps noir:

La distribution d'énergie spectrale de Planck ne dépend que de la température absolue T du corps noir, indépendamment de la nature de ses parois ou de son contenu et des constantes de Boltzmann $k = 1,3806 \cdot 10^{-16}$ erg K^{-1} , de Planck $h = 6,6262 \cdot 10^{-27}$ erg s et de la vitesse de la lumière dans le vide $c = 2,99793 \cdot 10^{10}$ cm s^{-1} . En se rappelant que $I_\nu d_\nu = -I_\lambda d_\lambda$ (avec $\nu = c/\lambda$) il est aussi aisé d'expliciter l'intensité spectrale I_ν du corps noir en fonction de la fréquence ν de la lumière

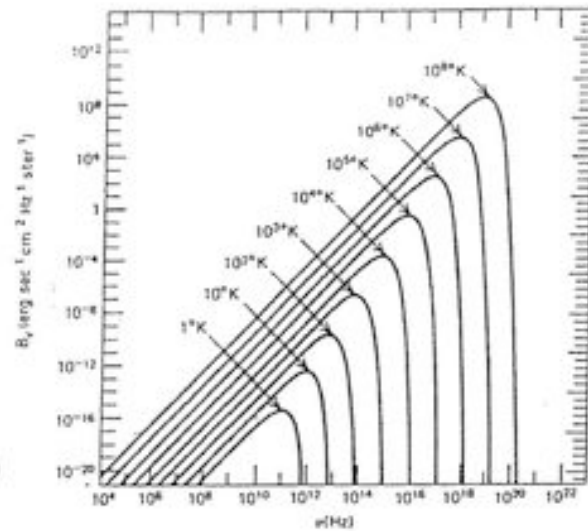
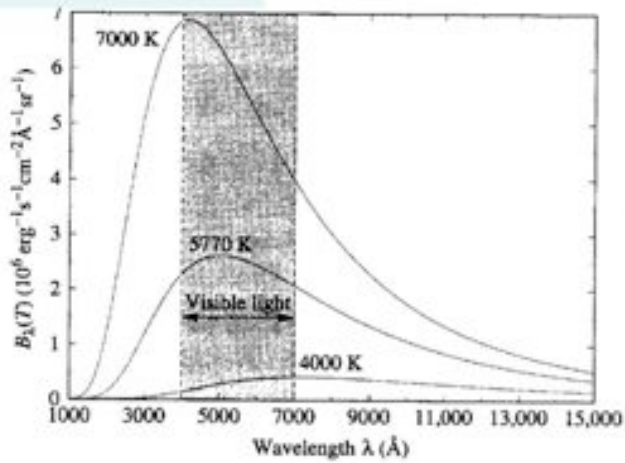
$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (4.4.2)$$

La distribution B_ν (resp. B_λ) est une fonction croissante de T à toute fréquence (resp. longueur d'onde) dont le maximum se déplace vers les hautes fréquences (resp. courtes longueurs d'onde).

Les figures suivantes représentent la distribution spectrale du rayonnement de Planck donnée par les formules précédentes pour diverses valeurs de la température T .

4 Brillances des étoiles

4.4 Corps noir



25/09/2015

12

4.4 Corps noir: Observez ci-dessus les représentations logarithmiques des distributions B_ν versus ν en fonction de la température T . Qu'êtes-vous tentés de conclure?

4 Brillances des étoiles

■ 4.4 Corps noir



$$B = \int B_{\lambda} d\lambda = \int \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} d\lambda = \sigma T^4 / \pi$$

25/09/2015

13

4.4 Corps noir:

4.4.3. Brillance d'un corps noir

Comme pour la quantité d'énergie totale libérée par la plaque chauffante de la cuisinière électrique, on peut montrer que l'intensité spectrale d'un corps noir intégrée sur tout le domaine des longueurs d'onde est une fonction (extrêmement) croissante de la température absolue T .

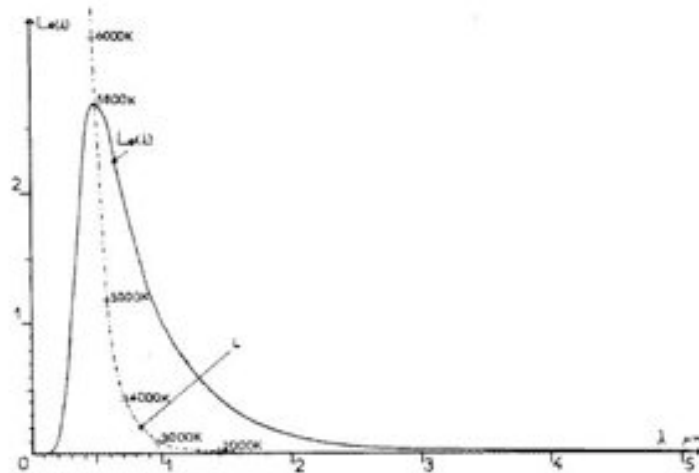
On peut en effet établir (exercice) que:

$$B = \int B_{\lambda} d\lambda = \int \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} d\lambda = \sigma T^4 / \pi \quad (4.4.2)$$

où σ est la célèbre constante de Stefan-Boltzmann qui vaut $5,6696 \cdot 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$ (pour rappel $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$, $1 \text{ erg/s} = 10^{-7} \text{ W}$). On pose aussi $\pi B = F$ où F est appelé le flux.

4 Brillances des étoiles

4.4 Corps noir



- ◆ $\lambda_{\text{max}} T = 29$ (W)
- ◆ pour $h\nu \ll kT$, $B_\lambda = 2c kT \lambda^{-4}$ (R-J)
- ◆ pour $h\nu \gg kT$, $B_\lambda = 2hc^2 \exp(-hc/(\lambda kT))\lambda^{-5}$ (W)

25/09/2015

14

4.4 Corps noir:

4.4.4. Loi de déplacement de Wien:

La longueur d'onde λ_{max} caractérisant le maximum de l'intensité définie par intervalle de longueur d'onde résulte de la solution de l'équation $dB_\lambda/d\lambda = 0$. On trouve alors que

$$\lambda_{\text{max}} T = 29, \quad (4.4.3)$$

connue comme la loi du déplacement de Wien, où λ_{max} est exprimée en millier d'Å et T en millier de K (ex: pour $T = 6$, on trouve que $\lambda_{\text{max}} \sim 5$ mille Å). On peut facilement estimer la température d'un astre, supposé briller comme un corps noir, en appliquant cette loi.

Pour une même température T, les deux figures précédentes (abscisses en λ ou ν) correspondent à des maxima d'intensité un peu différents (savoir expliquer!).

Aux petites et aux grandes énergies, on peut approximer la fonction de Planck comme suit:

$$\text{- pour } h\nu \ll kT, \text{ on obtient } B_\lambda = 2c kT \lambda^{-4}, \quad (4.4.4)$$

connue comme l'approximation de Rayleigh-Jeans en radioastronomie. Remarquons que dans ce cas, la fonction $\log(B_\lambda)$ se réduit à une droite de pente -4 par rapport à la variable $\log(\lambda)$ et qu'un changement de la température T se traduit par une simple translation de cette droite dans un diagramme $\log(B_\lambda) - \log(\lambda)$.

$$\text{- Pour } h\nu \gg kT, \text{ on obtient } B_\lambda = 2hc^2 \exp(-hc/(\lambda kT)) \lambda^{-5}, \quad (4.4.5)$$

connue comme l'approximation de Wien (domaine X).

4 Brillances des étoiles

■ 4.4 Corps noir

- $I_\nu = B_\nu(T_b)$ Température de brillance
- $dI_\nu/d\nu = dB_\nu(T_c)/d\nu$ Température de couleur
- $\pi I = \pi \int I_\nu d\nu = \pi \int B_\nu d\nu = \pi B = \sigma T_{\text{eff}}^4$
Température effective

25/09/2015

15

4.4 Corps noir:

A partir de la fonction de Planck, on peut définir plusieurs températures caractérisant la distribution d'énergie des particules et des photons, lorsque le milieu n'est pas à l'E.T. (voir plus loin). Par exemple, la température de brillance T_b est définie de telle façon que $I_\nu = B_\nu(T_b)$. On définit également la température de couleur T_c comme la température du corps noir présentant la même variation d'intensité avec la fréquence que l'intensité sortant du milieu $dI_\nu/d\nu = dB_\nu(T_c)/d\nu$ (dans le visible, le ciel bleu possède une température T_c proche de 25000°K). On définit également la température effective T_{eff} de telle façon que $\pi I = \pi B = \sigma T_{\text{eff}}^4$. Remarquons finalement que dans un milieu à l'E.T., toutes ces températures sont égales (cf. les diverses températures mesurées pour le fond de radiation cosmologique à $2,7^\circ \text{K}$).

4 Brillances des étoiles

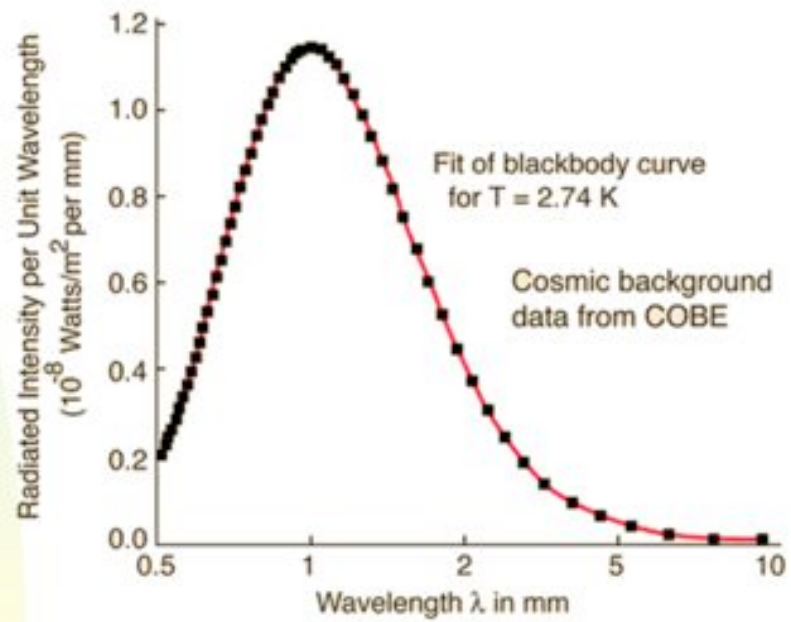
- 4.4 Corps noir



25/09/2015

4 Brillances des étoiles

■ 4.4 Corps noir

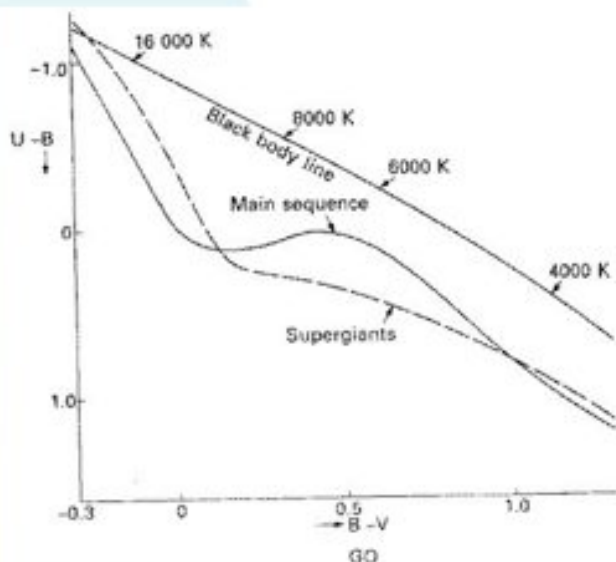


25/09/2015

17

4 Brillances des étoiles

4.4 Corps noir



Couleurs UB-V pour des étoiles normales de la séquence principale, pour des supergéantes et pour des corps noirs ayant différentes températures. Pour un indice $B-V$ croissant, l'indice $U-B$ des étoiles normales croît aussi, excepté dans l'intervalle $0,1 < B-V < 0,5$. Pour une valeur donnée de $B-V$, les étoiles présentent systématiquement un déficit d'énergie dans l'ultraviolet, en comparaison aux corps noirs.

25/09/2015

18

4.4 Corps noir:

4.4.5. Couleurs de corps noir

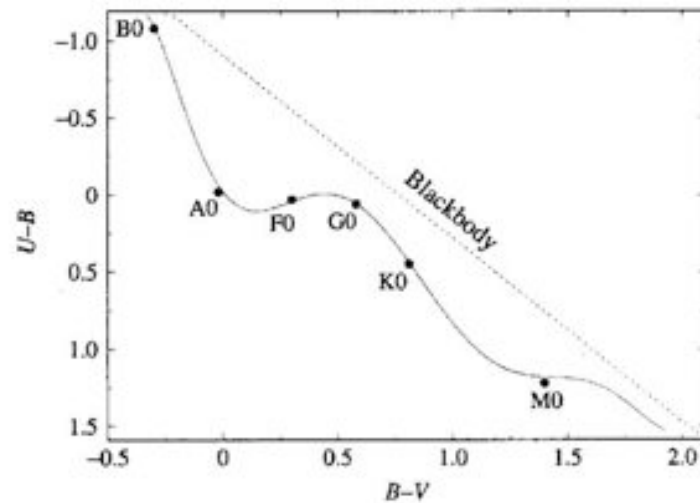
Etant donné que les couleurs de corps noirs sont d'autant plus bleues que ceux-ci sont chauds, on peut s'attendre à ce qu'il en soit de même pour les étoiles. En utilisant les filtres du système UB-V illustrés dans une figure précédente, on pourrait construire le diagramme UB-V pour des corps noirs ayant différentes températures T (cf. les diagrammes $U-B/B-V$ présentés aux figures suivantes, voir aussi la Table). Dans ce même diagramme sont aussi représentées les couleurs d'étoiles de la séquence principale et des supergéantes. Ces étoiles semblent aussi suivre des relations $U-B/B-V$ univoques, quelque peu différentes toutefois de celle des corps noirs. La température semble encore être le paramètre physique déterminant les couleurs des étoiles mais il faudrait comprendre pourquoi, de façon systématique, un déficit d'énergie ultraviolette caractérise le lieu des étoiles ayant une couleur $B-V$ semblable à celle d'un corps noir. Ce point pourra être compris dans le cadre d'un cours de transfert radiatif au sein d'atmosphères stellaires.

4 Brillances des étoiles

4.4 Corps noir

Couleurs B-V et U-B de corps noirs
à différentes températures (Lamla 1982)

B-V	U-B	T (K)
	+0.03	(40000)
-0.30	1.22	23000
-0.20	-1.11	16000
-0.10	-1.00	12000
0.00	-0.88	11100
+0.10	-0.76	9500
+0.20	-0.66	8100
+0.30	-0.54	7200
+0.40	-0.44	6500
-0.50	-0.33	5900
+0.60	-0.22	5600
+0.70	-0.10	5000
+0.80	+0.02	4600
+0.90	+0.14	4300
+1.00	+0.25	4050
-1.10	+0.37	3800
+1.20	+0.49	3600
+1.30	+0.61	3400
+1.40	+0.77	3200
+1.50	+0.90	3100
+1.60	+1.00	



25/09/2015

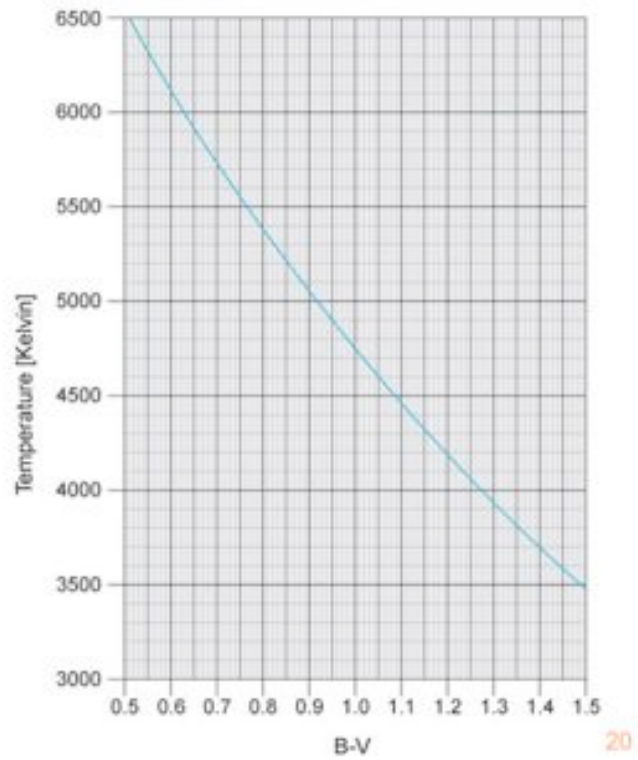
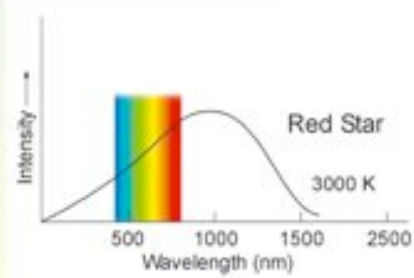
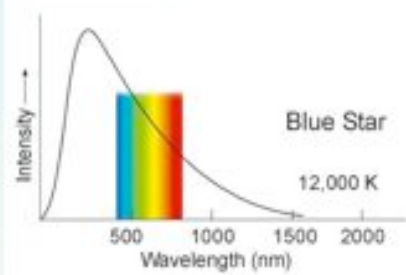
19

4.4 Corps noir:

4.4.5. Couleurs de corps noir

4 Brillances des étoiles

4.4 Corps noir



25/09/2015

20

4.4 Corps noir:

4 Brillances des étoiles

- 4.4 Corps noir
- **Exercices proposés:** 1) effets de courbure de l'atmosphère terrestre sur l'extinction, 2) intégration de B_λ en fonction de λ , B_ν en fonction de ν , 3) diagrammes $M_V/B-V$, $M_V/U-B$, $U-B/B-V$ pour les étoiles, 4) $U-B/B-V$ en fonction de T pour un corps noir, 5) comparaison de ces derniers diagrammes (étoiles / corps noirs)
- **Constantes:**
 - 1 UA \sim 150 10^6 km, 1 pc = 206.265 UA,
 - $c = 2,99793 \cdot 10^{10}$ cm s $^{-1}$, $h = 6,6262 \cdot 10^{-27}$ erg s,
 - $k = 1,3806 \cdot 10^{-16}$ erg K $^{-1}$, $\sigma = 5,6696 \cdot 10^{-5}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ K $^{-4}$



25/09/2015

21

4.4 Corps noir:

Exercices proposés: 1) courbure de l'atmosphère terrestre, 2) intégration de B_λ en fonction de λ , B_ν en fonction de ν , 3) diagrammes $M_V/B-V$, $M_V/U-B$, $U-B/B-V$, 4) $B-V$, $U-B$ en fonction de T pour un corps noir, 5) comparaison avec les observations des étoiles de la séquence principale et des supergéantes.

Constantes: 1 UA = 150 10^6 km, 1 pc = 206.265 UA, $c = 2,99793 \cdot 10^{10}$ cm s $^{-1}$, $h = 6,6262 \cdot 10^{-27}$ erg s, $k = 1,3806 \cdot 10^{-16}$ erg K $^{-1}$, $\sigma = 5,6696 \cdot 10^{-5}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ K $^{-4}$

UNIVERSE 4: ing_3.TXT

4 Brillances des étoiles

■ 4.5 Radiation solaire

$$C = 1367 \text{ W m}^{-2} (1,367 \cdot 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$$

$$\text{Pour } 10 \text{ m}^2, 5\text{h}, E = 1367 \times 10 \times 5 \times 3600 = \\ 246\,000 \text{ kJ}$$

Après correction 2-3, 10-100: $E \sim 1000 \text{ kJ}$

25/09/2015

22

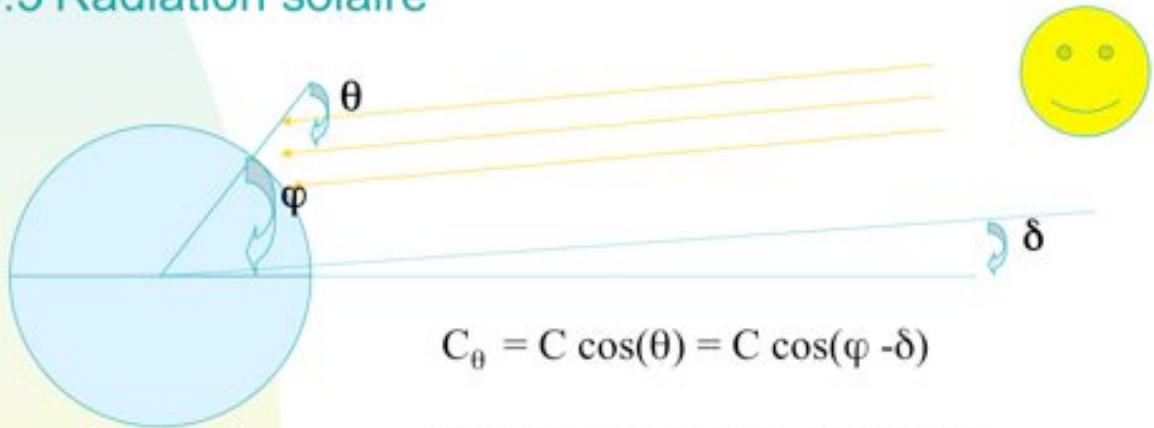
4.5 Radiation solaire:

Vue depuis la Terre, l'étoile la plus brillante du ciel est bien évidemment le Soleil. On peut corriger la quantité d'énergie reçue du Soleil à la surface de la Terre des effets d'absorption atmosphérique décrits ci-avant. Il est aussi possible de mesurer la quantité d'énergie solaire totale observée hors de l'atmosphère terrestre au moyen d'observatoires spatiaux tels que le 'Space Lab' ou le 'Solar Maximum Mission'. La distribution d'énergie solaire observée hors atmosphère a été reprise dans une figure précédente. Le continuum solaire (abstraction faite des raies en absorption) ressemble très fort à celui d'un corps noir ayant une température voisine de 5800 K. La distribution d'énergie observée présente un maximum vers 5000 Å, là où l'atmosphère terrestre est la plus transparente et notre acuité visuelle la meilleure (coïncidence?).

Combien d'énergie solaire pouvons-nous capter à la surface de la Terre? La constante solaire C est par définition la quantité d'énergie rayonnée par le Soleil traversant par seconde une surface de 1 m^2 (ou 1 cm^2) située au sommet de l'atmosphère terrestre et orientée perpendiculairement à la direction du Soleil. Elle ne varie pas au cours de l'année et vaut 1367 W/m^2 (ou $1,367 \cdot 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, pour rappel $1 \text{ W} = 10^7 \text{ erg s}^{-1}$). Pour une surface d'environ 10 m^2 et un temps d'ensoleillement moyen de 5 h par jour, on devrait pouvoir collecter une quantité d'énergie solaire d'environ $1367 \times 10 \times 5 \times 3600 = 246\,000 \text{ kJ}$. Cette quantité devrait cependant aussi tenir compte de la non verticalité de l'ensoleillement, de l'absorption atmosphérique, etc. Un facteur correctif de l'ordre de 2 à 3 devrait donc être appliqué.

4 Brillances des étoiles

■ 4.5 Radiation solaire



$$C_{\theta} = C \cos(\theta) = C \cos(\varphi - \delta)$$

$C_{\theta} = 1210$ (été), 860 (équinoxes)
et 370 (hiver) W/m^2

25/09/2015

23

4.5 Radiation solaire:

De plus, l'efficacité industrielle actuelle pour transformer l'énergie solaire en énergie électrique équivalente est seulement de l'ordre de 1% à 10%. En définitive, on pourrait produire par jour une quantité d'énergie électrique voisine de 1000 kJ (équivalent à l'énergie émise par une source d'énergie d'environ 55 W pendant 5h/jour), juste suffisamment pour couvrir nos besoins journaliers en énergie.

Pour information, si on désigne par θ l'angle entre la direction du Soleil et la verticale du lieu lors du passage du Soleil dans le plan méridien, la quantité d'énergie C_{θ} traversant par seconde une surface de 1 m^2 située dans le plan de l'horizon en un lieu de latitude φ est donnée par $C_{\theta} = C \cos(\theta) = C \cos(\varphi - \delta)$ où δ est la déclinaison du Soleil au moment de la mesure. Pour une latitude de 51 degré N, on obtient respectivement $C_{\theta} = 1210$, 860 et 370 W/m^2 au solstice d'été, aux équinoxes et au solstice d'hiver.

4 Brillances des étoiles

■ 4.6 Magnitudes absolues des étoiles

Précision sur les magnitudes apparentes (différents systèmes de magnitude):

$$\text{Vega_mag} = -2,5 \log[f_v / f_v^{\text{Vega}}] = -2,5 \log[f_\lambda / f_\lambda^{\text{Vega}}],$$

$$\text{AB_mag} = -2,5 \log[f_v] - 48,60 \quad \text{avec } \text{AB_mag} = 0 \\ \text{si } f_v = 3,63 \cdot 10^{-20} \text{ erg/cm}^2/\text{s/Hz}$$

$$\text{ST_mag} = -2,5 \log[f_\lambda] - 21,10 \quad \text{avec } \text{ST_mag} = 0 \\ \text{si } f_\lambda = 3,63 \cdot 10^{-9} \text{ erg/cm}^2/\text{s/\AA}$$

4 Brillances des étoiles

■ 4.6 Magnitudes absolues des étoiles

Précision sur les magnitudes apparentes (différents systèmes de magnitude):

$$\text{Vega_mag} = -2,5 \log[f_v] - 48,60 + 2,5 \log[f_v^{\text{Vega}}] + 48,60,$$

$$\text{Vega_mag} = \text{AB_mag} + C_v,$$

$$\text{avec } C_v = 2,5 \log[\sqrt{f_v^{\text{Vega}} T(v)dv} / \sqrt{f_v T(v)dv}] + 48,60.$$

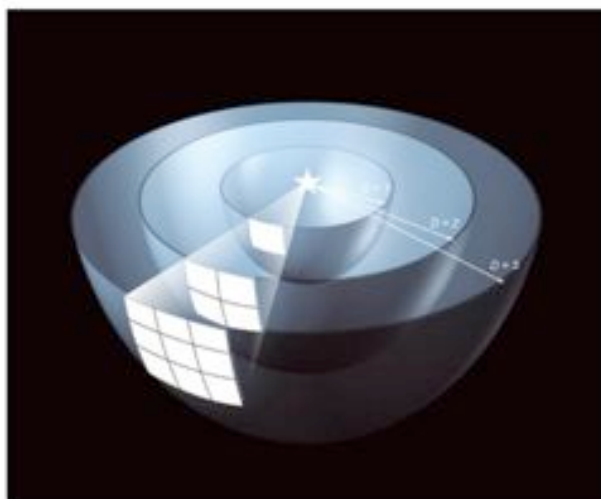
4 Brillances des étoiles

■ 4.6 Magnitudes absolues des étoiles

$$M - m = -2,5 \log\left[\frac{L / 4\pi(10)^2}{L / 4\pi d^2}\right],$$

$$m - M = 5 \log(d) - 5$$

$$m_{\odot} \sim -26,7, \quad M_{\odot} \sim 4,8$$



25/09/2015

26

4.6 Magnitudes absolues des étoiles:

La magnitude apparente d'une étoile ne nous renseigne absolument pas sur sa luminosité intrinsèque. Une étoile peut être intrinsèquement très brillante mais nous apparaître faible à cause de sa distance; une autre peut être intrinsèquement plus faible mais beaucoup plus proche et nous apparaître plus brillante que la précédente. Il faudrait donc pouvoir déterminer les distances aux étoiles et ensuite comparer l'éclat de toutes ces étoiles en les rapportant par exemple à une même distance standard. Les magnitudes que les étoiles auraient si celles-ci étaient ramenées à une distance standard de 10 pc s'appellent les magnitudes absolues (par définition). Elles sont indiquées au moyen de la lettre capitale M suivie du nom du filtre correspondant (cf. M_U , M_B , M_V). L'étoile Véga se trouve à une réelle distance de 8,4 pc, c'est-à-dire plus proche que 10 pc. Sa magnitude absolue M_V (> 0) sera donc par conséquent plus élevée (dans le sens de plus faible flux) que sa magnitude apparente. En fait $M_V(\text{Véga}) = 0,5$. Connaissant la distance d (pc) d'une étoile, il est facile d'établir la relation générale entre sa magnitude apparente m et sa magnitude absolue. On trouve que

$$m - M = 5 \log(d) - 5, \quad (4.6.1)$$

où $m - M$ est appelé le module de distance de l'étoile considérée. Comme déjà indiqué ci-avant, les distances stellaires d peuvent être déterminées à partir des mesures de leurs parallaxes π , au moins pour les étoiles les plus proches.

La magnitude visuelle apparente du Soleil étant de $-26,7$ et sa distance d d'environ 150 millions de km, on détermine facilement au moyen de (4.6.1) sa magnitude absolue $M_V = 4,8$.

4 Brillances des étoiles

■ 4.6 Magnitudes absolues des étoiles

$$M_V - M_B = m_V - m_B$$

25/09/2015

27

4.6 Magnitudes absolues des étoiles:

Pour ces étoiles, nous pouvons aussi déterminer leurs couleurs intrinsèques.

Nous avons

$$M_V = m_V - 5 \log(d) + 5,$$

$$M_B = m_B - 5 \log(d) + 5,$$

et donc que

$$M_V - M_B = m_V - m_B. \quad (4.6.2)$$

Les couleurs stellaires intrinsèques se déduisent donc directement des couleurs apparentes pour autant que les effets d'extinction et de rougissement dus à la poussière interstellaire soient négligeables. Les couleurs intrinsèques des étoiles sont donc indépendantes de leurs distances.

5 Diagrammes couleur-magnitude

- 5.1 Etoiles proches
- 5.2 Amas ouverts
- 5.3 Amas globulaires
- 5.4 Parallaxes photométriques d'amas stellaires
- 5.5 Parallaxes photométriques d'étoiles individuelles

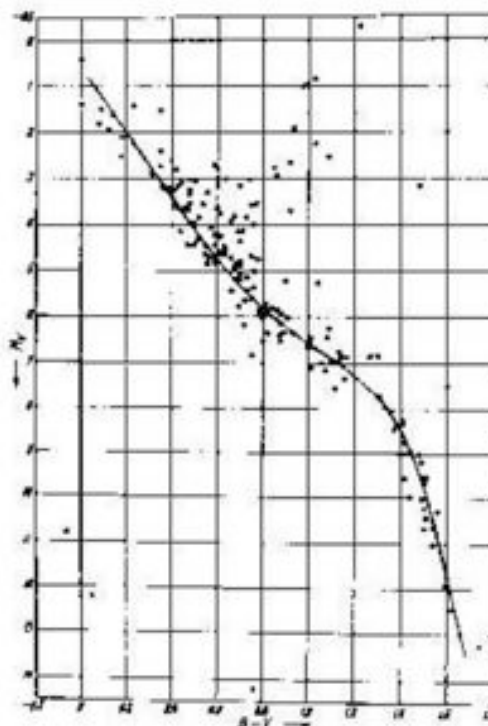
25/09/2015

28

5 Diagrammes couleur-magnitude

■ 5.1 Étoiles proches

Fig.: Diagramme couleur-magnitude, aussi dit de Hertzsprung-Russel, pour des étoiles proches d'après Johnson et Morgan (1953). Un fit visuel de la séquence principale y est aussi représenté.



25/09/2015

29

5.1 Étoiles proches: Pour des étoiles relativement proches (cf. $d < 20$ pc), nous avons vu qu'il était facile de mesurer leur parallaxe trigonométrique π (") et d'inférer à partir de celle-ci leur distance d (pc) avec une bonne précision. En nous servant de leur magnitude apparente, il est alors trivial d'estimer la magnitude absolue M_v de ces étoiles (i.e. ramenées à une distance hypothétique de 10 pc; voir Eq. 4.6.1). Il est très instructif de représenter la magnitude absolue M_v de ces étoiles proches en fonction de leur indice de couleur B-V (cf. Fig. ci-dessus). Alors qu'on pourrait s'attendre à trouver une distribution aléatoire des points représentés dans un tel diagramme, on remarque que la plupart des étoiles caractérisées par une valeur de l'indice de couleur B-V possèdent une même magnitude absolue M_v . La plupart des mesures M_v /B-V se situent le long d'un lieu géométrique de points appelé la séquence principale. Les luminosités intrinsèques et les couleurs de ces étoiles semblent déterminées par un seul paramètre physique. On voit dans un cours d'évolution stellaire que ce paramètre est en fait la masse initiale M des étoiles.

Alors que la plupart des étoiles sont distribuées le long de la séquence principale, certaines s'en écartent systématiquement. Pour une valeur donnée de l'indice de couleur B-V, ces dernières ont en général une magnitude absolue plus petite (i.e. une luminosité plus élevée) que les étoiles de la séquence principale. Considérons maintenant deux étoiles possédant un même indice de couleur B-V mais des magnitudes absolues fort différentes. Quelle pourrait être l'origine physique d'une telle différence entre ces deux étoiles? Pour une température T donnée, nous avons vu au chapitre précédent que le flux total πB émis par un corps noir croît comme T^4 . Deux étoiles possédant le même indice de couleur B-V, donc une même température T , émettent par conséquent des flux de surface semblables (quantités d'énergie par cm^2 et par seconde).

5 Diagrammes couleur-magnitude

5.1 Etoiles proches

$$L = 4\pi R^2 \text{ Flux(à la surface de l' étoile)}$$

Or Flux = πB , et donc

$$\pi B = \sigma T^4,$$

$$L = 4\pi R^2 \pi B,$$

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4.$$

25/09/2015

30

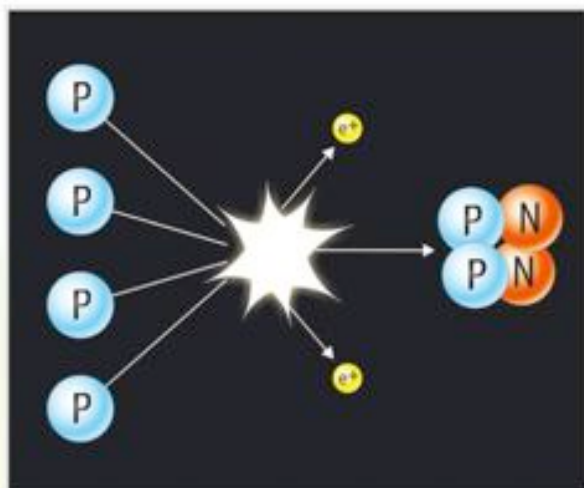
Si ces étoiles brillaient comme des corps noirs parfaits, leur luminosité totale L serait donnée par l' expression

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4 \quad (5.1.1)$$

où R représente le rayon de l' étoile. Si deux étoiles possèdent une même valeur de l' indice de couleur B-V (i.e. même T) mais différent de façon significative en magnitude absolue, donc en luminosité, c' est parce que ces deux étoiles ont des rayons R appréciablement différents. C' est pour cette raison que les étoiles qui sont plus brillantes que les étoiles de la séquence principale sont communément appelées 'géantes'. A cause de celles-ci, les étoiles de la séquence principale sont appelées 'naines'; le Soleil est ainsi une naine jaune. En astronomie, toute étoile est soit 'géante' soit 'naine' (à part les sous-géantes). Si on considère maintenant dans le diagramme couleur-magnitude les étoiles qui sont plus faibles que les étoiles de la séquence principale, celles-ci doivent nécessairement être plus petites (car plus faibles) que les étoiles de la séquence principale caractérisées par une même valeur de B-V. De plus, la plupart de ces étoiles très petites sont de couleur blanche, voire bleue. Pour les distinguer des étoiles de la séquence principale, déjà appelées 'naines', on les a baptisées 'naines blanches'. Mais toutes ces étoiles plus faibles ne sont pas blanches. Elles peuvent aussi être bleues, ou parfois rouges. Il existe par conséquent des 'naines blanches' bleues (i.e. chaudes) et des 'naines blanches' rouges (i.e. froides; '... la place rouge était blanche ...' G. Bécand). A cause des traditions qui existent en astronomie, cette nomenclature complexe a malheureusement persisté.

5 Diagrammes couleur-magnitude

- *Redshift 2 (visite guidée 6), introduction imagée aux concepts de base de l'astronomie: 6. Vie des étoiles*



25/09/2015

31

Résumé: La naissance des étoiles résulte d'une instabilité gravitationnelle (par exemple, le passage d'une onde de choc créée par l'explosion d'une étoile proche) d'un nuage de matière interstellaire qui va donc se fragmenter. La contraction (de parties isolées) de ce nuage conduit progressivement à l'établissement d'un équilibre hydrostatique pour lequel chaque élément de masse est en équilibre sous l'action de la force de gravité et de la force résultant du gradient de pression. Lors de cette contraction gravitationnelle, le moment angulaire total du système mécanique est conservé, ce qui implique en général une forte augmentation de la rotation du nuage de gaz interstellaire qui s'effondre. De plus, pendant cette phase de contraction, le libre parcours moyen entre particules diminue, l'étoile s'échauffe et l'opacité due à l'ion H^- augmente. La luminosité de l'étoile décroît. L'étoile apparaît alors dans le diagramme H-R sur une séquence verticale, dite séquence de Hayashi, joignant la région des géantes à l'extrémité inférieure de la séquence principale. La théorie classique de l'évolution stellaire permet alors de décrire les transformations subies par l'étoile au cours du temps; c'est-à-dire toute une série de phases de contraction gravifiques interrompues par des phases de fusion nucléaire d'éléments légers en éléments plus lourds (réels régléments de compte entre la gravitation et la thermodynamique). Ces phases sont d'autant plus nombreuses que la masse initiale de l'étoile est élevée (si la masse totale de l'étoile est inférieure à $0,08 M_{\odot}$, les combustions nucléaires ne peuvent pas démarrer ... l'étoile devient une naine brune, astre de plus en plus froid et peu lumineux).

A cause de l'existence d'un gradient de température à l'intérieur de l'étoile, il résulte un transfert d'énergie des régions chaudes (intérieur) vers les régions froides (extérieur), rendant ainsi compte du rayonnement des étoiles.

5 Diagrammes couleur-magnitude

- *Redshift 2 (visite guidée 6), introduction imagée aux concepts de base de l'astronomie: 6. Vie des étoiles (nuages interstellaires, noyau, proto-étoile, T augmente, disques, H en He, grosses étoiles, OBAFGKMRNS, perte de masse, soleil, NP, naine blanche, céphéides, SG rouge, noyau de fer, supernova)*

25/09/2015

32

Redshift 2 (visite guidée 6), introduction imagée aux concepts de base de l'astronomie: 6. Vie des étoiles (nuages interstellaires, noyau, proto-étoile, T augmente, disques, H en He, grosses étoiles, OBAFGKMRNS, perte de masse, soleil, NP, naine blanche, céphéides, SG rouge, noyau de fer, supernova)

Ce transfert s'effectue généralement soit par la radiation, soit par des mouvements de convection. Le transfert d'énergie par conduction est très rare; celui-ci n'a lieu que lorsque la matière stellaire est dégénérée.

La source d'énergie des étoiles n'est toutefois pas inépuisable et celles-ci sont donc amenées à devoir évoluer. Pendant la majeure partie de leur évolution passée sur la séquence principale, la source d'énergie des étoiles provient de la transformation de l'hydrogène en hélium (chaîne P-P et cycle CNO) dans les couches profondes où les températures sont de l'ordre de 10 à 20 millions de degrés K.

Après la phase de combustion de l'hydrogène en hélium, les réactions nucléaires de combustion de l'hélium s'amorcent dans les couches profondes, pratiquement constituées d'hélium pur et où les températures atteignent près de 100 millions de degrés K.

Suivant la masse initiale de l'étoile, des réactions nucléaires impliquant des noyaux de plus en plus lourds (carbone, etc.) vont succéder aux réactions de combustion de l'hélium. L'étude de l'évolution stellaire fait partie d'un cours enseigné à l'Institut d'Astrophysique et de Géophysique par Mr Marc-Antoine Dupret.

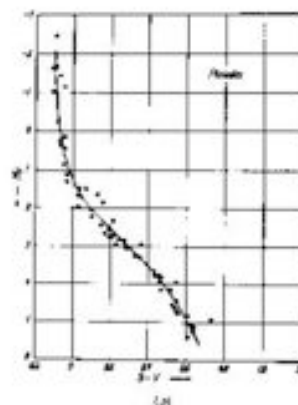
5 Diagrammes couleur-magnitude

■ 5.2 Amas ouverts

Fig. Photographie de l'amas stellaire des Pléiades dans la constellation du Taureau.



Fig. Diagramme couleur-magnitude des Pléiades d'après Arp (1958), après avoir adopté un module de distance $m_v - M_v = 5,3$. Un module de distance supérieur de 0,2 serait plus approprié. Un fit visuel de la séquence principale y est représenté.



25/09/2015

33

On peut se demander si la séquence principale des étoiles proches visible dans un diagramme couleur-magnitude existe aussi pour des étoiles distantes. Faut-il pour ce faire pouvoir déterminer individuellement la distance de telles étoiles fort éloignées auxquelles ne s'applique d'ailleurs malheureusement pas la méthode de la parallaxe trigonométrique? Fort heureusement, non. En effet, si on parvient à isoler un groupe physique d'étoiles toutes situées à une même distance (inconnue a priori), on devrait être capable de mettre en évidence la séquence principale, si elle existe, dans un diagramme $m_v/B-V$. La seule différence qui devrait apparaître entre un diagramme couleur-magnitude pour des étoiles proches et un groupe d'étoiles éloignées sera une translation en magnitude de leurs étoiles respectives (voir Eq. 4.6.1). Il y a dans le ciel des groupes physiques d'étoiles qui sont toutes à la même distance. Ces sont les amas d'étoiles. Il y a d'abord les amas ouverts (jeunes) que nous considérerons en premier lieu et les amas globulaires (vieux). L'amas ouvert le mieux connu visible à l'oeil nu est celui des Pléiades (cf. Fig.). Ses étoiles ont une origine commune: elles sont nées à partir d'un même nuage de gaz qui s'est fragmenté partiellement en étoiles. Etant toutes à une même distance, les différentes magnitudes apparentes observées pour ces étoiles reflètent donc essentiellement leurs différentes magnitudes absolues (Eq. 4.6.1), ou luminosités intrinsèques. La fig. ci-dessus représente le diagramme couleur-magnitude des Pléiades construit en supposant un module de distance $m_v - M_v = 5,3$. Pour cet amas d'étoiles distantes, on voit aussi apparaître une séquence principale.

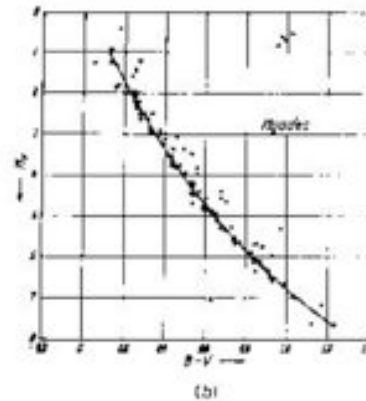
5 Diagrammes couleur-magnitude

■ 5.2 Amas ouverts

Fig. Photographie de l'amas stellaire des Hyades dans la constellation du Taureau.



Fig. Diagramme couleur-magnitude des Hyades d'après Arp (1958), après avoir adopté un module de distance $m_v - M_v = 3,08$. Un module de distance supérieur de 0,2 serait plus approprié. Un fit visuel de la séquence principale y est représenté.



25/09/2015

34

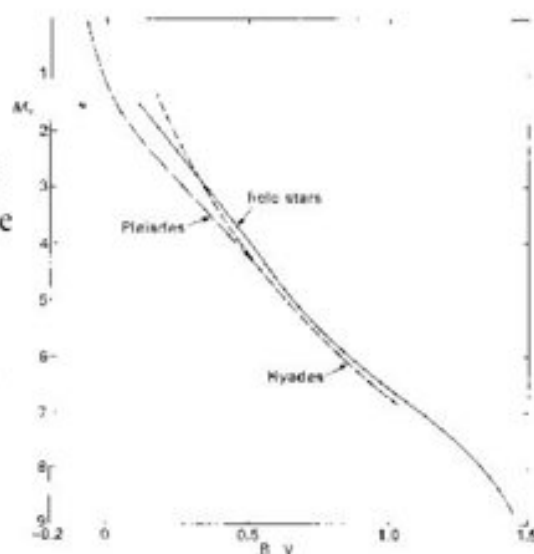
Dans les figures ci-dessus, nous avons aussi représenté l'image d'un autre amas célèbre, l'amas des Hyades et son diagramme couleur-magnitude, pour un module de distance de 3,08. Dans le diagramme couleur-magnitude, on voit aussi apparaître très clairement une séquence principale ainsi que des supergéantes. Si on compare ce diagramme avec celui des Pléiades, on voit une différence notoire en ce qui concerne les étoiles les plus lumineuses, aussi les plus bleues. L'amas des Pléiades contient des étoiles beaucoup plus bleues.

On remarquera ici que l'hypothèse suivant laquelle toutes les étoiles d'un (supposé) amas sont à une même distance est justifiée, a posteriori, par le fait qu'elles se répartissent toutes le long d'une séquence principale dans un diagramme couleur-magnitude. En effet, si ces étoiles étaient situées à des distances différentes les unes des autres, elles auraient été distribuées aléatoirement dans le diagramme et aucune séquence n'aurait été détectée.

5 Diagrammes couleur-magnitude

■ 5.2 Amas ouverts

Fig. Les fits visuels des séquences principales d'étoiles proches, de l'amas des Pléiades et de celui de l'amas des Hyades sont représentés dans ce diagramme couleur-magnitude (après avoir augmenté de 0,2 mag. le module de distance des deux amas ouverts). Aux grandes luminosités, les trois séquences principales divergent à cause des différents âges des étoiles.



•••Redshift 2 (photothèque): La Galaxie; Amas ouverts

25/09/2015

35

Si on ajuste les séquences principales des diagrammes couleur-magnitude pour les étoiles proches, les étoiles des Pléiades et celles des Hyades, on obtient le diagramme ci-dessus. On voit très clairement que l'amas des Pléiades possède un excès d'étoiles plus bleues et plus brillantes en comparaison avec les étoiles proches et celles des Hyades. Si nous avons superposé davantage de diagrammes couleur-magnitude d'amas ouverts, nous aurions aussi vu apparaître une nouvelle séquence d'étoiles plus brillantes que les 'géantes'. Ces étoiles très brillantes sont encore plus grandes que les géantes et sont donc appelées, à juste titre, les 'supergéantes'.

Il faut remarquer que plus une étoile est massive, et donc plus lumineuse, plus rapidement elle consomme son carburant nucléaire et plus elle évolue vite (temps de passage bref sur la séquence principale). Par conséquent, la présence d'étoiles très lumineuses dans un amas attestent de la jeunesse de ce dernier; l'amas des Pléiades est plus jeune que celui des Hyades.

5.3 Amas globulaires: Dans les amas ouverts, les étoiles qui les constituent sont relativement bien séparées les unes des autres. Par ailleurs, la plupart de ces amas contiennent des étoiles très bleues et lumineuses. Ces amas (jeunes) sont surtout concentrés dans le plan de la Galaxie, car récemment formés à partir de matière riche en gaz et poussières. Certains autres amas ont une apparence fort différente. Ce sont les amas globulaires tels ceux représentés dans les figures suivantes pour M3 et M92. Ces amas contiennent près de 10.000 à 100.000 étoiles. La plupart de ces amas globulaires ne sont pas résolus en leur centre. Les étoiles individuelles à la périphérie de ces amas sont elles parfaitement résolues. On trouve les amas

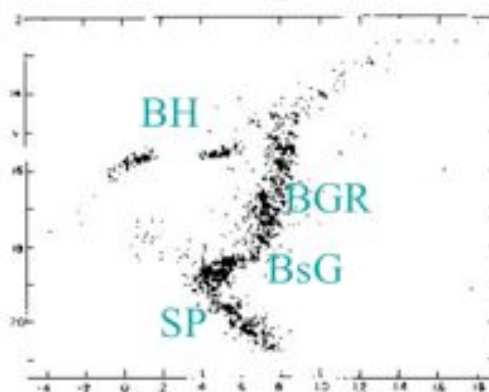
5 Diagrammes couleur-magnitude

■ 5.3 Amas globulaires

Fig. Photographie de l'amas globulaire M3 (Sandage et Walter 1966)



Fig. Diagramme couleur-magnitude (apparente)-pour les étoiles de l'amas globulaire M3 (Arp 1958).



25/09/2015

J6

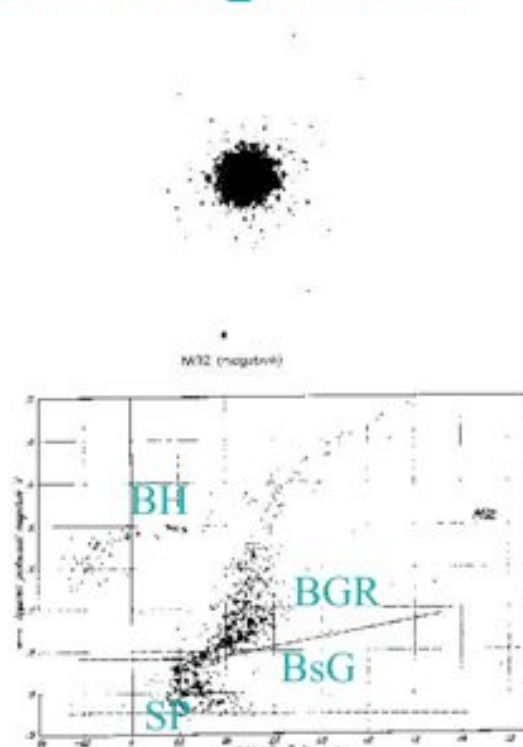
Lorsque les couleurs et les magnitudes des étoiles des amas globulaires furent mesurées, leurs diagrammes couleur-magnitude apparurent fort différents de ceux des amas ouverts (cf. les diagrammes ci-dessus pour M3 et M92). La séquence principale des étoiles semble être effacée (ceci, en raison de leur âge). En effet, les étoiles les plus massives brûlent rapidement leur hydrogène et quittent donc les premières la séquence principale. Il en résulte, après un certain temps, un déficit d'étoiles bleues, brillantes. De nouvelles séquences apparaissent. Les deux branches principales que l'on voit sont deux séquences quasi-horizontales ayant des magnitudes différentes et une branche verticale d'étoiles rouges. Des embryons de la séquence principale semblent être présents mais on observe un réel déficit d'étoiles bleues, lumineuses. Les diagrammes couleur-magnitude d'autres amas globulaires sont fort pareils à ceux de M3 et M92, à l'exception de la séquence horizontale supérieure (communément appelée 'branche horizontale') qui parfois consiste en deux séquences d'étoiles bleues et rouges séparées par un petit vide, parfois seulement en une courte séquence d'étoiles bleues. La séquence horizontale d'étoiles plus faibles s'appelle la branche des 'sous-géantes' et la séquence quasi-verticale d'étoiles, la branche des 'géantes rouges'. Les noms de ces différentes branches sont indiqués dans les diagrammes couleur-magnitude présentés ci-avant. La théorie de l'évolution stellaire permet de comprendre les subtiles différences existant entre tous ces différents diagrammes.

5 Diagrammes couleur-magnitude

■ 5.3 Amas globulaires

Fig. Photographie de l'amas globulaire M92 (Clayton 1983)

Fig. Diagramme couleur-magnitude (apparente) pour les étoiles de l'amas globulaire M92 (Arp 1958). P représente la magnitude photographique des étoiles. Un champ d'étoiles plus petit a été utilisé pour les mesures comprises entre les lignes en traits interrompus



25/09/2015

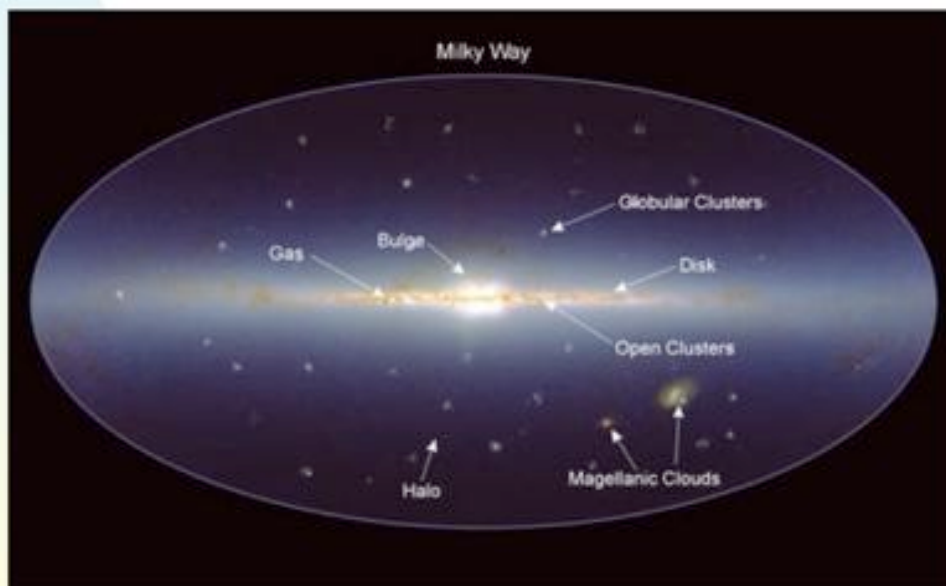
••••Redshift 2 (photothèque): La Galaxie; Amas globulaires

37

Les étoiles dans un amas sont à une même distance, possèdent une même composition chimique, histoire et ont donc le même âge. Par conséquent, ces étoiles dessinent un isochrone dans un diagramme H-R, leurs positions relatives ne pouvant être expliquées que par des masses initiales différentes. De tels amas constituent un outil fort précieux pour l'étude de l'évolution stellaire. D'une part, ils permettent de confronter les isochrones théoriques aux isochrones observationnels et d'autre part d'estimer l'âge, voire la distance précise, des différents amas. Ainsi, plus une région du diagramme H-R est peuplée d'étoiles, plus elle doit être associée à une phase stable de l'évolution stellaire. Plus une région est dépourvue d'étoiles le long d'une séquence du diagramme H-R, plus la phase d'évolution des étoiles doit être rapide à cet endroit (cf. la phase très rapide de seconde contraction gravifique associée à un vide d'étoiles dans le diagramme H-R d'amas globulaires). Les diagrammes H-R d'amas globulaires sont généralement caractérisés par un virage vers la droite de la séquence principale. Les étoiles correspondantes terminent en fait leur phase de combustion centrale de l'hydrogène. L'estimation de leur masse permet une estimation directe de l'âge de l'amas. En effet, plus la luminosité de ce virage est élevée, plus les étoiles correspondantes sont massives et plus leur temps d'évolution sur la séquence principale est court. Les étoiles les plus massives ont déjà terminé leur évolution et ne sont donc plus visibles au voisinage de la séquence principale tandis que les étoiles les moins massives poursuivent leur combustion centrale de l'hydrogène sur la séquence principale de l'amas. Les amas globulaires les plus vieux ont environ 13 milliards d'années. Enfin, la présence d'une branche horizontale dans le diagramme H-R d'amas globulaires, à une luminosité fixe, est caractéristique de la phase de combustion de l'hélium d'étoiles possédant, après des phénomènes de perte de masse, une masse proche de $0,55 M_{\odot}$.

5 Diagrammes couleur-magnitude

■ 5.4 Parallaxes photométriques d'amas stellaires



25/09/2015

38

5.4 Parallaxes photométriques d'amas stellaires:

Cette branche horizontale facilite la superposition d'amas globulaires différents, permettant une calibration très précise de la luminosité des étoiles de l'amas, fort utile pour les estimations d'âge et de distance des amas les plus faibles.

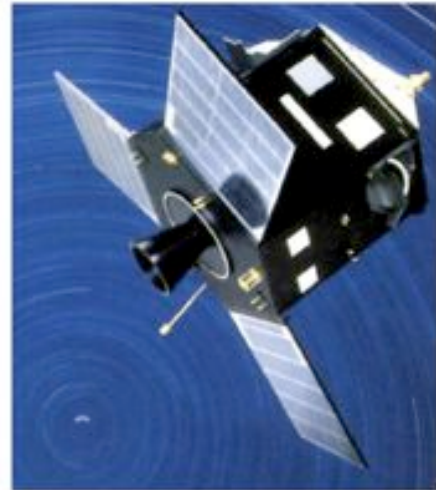
Nous avons vu pour le cas des amas ouverts qu'il était possible d'ajuster leurs séquences principales à celle des étoiles proches par une simple translation en magnitude des points observés. On déduit ainsi les modules de distance de ces amas qui s'élèvent à $m_v - M_v = 3,27$ pour les Hyades (correspondant à une distance de 45 pc) et de $m_v - M_v = 5,5$ pour les Pléiades (correspondant à une distance de 130 pc). Si on parvient à détecter des étoiles de la séquence principale pour des amas globulaires, on peut espérer appliquer la même méthode en vue de déterminer la distance de ces amas. Pour des amas globulaires très éloignés, ces étoiles demeurent inobservables. Toutefois, avec l'accroissement en sensibilité des détecteurs modernes utilisés (cf. CCD) et la plus grande surface collectrice des télescopes d'aujourd'hui (cf. HST, VLT, Keck), on parvient à pouvoir estimer les distances d'amas de plus en plus faibles. Il est remarquable de constater que cette méthode de détermination des parallaxes photométriques des amas stellaires marche admirablement bien jusqu'aux confins les plus éloignés de l'Univers sondés à ce jour.

5 Diagrammes couleur-magnitude

■ 5.5 Parallaxes photométriques d'étoiles individuelles



25/09/2015



39

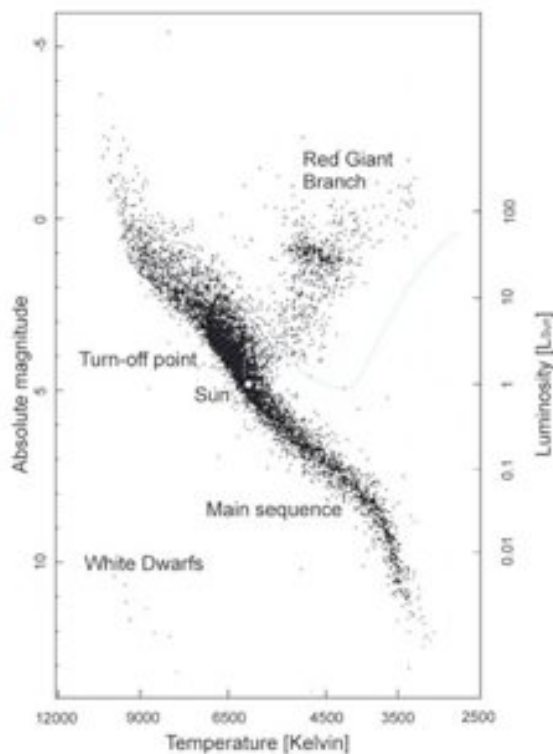
5.5 Parallaxes photométriques d'étoiles individuelles:

On pourrait aussi en principe utiliser la méthode précédente pour estimer la distance à des étoiles individuelles de la séquence principale. En effet, soit une étoile possédant un indice de couleur B-V. On peut déduire à partir des diagrammes couleur-magnitude précédemment établis (voir aussi le diagramme H-R observationnel ci-dessus) sa magnitude absolue M_v (voir la table 4.2). Après avoir mesuré sa magnitude apparente m_v , il est facile de déterminer la distance d de cette étoile à partir de son module de distance (cf. Eq. (4.6.1)). L'application de la méthode de la parallaxe photométrique se heurte néanmoins aux difficultés suivantes: 1) l'étoile dont nous cherchons à déterminer la distance pourrait être une géante, une supergéante ou encore une naine blanche (cf. les fausses estimations de distance aux supernovae, considérées comme des novae vers les années 1920). En principe, l'obtention d'un spectre de l'objet étudié permet de lever cette ambiguïté. 2) L'absorption interstellaire peut altérer les couleurs des étoiles. On peut montrer qu'il est en fait possible de corriger les observations des effets d'extinction et de rougissement interstellaires.

5 Diagrammes couleur-magnitude

■ 5.5 Parallaxes photométriques d'étoiles individuelles

Diagramme H-R construit à partir d'observations de 40.000 étoiles proches observées au moyen du satellite européen Hipparcos.



25/09/2015

40

5.5 Parallaxes photométriques d'étoiles individuelles:

Notons bien que le diagramme couleur-magnitude présenté ci-dessus ne correspond pas à celui d'un amas d'étoiles mais bien au diagramme HR instantané des étoiles qui nous sont les plus proches.

6 Luminosités des étoiles

- 6.1 Flux, luminosités et rayons angulaires
- 6.2 Luminosité solaire
- 6.3 Luminosités stellaires et magnitudes bolométriques

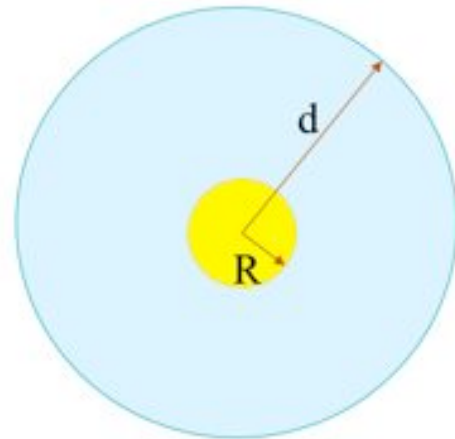
6 Luminosités des étoiles

6.1 Flux, luminosités et rayons angulaires

$$\epsilon = \int_{\infty}^0 \lambda \int_{\gamma}^{\gamma} q_Y$$

$$L(t) = 4 \pi R^2 \pi F(t) = 4 \pi d^2 \pi f(t+d/c)$$

$$\pi F = \pi f (d / R)^2 = \pi f / \rho^2$$



25/09/2015

46

6.1 Flux, luminosités et rayons angulaires: De grand intérêt pour les astrophysiciens est la connaissance du flux total (apparent) observé $\epsilon = \pi f$ (i.e. intégré sur toutes les longueurs d'onde) émis par une étoile. La quantité f est appelée le flux astrophysique. Nous avons bien sûr:

$$\epsilon = \int_{\infty}^0 \lambda \int_{\gamma}^{\gamma} q_Y . \quad (6.1.1)$$

Si πF représente le flux total émis à la surface de l'étoile et L sa luminosité totale, nous avons aussi -en vertu de la loi de conservation de l'énergie- la relation (cf. Fig.):

$$L(t) = 4 \pi R^2 \pi F(t) = 4 \pi d^2 \pi f(t+d/c), \quad (6.1.2)$$

où d représente la distance entre l'étoile et l'observateur et R le rayon de l'étoile (on a supposé $R \ll d$). A partir de l'équation (6.1.2) et supposant constant le flux de l'étoile émis au cours du temps t , on trouve alors

$$\pi F = \pi f (d / R)^2 = \pi f / \rho^2. \quad (6.1.3)$$

On peut ainsi déterminer le flux total πF émis par une étoile en mesurant tout simplement la quantité πf ainsi que son rayon angulaire $\rho = R / d$. Etant donné que $\pi F = \sigma T_{\text{eff}}^4$, la mesure de f et de ρ permet de calculer T_{eff} . La détermination de la luminosité L requiert la connaissance de la distance d de l'étoile, quantité beaucoup plus difficile à mesurer.

6 Luminosités des étoiles

6.2 Luminosité solaire

$$\pi F_{\odot} = C \ 200^2 \sim 6 \ 10^{10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \sim 6 \ 10^7 \text{ Wm}^{-2}$$

$$L_{\odot} = 3,96 \ 10^{33} \text{ erg s}^{-1} \sim 4 \ 10^{23} \text{ kW}$$

$$\theta = D/d \sim 1/100$$



Impossible d'afficher l'image. Votre ordinateur manque peut-être de mémoire pour ouvrir l'image ou l'image est endommagée. Redémarrez l'ordinateur, puis ouvrez à nouveau le fichier. Si le rouge est toujours affiché, vous devrez peut-être supprimer l'image avant de la réinsérer.

 θ
 d
 D

$$M_{\odot} = 1,98 \ 10^{33} \text{ g}$$

25/09/2015

47

6.2 Luminosité solaire: Au contraire des étoiles, le Soleil est suffisamment proche de nous pour pouvoir être résolu angulairement. Si on occulte le disque du Soleil au moyen d'un crayon tendu à bout de bras, nous remarquons que l'épaisseur du crayon doit être environ 100 fois plus petite que la distance qui nous en sépare. Nous concluons que le diamètre angulaire du Soleil est d'environ 1/100 (plus précisément 0,0093). Nous rappelant que le flux πf_{\odot} mesuré juste à l'extérieur de l'atmosphère terrestre est égal à la constante solaire $C = 1,38 \ 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, on trouve pour πF_{\odot} (voir Eq. (6.1.3)):

$$\pi F_{\odot} = C \ 200^2 \sim 6 \ 10^{10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (6.2.1)$$

Connaissant la distance au Soleil (1 U.A.), on déduit à partir de l'équation (6.1.2) une luminosité

$$L_{\odot} = 3,96 \ 10^{33} \text{ erg s}^{-1}. \quad (6.2.2).$$

Cette quantité d'énergie libérée par le Soleil n'est pas très parlante ($4 \ 10^{23} \text{ kW}$). Sachant que celui-ci brille d'un éclat quasi-constant, il doit générer en son intérieur une quantité d'énergie comparable. Etant donné que sa masse vaut $1,98 \ 10^{33} \text{ g}$ (cf. application des lois de Kepler au mouvement des planètes), on déduit un rapport M_{\odot} / L_{\odot} de 1/2. On trouve aussi aisément que le Soleil produit environ $4 \ 10^{23} \text{ kW}$ par $2 \ 10^{23} \ 10^4$ tonnes, soit 2 kW par 10.000 tonnes de matière, ce qui en fait un générateur d'énergie à rendement très faible. Des étoiles, beaucoup plus chaudes, sont caractérisées par des rendements très supérieurs (plusieurs centaines, voire milliers, de fois plus élevés). C'est en fait l'énorme masse du Soleil qui lui permet de vivre aussi paresseusement ... tout en restant aussi brillant!

6 Luminosités des étoiles

■ 6.3 Luminosités stellaires et magnitudes bolométriques

$$m_{\text{bol}} = m_v - BC$$

$$M_{\text{bol}} = M_v - BC$$

25/09/2015

48

6.3 Luminosités stellaires et magnitudes bolométriques: Pour mesurer la luminosité totale d'une étoile, il nous faut pouvoir observer tout son spectre électro-magnétique. Nous avons vu précédemment qu'à cause de l'absorption sélective de l'atmosphère terrestre, une grande partie du flux des étoiles nous reste malheureusement inaccessible ($\lambda < 3200 \text{ \AA}$ et $\lambda > 10.000 \text{ \AA}$, à l'exception de quelques fenêtres). Même les observations au moyen d'instruments à bord de satellites ou de fusées situés hors de notre atmosphère ne nous permettent pas de détecter le flux d'astres galactiques ou extragalactiques à des longueurs d'onde plus courtes que 912 \AA (transitions radiatives à partir du niveau fondamental vers les niveaux libres pour l'atome d'hydrogène), à cause de l'absorption interstellaire (même pour des étoiles proches). Si donc des étoiles émettent la plus grande partie de leur énergie à de telles longueurs d'onde, celle-ci nous restera inaccessible et nous devons recourir à des modèles théoriques pour pouvoir corriger nos estimations.

Les luminosités ou brillances d'étoiles intégrées sur tout le domaine du spectre électromagnétique sont elles aussi mesurées en magnitudes, les 'magnitudes bolométriques'. On distingue les magnitudes bolométriques apparentes et absolues, bien que seulement ces dernières soient réellement utilisées en pratique. La différence entre les magnitudes visuelle m_v et bolométrique m_{bol} est appelée la correction bolométrique, notée BC (pour 'bolometric correction'). Nous avons donc

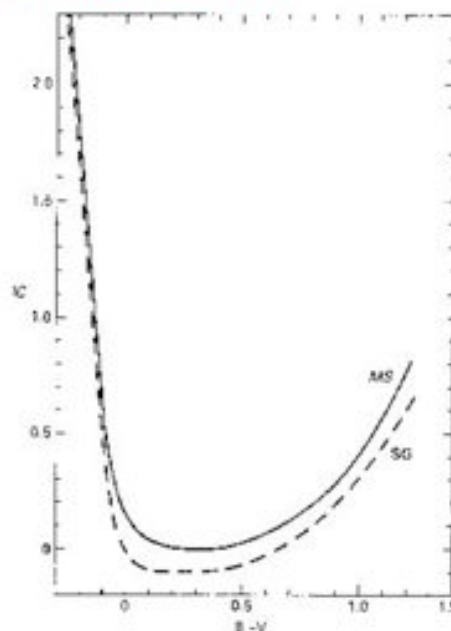
$$m_{\text{bol}} = m_v - BC, \text{ et de même } M_{\text{bol}} = M_v - BC. \quad (6.3.1)$$

Certains astronomes prêtent le signe contraire à la définition de BC. Il ne faut donc pas être étonné de voir dans la littérature scientifique deux définitions de signes opposés pour cette même correction BC.

6 Luminosités des étoiles

■ 6.3 Luminosités stellaires et magnitudes bolométriques

Correction bolométrique BC en fonction de l'indice de couleur B-V pour des étoiles de la séquence principale. Un minimum de BC est visible autour de $B-V = 0,3$. Le point zéro des BCs a été arbitrairement choisi égal à zéro pour ce B-V. Une conséquence indésirable est d'observer des valeurs négatives de BC pour des étoiles supergéantes



25/09/2015

49

6.3 Luminosités stellaires et magnitudes bolométriques: Etant donné que la radiation émise par un astre à travers tout le spectre électromagnétique est supérieure à celle émise dans le visible, on pourrait faire en sorte que les magnitudes bolométriques M_{bol} (ou m_{bol}) paraissent systématiquement inférieures aux magnitudes visuelles M_V (ou m_V). Les corrections bolométriques devraient donc en général être positives. Ce n'est malheureusement pas toujours le cas pour la raison suivante. Alors que toutes les magnitudes apparentes ont été arbitrairement choisies nulles pour Véga, ce n'est pas le cas de sa magnitude apparente bolométrique m_{bol} . En effet, les astronomes se sont mis d'accord sur un autre type de normalisation pour les magnitudes bolométriques. Ils ont imposé que la correction BC soit toujours positive (ou nulle). Comme on peut s'y attendre, seules les corrections bolométriques d'étoiles plus chaudes (resp. plus froides) que le Soleil seront importantes car ces astres émettent beaucoup plus d'énergie vers les courtes (resp. grandes) longueurs d'onde, en comparaison avec celle du visible (voir le diagramme ci-dessus représentant la correction BC en fonction de l'indice de couleur B-V). Pour des températures intermédiaires, la correction bolométrique BC devrait présenter un minimum. Pour les étoiles de la séquence principale, ce minimum est observé aux environs de $B-V = 0,3$. Les astronomes ont décidé, il y a très longtemps, d'imposer la valeur 0 à ce minimum (par pure convention). Pour des étoiles de la séquence principale caractérisées par un $B-V = 0,3$, on a donc -par convention tout à fait arbitraire- $m_{\text{bol}} = m_V$ et, aussi, $M_{\text{bol}} = M_V$. L'étoile Véga a un $B-V = 0$, donc sa BC ne peut pas être nulle (sa BC vaut en fait 0,15). Pour rappel, la raison principale de cette convention était d'avoir des corrections BC aussi petites que possible et non négatives. Malheureusement, les corrections BC observées pour certaines supergéantes sont négatives (voir Fig.). On aurait dû en fait définir l'échelle des magnitudes bolométriques apparentes avec la même convention que pour toutes les autres magnitudes apparentes; mais les astronomes n'aiment pas changer leurs vieilles traditions. Il faut donc vivre avec!

6 Luminosités des étoiles

6.3 Luminosités stellaires et magnitudes bolométriques

Température effective et correction bolométrique BC en fonction de l'indice de couleur B-V pour des étoiles de la séquence principale et de super-géantes

B - V	T_{eff} Main sequence	BC Main sequence	T_{eff} Super giants	BC Super giants
-0.25	24000	2.30	26000	2.20
-0.23	21000	2.15	23500	2.05
-0.20	17700	1.80	19100	1.72
-0.15	14000	1.20	14500	1.12
-0.10	11800	0.61	12700	0.53
-0.05	10500	0.33	11000	0.14
0.00	9480	0.15	9800	-0.01
+0.10	8530	0.04	8500	-0.09
+0.2	7910	0.00	7440	-0.10
+0.3	7350	0.00	6800	-0.10
+0.4	6800	0.00	6370	-0.09
+0.5	6310	0.03	6020	-0.07
+0.6	5910	0.07	5800	-0.03
+0.7	5540	0.12	5460	+0.03
+0.8	5330	0.19	5200	+0.10
+0.9	5090	0.28	4980	+0.19
+1.0	4840	0.40	4770	+0.30
+1.2	4350	0.75	4400	+0.59

25/09/2015

UNIVERSE 4: ING5.TEX

50

6.3 Luminosités stellaires et magnitudes bolométriques:

Avec cette définition pour le point zéro de la BC, la correction bolométrique du Soleil vaut $BC_{\odot} = 0,07$, et sa magnitude bolométrique absolue $M_{\text{bol}\odot} = 4,75$. Il est aussi utile de se rappeler la relation suivante

$$M_{\text{bol}} = M_{\text{bol}\odot} - 2,5 \log (L / L_{\odot}), \quad (6.3.2)$$

qui permet de calculer la luminosité intrinsèque L d'un astre en fonction de la luminosité L_{\odot} du Soleil, connaissant les magnitudes bolométriques absolues de ces deux astres.

Les corrections bolométriques déterminées à partir d'observations et d'extrapolations théoriques sont données dans la table ci-dessus.

UNIVERSE 4: ING5.TEX