

Table des matières

1. Structure interne des étoiles	2
1.1. Equilibre thermodynamique	2
1.2. Modèle polytropique	4
2. Evolution stellaire	6
2.1. La séquence principale	6
2.2. La phase géante rouge	8
2.3. Les naines blanches	10
2.4. Evolution tardive des étoiles massives	11
2.5. Tableaux récapitulatifs de la nucléosynthèse stellaire	12
3. Supernovas	13
3.1. Types de supernovas	13
3.2. Nucléosynthèse lors d'une supernova	15
4. L'E-ELT	17
4.1. Les raisons et les technologies nécessaires à la construction de l'E-ELT	17
4.2. Les instruments	18
4.3. Comparaison avec d'autres télescopes	19
5. Enrichissement du milieu interstellaire	20
6. Conclusion	16
7. Appendice	17
7.1. Modèle polytropique	17
7.2. Masse de Chandrasekhar	18

1

Structure interne des étoiles

Dans ce premier chapitre, nous allons tout d'abord traiter de la structure interne des étoiles et la décrire sous une approche mathématique. Par la suite, nous aborderons un modèle stellaire nous permettant de décrire une étoile dans sa globalité.

1.1 Equilibre thermodynamique

Les étoiles naissent de l'effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz interstellaire (§4). Au début de leur vie, elles sont principalement composées d'hydrogène qu'elles transformeront progressivement en hélium (§2). Cependant, le processus de transformation de l'hydrogène en hélium peut durer des milliards d'années, c'est pourquoi il est intéressant d'étudier la raison pour laquelle une étoile peut conserver cet état pendant une telle durée. En effet, mis à part sa composition chimique, les caractéristiques d'une étoile n'évoluent guère tout au long de la séquence principale¹ ; elle se trouve donc dans un certain équilibre qui est qualifié de thermodynamique et de local. La définition d'un équilibre thermodynamique local stipule que les paramètres caractérisant un objet peuvent varier, mais que cette variation est si infime et si lente que nous pouvons donc considérer qu'en chaque point de l'objet, son entourage proche est en équilibre avec lui. Les observables caractérisant cet équilibre sont la pression, la température, la luminosité ainsi que la masse. A chacune de ces observables correspond une équation constituant l'équilibre thermodynamique local.

1.1.1 Conservation de la masse

Cette première équation, appelée équation de continuité de la masse, exprime le principe de conservation de la masse. En effet, la masse d'une étoile reste inchangée durant toute la séquence principale.

Tout d'abord, considérons une sphère parfaite² ; l'aire de celle-ci est définie par :

$$S = 4\pi r^2 \quad (1.1)$$

Ajoutons un élément infinitésimal d'épaisseur dr à la surface de la sphère, alors le volume de matière correspond à :

$$dV = 4\pi r^2 dr \quad (1.2)$$

Si nous multiplions dV par la masse volumique ρ , nous avons $dM(r) = \rho(r) dV$; combinons cela avec l'Eq. 1.2 :

$$\boxed{dM(r) = \rho(r) 4\pi r^2 dr} \quad (1.3)$$

L'Eq. 1.3 représente la conservation de la masse en montrant que celle-ci est proportionnelle au rayon et à des constantes. De plus, l'Eq. 1.3 permet aussi d'exprimer la masse d'une étoile en fonction de sa masse volumique.

1. La séquence principale, qui sera développée au Chap. 2.1 est la période durant laquelle une étoile fusionne son hydrogène en hélium ; cette séquence représente la majeure partie de la vie d'une étoile.

2. Toutes les équations de ce chapitre ont pour hypothèse qu'une étoile est une sphère parfaite sans rotation, ce qui n'est pas exactement vrai ; cependant, cette approximation nous suffit dans le cadre de ce travail.

1.1.2 Equilibre hydrostatique

Si un objet ressemble à une sphère et ne varie pas significativement de taille, c'est soit qu'il est soumis à aucune force, soit qu'il est soumis, dans le cas le plus simple, à deux forces qui se compensent entre elles. Pour les étoiles, c'est la deuxième solution qui est vraie. La première des forces agissant sur une étoile est la force gravitationnelle, elle s'exprime par :

$$F(r) = \frac{Gm dm}{r^2} \quad (1.4)$$

L'autre force correspond à la force de pression générée par le gaz composant l'étoile.

Considérons un cylindre de volume infinitésimal de base dS et de hauteur dr (Fig. 7.1) ; sa masse vaut :

$$dm = dr dS \rho \quad (1.5)$$

Avec P étant la force de pression radiative et \ddot{r} l'accélération, la deuxième loi de Newton nous permet d'écrire³ :

$$-\frac{Gm dm}{r^2} - \frac{dP(r)}{dr} dr dS = \ddot{r} dm \quad (1.6)$$

Grâce l'Eq. 1.5 nous pouvons remplacer $dr dS$ dans l'Eq. 1.6 et ensuite simplifier le tout par dm . De plus, comme l'étoile est en équilibre, nous pouvons affirmer que son accélération est nulle ; en réarrangeant les termes nous obtenons :

$$\boxed{\frac{dP(r)}{dr} = -\rho \frac{Gm}{r^2}} \quad (1.7)$$

En résumé, l'Eq. 1.7 nous dit mathématiquement que si la force gravitationnelle et la pression radiative sont opposées et de même intensité, alors l'étoile sera parfaitement équilibrée (Fig. 7.1).

1.1.3 Equilibre thermique

L'étoile ne doit pas seulement être en équilibre hydrostatique pour satisfaire l'équilibre thermodynamique, elle doit aussi compenser les pertes d'énergie qui sont rayonnées sous forme de luminosité, notée $L(r)$. Tout d'abord, nous pouvons exprimer la perte d'énergie d'une couche dr comme étant :

$$L(r + dr) - L(r) = \frac{dL(r)}{dr} dr \quad (1.8)$$

Cette perte est compensée par l'énergie provenant des réactions nucléaires. Le taux de libération de l'énergie nucléaire par unité de masse, noté ϵ , appliqué à une sphère se définit comme :

$$\epsilon dm = \epsilon \rho(r) 4\pi r^2 dr \quad (1.9)$$

Si nous égalons l'énergie perdue sous forme de rayonnement avec celle gagnée grâce aux fusions nucléaires, nous obtenons l'équilibre thermique :

$$\boxed{\frac{dL(r)}{dr} = \epsilon \rho(r) 4\pi r^2} \quad (1.10)$$

L'Eq. 1.10 nous permet donc de calculer le taux de variation d'énergie rayonnée, cependant, pour cela, nous devons connaître le taux de libération de l'énergie nucléaire en fonction du rayon.

3. La force de pression agissant sur un élément dr correspond à $P(r)dS - P(r + dr)dS = -\frac{dP}{dr} dr dS$

1.1.4 Transport d'énergie

De manière générale, il existe trois manières différentes de transporter de l'énergie : la conduction, le rayonnement et la convection. Dans les étoiles, le rayonnement et la convection représentent les deux principaux modes de transport d'énergie. Chacun de ces deux modes possède une équation spécifique décrivant la manière dont il transporte de l'énergie⁴

L'équation de transfert d'énergie par radiation se définit comme :

$$\boxed{\frac{dT(r)}{dr} = -\frac{3\kappa\rho}{4acT^3} \frac{L(r)}{4\pi r^2}} \quad (1.11)$$

où κ correspond à l'opacité moyenne de l'étoile, $L(r)$ au flux d'écoulement de l'énergie, $T(r)$ à la température et $ac = 4\sigma$, avec σ = constante de Boltzmann.

L'équation d'énergie transportée par convection dans les étoiles est donnée par :

$$\boxed{\frac{dT(r)}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr}} \quad (1.12)$$

avec γ représentant l'indice adiabatique du gaz composant l'étoile et P la pression.

Ainsi, si une étoile satisfait les critères de la conservation de la masse (Eq. 1.3), de l'équilibre hydrostatique (Eq. 1.7), de l'équilibre thermique (Eq. 1.10) et des transports d'énergie (Eq. 1.11 et Eq. 1.12), alors elle se trouve en équilibre thermodynamique. Ces différentes équations différentielles représentent la base d'un modèle stellaire (§1.2).

1.2 Modèle polytropique

Afin de développer un modèle stellaire, il ne suffit pas de ne prendre en considération que la représentation macroscopique de l'étoile (§1.1), il faut aussi tenir compte de la description microscopique de celle-ci. Cette description est donnée sous la forme d'une équation d'état. Nous allons considérer dans ce chapitre qu'une étoile est un polytrope, cela signifie que l'équation d'état (Eq. 1.13) la décrivant ne dépend que de la pression P et de la masse volumique ρ :

$$P = K\rho^\gamma \quad (1.13)$$

où k correspond à une constante arbitraire. Dans un polytrope, l'indice adiabatique γ peut aussi être exprimé grâce à l'indice polytropique n de cette manière :

$$\gamma = 1 + \frac{1}{n} \quad (1.14)$$

L'indice polytropique permet de simuler une composition particulière d'étoile, cette composition peut être modifiée en fonction de la valeur que nous lui donnons.

En réunissant l'Eq. 1.3, l'Eq. 1.7, l'Eq. 1.13 et l'Eq. 1.14 et après simplifications, nous obtenons :

$$\frac{(n+1)K}{4\pi Gn} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\rho^{\frac{n-1}{n}}} \frac{d\rho}{dr} \right) = -\rho \quad (1.15)$$

4. Nous ne démontrerons pas les deux équations de transport d'énergie à cause de leur complexité et leur faible utilité pour ce travail.

Il est utile pour la suite de la démonstration de remplacer certains termes de l'Eq. 1.15 par :

$$\rho = \rho_c \theta^n \quad (1.16)$$

$$\left[\frac{(n+1)K}{4\pi G \rho_c^{\frac{n-1}{n}}} \right] = \alpha^2 \quad (1.17)$$

$$r = \alpha \xi \quad (1.18)$$

Eq. 1.16 : ρ_c correspond à la masse volumique au centre de l'étoile, θ^n est une variable sans dimension comprise entre 0 et 1.

Eq. 1.17 : La membre de gauche est une constante qui a pour dimension des m^2 , nous la remplaçons par α^2 .

Eq. 1.18 : Nous pouvons substituer le rayon r par le produit de α (dimension m) et de ξ (dimension nulle). Ainsi, en combinant les quatre dernières équations, nous trouvons l'équation

de Lane-Emden⁵, qui décrit la structure d'une étoile considérée comme une sphère polytropique :

$$\boxed{\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) = -\theta^n} \quad (1.19)$$

Les valeurs de ξ qui résolvent l'Eq. 1.19 permettent de calculer des paramètres, comme la masse ou le rayon⁶, correspondant à des configurations d'étoiles théoriquement possibles.

Le rayon R d'une étoile polytropique est défini par le premier zéro ξ_1 de la fonction $\theta(\xi)$ ⁷ :

$$R = \alpha \xi_1 \quad (1.20)$$

La masse M d'une étoile s'obtient en combinant l'Eq. 1.3 et l'Eq. 1.20 :

$$M = \int_0^R 4\pi r^2 \rho dr = 4\pi \alpha^3 \rho_c \int_0^{\xi_1} \xi^2 \theta^n d\xi \quad (1.21)$$

En substituant par l'Eq. 1.19 nous obtenons :

$$M = -4\pi \alpha^3 \rho_c \int_0^{\xi_1} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) d\xi = -4\pi \alpha^3 \rho_c \xi_1^2 \left(\frac{d\theta}{d\xi} \right)_{\xi_1} \quad (1.22)$$

Afin d'obtenir la valeur de ξ_1 qui nous permet de calculer le rayon et la masse d'une étoile, il faut résoudre l'équation de Lane-Emden (Eq. 1.19) en fonction de l'indice polytropique n choisi (Fig. 7.2). Il est possible de résoudre analytiquement cette équation, pour certaines valeurs de n , tandis que pour d'autres nous sommes obligés d'avoir recours à des méthodes numériques.

L'inconvénient du modèle polytropique est qu'il se restreint à une sphère parfaite et sans rotation, ce qui est une bonne approximation, mais qui n'est jamais parfaitement le cas en réalité. De plus, l'indice polytropique n ne permet pas de simuler n'importe quelle composition d'étoile. Il est par contre extrêmement utile, par exemple, pour décrire des étoiles de type naine blanche.

5. Cette équation a été nommée en l'honneur des physiciens Jonathan Lane et Robert Emden pour leur travail sur celle-ci.

6. La masse et le rayon ne sont pas les seuls observables pouvant être déterminées par ce modèle, la pression et la densité peuvent l'être aussi, mais nous n'allons pas les traiter ici.

7. Nous pouvons interpréter l'Eq. 1.19 comme une équation différentielle ou comme une fonction de θ par rapport à ξ ; le premier zéro de la fonction correspond à la première valeur pour laquelle l'équation est résolue.

2

Evolution stellaire

2.1 La séquence principale

Lorsqu'une étoile s'est formée, des réactions nucléaires commencent à s'amorcer dans son cœur sous l'effet de la pression engendrée par la force gravitationnelle. Ces réactions qui peuvent durer plusieurs milliards d'années consistent principalement à fusionner de l'hydrogène en hélium. Il existe deux processus pour arriver à cela : la chaîne proton-proton et le cycle Carbone-Azote-Oxygène.

2.1.1 La chaîne proton-proton



La fusion de l'hydrogène ne fait pas que de produire de l'hélium, elle libère aussi beaucoup d'énergie. Ce processus crée une pression qui est capable de compenser la compression gravitationnelle et ainsi permet d'équilibrer thermodynamiquement l'étoile (§1). Nous pouvons expliquer la longévité de cette phase de vie d'une étoile par la lenteur de la réaction (Eq. 2.1). En effet, l'Eq. 2.1 décrit une interaction faible qui est par définition extrêmement lente à cause de sa faible section efficace (probabilité qu'une interaction de type faible se produise).

2.1.2 Le cycle CNO

Les étoiles composées de gaz enrichis de plusieurs générations stellaires possèdent déjà des éléments lourds comme le carbone, l'azote ou bien encore l'oxygène dans leur composition. Ces éléments servent de très bons catalyseurs pour créer de l'hélium. Cependant, le cycle CNO devient réellement plus efficace que la chaîne proton-proton seulement dans le cas d'étoiles massives qui sont capables d'atteindre des températures de l'ordre de 18 millions de K (Fig. 2.1).



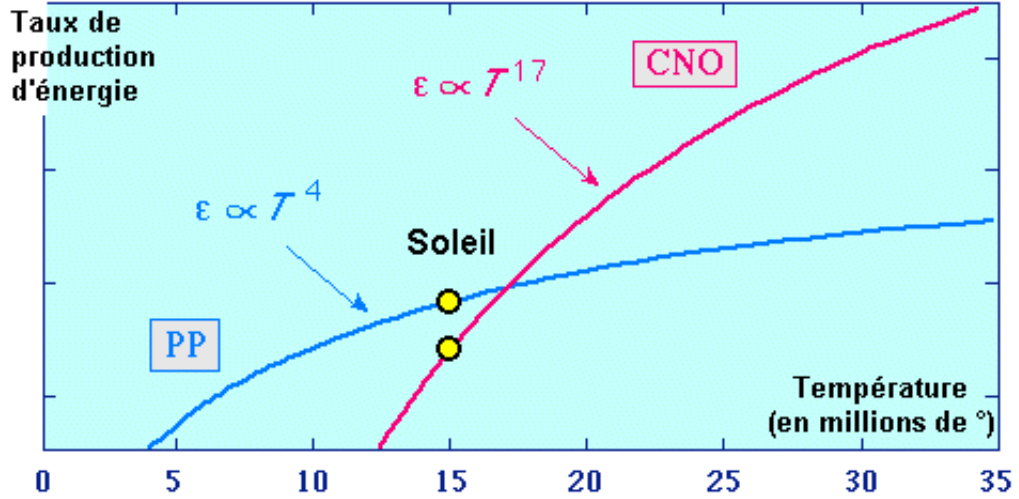
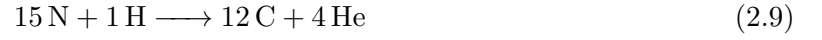
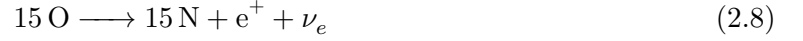


Fig. 2.1 : Comparaison des cycles PP et CNO

Le graphique ci-dessus nous montre que la chaîne proton-proton reste la principale source d'énergie des étoiles allant jusqu'à $2 M_{\odot}$. Dans les étoiles de ce type, l'énergie est transmise de manière radiative dans le cœur, tandis que dans les couches supérieures, c'est la convection qui la transporte. Lorsque les $2 M_{\odot}$ sont dépassées, le cycle CNO devient plus fréquent que la chaîne proton-proton. Cette limite franchie, les couches intérieures de l'étoile reçoivent leur énergie plutôt de manière convective, alors que les couches supérieures la reçoivent par rayonnement.

Pour finir, traçons un parallèle entre le §1.1.4 et celui-ci. Dans l'Eq. 1.12 (équation de transport d'énergie par convection), la variation de la température T est proportionnelle à elle-même ; il en résulte ainsi un grand gradient de température qui permet l'apparition d'une zone convective. Cette dernière permettra d'atteindre la température nécessaire pour que le cycle CNO soit plus efficace que la chaîne proton-proton. A l'opposé, dans le cas d'un transfert d'énergie par rayonnement (Eq. 1.11), la variation de la température T est inversement proportionnelle au cube d'elle-même ; ce gradient de température très faible provoque une zone où l'énergie est transportée sous forme de rayonnement. Les températures ne seront pas assez élevées pour que le cycle CNO domine, ce sera par conséquent la chaîne proton-proton la plus efficace.

2.1.3 Le diagramme de Hertzsprung-Russell

Même si toutes les étoiles sont soumises à ces cycles de production de l'hélium, elles ne sont pas toutes les mêmes. Elles se distinguent notamment par des différences de luminosité, de types spectrales (couleurs) ou bien encore de masse. Ce diagramme (Fig. 2.2), nommé d'après ses créateurs, représente des populations d'étoiles classées selon leur luminosité et leur type spectral. La masse n'est pas représentée comme l'un des axes car elle est étroitement liée à la luminosité de l'étoile (Eq. 2.10).

$$L \propto M^3 \quad (2.10)$$

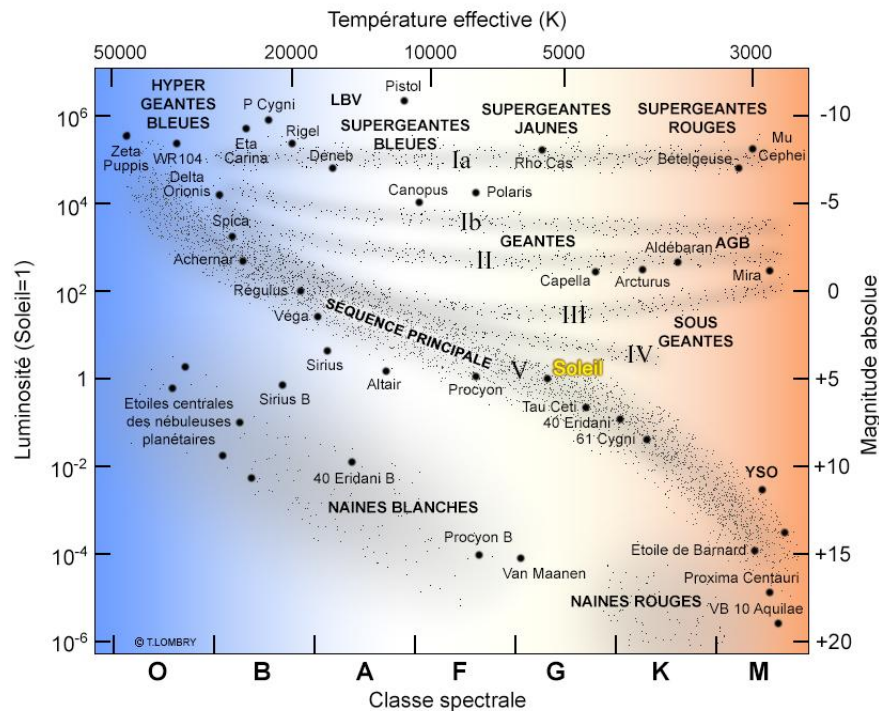


Fig. 2.2 : Diagramme de Hertzsprung-Russell

Nous pouvons facilement distinguer que certaines zones bien précises se délimitent, elles représentent les différents types d'étoiles. De plus, tout au long de sa vie une étoile se déplace dans ce diagramme. Par exemple, le soleil achèvera son existence dans la branche des naines blanches. Le diagramme HR représente l'un des outils les plus importants de l'astrophysique moderne, car il permet de prédire l'emplacement d'une étoile et en suite de le comparer avec les observations effectuées sur ce même objet.

2.2 La phase géante rouge

Les réserves d'hydrogène d'une étoile ne sont pas illimitées. En effet, il arrive un moment où il n'y a plus assez d'hydrogène dans le cœur de l'étoile pour entretenir les fusions nucléaires, la pression engendrée par ces réactions disparaît et donc l'équilibre hydrostatique est rompu. Le cœur, alors principalement composé d'hélium, ne possède pas la température nécessaire pour débiter la fusion de l'hélium (10^8 K), il se contracte alors à cause de la pression gravitationnelle. Sous l'effet de cette contraction, l'enveloppe d'hydrogène entourant le noyau atteint une température suffisante pour réamorcer la fusion nucléaire. L'agrandissement du rayon de l'étoile s'explique de deux manières différentes :

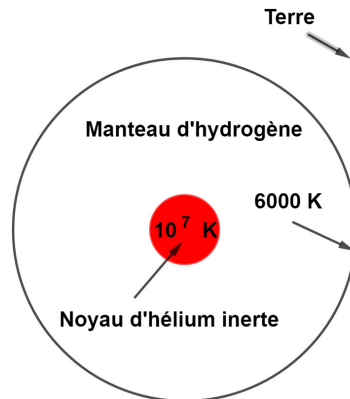


Fig. 2.3 : Composition d'une étoile (soleil) à la fin de la séquence principale

1. L'énergie produite par la fusion en couche de l'hydrogène réchauffe et donc dilate l'enveloppe stellaire.
2. La contraction du noyau de l'étoile est stoppée par la pression de dégénérescence des électrons. Cette pression d'origine quantique découle tout droit du principe d'exclusion de Pauli (deux électrons ne peuvent pas se trouver dans le même état quantique). Autrement dit, il existe une pression limite que nous ne pouvons pas franchir car toutes les couches électroniques de basses énergies d'un atome sont occupées. Lorsque cette limite est atteinte, nous disons que la matière est dans un état dégénéré; dans cet état la matière se comporte comme un gaz, mais qui n'obéit plus à la loi des gaz parfaits. De plus, lorsque la compression gravitationnelle se retrouve stoppée, toute l'énergie qui y est associée se dégrade en énergie thermique. La température du cœur va alors augmenter drastiquement (sans que pour autant la pression ne varie) et ainsi dilater les couches extérieures de l'étoile qui, elles, vont diminuer de température; d'où la couleur rouge, orange qui correspond à une plus faible température.

2.2.1 Flash de l'hélium

Pour les étoiles comprises entre $0,5$ et $2 M_{\odot}$, il existe un phénomène extrêmement puissant qui se produit lorsque le cœur de l'étoile atteint les 10^8 K, température nécessaire pour amorcer la fusion de l'hélium. En quelques instants, tout le noyau de l'étoile enclenche la fusion de l'hélium en carbone (réaction triple alpha). Cette explosion génère autant de luminosité que toute une galaxie, cependant la majorité de cette énergie est absorbée par le plasma de l'étoile qui se dilate fortement. Lorsque l'énergie thermique du noyau redevient inférieure à l'énergie de Fermi, son gaz n'est plus dégénéré. L'étoile se retrouve donc sur une sorte de nouvelle séquence principale (en plus courte), mais cette fois-ci elle fusionne de l'hélium pour former du carbone et de l'oxygène en son centre. De plus, l'enveloppe d'hydrogène qui entoure le noyau continue aussi à former de l'hélium.

Quant aux étoiles supérieures à $2 M_{\odot}$, elles sont suffisamment massives pour atteindre les conditions requises à la réaction triple alpha sans passer par les flashs de l'hélium.

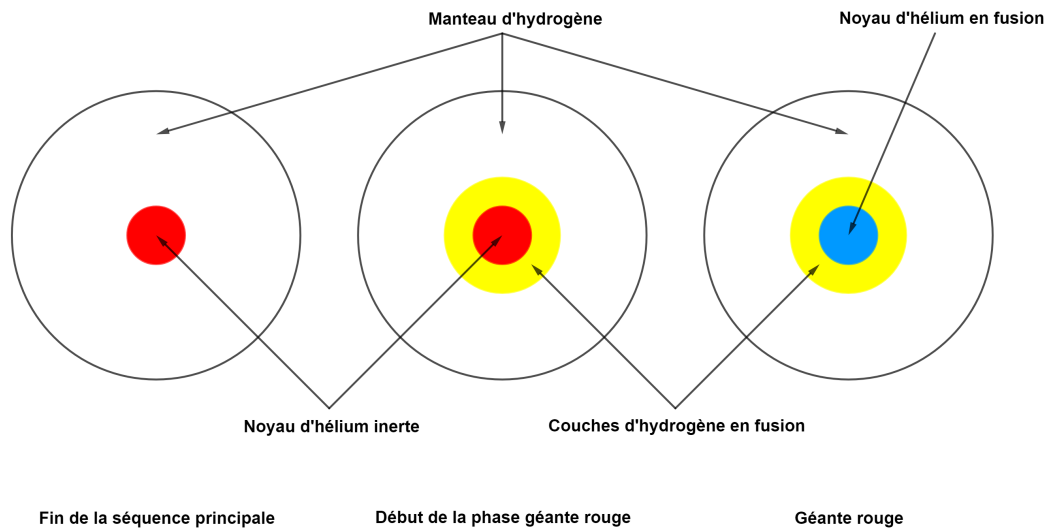


Fig. 2.4 : Comparaison entre les différentes premières phases de fusion d'une étoile (pas à l'échelle)

2.2.2 AGB (branche asymptotique des géantes)

Lorsque l'hélium provenant du noyau stellaire des étoiles de masse comprise entre $0,5$ et $7 M_{\odot}$ est épuisé, le cycle recommence : contraction du cœur, augmentation de la température, reprise des fusions thermonucléaires dans les coquilles d'hydrogène ainsi que d'hélium. La fusion en couche de l'hydrogène et de l'hélium se révèle être très agitée. Ces couches deviennent par moment instables et créent des pulsations thermiques. Ces pulsations ont pour effet de créer des vents stellaires qui font perdre de la masse à l'étoile.

Les étoiles se trouvant entre 7 et $9 M_{\odot}$ passent obligatoirement par une phase appelée super-AGB. Grâce à un phénomène similaire au flash de l'hélium, mais cette fois-ci avec du carbone, les étoiles super-AGB poursuivent leurs réactions nucléaires jusqu'à la synthèse du néon. Comme les AGB, elles subissent aussi d'importantes pulsations thermiques provoquant des vents stellaires.

2.3 Les naines blanches

Les étoiles sont sujettes à expulser d'énormes quantités de masses à cause des vents stellaires. Les étoiles, allant jusqu'à $9 M_{\odot}$, se retrouvent avec des masses situées entre $0,6$ et $1,1 M_{\odot}$ sous l'effet de ces vents. Ces étoiles sont destinées à devenir des naines blanches car elles se trouvent en-dessous de la masse de Chandrasekhar ($\approx 1,46 M_{\odot}$) (§7.2). La matière est éjectée de l'étoile de manière symétrique, ainsi se forme une enveloppe, appelée circumstellaire, tout autour du centre de l'étoile. Il ne reste donc plus que le noyau de l'étoile composé d'oxygène et de carbone. Du fait de l'arrêt des réactions thermodynamiques, le centre se contracte jusqu'à ce qu'il s'équilibre une nouvelle fois grâce à la pression de dégénérescence des électrons. Le rayon moyen des naines blanches correspond plus ou moins à celui de la Terre. Cependant, elles possèdent une masse similaire à celle du Soleil, qui possède un rayon 109 fois supérieur à celui de la Terre (Fig. 2.3). De plus, l'enveloppe circumstellaire est illuminée pendant des milliards d'années par la naine blanche en son sein qui se refroidit gentiment, on appelle cela une nébuleuse planétaire. Ces nébuleuses n'ont rien à voir avec des planètes, elles sont historiquement nommées ainsi du fait de leur apparence qui peut faire penser à une planète.



Fig. 2.5 : M27, nébuleuse planétaire de l'haltère

2.4 Evolution tardive des étoiles massives

Les étoiles de plus de $9 M_{\odot}$ ne s'arrêtent pas à la production de l'oxygène et du carbone. En effet, leur grande masse leur permet d'atteindre de plus grandes échelles de pressions et de températures, ce qui leur permet de produire des éléments plus lourds comme le magnésium, le néon, le soufre, le silicium ou bien encore le fer. Ces atomes sont produits de manière analogue au carbone et à l'oxygène mais avec des réactions plus complexes. Une des principales caractéristiques de ces étoiles massive est que leur gaz n'est jamais dégénéré (soumis à la pression de dégénérescence des électrons) jusqu'à leur dernier stade d'évolution, lorsque le noyau est constitué de fer. La nucléosynthèse par fusion s'arrête obligatoirement au fer. En effet, le rendement énergétique des réactions de fusion décroît lorsque la masse de l'atome augmente, et c'est à partir de l'élément fer que ces réactions de fusions qui étaient exothermiques, deviennent endothermiques. A ce stade, on dit que l'étoile, appelée supergéante, possède une structure en pelures d'oignon (Fig. 2.6).

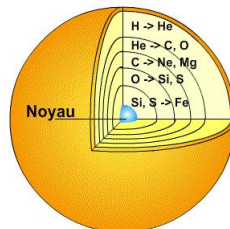


Fig. 2.6 : Structure en pelures d'oignon d'une supergéante

Lorsque les réactions thermonucléaires prennent fin dans le cœur de l'étoile, ce dernier se contracte brutalement. Même la pression de dégénérescence des électrons ne suffit pas à compenser la pression gravitationnelle. Les protons capturent les électrons pour ne former plus que des neutrons. Cet effondrement, qui ne dure que quelques secondes, produit une onde de choc pulvérisant la supergéante. Ce phénomène est désigné par le terme de supernova de type II (§3.1.1). Il ne reste de cette explosion que le cœur composé de fer. En fonction de sa masse, il deviendra soit une étoile à neutrons soit un trou noir. De plus, toute la matière éjectée forme ce qu'on l'on appelle, le rémanent de la supernova. Les différents types des supernovas seront plus détaillés au chapitre 3 (§3).

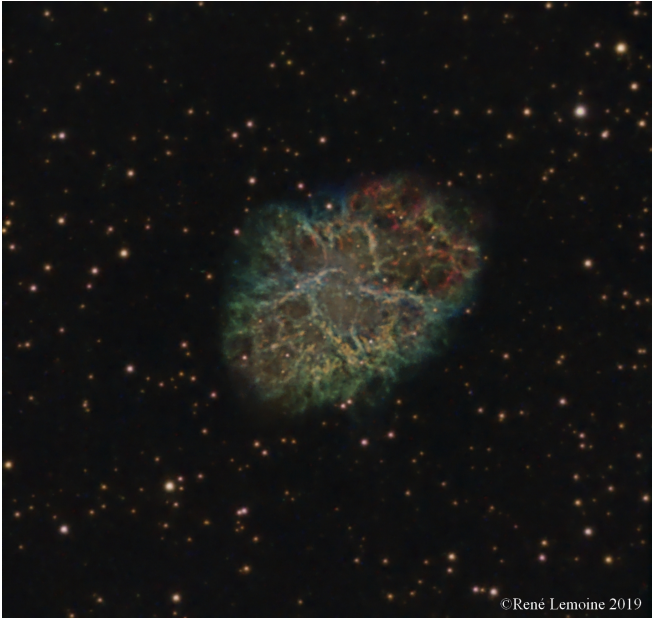


Fig. 2.7 : M1, nébuleuse du Crabe, rémanent d'une supernova datant de 1054

A titre de comparaison, la nébuleuse de la Fig. 2.5 s'étend sur 1,44 années-lumière, tandis que le rémanent de supernova de la Fig. 2.8 mesure 5,5 années-lumière. Ces tailles démesurées témoignent de la violence de la mort d'une étoile, que ce soit par explosion en nébuleuse planétaire (§2.3) ou par supernova (§3).

2.5 Tableaux récapitulatifs de la nucléosynthèse stellaire

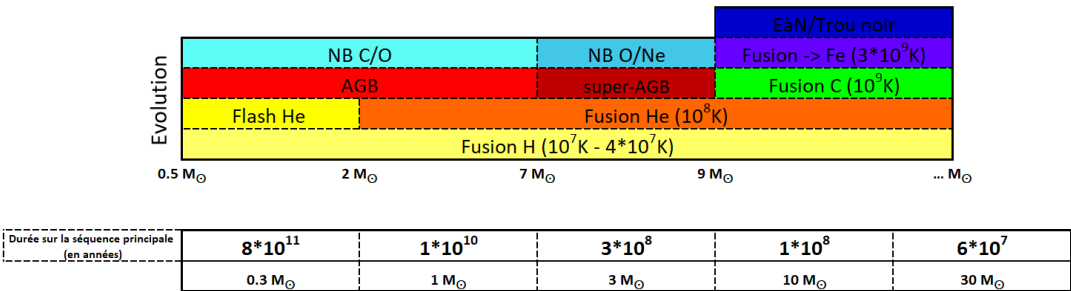


Fig. 2.8 : Tableaux récapitulatifs de la nucléosynthèse stellaire

3

Supernovas

Les étoiles dépassant $9 M_{\odot}$ produisent obligatoirement une supernova au terme de leur vie (§2). Ces explosions, qui peuvent atteindre des luminosités équivalentes à 1 milliard de soleils, éjectent leur matière à quelques fractions de la vitesse de la lumière. En effet, la supernova relâche une quantité d'énergie, sous forme cinétique, égale à 1 Bethe. 1 Bethe correspond à 10^{44} J ; cette unité a été nommée en l'honneur de Hans Bethe pour ses travaux sur les supernovas. A titre de comparaison, la bombe Tsar, plus puissante bombe nucléaire jamais utilisée, dégagée une énergie de 10^{17} J, ce qui est 10^{27} fois moins fort que l'énergie cinétique d'une supernova. Cependant, toutes les supernovas ne sont pas causées par l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive (§2), il existe d'autres processus qui permettent d'aboutir à de telles explosions.

3.1 Types de supernovas

Les supernovas ont été historiquement classées selon leur spectre électromagnétique. Si l'on détecte de l'hydrogène dans l'explosion, alors la supernova est de type II. A l'opposé, si l'on n'en détecte pas, alors la supernova est de type I. Cependant, cette classification ne tient pas compte de l'origine du phénomène, c'est pourquoi des subdivisions supplémentaires ont été créées afin de tenir compte d'autres critères. Les supernovas résultant d'un effondrement gravitationnel d'une étoile massive sont appelées supernovas à effondrement de cœur et sont classées dans les type Ib, Ic et II (§3.1.1). Le groupe Ia correspond aux supernovas appelées thermonucléaires. Ces dernières sont causées par une naine blanche accréant de la matière à une étoile proche (§3.1.2).

3.1.1 Supernovas à effondrement gravitationnel

Les supernovas à effondrement gravitationnel marquent la fin de vie des étoiles dont la masse est supérieure à $9 M_{\odot}$. Ces étoiles possèdent un noyau en fer, entouré par des couches de différentes compositions (Fig. 2.6). Comme plus aucune réaction nucléaire n'a lieu dans le cœur (§2.4), celui-ci commence donc à se contracter. Seul la pression de dégénérescence permet de freiner cette contraction, seulement, lorsque le noyau dégénéré dépasse la masse de Chandrasekhar ($\approx 1,46 M_{\odot}$)(§7.2), le cœur poursuit sa contraction. Du fait que le gaz est dégénéré, la température peut monter extrêmement rapidement sans occasionner des changements de pression. A partir de 10^9 K, la température est suffisante pour déclencher la photodésintégration du fer (Eq. 3.1).



Cette réaction hautement endothermique, favorisant la contraction du cœur, décompose le fer en hélium et en neutrons. De plus, les photons, de plus en plus énergétiques sous l'effet de la pression, deviennent capable de briser l'hélium en protons et en neutrons. La pression devient telle que les électrons sont capturés par les protons dans un processus qui s'appelle la neutronisation (Eq. 3.2).



Ce processus diminue le nombre d'électrons et par extension, la pression de dégénérescence des électrons ; l'effondrement est encore une fois favorisé. Comme il ne reste bientôt plus que des neutrons, de manière analogue aux électrons, une pression de dégénérescence liée aux neutrons se crée. Cette-fois ci, la contraction peut être stoppée. La force nucléaire forte, qui lie les protons et les neutrons dans le noyau atomique, devient répulsive lorsque la pression est supérieure à la densité d'un noyau atomique, qui est de l'ordre de $10^{17} \text{ kg m}^{-3}$. Ainsi, une énorme onde de choc est créée par les couches supérieures de l'étoile lorsqu'elles rebondissent contre le noyau qui est devenu répulsif. Les neutrinos créés lors de la neutronisation, environ 10^{57} , emportent 99% de l'énergie de l'explosion ; les 1% restants sont répartis entre l'énergie cinétique de la matière expulsée (0,9%) et la luminosité de l'explosion (0,1%). Ces particules très énergétiques possèdent une masse quasiment nulle et voyagent à des vitesses proches de celle de la lumière, en plus de cela, elles n'interagissent presque pas avec la matière. Seulement, vu leur nombre élevé (10^{57}), une partie d'entre-eux vont chauffer les couches de l'étoile lors de leur expulsion. Aujourd'hui, nous pensons que les neutrinos sont les principaux responsables de l'explosion de la supernova. Les supernovas de type Ib, Ic et II se déroulent toutes selon le processus vu ci-dessus. Ce qui les différencie, c'est leur spectre ainsi que leur courbe de lumière¹ (Fig. 3.1).

- Type Ib : Premièrement, il se caractérise par une absence d'hydrogène dans son spectre électromagnétique, ce qui fait de lui une supernova de type I. En plus de cela, nous retrouvons de l'hélium dans sa composition. Sa courbe de lumière montre un taux de décroissance inférieure aux supernovas de type IIL (voir Type II).
- Type Ic : Comme le type Ib, il ne possède pas d'hydrogène dans son spectre. Cependant, nous ne trouvons non plus d'hélium. La raison pour laquelle l'hydrogène ou l'hélium ne font pas partie du spectre électromagnétique des types Ib et Ic est soit que l'étoile a été balayée par de forts vents stellaires, soit qu'il s'est produit un transfert de matière dans un système binaire. Pour finir, les types Ib et Ic possèdent la même courbe de lumière.
- Type II : Le type II se distingue de tout les autres grâce à la présence d'hydrogène dans son spectre électromagnétique. Lors d'observations de supernovas composées notamment d'hydrogène, on a remarqué que deux courbes de lumière bien distinctes se délimitaient. C'est pourquoi les supernovas de type II sont encore séparées en type IIL (L pour linéaire) et IIP (P pour plateau). La courbe de lumière du type IIP forme un plateau dans les premiers mois suivants la supernova, tandis que la luminosité du type IIL décroît presque linéairement.

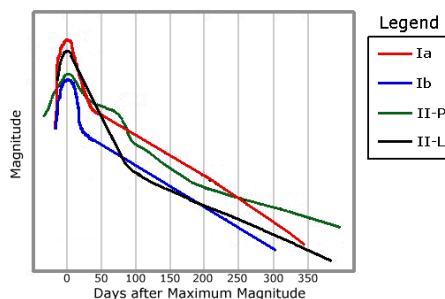


Fig. 3.1 : Comparaison des courbes de lumière théoriques des différents types de supernovas

1. Une courbe de lumière est un graphique représentant l'évolution temporelle de la luminosité d'un astre.

3.1.2 Supernovas thermonucléaires

Les supernovas thermonucléaires nécessitent un système composé d'au moins deux étoiles. Parmi ces étoiles, l'une d'entre elle doit être une naine blanche tandis que l'autre doit se situer sur la fin de la séquence principale. Pour qu'un transfert de matière puisse s'opérer, il faut que la compagne de la naine blanche franchisse son lobe de Roche. Un lobe de Roche est le volume critique autour d'une étoile dans lequel la matière reste en orbite autour de celle-ci, dépassé cette limite la matière quitte son orbite. De plus, il n'y a pas que la force gravitationnelle qui est prise en compte dans le calcul du lobe, la force centripète associée au système binaire l'est aussi. Si l'on projette les deux lobes sur un plan, ils forment une sorte de huit. Lorsque les couches supérieures de la géante dépassent la surface limite, il peut y avoir transfert de matière entre les étoiles. Cependant, la matière ne transite pas d'une étoile à l'autre par n'importe quel chemin, elle passe par l'intersection entre les deux lobes de Roche, le centre du huit (Fig. 3.2).

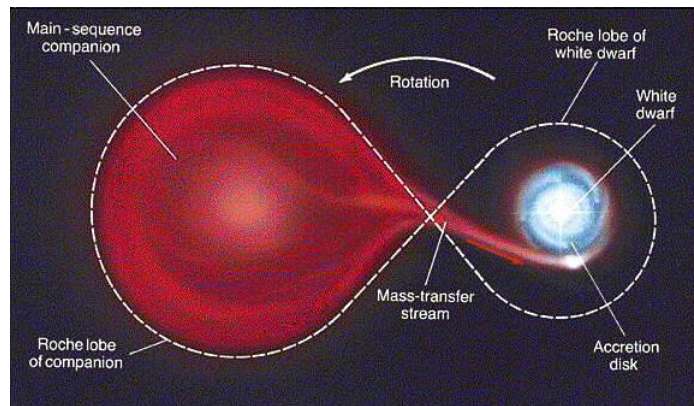


Fig. 3.2 : Transfert de matière dans un système binaire et lobes de Roche

De plus en plus de matière commence donc à orbiter autour de la naine blanche, ce qui forme un disque d'accrétion autour de celle-ci. Ce disque, augmentant de masse, a pour effet d'accroître la pression et la température de l'étoile. Juste avant que la naine blanche n'atteigne la masse de Chandrasekhar ($\approx 1,46 M_{\odot}$) (§7.2), le carbone ainsi que l'oxygène se mettent à fusionner, chacun indépendamment, de manière anarchique. Comme le gaz composant l'étoile est dégénéré, la température peut donc croître extrêmement rapidement (§3.1.1). L'augmentation de température accélère la fusion chaotique de l'oxygène et du carbone. Par un phénomène encore mal compris et sujet à débat, l'étoile explose sous l'effet d'un ultime emballement des fusions thermonucléaires. Plus aucun noyau ne subsiste après cette explosion, toute la matière s'éparpille dans le milieu interstellaire.

Les supernovas de type Ia sont les seules supernovas thermonucléaires. Cependant, comme les types Ib et Ic, elles ne possèdent pas d'hydrogène dans leur spectre électromagnétique, néanmoins, contrairement à eux, on distingue la présence de raies de silicium dans leur composition.

3.2 Nucléosynthèse lors d'une supernova

L'explosion d'une supernova permet de créer des éléments plus lourds que ceux produits lors de la nucléosynthèse stellaire standard. Lors d'une supernova, un important flux de neutrons (10^{20} neutrons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) balaie les couches supérieures de l'étoile. Ces neutrons, ne possédant pas de charge électrique, peuvent être capturés par des atomes avoisinants grâce aux exceptionnelles conditions de pression et de température ($T=10^9 \text{K}$ et $P=10^9 \text{g cm}^{-3}$); ce phénomène s'appelle

la capture de neutrons rapide, ou processus r^2 . Plus un atome capte des neutrons, plus il deviendra un grand isotope. Le processus r s'arrête soit lorsque le noyau remplit toutes ses couches nucléaires et devient donc extrêmement stable, soit parce que le noyau est trop instable et est soumis à la radioactivité β^- .

Le noyau, lorsqu'il remplit toutes ses couches nucléaires, devient moins sensible aux réactions nucléaires. Remplir ses couches nucléaires signifie atteindre un nombre de nucléons égale à 20, 28, 50 ou encore 126. Ces nombres déterminés expérimentalement, pour lesquels un noyau atomique est très stable, sont aussi appelés nombres magiques.

Si l'isotope devient instable, alors un neutron se dégrade en un proton, un électron et un anti-neutrino par radioactivité β^- (Eq. 3.3).



Comme le noyau a gagné un proton, un nouvel élément est créé. Grâce à ce processus (Fig. 3.3), des atomes tels que le plomb, l'or ou l'uranium peuvent être créés. Ce cycle peut se répéter tant que les conditions de flux neutronique, de pression et de température à la capture de neutrons sont remplies. Cependant, ces conditions ne sont remplies que pendant quelques secondes lors de l'explosion de la supernova. Tout ces éléments lourds sont par la suite répandus dans le milieu interstellaire à cause de l'explosion (§5).

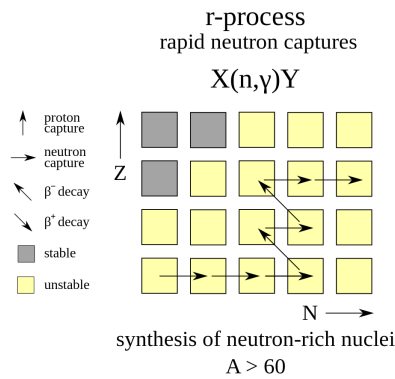


Fig. 3.3 : Trajectoire d'un atome capturant des neutrons dans le tableau périodique des éléments

2. Il existe aussi un processus s (slowly) de capture de neutrons qui prend lieu dans des étoiles AGB (§2.2.2) déjà enrichies par une supernova précédente.

4

L'E-ELT

L'European Extremely Large Telescope est un télescope optique actuellement en cours de construction qui est développé par l'European Southern Observatory (ESO) depuis 2005. Comme son nom l'indique, il fait partie de la catégorie des Extremely Large Telescope (ELT). Cette classe contient tout les télescopes optiques possédant un miroir primaire de diamètre supérieur à 20 mètres. Il existe à ce jour 3 ELT en construction ; leur mise en service respective est prévue entre 2024 et 2027. L'ELT qui nous intéresse dans ce travail, l'E-ELT, possède, avec ses 39.3 mètres, le plus grand miroir de la catégorie des télescopes géants et par extension le plus grand télescope optique jamais construit. Son lieu de construction à 3060 mètres d'altitude se situe à Cerro Armazones dans le désert d'Atacama au Chili. La taille de son miroir primaire ainsi que la faculté d'observer dans le spectre visible et l'infrarouge lui permettront d'éclairer de nombreuses zones d'ombre concernant des sujets tels que : les exoplanètes, la population stellaire des galaxies ou encore le cycle de vie des étoiles enrichissant le milieu interstellaire (§5).



Fig. 4.1 : Vue d'artiste de l'E-ELT avec les 5 miroirs primaires

4.1 Les raisons et les technologies nécessaires à la construction de l'E-ELT

Au fur et à mesure que la recherche scientifique en astronomie progresse, des télescopes de plus en plus performants sont nécessaires. Pour cela, il existe plusieurs manières d'accroître la qualité d'un télescope. L'une de ces manières consiste à augmenter la quantité de lumière collectée en grossissant le diamètre de l'instrument, cela permet d'augmenter la quantité de détails observés. Une autre des solutions réside dans l'augmentation de la qualité des différents instruments traitant l'image créée par le télescope. A ce jour, ces instruments ont atteint une qualité quasi-parfaite, donc la seule solution pour augmenter les performances des télescopes est d'en construire des plus gros. Cependant, il n'est pas si simple de fabriquer un miroir de

39 mètres et d'éviter des aspérités plus grandes que $150\ \mu\text{m}$ lors du polissage, de plus les contraintes qui agiraient sur le miroir seraient telles qu'il serait quasi-impossible de le construire. Pour contrer ce problème, le miroir de l'E-ELT ne sera pas construit en une seule pièce, il utilisera plutôt la technique du miroir segmenté. Cette technique, utilisée pour la première fois en 1979 avec le Multiple Mirror Telescope, consiste à remplacer un grand miroir par un grand nombre de plus petits miroirs assemblés les uns avec les autres. Ainsi, l'E-ELT sera composé de 798 miroirs hexagonaux de 1.44 mètres de côté, qui constitueront au total 5 grands miroirs primaires (Fig. 4.1). L'E-ELT bénéficie encore d'une technologie récente permettant d'énormes progrès à l'observation terrestre, l'optique adaptative. Cette technologie a pour but de corriger les perturbations liées à l'atmosphère en utilisant 6 lasers qui l'analyseront en permanence. Ces derniers seront couplés à un système de vérins qui pourront déformer les miroirs 4 et 5 pour compenser les turbulences atmosphériques jusqu'à 1000 fois par seconde.

4.2 Les instruments

De nombreux projets pour instrumenter l'E-ELT ont été proposés à l'ESO. Cependant, pour des raisons budgétaires et structurelles l'organisation a dû faire une sélection parmi toutes ces propositions. La phase de sélection a approuvé en 2015 la construction de 4 instruments pour équiper le télescope géant :

- **MICADO** : La Multi-AO Imaging Camera for Deep Observations est une caméra infrarouge ainsi qu'un spectrographe¹ qui travaillera en tandem avec le deuxième instrument sélectionné (MAORY, qui lui fournira une optique adaptative). Ses principaux buts scientifiques sont l'étude de l'environnement et de la structure des galaxies à grand décalage vers le rouge² et le mouvement des étoiles proches du trou noir se trouvant au centre de notre galaxie.
- **MAORY** : La Multi-conjugate Adaptive Optics Relay est un système d'optique adaptative qui sera utilisé pour augmenter les performances de MICADO en compensant les turbulences de l'atmosphère.
- **HARMONI** : Le High Angular Resolution Monolithic Optical and Near-infrared Integral field spectrograph est un spectrographe¹ pouvant opérer à la fois dans le spectre visible et dans le proche infrarouge. L'étude des exoplanètes ainsi que la formation et l'évolution des galaxies à grand décalage vers le rouge² représentent ses principaux domaines d'études.
- **METIS** : The Mid-infrared ELT Imager and Spectrograph est un spectrographe¹ qui a aussi pour domaine d'étude les exoplanètes. Cependant, il étudiera aussi des sujets tels que l'atmosphère martienne, les rayons gamma ou bien encore l'environnement des étoiles massives (§5).

Tout ces instruments sont développées par des consortiums d'universités ou centres de recherches européens. Leur mise en service est prévue pour 2025.

1. Un spectrographe est un instrument qui permet de séparer et d'enregistrer les différentes couleurs composant une source lumineuse.

2. Le décalage vers le rouge représente le fait qu'un signal lumineux émis dans le spectre visible par un objet est décalé dans l'infrarouge par effet Doppler ; cela a pour signification que l'objet observé s'éloigne de nous à grande vitesse.

4.3 Comparaison avec d'autres télescopes

A ce jour, le télescope optique terrestre le plus performant est le Very Large Telescope (VLT). Grâce aux plus récents systèmes d'optique adaptative le VLT dépasse les performances du télescope spatial Hubble dans certains domaines. Le Very Large Telescope est composé de 4 miroirs primaires de 8.2 mètres, qui peuvent être utilisés seuls ou bien reliés par interférométrie. A titre de comparaison, l'E-ELT pourra collecter jusqu'à 15 fois plus de lumière que le VLT. Comme nous en avons parlé au début de ce chapitre, l'E-ELT fait partie de la classe des Extremely Large Telescope (ELT). Les 2 autres télescopes faisant partie de cette catégorie sont le Télescope de Trente Mètres (TMT) avec, comme son nom l'indique, un miroir primaire de 30 mètres et le Télescope géant Magellan (GMT) constitué de 7 miroirs de 8.4 mètres qui forment un miroir de 21.4 mètres de diamètre. Ces deux instruments américains sont aussi plus performants que le VLT mais restent inférieurs en terme de surface collectrice et de diamètre par rapport à l'E-ELT.

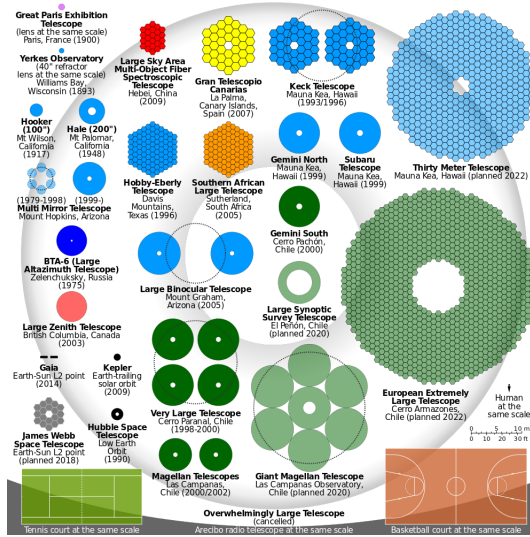


Fig. 4.2 : Comparaison des miroirs primaires de plusieurs télescopes

Pour finir, il convient de comparer le plus grand projet de télescope optique terrestre, l'E-ELT avec son homologue spatial, Le James Webb Space Telescope (JWST). Cette comparaison a du sens car ils possèdent tout les deux des points communs au niveau de leur objectifs scientifiques (étude des premières galaxies, formation de système planétaire). Tout d'abord, le miroir du JWST mesure 6.5 mètres de diamètre, il possède ainsi une surface collectrice environ 36 fois inférieure à celle de l'E-ELT. Cependant, ce déficit de taille est largement compensé par le fait que le JWST se trouvera hors de notre atmosphère et s'affranchira ainsi de toute perturbation atmosphérique. Comme les rayons infrarouges sont en partie filtrés par l'atmosphère, l'E-ELT se focalisera sur le spectre visible et le proche infrarouge ; le JWST, qui s'affranchit donc de cette absorption, ne sera pas équipé pour observer le spectre visible, il fera uniquement des observations dans l'infrarouge. L'un des majeur problème des télescopes spatiaux en général est leur maintenance ; le James Webb se situera à une distance de 1.5 millions de kilomètres de la Terre, ce qui rend impossible toute mission de maintenance. Au niveau budgétaire, c'est l'E-ELT qui l'emporte très clairement avec un coût de fabrication quasiment 10 fois inférieur à celui du JWST (1.2 milliards de dollars pour l'E-ELT et environ 10 milliards de dollars pour le JWST). En conclusion, il est difficile de les départager, chacun possède ses avantages et ses inconvénients ; néanmoins, ce qui est sûr c'est que ces 2 télescopes représentent d'ores et déjà l'avenir de l'astronomie.

5

Enrichissement du milieu interstellaire

7

Appendice

7.1 Modèle polytropique

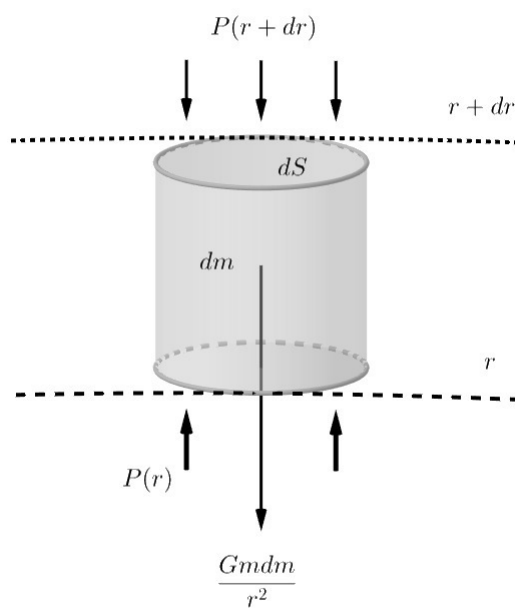


Fig. 7.1 : Cylindre de volume infinitésimal soumis à la force gravitationnelle et à la pression radiative

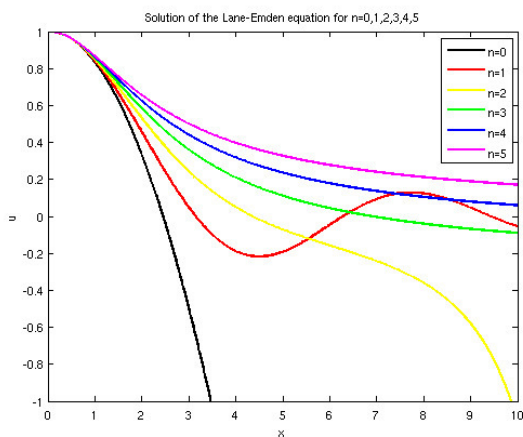


Fig. 7.2 : Valeurs de $\theta(\xi)$ en fonction de l'indice n choisi

7.2 Masse de Chandrasekhar

Dans les chapitre §2 et §3, nous avons brièvement parlé de la masse de Chandrasekhar. Cette masse limite est la masse maximale que la pression de dégénérescence des électrons peut retenir sans que l'effondrement gravitationnel se poursuive. Elle a été découverte et calculée en 1930 par le physicien indien Chandrasekhar. Grâce au modèle polytropique que nous avons développé au §1.2, nous allons pouvoir obtenir la valeur numérique de cette fameuse limite.

Tout d'abord, isolons ρ_c dans l'Eq. 1.17, remplaçons ce résultat dans l'Eq. 1.22, dans cette même équation substituons α par l'Eq. 1.20 et réarrangeons les termes, nous obtenons :

$$\left(\frac{GM}{M_n}\right)^{n-1} \left(\frac{R}{R_n}\right)^{3-n} = \frac{[(n+1)K]^n}{4\pi G} \quad (7.1)$$

avec arbitrairement choisis :

$$M_n = -\xi_1^2 \left(\frac{d\theta}{d\xi}\right)_{\xi_1} \quad (7.2)$$

$$R_n = \xi_1 \quad (7.3)$$

De plus, dans l'Eq.7.1, pour la valeur $n = 3$, la masse M est uniquement déterminée par K et indépendante du rayon R :

$$M = 4\pi M_3 \left(\frac{K}{\pi G}\right)^{3/2} \quad (7.4)$$

Ensuite, si $1 < n < 3$, nous avons de l'Eq.7.1 :

$$R^{3-n} \propto \frac{1}{M^{n-1}} \quad (7.5)$$

L'Eq. 7.5 nous dit que plus la masse d'un noyau stellaire augmente, plus son rayon diminue.

Nous essayons ici donc de trouver le noyau le plus massif et donc le plus dense qui soit encore en équilibre thermodynamique (§1.1) ; la masse que possède le noyau que nous cherchons est la masse de Chandrasekhar.

Le cas limite d'un gaz, composant une étoile, soumis à une énorme pression engendrée par une densité extrême est un gaz relativiste dégénéré. Nous le qualifions de relativiste, car les particules qui le composent sont soumises à de tels niveaux de pression qu'elles atteignent presque la vitesse de la lumière.

L'équation d'état polytropique (Eq. 1.13) décrivant ce type de gaz est donné par :

$$P = K_2 \rho^{4/3} \quad (7.6)$$

avec K_2 étant déterminé par des lois quantiques et relativistes [16] :

$$K_2 = \frac{hc}{8} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} \frac{1}{m_H^{4/3}} \mu_e^{-4/3} \quad (7.7)$$

A partir de l'indice adiabatique $\gamma = 4/3$, il est aisé de déterminer l'indice polytropique (Eq. 1.14) : $n = 3$. De plus, l'Eq. 7.4 nous a permis de montrer que pour $n = 3$, la masse M est uniquement dépendante de K ; autrement dit, pour un K donné, il existe une seule masse M possible. Ainsi, si nous substituons K par K_2 (décrivant le cas limite d'un gaz dégénéré relativiste) dans l'Eq. 7.4, nous obtenons la masse limite de Chandrasekhar :

$$M_{Ch} = \frac{M_3 \sqrt{1.5}}{4\pi} \left(\frac{hc}{G m_H^{4/3}}\right)^{3/2} \mu_e^{-2} \quad (7.8)$$

En insérant la valeur des constantes l'expression se transforme en :

$$M_{Ch} = 5.83 \mu_e^{-2} M_{\odot} \quad (7.9)$$

La variable μ_e décrit la composition chimique d'une étoile. Si le coeur d'une étoile est composé de fer : $\mu_e = 2.15$; si il est composé de carbone et d'oxygène : $\mu_e = 2$. La masse de Chandrasekhar n'est donc pas une valeur fixe, elle peut varier un peu en fonction des constituants de l'étoile.

Pour $\mu_e = 2$:

$$M_{Ch} = 1.46 M_{\odot} \quad (7.10)$$

- [1] Jean AUDOUZE et Sylvie VAUCLAIR. *L'astrophysique Nucléaire*. 4e éd. mise à jour. Que Sais-Je ? 1473. Paris : Presses universitaires de France, 2003. 127 p. ISBN : 978-2-13-053300-9.
- [2] Alain BOUQUET. « INTRODUCTION AUX SUPERNOVAE ». In : (), p. 48.
- [3] David BRANCH et J. Craig WHEELER. *Supernova Explosions*. Garching : Springer, 2017. 721 p. ISBN : 978-3-662-55052-6.
- [4] Pierre BRISSON. *Les ELT, dernière génération des grands télescopes terrestres*. 18 jan. 2017. URL : <https://blogs.letemps.ch/pierre-brisson/2017/01/18/les-elt-derniere-generation-des-grands-telescopes-terrestres/> (visité le 01/08/2019).
- [5] COMTE GEORGES et al. *La synthèse des éléments chimiques - ppt télécharger*. URL : <https://slideplayer.fr/slide/1139670/> (visité le 28/03/2019).
- [6] *Equation d'état à l'intérieur d'une Étoile*. URL : <http://chaours.rv.pagesperso-orange.fr/physique/Cosmo/soleil.htm> (visité le 08/05/2019).
- [7] Olivier ESSLINGER. *Les géantes rouges*. URL : <https://www.astronomes.com/le-soleil-et-les-etoiles/geante-rouge> (visité le 27/03/2019).
- [8] Olivier ESSLINGER. *Les nébuleuses planétaires*. URL : <https://www.astronomes.com/le-soleil-et-les-etoiles/nebuleuse-planetaire> (visité le 30/03/2019).
- [9] Olivier ESSLINGER. *Les supergéantes*. URL : <https://www.astronomes.com/la-fin-des-etoiles-massives/supergeante> (visité le 30/03/2019).
- [10] Courbin FRÉDÉRIC et MEYLAN GEORGES. *Polycopié_AstroI_EPFL.pdf*.
- [11] Emmanuel HUGOT. « Le polissage sous contraintes ». In : *Photoniques* 76 (mai 2015), p. 36-38. ISSN : 1629-4475, 2269-8418. URL : <http://www.photoniques.com/10.1051/photon/20157636> (visité le 01/08/2019).
- [12] INFORMATION@ESO.ORG. *First Instruments for E-ELT Approved*. URL : <https://www.eso.org/public/announcements/ann15056/> (visité le 03/08/2019).
- [13] INFORMATION@ESO.ORG. *The Extremely Large Telescope*. URL : <https://www.eso.org/public/teles-instr/elt/> (visité le 01/08/2019).
- [14] *Masse de Chandrasekhar*. In : *Wikipédia*. Page Version ID : 156333291. 31 jan. 2019. URL : https://fr.wikipedia.org/w/index.php?title=Masse_de_Chandrasekhar&oldid=156333291 (visité le 09/08/2019).
- [15] Jérôme PÉTRI. « Physique stellaire ». In : (), p. 285.
- [16] Dina PRIALNIK. *An Introduction to the Theory of Stellar Structure and Evolution*. 2nd ed. Cambridge : Cambridge University Press, 2009. 314 p. ISBN : 978-0-521-86604-0.
- [17] PROF. SHUDE MAO. *stellarEquation.Pdf*. URL : <http://www.jb.man.ac.uk/~smao/starHtml/stellarEquation.pdf> (visité le 09/05/2019).
- [18] *Télescope géant européen*. In : *Wikipédia*. Page Version ID : 160772541. 9 juil. 2019. URL : https://fr.wikipedia.org/w/index.php?title=T%C3%A9lescope_g%C3%A9ant_europ%C3%A9en&oldid=160772541 (visité le 01/08/2019).
- [19] Dr. Baša TERZIĆ. *Lecture_23.Pdf*. URL : http://www.nicadd.niu.edu/~bterzic/PHYS652/Lecture_23.pdf (visité le 31/05/2019).
- [20] *Une Façon de Vivre Propre Aux Étoiles - La Phase d'étoile Géante*. URL : <http://www.astrosurf.com/luxorion/vie-etoiles5.htm> (visité le 27/03/2019).

Table des figures

2.1.	Comparaison des cycles PP et CNO http://nrumiano.free.fr/Fetoiles/energie.html	7
2.2.	Diagramme de Hertzsprung-Russell http://www.astrosurf.com/luxorion/vie-etoiles2.html	8
2.3.	Composition d'une étoile (soleil) à la fin de la séquence principale -figure réalisée avec GeoGebra	9
2.4.	Comparaison entre les différentes premières phases de fusion d'une étoile (pas à l'échelle) - figure réalisée avec GeoGebra	10
2.5.	M27, nébuleuse planétaire de l'haltère - astrophoto prise par René Lemoine le 30 juillet 2017 avec un Celestron 8 (1h50 de pose)	11
2.6.	Structure en pelures d'oignon d'une supergéante https://media4.obspm.fr/public/ressources_lu/pages_vie-mort/impression.html	11
2.7.	M1, nébuleuse du Crabe - astrophoto prise par René Lemoine le 29 janvier 2019 avec un Celestron 8 (6h de pose)	12
2.8.	Tableaux récapitulatifs de la nucléosynthèse stellaire - composé avec Excel 2016	12
3.1.	Comparaison des courbes de lumière théoriques des différents types de supernovas http://www.talkorigins.org/faqs/supernova/	14
3.2.	Transfert de matière dans un système binaire et lobes de Roche http://chandra.harvard.edu/edu/formal/snr/bg3.html	15
3.3.	Trajectoire d'un atome capturant des neutrons dans le tableau périodique des éléments https://it.wikipedia.org/w/index.php?title=Processo_r&oldid=103197986	16
4.1.	Vue d'artiste de l'E-ELT avec les 5 miroirs primaires https://fis-landschaft.de/universum/elt/	17
4.2.	Comparaison des miroirs primaires de plusieurs télescopes https://en.wikipedia.org/wiki/Segmented_mirror	19
7.1.	Cylindre de volume infinitésimal soumis à la force gravitationnelle et à la pression radiative - figure réalisée avec GeoGebra	17
7.2.	Valeurs de $\theta(\xi)$ en fonction de l'indice n choisi https://www.mathworks.com/matlabcentral/mlc-downloads/downloads/submissions/23972/versions/22/previews/chebfun/examples/ode/html/LaneEmden.html	17