



**SORBONNE  
UNIVERSITÉ**  
CRÉATEURS DE FUTURS  
DEPUIS 1257



Mémoire de Master Métiers de l'Enseignement, de l'Éducation et de la Formation

Année universitaire 2018-2019

# Le cycle de vie des étoiles

par

Vincent Lusset

23/03/2019

Le travail qui suit a été élaboré dans le cadre du Master Métiers de l'Enseignement, de l'Éducation et de la Formation suivi au Centre de préparation de Montrouge de l'agrégation de physique. Son objectif est d'expliquer les principales caractéristiques des différentes étapes de la vie des étoiles, à partir de quelques considérations physiques et lois d'échelle de niveau Licence, dans un esprit de vulgarisation. Il ne s'agit pas d'un travail d'astrophysique détaillant avec précisions l'ensemble des phénomènes complexes qui prennent place dans ces objets fascinants que sont les étoiles. Les spécialistes pardonneront ainsi le caractère parfois « naïf » des hypothèses utilisées.

## Valeurs et notations utilisées:

- ◆ masse d'un atome/noyau d'hydrogène :  $m_H = 1,7 \cdot 10^{-27}$  kg
- ◆ masse d'un électron :  $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$  kg
- ◆ masse du Soleil :  $M_\odot = 2,0 \cdot 10^{30}$  kg
- ◆ luminosité du Soleil :  $L_\odot = 3,8 \cdot 10^{26}$  W
- ◆ constante universelle de gravitation :  $G = 6,7 \cdot 10^{-11}$  m<sup>3</sup>.kg<sup>-1</sup>.s<sup>-2</sup>
- ◆ constante de Boltzmann :  $k_B = 1,4 \cdot 10^{-23}$  J.K<sup>-1</sup>
- ◆ constante de Planck :  $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$  J.s
- ◆ constante de Stefan :  $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8}$  W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-4</sup>

# I – Le diagramme de Hertzsprung-Russell

Le flux lumineux  $F$  ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ ) reçu sur Terre depuis une étoile s'écrit, en fonction de la distance  $d$  de cette dernière :  $F = \frac{L}{4\pi d^2}$  où  $L$  est la luminosité totale ( $\text{W}$ ) émise par l'étoile. Si on fait l'approximation que les étoiles sont des corps noirs idéaux<sup>1</sup>, la luminosité est reliée à la température de surface de l'étoile  $T_e$  via la loi de Stefan :  $L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4$ . Le diagramme  $(L, T_e)$ , appelé *diagramme de Hertzsprung-Russell* (1910) (ou « diagramme H&R »), fait ressortir principalement quatre populations d'étoiles bien distinctes :

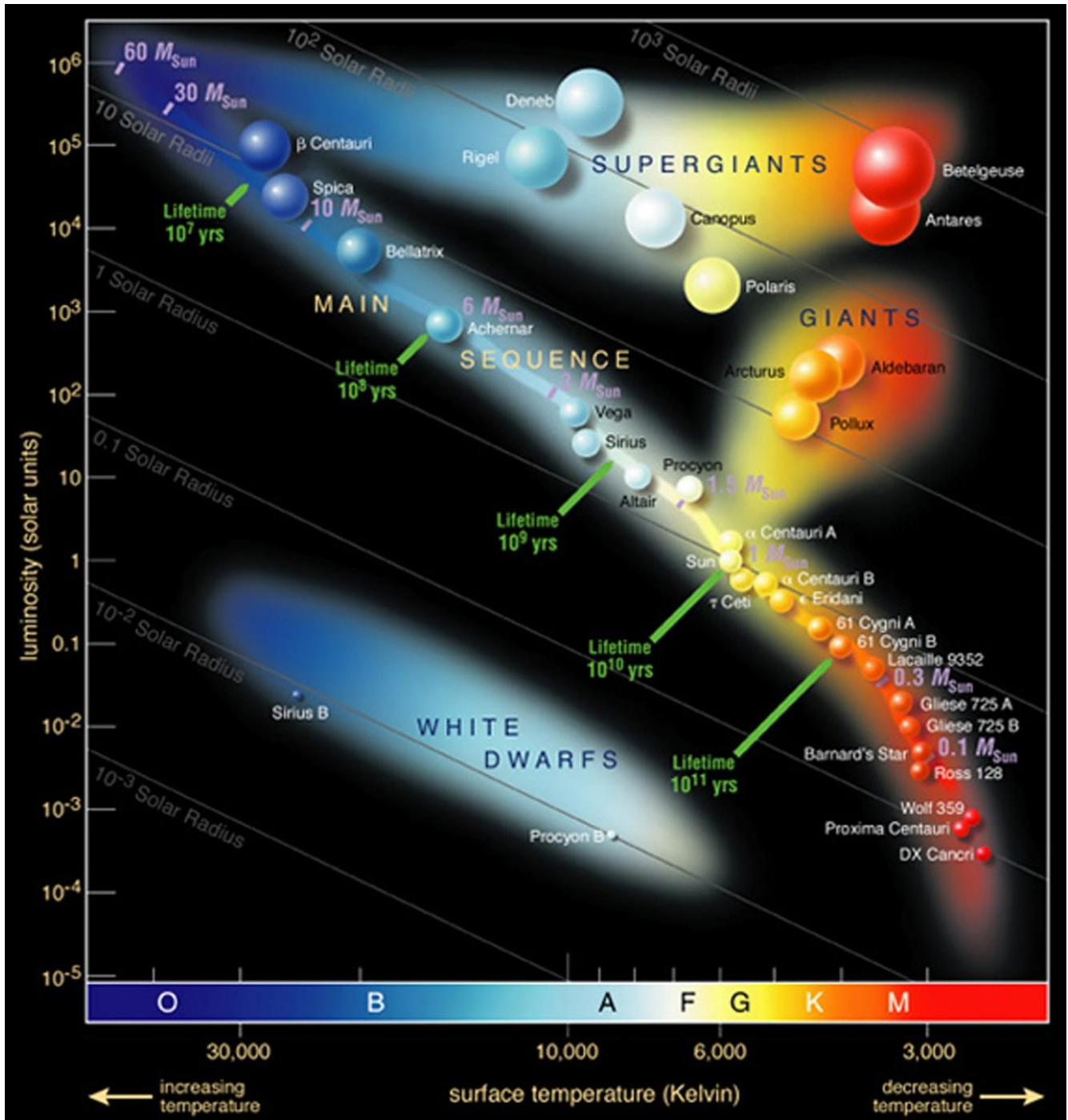


Diagramme de Hertzsprung-Russell

Les axes sont en unités logarithmiques, la luminosité étant normalisée à celle du Soleil  
 En ligne oblique est indiqué le diamètre estimé de l'étoile, en unité de rayon solaire

<sup>1</sup> dans la pratique, il faut prendre en compte l'émission différentielles selon la longueur d'onde, l'absorption sur la ligne de visée et la sensibilité du capteurs aux longueurs d'onde considérées ; on prend donc en compte séparément les différentes longueurs d'onde avant d'intégrer les grandeurs calculées sur l'ensemble du spectre. Néanmoins, considérer que le flux reçu depuis toutes les étoiles est celui d'un corps noir idéal ne change pas le propos de ce texte ni les ordres de grandeurs

- ♦ la *séquence principale* (*main sequence*) où réside la grande majorité des étoiles, correspond à la diagonale allant du coin supérieur gauche (étoile très chaude et très brillante) au coin inférieur droit (étoile relativement froide et très peu lumineuse)
- ♦ la branche des *géantes* (*giants*), étoiles assez froides bien que nettement plus grandes et lumineuses que celles de la séquence principale de température équivalente
- ♦ la branche des *supergéantes* (*supergiants*), encore plus grandes et parmi les étoiles les plus lumineuses
- ♦ le groupe des *naines blanches* (*white dwarfs*), au contraire chaudes mais bien moins lumineuses que les étoiles de la séquence principale de température équivalente

Le but de ce qui suit est d'essayer de comprendre le peuplement de ces quatre zones du diagramme H&R

## II – Formation des étoiles

### II.1) Contraction d'un nuage de gaz stellaire autogravitant

On considère une sphère de gaz hydrogène, initialement homogène, de rayon R, considéré comme un gaz parfait de température T. Son équilibre est le résultat de l'action contraire de principalement deux forces, la force de gravité qui tend à contracter le nuage, et la pression, qui tend à le maintenir. On peut aussi le voir d'un point de vue énergétique comme la compétition entre l'énergie cinétique, liée à la température, et l'énergie potentielle de gravitation. Or :

$$E_c = \frac{3}{2} \frac{M}{m_H} k_B T \quad \text{et} \quad E_p = - \int \frac{Gm(r)}{r} dm = - \frac{3GM^2}{5R} \quad \text{soit avec} \quad R = \left( \frac{3M}{4\pi n m_H} \right)^{\frac{1}{3}} : \quad E_p = - \left( \frac{36\pi n m_H G^3}{125} \right)^{\frac{1}{3}} M^{\frac{5}{3}}$$

où  $n = \frac{3N}{4\pi R^3}$  ( $m^{-3}$ ) est la densité particulaire

L'énergie cinétique, qui pousse à la dilatation du nuage, est proportionnelle à la masse, tandis que l'énergie potentielle, qui pousse à sa contraction est, elle, proportionnelle à la puissance 5/3 de cette masse. On peut donc prévoir que si la masse est suffisamment grande et dépasse un certain seuil appelé *masse de Jeans*, l'énergie potentielle l'emportera sur l'énergie cinétique et le nuage se contractera inexorablement. Cette masse correspond à une énergie totale du nuage négative :

$$E_c + E_p \leq 0 \Leftrightarrow M \geq \left( \frac{375 k_B^3 T^3}{32 \pi n m_H^4 G^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{donc :} \quad M_J = \left( \frac{375 k_B^3 T^3}{32 \pi n m_H^4 G^3} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Pour un nuage d'hydrogène interstellaire où  $T \sim 30$  K et  $n \sim 10^9$   $m^{-3}$  on obtient :  $M_J \sim 3,3 \cdot 10^{32}$  kg  $\sim 170 M_\odot$

En pratique, sous l'effet d'instabilités, le nuage de gaz va se fragmenter en plusieurs nuages plus petits lors de sa contraction, donnant potentiellement naissance à plusieurs étoiles assez proches, de masses plus faibles.

### II.2) Masse minimale d'une étoile

Lors de la contraction du nuage de gaz, ce dernier s'échauffe. Deux phénomènes peuvent arrêter la contraction :

- ♦ si la masse est inférieure à une certaine limite précisée plus loin, la *pression de dégénérescence des électrons* (i.e. le principe d'exclusion de Pauli) va finir par compenser la gravité alors que le nuage n'a pas atteint la température permettant l'allumage des réactions de fusion nucléaire

La densité volumique des électrons est égale à celle des atomes d'hydrogène, n ; la *température de Fermi*

*des électrons* est donnée par :  $k_B T_F = \left( \frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{h^2}{2m_e} n^{\frac{2}{3}}$  ; la contraction continue tant que  $T \geq T_F$  et que la

fusion n'a pas démarrée. Si  $T < T_F$ , la pression de dégénérescence prend le pas sur la pression cinétique du gaz et l'équilibre hydrostatique se découpe du problème thermique ; la contraction cesse et la température baisse après être passé par un maximum proche de  $T_F$

♦ si la masse du nuage de gaz est suffisante, la température atteint plusieurs millions de kelvins, les réactions de fusion démarrent et la chaleur dégagée arrête la contraction gravitationnelle.

Le théorème du viriel donne :  $2E_c + E_p = 0 \Leftrightarrow E_c = -\frac{1}{2}E_p$  d'où : 
$$T = \frac{G}{k_B} \left( \frac{4\pi m_H^4 n}{375} \right)^{\frac{1}{3}} M^{\frac{2}{3}}$$

Alors :  $T_{\max} \sim T_F \Leftrightarrow T_{\max} \sim \frac{2m_e G^2}{h^2 k_B} \left( \frac{32\pi^2 m_H^4}{1125} \right)^{\frac{2}{3}} M^{\frac{4}{3}}$  soit : 
$$T_{\max} \approx 2,6 \cdot 10^{-33} M^{\frac{4}{3}} \approx 6,5 \cdot 10^7 \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^{\frac{4}{3}}$$

Aussi si la température critique d'allumage des réactions nucléaires est d'environ<sup>2</sup>  $2 \cdot 10^6$  K, on obtient :

$$M_{\min} \approx 0,08 M_\odot$$
 : la masse minimale des étoiles est 8% de celle du Soleil

NB : entre  $0,013 M_\odot$  et  $0,08 M_\odot$ , on peut assister à la fusion du deutérium  $^2\text{H}$ , présent en faible quantité dans les nuages d'hydrogène et dont la température de fusion est inférieure à celle de  $^1\text{H}$  ; on obtient alors une *naine brune*, une étoile avortée (observées pour la première fois dans les années 1990)

### II.3) Masse maximale d'une étoile

On ne connaît qu'une trentaine d'étoiles de plus de  $100 M_\odot$ , ce qui semble indiquer qu'il existe une masse maximale pour qu'une étoile stable se forme. En effet, lorsque le nuage de gaz se contracte et se réchauffe, il rayonne de l'énergie ; dans le cas des très grosses protoétoiles, le rayonnement des couches internes peut générer une pression de radiation capable d'arrêter la contraction gravitationnelle.

Le *transport radiatif d'énergie* est donné par : 
$$\bar{\Pi}_{\text{rad}} = -\frac{c}{\rho \kappa_T} \overrightarrow{\text{grad}} \left( \frac{4\sigma T^4}{3c} \right) = -\frac{c}{\rho \kappa_T} \overrightarrow{\text{grad}} (P_{\text{rad}}) \text{ (W.m}^{-2}\text{)}$$
 où

$\kappa_T \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$  est l'opacité Thomson (la *diffusion Thomson* étant le mode de transport radiatif dominant dans les étoiles massives en formation), et  $P_{\text{rad}}$  la pression de radiation associée.

Avec  $\Pi_{\text{rad}} = \frac{L(r)}{4\pi r^2}$ , on peut donc écrire en symétrie sphérique : 
$$\frac{1}{\rho} \frac{dP_{\text{rad}}}{dr} = -\frac{\kappa_T L(r)}{4\pi r^2 c}$$

Plus l'étoile se contracte, plus elle se réchauffe et donc rayonne, ce qui ralentit sa contraction ; elle se rapproche ainsi de l'équilibre hydrostatique défini par : 
$$-\overrightarrow{\text{grad}}(P) + \rho \vec{g} = \vec{0}$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = \frac{1}{\rho} \frac{dP_{\text{gaz}}}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP_{\text{rad}}}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2}$$
 d'où : 
$$\frac{1}{\rho} \frac{dP_{\text{gaz}}}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2} \left( 1 - \frac{\kappa_T L(r)}{4\pi GcM(r)} \right)$$

On voit sous cette écriture que la pression de radiation atténue bien l'effet de la gravité ; si la parenthèse devient négative, l'objet n'est plus lié. En particulier, pour la couche extérieure ( $r \rightarrow R$ ), on doit avoir :

$$L \leq \frac{4\pi Gc}{\kappa_T} M = L_{\text{Edd}} \approx 3,3 \cdot 10^4 \left( \frac{M}{M_\odot} \right) L_\odot$$
 où  $L_{\text{Edd}}$  est la *luminosité/limite d'Eddington*

Pour conclure il faut une *relation masse-luminosité* ; on verra partie III.1) qu'en première approximation

on a : 
$$\frac{L}{L_\odot} \sim \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^3$$
 ; on obtient ainsi finalement :

$$M_{\max} \sim 180 M_\odot$$
 : la masse maximale des étoiles est d'environ 180 masses solaires

NB : les observations par le télescope spatial Hubble de quelques étoiles semblant dépasser les 200 masses solaires, voire les 300 masses solaires pour R136a1, questionnent cette limite maximale de la masse d'une étoile, qui reste de fait encore un sujet ouvert à ce jour.

<sup>2</sup> En réalité elle est plus proche de  $10^7$  K, mais la densité n'est bien sûr pas uniforme dans l'étoile ; un calcul plus précis donne bien  $0,08 M_\odot$  comme masse minimale

### III – Séquence principale

Tant que son cœur contient suffisamment d'hydrogène, l'étoile est un système autorégulé, à l'équilibre entre la gravité, qui tend à la contracter, et la pression, cinétique et de radiation, qui s'y opposent. La résolution des équations de la structure stellaire montre que cet équilibre est stable : une diminution de la production d'énergie dans le cœur de l'étoile entraîne son refroidissement et sa contraction, ce qui réchauffe l'étoile et augmente la production d'énergie ; réciproquement, un emballement de la production d'énergie entraîne la dilatation de l'étoile et son refroidissement, ce qui diminue la production d'énergie.

#### III.1) Relation masse/luminosité

On peut établir un lien entre la masse et la luminosité en reliant la température de surface  $T_e$  avec la température  $T$  du cœur, considérée en première approximation comme la température interne uniforme de l'étoile.

On a par définition :  $L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4$  ; or la continuité du flux surfacique d'énergie entre l'intérieur et la

surface peut s'écrire :  $\sigma T_e^4 \sim \Pi_{\text{rad}} = \frac{1}{\rho \kappa_T} \left\| \frac{d(4\sigma T^4)}{dr} \right\| \sim \frac{1}{\rho \kappa_T} \frac{4\sigma T^4}{3R}$ . Par ailleurs :  $E_c = -\frac{1}{2} E_p$  conduit à :

$$T = \frac{GMm_H}{5k_B R} ; \text{ d'où dans ce modèle : } L = \frac{64\pi^2 \sigma}{9\kappa_T} \left( \frac{Gm_H}{5k_B} \right)^4 M^3 \text{ ou encore :}$$

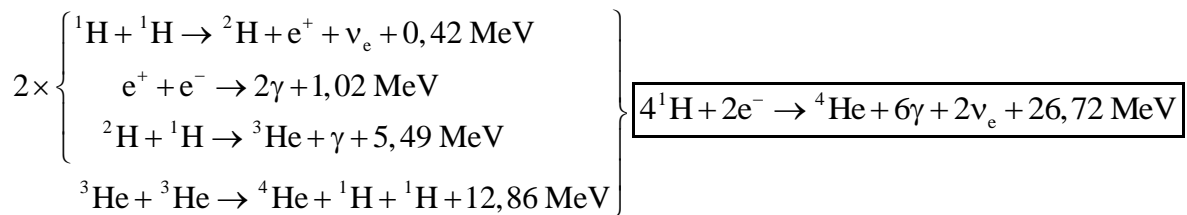
$$\frac{L}{L_\odot} \sim \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^3 : \text{ la luminosité d'une étoile augmente ainsi comme le cube de sa masse}$$

Ainsi on observe une variation de 8 ordres de grandeur de  $L$  lorsque la masse passe de  $0,1 M_\odot$  à  $60 M_\odot$

NB : pour les petites étoiles ( $M < 0,2 M_\odot$ ), un calcul plus détaillé prenant en compte les phénomènes d'interaction photon-matière autres que la diffusion Thomson donne  $L \sim M^5$  ; on peut voir la rupture de pente correspondante dans le diagramme H&R.

#### III.2) Durée de vie

L'étoile reste sur la séquence principale tant qu'elle brûle de l'hydrogène en hélium. Il existe plusieurs enchaînements de réactions nucléaires réalisant cela, selon la masse de l'étoile et la température de son cœur. Pour la plupart des étoiles, on a la *chaîne proton-proton* :



Les 26,72 MeV libérés par noyaux d'hélium produit correspondent à la libération d'une fraction  $\varepsilon \approx 7.10^{-3}$  de l'énergie de masse des protons et électrons initiaux. La combustion de l'étoile continue tant qu'il y a encore de l'hydrogène dans le cœur de l'étoile, qui représente environ 10% de la masse de l'étoile. La durée de vie de l'étoile est ainsi :

$$\tau \sim \frac{0,1\epsilon M c^2}{L} \Rightarrow \tau \sim \frac{0,1\epsilon M_\odot c^2}{L_\odot} \left( \frac{M_\odot}{M} \right)^2 \approx 3,3.10^{17} \left( \frac{M_\odot}{M} \right)^2 \text{ s} \Rightarrow \tau \approx 10^{10} \left( \frac{M_\odot}{M} \right)^2 \text{ ans}$$

La durée de vie du Soleil est ainsi de l'ordre de 10 milliards d'année ; une étoile massive de  $60 M_\odot$  a elle une durée de vie seulement quelques millions d'années. C'est dû au fait que la luminosité se comporte comme  $M^3$  alors que les réserves énergétiques ne sont que proportionnelles à  $M$ .

A contrario les petites étoiles, appelées *naines rouges*, vivent des centaines ou des milliers de milliards d'années, ce qui fait que la totalité des naines rouges de l'Univers n'en sont qu'au tout début de leur vie.

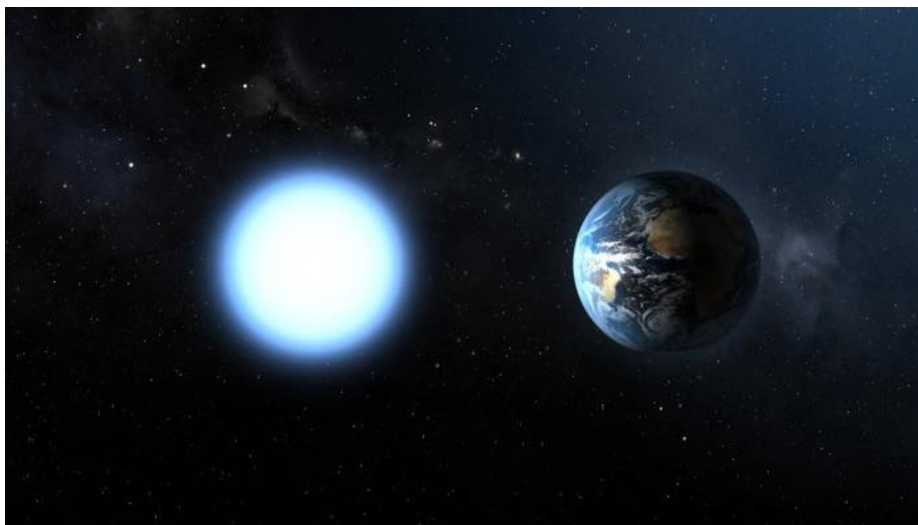
## IV – Fin de vie des étoiles

Lorsque qu'une étoile a brûlé 10% de son cœur d'hydrogène en hélium, les réactions nucléaires s'arrêtent et l'étoile se remet à se contracter sous l'effet de sa gravité. Son destin final dépend alors beaucoup de sa masse initiale.

### IV.1) Naines blanches

Pour les étoiles de masse inférieure à  $0,5 M_{\odot}$ , la pression de dégénérescence des électrons sera suffisante pour arrêter la contraction de l'étoile dans un état qu'on appelle une *naine blanche*, composée d'hydrogène et d'hélium. La température augmente fortement lors de cette contraction (jusqu'à 50 000K), mais n'ayant plus de réaction nucléaire en son cœur, l'étoile rayonne peu (uniquement le rayonnement thermique classique); c'est donc une étoile (morte) chaude et peu lumineuse, d'où sa place dans le diagramme H&R.

Une naine blanche renferme une masse de l'ordre de celle du Soleil dans un volume de l'ordre de celui de la Terre; c'est donc un astre très dense, de masse volumique  $\rho \sim 1 \text{ tonne} / \text{cm}^3$



Tailles comparées d'une naine blanche et de la Terre

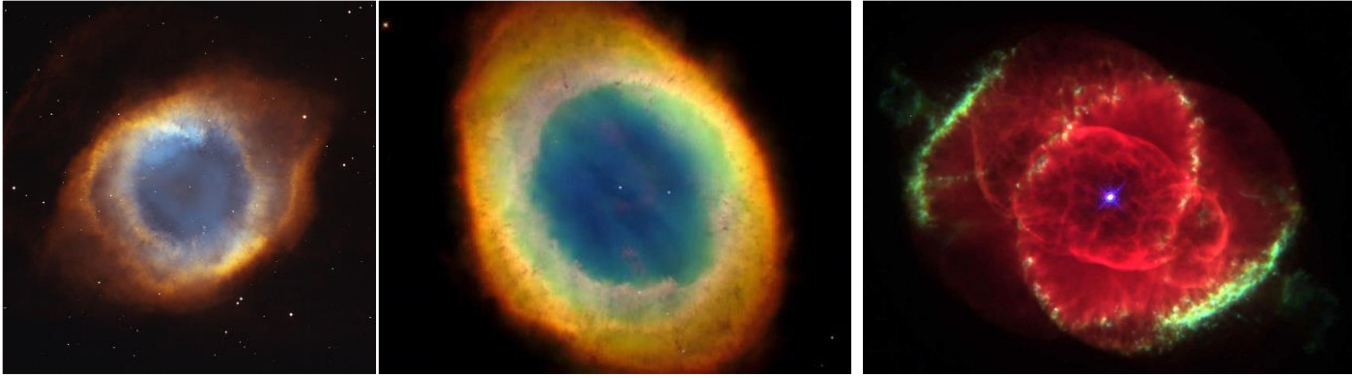
On pense que l'étoile continuera à se refroidir jusqu'à atteindre l'équilibre thermique avec l'Univers ambiant; elle n'émettra alors plus de lumière dans le visible, on appelle ce stade ultime de la vie des étoiles une *naine noire*. Néanmoins le temps caractéristique de refroidissement d'une naine blanche est estimé à au moins  $10^{15}$  ans, aussi aucune naine noire n'a encore pu être observée.

### IV.2) Géantes et nébuleuses planétaires

Pour les étoiles de masse supérieure à  $0,5 M_{\odot}$ , le réchauffement lors de la contraction qui suit la fin de la combustion de l'hydrogène va faire monter la température du cœur jusqu'à  $10^8 \text{ K}$ ; à cette température, la fusion de l'hélium en carbone et en oxygène démarre.

Ce rallumage de la fusion au cœur de l'étoile entraîne un dégagement d'énergie qui repousse les couches extérieures et fait gonfler l'étoile: elle devient une *géante rouge*. Bien que très lumineuse, l'étoile voit son énergie produite se répartir sur une surface beaucoup plus grande; la couche extérieure de l'étoile est ainsi relativement froide, d'où sa place dans le diagramme H&R.

Lorsque le cœur ne contient plus assez d'hélium, la fusion s'arrête et le cœur de l'étoile se contracte de nouveau; l'énergie dégagée lors de cette contraction et du réchauffement associé va souffler les couches extérieures de l'étoile, peu liées, pour former ce qu'on appelle une *nébuleuse planétaire* (le nom est historique, cela n'a en fait rien à voir avec des planètes).



Les nébuleuses planétaires de l'Hélice, de l'Anneau et de l'Œil de chat

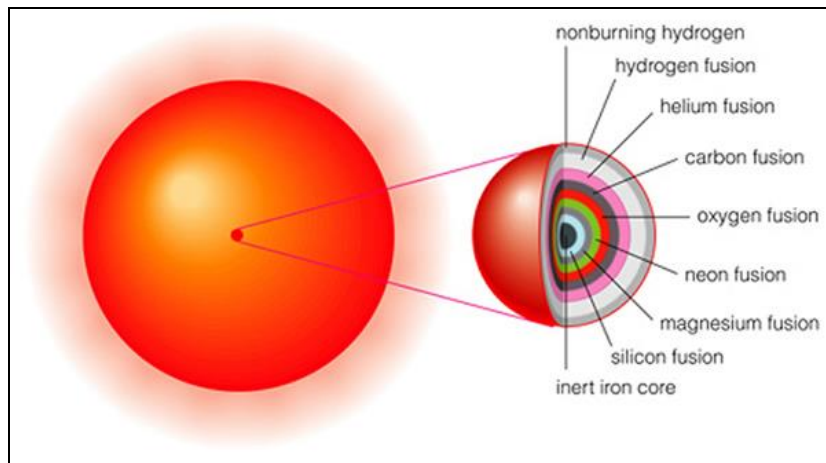
Pour les étoiles de masse inférieure à  $8 M_{\odot}$ , la pression de dégénérescence des électrons sera suffisante pour arrêter la contraction du cœur, qui va ainsi former une naine blanche composée d'hélium, de carbone et d'oxygène.

### **IV.3) Supergéantes, supernovæ et astres compacts**

Pour les étoiles de masse supérieure à  $8 M_{\odot}$ , la phase de nébuleuse planétaire n'a pas lieu, les séquences arrêt de la combustion-contraction-réchauffement-rallumage vont se poursuivre avec la fusion d'éléments de plus en plus lourds :

- à  $5 \cdot 10^8$  K, le carbone fusionne en néon, magnésium et sodium
- à  $1,5 \cdot 10^9$  K, c'est l'oxygène qui fusionne en silicium, soufre et phosphore
- $3,5 \cdot 10^9$  K, c'est finalement le silicium qui fusionne en différents éléments jusqu'au fer et au nickel

L'étoile produit encore plus d'énergie que les géantes, elle gonfle considérablement et devient une *supergéante*, une étoile dont la taille est plusieurs centaines de fois celle du Soleil, avec un cœur qui brûle différents éléments en couches successives :



Structure d'une supergéante rouge

Le fer et le nickel sont les éléments les plus stables, ils ne peuvent pas donner lieu à des réactions de fusion nucléaire ; aussi lorsque la combustion du silicium s'arrête, elle ne redémarrera plus et l'étoile va connaître une fin explosive.

Le cœur est devenu si dense que la pression de dégénérescence des électrons ne parvient plus à compenser la gravité : le cœur s'effondre sous sa propre masse en une fraction de seconde, les électrons sont capturés par les protons pour former des neutrons. Quand la masse volumique centrale atteint  $10^{17} \text{ kg.m}^{-3}$ , soit la densité de la matière nucléaire, la *pression de dégénérescence des nucléons* arrête l'effondrement et les couches externes, en chute libre sur le cœur, rebondissent, transformant le mouvement de chute initiale en une explosion tournée vers l'extérieur. Une violente onde de choc se propage dans l'enveloppe de l'étoile, qui est éjectée à grande vitesse dans l'espace interstellaire : l'étoile devient une *supernova*,

On peut estimer l'énergie libérée lors d'une supernova en faisant la différence d'énergie gravitationnelle du cœur de fer de masse  $M \sim 1,4 M_{\odot}$  entre son rayon initial  $R_{\text{Fe}} \sim 2000 \text{ km}$  et le rayon de l'astre compact (voir ci-dessous) qui se forme :  $R_{\text{ac}} \sim 10 \text{ km}$  :

$$E_{\text{libérée}} = -\Delta E_p = \frac{3GM^2}{5R} \left( \frac{1}{R_{\text{ac}}} - \frac{1}{R_{\text{Fe}}} \right) \Rightarrow E_{\text{libérée}} \approx 3 \cdot 10^{46} \text{ J}$$

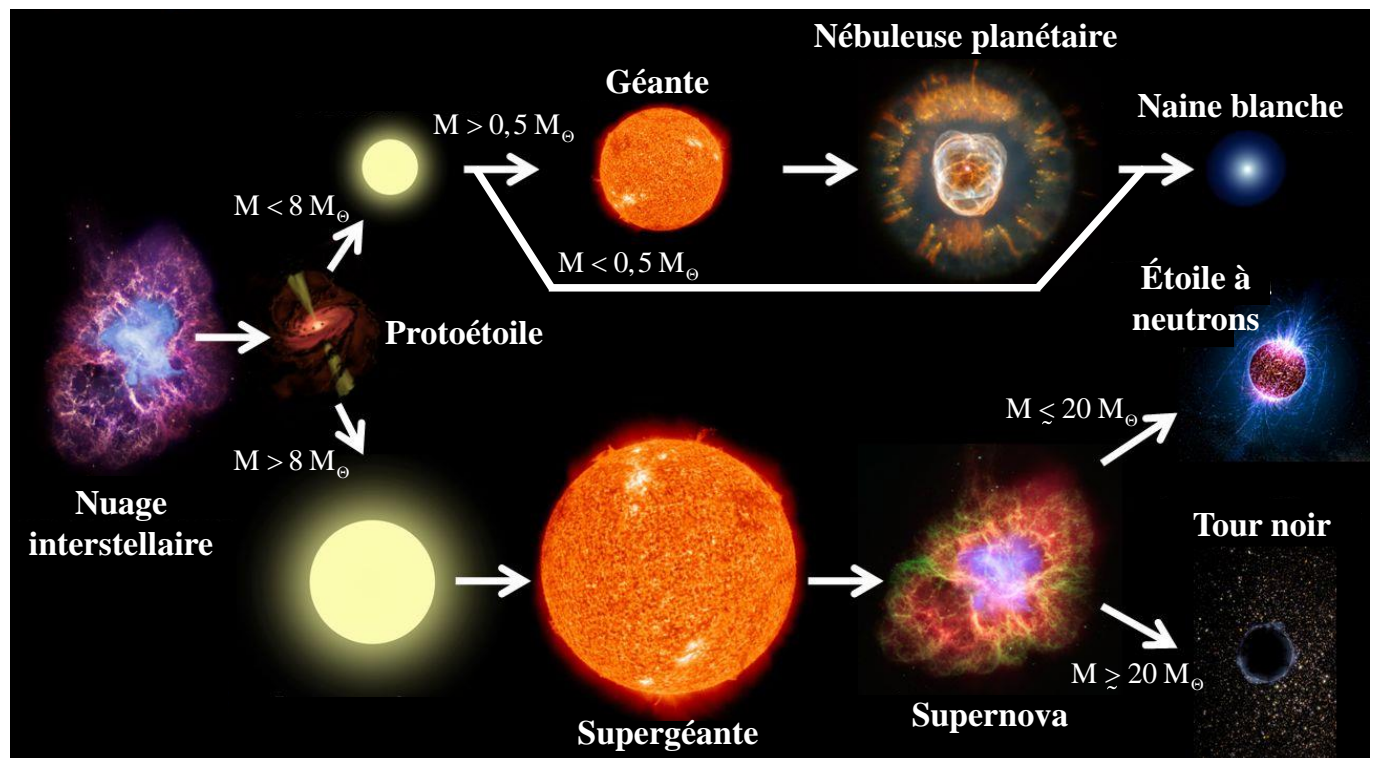
0,01% de cette énergie par en rayonnement, ce qui fait néanmoins d'une supernova un astre dont la luminosité atteint  $10^9 L_{\odot}$  (soit celle d'une galaxie entière) pendant quelques semaines ; 1% de l'énergie est libérée sous forme cinétique, emportant les couches externes de l'étoile ; enfin 99% de l'énergie est emportée sous forme de *neutrinos*, ces derniers étant les seules particules parvenant à s'échapper du cœur très dense en cours d'effondrement.

Ledit cœur va former un *astre compact*, dont le destin final dépend de sa masse :

- ♦ si elle est inférieure à la *limite d'Oppenheimer-Volkoff* ( $\sim 2,2 M_{\odot}$ ), ce qui correspond à une étoile de masse initiale  $\lesssim 20 M_{\odot}$ , la pression de dégénérescence des neutrons parvient à compenser la gravité et le cœur forme une *étoile à neutrons*, qui renferme une masse de l'ordre de celle du Soleil dans une sphère d'environ 10 km de diamètre (d'une densité phénoménale :  $\rho \sim 10^8 \text{ tonne/cm}^3$  !)
- ♦ si elle dépasse cette limite, ce qui correspond à une étoile de masse initiale  $\gtrsim 20 M_{\odot}$ , alors aucune force ne parvient à compenser la gravité et le cœur s'effondre jusqu'à former un *trou noir*, une singularité de l'espace-temps, de densité virtuellement infinie, inaccessible à l'observation directe.

## Conclusion :

On peut ainsi retrouver assez rapidement l'ordre de grandeur des grandes caractéristiques des étoiles, menant à leur distribution dans le diagramme de Hertzsprung-Russell. Il reste néanmoins encore de nombreuses questions ouvertes, comme celles portant sur leur structure interne, leur champ magnétique, leur interaction avec le milieu interstellaire ou quand et comment se sont formées les premières étoiles.



Bilan du cycle de vie des étoiles, en fonction de leur masse initiale



## **Bibliographie :**

- ◆ Cours d'astrophysique de la majeure de physique de l'École polytechnique, édition 1999
- ◆ Thèse « Analyse différée des données de SNLS : mesure des paramètres cosmologiques et du taux d'explosion des supernovæ de type Ia », Vincent Lusset, soutenue à l'université Denis Diderot, mai 2006
- ◆ [https://media4.obspm.fr/public/ressources\\_lu/pages\\_vie/masse-etoile-apprendre.html](https://media4.obspm.fr/public/ressources_lu/pages_vie/masse-etoile-apprendre.html)
- ◆ <http://e.m.c.2.free.fr/instabilite-gravitationnelle.htm>
- ◆ <https://sites.uni.edu/morgans/astro/course/Notes/section2/fusion.html>
- ◆ <http://chamilo2.grenet.fr/inp/courses/PHELMAPNS/>