

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université A.Mira Béjaïa
Faculté des Sciences Exactes
Département de Physique

Mémoire de Master

présenté par

Melle **ABBACHE** Messaâd

En vue de l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option : Physique Théorique

Intitulé

**Problème de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$
dans les étoiles massives**

Soutenu le 24 Septembre 2012 devant le jury composé de :

Mr A. BOUDA	Président	Prof.	Université de Béjaïa
Mme N.OULEBSIR	Rapporteur	M.C.C.B	Université de Béjaïa
Mr A. MOHAMED MEZIANI	Examineur	M.C.C.A	Université de Béjaïa

- - -Promotion 2011-2012- - -

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Madame **OULEBSIR** Nadia de m'avoir proposé ce sujet de mémoire. Je lui exprime ma reconnaissance pour sa disponibilité, pour ses idées pertinentes et pour sa patience .

Je suis très honorée que Monsieur **BOUDA** Ahmed ait accepté de présider le jury. Je suis également très reconnaissante envers Monsieur Md. **Meziani** qui m'a fait l'honneur de participer au jury.

Merci à mes camarades : Yacine, Farida, Hassina, Samir, Salah, Hakima ... qui ont contribué à rendre la vie en salle de PG agréable. Merci également à mes amis, en particulier à Hassina, pour son soutien même si elle ne savait pas.

Je tiens à remercier particulièrement mon camarade Yacine qui a toujours été présent lors de mes moments de doutes.

Mes remerciements vont également à toute ma famille, mon père, ma mère, mes frères et soeurs plus particulièrement à ma soeur Ferroudja avec qui je partage tout depuis mon enfance, qui m'ont toujours soutenus dans les moments difficiles.

Ma grande gratitude va à mon frère Mokrane qui m'a aidé tout au long de mon parcours et même dans ma vie.

Table des matières

Introduction	1
1 Notions générales sur l'astrophysique nucléaire	3
1.1 Généralités sur les taux de réaction	3
1.1.1 Taux de réaction	3
1.1.2 Les taux de réactions (résonnantes ou non résonnantes)	7
2 Naissance, vie et mort des étoiles	12
2.1 La formation d'une étoile	12
2.2 Fragmentation	13
2.2.1 Temps de chute libre	13
2.2.2 Masse de Jeans	14
2.3 Naissance d'une étoile	15
2.3.1 Accrétion et réchauffement	15
2.3.2 Théorème du Viriel	16
2.4 vie et mort des étoiles	17
2.5 Nucléosynthèse stellaire	19
2.5.1 Chaîne proton-proton	19
2.5.2 Cycle CNO	20
2.5.3 Combustion de l'hélium : réaction triple- α	23
2.5.4 Au delà du Carbone	23
2.5.5 Structure en pelure d'oignon d'une étoile	25
3 La réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ dans les étoiles massives	31
3.1 Introduction	31
3.2 Intérêt de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$	32
3.3 Statut de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$	34
3.4 Mesure directe de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$	34
3.5 Méthodes indirectes	35
3.5.1 Dissociation coulombienne	35
3.5.2 Spectre α suivant la décroissance β de ^{16}N	37
3.5.3 Méthode de constante de normalisation asymptotique connu sous le nom (Asymptotic Normalization Constant)	37
3.5.4 Réactions de transfert	39
3.6 Extraction des sections efficaces différentielles	40
3.7 Le potentiel optique	40
3.7.1 Approximation de Born en ondes distordues connu sous le nom de DWBA (Distorted Wave Born Approximation)	42

3.7.2	Présentation de la DWBA	42
3.8	Facteurs spectroscopiques en astrophysique nucléaire	44
3.8.1	Largeur partielle et largeur réduite	44
	Conclusion	46
	APPENDICES	47
A	Les étoiles dans la phase AGB	48
B	État de Hoyle	49
B.1	État de Hoyle	49
	BIBLIOGRAPHIE	51

Introduction

L'objectif de ce travail est la présentation de la problématique de la réaction nucléaire $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ aux énergies d'intérêts astrophysiques.

On sait depuis plus d'une cinquantaine d'années que l'énergie produite dans les étoiles trouve son origine dans les réactions nucléaires. Celles-ci jouent un double rôle dans l'évolution stellaire : d'une part, l'énergie libérée permet de compenser la contraction gravitationnelle de l'étoile, et d'autre part, les réactions nucléaires conduisent à la nucléosynthèse des éléments à partir de l'hydrogène primordial. L'hypothèse de la chaîne p-p, produisant ^4He à partir de 4 protons a été émise dans les années 30, mais les bases de la théorie de la nucléosynthèse stellaire ont été établies à la fin des années 50 [1], dans un article connu sous la nomenclature de B^2FH . En utilisant les données disponibles à l'époque, Burbidge et al. ont pu expliquer la nucléosynthèse de la plupart des éléments, et en particulier du ^{12}C par le processus triple α . Ces auteurs ont proposé différents mécanismes, tels que la combustion de H et He qui sont bien établis actuellement, et qui permettent de prédire l'abondance de la plupart des éléments présents dans l'univers. Une revue des progrès réalisés depuis B^2FH a été récemment publiée par Wallerstein et al. [2], qui montrent combien cet article a eu de l'impact dans les travaux qui ont suivi. Un aperçu de la situation actuelle en astrophysique nucléaire peut également être trouvé dans les références [3].

Ces dernières années, l'astrophysique a connu de nouveaux développements qui impliquent un nombre toujours croissant de réactions. Parmi ces récentes applications, citons l'étude du cycle CNO et l'hypothèse d'une chaîne p-p dans des étoiles massives.

L'étude de l'évolution stellaire requiert la connaissance de nombreux taux de réactions [1,4,5]. Les réactions de capture radiative et les réactions de transfert jouent un rôle primordial dans ce contexte. La plupart de ces réactions font intervenir des particules chargées dont l'énergie relative, qui dépend de la température de l'étoile, est en général beaucoup plus petite que l'énergie de la barrière coulombienne. Comme la probabilité de franchir la barrière coulombienne par effet tunnel¹ décroît très rapidement avec l'énergie, les sections efficaces d'intérêt astrophysique sont trop petites pour être mesurées au laboratoire. Un apport théorique est donc nécessaire pour déterminer les sections efficaces aux énergies stellaires.

Le taux de la réaction de capture radiative $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ conditionne fortement l'évolution stellaire et l'abondance des éléments plus lourds que le carbone dans l'univers mais la section efficace, aux énergies du pic de Gamow exclut actuellement toute mesure. Le but de ce mémoire consiste à rassembler des informations concernant la problématique liée à l'étude de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ et de rappeler les difficultés liés à la détermination

¹voir ANNEX

du taux de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ et les différentes méthodes utilisées.

Plan de l'exposé

l'objectif général de ce mémoire est d'illustrer l'intérêt de la réaction astrophysique $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ dans les étoiles massives.

Le présent travail se structure comme suit. Tout d'abord, nous commencerons par introduire les différents concepts associés à la discipline de l'astrophysique nucléaire dans le but de calculer les sections efficaces des réactions nucléaires et le facteur astrophysique. Ils nous aideront à comprendre la discussion qui s'étend sur l'ensemble des autres chapitres. Ensuite, on décrira la formation et l'évolution d'une étoile depuis sa naissance jusqu'à la phase qui précède directement son explosion finale. Un intérêt particulier est accordé aux différentes étapes de fusion nucléaires dans l'étoile : La nucléosynthèse stellaire (chaîne PP et cycle CNO). Puis nous donnerons une approche générale et non exhaustive concernant les méthodes couramment employés dans le cadre de la recherche nucléaire expérimentale à basse énergie (étude directe et indirecte de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$). tout en abordant le cadre lié à la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, ainsi que les difficultés et le challenge que représente son étude.

Dans l'annexe (Appendice A et B), dans le A on a défini les étoiles AGB puis dans B l'état de Hoyle.

Notions générales sur l'astrophysique nucléaire

L'astrophysique nucléaire concerne la description des réactions nucléaires ayant lieu dans les plasmas des milieux stellaires qui changent la composition et est responsable de la génération d'énergie et la nucléosynthèse des éléments. La quantité utilisée dans la détermination de la nucléosynthèse est le taux de réaction thermonucléaire qui est en fonction de la densité des noyaux en interaction, de leur vitesse relative et de la section efficace de réaction.

1.1 Généralités sur les taux de réaction

Le calcul des taux de réaction en astrophysique nucléaire est essentiel pour pouvoir calculer la production d'énergie au sein des étoiles ainsi que des produits de la nucléosynthèse qui sont ensuite éjectés dans le milieu interstellaire.

1.1.1 Taux de réaction

Supposons un gaz contenant N_a particules par unité de volume de type a et N_b particules par unité de volume de type b pouvant interagir selon la réaction nucléaire : $a + b \mapsto X + Y + Z + \dots$. Le taux de réaction total en unité de nombre de réaction par unité de volume et par seconde s'écrit alors [6] :

$$r = N_a N_b \int_0^{\infty} v \varphi(v) \sigma(v) dv \quad (1.1)$$

avec :

v : vitesse relative entre les noyaux a et b ,

$\varphi(v)$: distribution de vitesse relative,

$\sigma(v)$: section efficace totale de la réaction.

Le taux de réaction précédent r est couramment mis sous la forme

$$r = N_a N_b \langle \sigma v \rangle. \quad (1.2)$$

ce qui définit $\langle \sigma v \rangle$ comme étant le taux de réaction par paire de particules.

Si les noyaux a et b sont dans un gaz non dégénéré, à l'équilibre thermodynamique et

ne sont pas animés d'un mouvement relativiste, alors la distribution de vitesse de chaque noyaux peut être décrite par une distribution de Maxwell-Boltzmann [1]. En décomposant le mouvement des deux types de noyaux en mouvement relatif et mouvement d'entraînement, il découle que la distribution de vitesse relative $\sigma(v)$ suit aussi une distribution de Maxwell-Boltzmann [7], soit :

$$\varphi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{\mu}{2\pi KT}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2KT}\right), \quad (1.3)$$

avec :

μ : masse réduite du système en MeV C^2 définie par $\mu = A_a A_b / (A_a + A_b)$ en (*u.m.a*), ou A_i est le nombre de masse du noyau i et 1'*u.m.a* est l'unité de masse atomique $\approx 931.5 MeV C^2$

T : température du gaz,

K : constante de Boltzmann.

La distribution de vitesse $\varphi(v)$ est normalisée par :

$$\int_0^\infty \varphi(v) dv = 1. \quad (1.4)$$

On obtient alors l'expression finale du taux de réaction exprimée en fonction de l'énergie cinétique dans le centre de masse $E = \frac{1}{2}\mu v^2$ [7]

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(KT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) dE. \quad (1.5)$$

1.1.1.1 Effet de la barrière coulombienne

Dans l'expression du taux de réaction par paire de particules (1.5), l'ingrédient essentiel est la connaissance de la dépendance en énergie de la section efficace $\sigma(E)$. Pour des réactions mettant en jeux des particules chargées, celles-ci doivent vaincre la répulsion de la barrière coulombienne. Cette dernière est schématisée dans la Figure 1.1 et possède comme expression [7] :

$$E_c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_a Z_b}{R}. \quad (1.6)$$

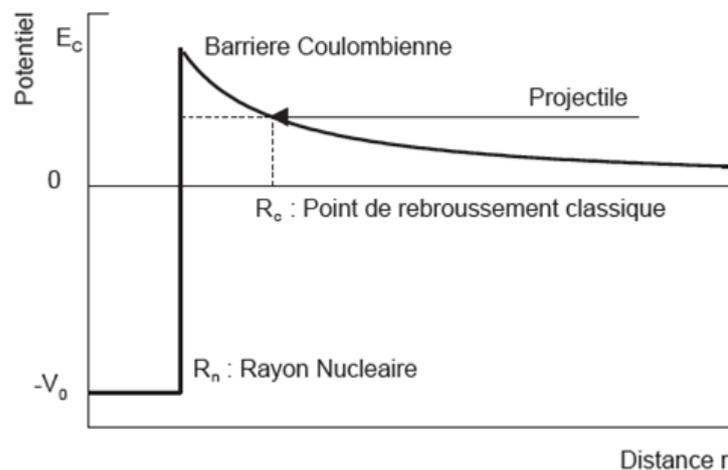


FIGURE 1.1: Barrière coulombienne

où Z_i est la charge du noyau i et R la distance entre les deux noyaux en interaction. la plupart du temps, la barrière coulombienne est bien plus grande que l'énergie cinétique des particules en interaction. Cependant, d'un point de vue quantique il est possible de franchir cette barrière par effet tunnel et la probabilité s'écrit :

$$P_l = \frac{|\Psi(R_n)|^2}{|\Psi(R_c)|^2}, \quad (1.7)$$

où $|\Psi(r)|^2$ est la probabilité pour la particule incidente de se trouver à la position r et où R_n et R_c sont respectivement les rayons nucléaires et de rebroussement (Figure 1.1). La probabilité P_l est aussi appelée pénétrabilité et dépend du moment angulaire apporté par la particule incidente. La fonction d'onde $\Psi(r)$ est obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger dans le cas d'un potentiel coulombien. On obtient alors l'expression suivante pour P_l [8] :

$$P_l = \frac{\rho}{F_l(\eta, \rho)^2 + G_l^2(\eta, \rho)}, \quad (1.8)$$

où F_l et G_l sont les fonctions régulières et irrégulières de Coulomb [9], $\rho = kR_n$ avec k le nombre d'onde et η le paramètre de Sommerfield

$$K = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar c} \quad \eta = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_a Z_b}{\hbar v} \quad (1.9)$$

Pour un moment angulaire nul ($l = 0$) et à basse énergie ($E \ll B_c$) ou pour $R_c \gg R_n$, l'équation (1.8) peut être approximée par :

$$P \approx \exp(-2\pi\eta). \quad (1.10)$$

La section efficace à basse énergie diminue donc très rapidement à cause du comportement exponentiel de la pénétrabilité de la barrière coulombienne :

$$\sigma(E) \propto \exp(-2\pi\eta). \quad (1.11)$$

De plus, la section efficace est proportionnelle à un facteur géométrique faisant intervenir λ , la longueur d'onde de de Broglie :

$$\sigma(E) \propto \pi \lambda^2 \propto \frac{1}{E}. \quad (1.12)$$

Les deux relations précédentes servent à définir le facteur astrophysique :

$$S(E) = \sigma(E)E \exp(2\pi\eta), \quad (1.13)$$

qui est une représentation de la section efficace mettant en valeur la partie nucléaire de l'interaction.

cette équation définit le prétendu facteur astrophysique S , $S(E)$ qui contient toute l'information liée aux propriétés nucléaires des noyaux (résonances, états excités, interférences de résonances). Si l'onde partielle $l = 0$ est dominante, le facteur S pour des réactions non-résonant est presque indépendant de l'énergie. Si la contribution des autres ondes partielles ($l > 0$) sont importantes, la dépendance en énergie du facteur S ne peut pas être négligé aux énergies astrophysiques. Les états près du seuil de réaction (énergie négative) peuvent fortement influencer la section efficace d'énergie réduite. Le cas le plus

célèbre est le $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ qui détermine le rapport $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ après la combustion de l'hélium et, ainsi, l'évolution de l'étoile massive [7].

Deux états excités (7.12 (1^-) Mev et 6.92 (1^-) Mev) [10] dominent sa section efficace aux énergies astrophysiques ($E = 300\text{keV}$). En outre l'influence avec des états au-dessus de seuil compliquent fortement la détermination de son taux de réaction qui devrait être connu à 20% pour pouvoir tirer des conclusions significatives. Mais, comme sa section efficace est de l'ordre de 10^{-27}b , ne peut pas être déterminé expérimentalement aux énergies astrophysiques (les valeurs de sections efficaces actuellement accessibles dans le laboratoire sont de l'ordre de 10^{-12} b [7].

Le taux de réaction (1.5) s'écrit alors en utilisant (1.13) :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(K_B T)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{K_B T} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) dE. \quad (1.14)$$

où b est défini par :

$$b = \frac{\pi e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} (2\mu)^{1/2} Z_a Z_b = 0.989 \mu^{1/2} Z_a Z_b \quad (\text{MeV})^{1/2} \quad (1.15)$$

1.1.1.2 Pic de Gamow

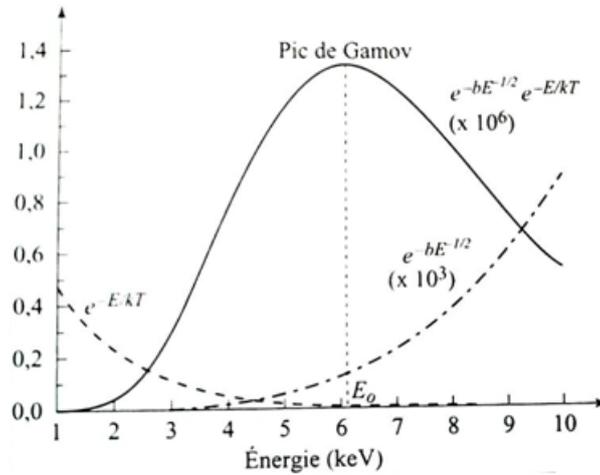


FIGURE 1.2: pic de Gamow

En utilisant (1.14), et en approchant l'intégrand par une gaussienne, on peut montrer que celui-ci présente un maximum à l'énergie du pic de Gamow (voir fig.1.2). Un calcul rapide fournit les deux égalités [6] :

$$\begin{aligned} E_0 &= \left[\pi \frac{e^2}{\hbar c} Z_a Z_b K_B T \left(\frac{\mu m_N C^2}{2} \right)^{1/2} \right]^{2/3}, \\ &\approx 0.122 \mu^{1/3} (Z_a Z_b T_9)^{2/3} \text{ MeV}, \end{aligned} \quad (1.16)$$

Avec

$$\begin{aligned} \Delta E_0 &= 4(E_0 K_B T / 3)^{1/2} \\ &\approx 0.237 (Z_a^2 Z_b^2 \mu)^{1/6} T_9^{5/6} \text{ MeV}, \end{aligned} \quad (1.17)$$

où T_9 est la température exprimée en 10^9 K. Le pic de Gamow définit d'énergie dans lequel la section efficace doit être connue pour calculer le taux de réaction. Pour les réactions entre particules chargées, les énergies d'intérêt astrophysique sont toujours beaucoup plus petites que l'énergie de la barrière coulombienne où, en première approximation, la section efficace atteint son maximum.

A titre d'exemple, l'énergie du pic de Gamow pour la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ est de 0.3 MeV qui correspond à la température stellaire de 0.2×10^9 degrés, alors que l'énergie de la barrière Coulombienne est de l'ordre de 3MeV . Il en résulte la caractéristique principale des sections efficaces d'intérêt astrophysique : leurs valeurs sont extrêmement faibles et en général trop petites pour être mesurées en laboratoire [7], toutes les sections efficaces expérimentales nécessitent une extrapolation pour atteindre les énergies du pic de Gamow. A basses énergies, le facteur de pénétration varie comme [11]

$$P_\ell \sim \exp(-2\pi\eta), \quad (1.18)$$

Ce facteur de pénétration est donc responsable de la décroissance très rapide des sections efficaces lorsque l'énergie diminue [3]. Remarquons que ce raisonnement ne s'applique qu'à des réactions entre particules chargées. Si l'un des noyaux en collision est un neutron, nous avons $\eta = 0$ et l'on montre que le facteur de pénétration varie comme $K^{2\ell+1}$.

1.1.2 Les taux de réactions (résonnantes ou non résonnantes)

1.1.2.1 Introduction

Comme nous l'avons vu, le taux de réaction à la température T s'écrit

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left(\frac{8}{\pi \mu m_N (K_B)^3} \right)^{1/2} \int S(E) \exp(-2\pi\eta - \frac{E}{K_B T}) dE \quad (1.19)$$

Où $S(E)$ est le facteur astrophysique.

Le calcul du taux s'effectue différemment selon que le facteur astrophysique est résonnant ou non-résonnant.

Remarquons que seul l'état fondamental des noyaux en collision contribue à la section efficace.

1.1.2.2 Réaction non-résonante

Une réaction non résonante est une réaction qui procède par la capture directe. Celle-ci survient lorsque les partenaires de la collision s'échangent des nucléons en un temps bref 10^{-21} s par rapport au temps de formation du noyau composé. Dans ce cas la longueur d'onde réduite du projectile doit être inférieure ou comparable à l'espacement de deux nucléons de la cible.

Dans une réaction non-résonnante, le facteur astrophysique varie lentement avec l'énergie. Dans ces conditions, des approximations assez précises peuvent être effectuées pour évaluer l'intégrale (1.19). On montre [7] facilement que, en bonne approximation

$$\exp(-2\pi\eta - \frac{E}{K_B T}) \approx \exp(-\frac{3E_0}{K_B T}) \exp(-(\frac{E - E_0}{\Delta E_0/2})^2) \quad (1.20)$$

où E_0 et ΔE_0 ont été définis en 1.1.1.2. Ces grandeurs définissent le pic de Gamow, dans lequel la section efficace doit être connue. Rappelons qu'elles dépendent fortement de la

température. En supposant que $S(E) \simeq S(E_0)$ au voisinage de E_0 , l'intégrale (1.19) peut être effectuée en utilisant (1.20). On obtient

$$N_A \langle \sigma v \rangle \approx N_A \left(\frac{32E_0}{3\mu m_N (K_B T)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp(-3E_0/K_B T) S(E_0). \quad (1.21)$$

La formule (1.20) contient essentiellement deux approximations :

- Le facteur astrophysique est constant au voisinage de E_0 . Si on suppose une variation linéaire, on montre [7] qu'il suffit de remplacer $S(E_0)$ par $S(E_0 + 5k_B T/6)$ dans (1.21)
- L'approximation gaussienne (1.20) est utilisée. Une intégrale plus précise [7] de (1.20) conduit au facteur additionnel $(1 + 5k_B T/36E_0)$.

Le taux de réaction (1.19) s'écrit donc, en améliorant la précision de (1.21)

$$N_A \langle \sigma v \rangle \approx N_A \left(\frac{32E_0}{3\mu m_N (K_B T)^3} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{3E_0}{K_B T}\right) S\left(E_0 + \frac{5}{6}K_B T\right) \left(1 + \frac{5K_B T}{36E_0}\right). \quad (1.22)$$

Les différences entre (1.21) et (1.22) sont en général petites, mais peuvent devenir significatives à hautes températures. Certaines tables de taux de réaction [12] utilisent une approche plus analytique pour paramétrer le taux de réaction. Supposons un développement au second ordre du facteur astrophysique

$$S(E) \approx S_0 + S'_0 E + \frac{1}{2} S''_0 E^2. \quad (1.23)$$

En utilisant l'approximation (1.20), il est possible d'effectuer exactement l'intégrale (1.19). Le taux de réaction s'écrit [12]

$$N_A \langle \sigma v \rangle \approx N_A \left(\frac{32E_0}{3\mu m_N (K_B T)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp(-3E_0/K_B T) S_{eff}. \quad (1.24)$$

où S_{eff} est donné par

$$S_{eff} = S_0 \left(1 + \frac{5K_B T}{36E_0}\right) + S'_0 \left(E_0 + \frac{35}{36}K_B T\right) + \frac{1}{2} S''_0 E_0 \left(E_0 + \frac{89}{36}K_B T\right). \quad (1.25)$$

C'est l'expression analytique utilisée par Fowler et al. [12]. Cette expression conduit à un développement en puissances de $T^{1/3}$; jusqu'au terme $T^{5/3}$ elle permet de déterminer le taux de réaction à partir des propriétés du facteur S à énergie nulle.

1.1.2.3 Réaction résonante

On parle de résonance, quand la réaction $a(A, b)Y$ passe par un état excité du noyau composé B^* : $a + A \rightarrow B^* \rightarrow b + Y$. C'est un processus à deux étapes, où il y'a d'abord formation du noyau composé dans l'état excité et puis désexcitation de ce dernier soit vers son état fondamental par émission γ , soit par émission de particules vers une autre voie de sortie.

En présence de résonance, la section efficace peut varier de plusieurs ordres de grandeur sur un court intervalle en énergie. La contribution d'une résonance au taux de réaction thermonucléaire peut être importante même si elle se trouve en dehors de la fenêtre de Gamow. On peut l'exprimer simplement dans le cas d'une résonance isolée étroite. Dans ce cas, la section efficace a la forme bien connue de Breit-Wigner

$$\sigma_{BW}(E) = \pi \lambda^2 \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_{J\pi})^2 (\Gamma_{tot}/2)^2} \quad (1.26)$$

où $E_{J\pi}$ est l'énergie de la résonance qui est de spin et parité $J\pi$, I_1 et I_2 sont les spins des noyaux de départ, Γ_a et Γ_b sont les largeurs partielles de la résonance pour la voie d'entrée et la voie de sortie et Γ_{tot} est la largeur totale de la résonance, c'est-à-dire la somme des largeurs partielles pour toutes les voies accessibles, $\Gamma_{tot} = \Gamma_a + \Gamma_b + \dots$

Lorsque le facteur astrophysique présente une forme de Breit-Wigner, la formule générale (1.14) reste bien entendu valable. Il faut cependant prendre en compte le fait que $S(E)$ ne varie pas lentement au voisinage de l'énergie de résonance. Lorsque l'on analyse l'intégrand de (1.14) pour une résonance, on trouve qu'il présente toujours deux maxima : l'un à l'énergie de la résonance et l'autre à l'énergie du pic de Gamow.

Le taux de réaction résonnant peut donc se diviser en deux termes

$$N_A \langle \sigma v \rangle \approx N_A \langle \sigma v \rangle_R + N_A \langle \sigma v \rangle_T, \quad (1.27)$$

où $N_A \langle \sigma v \rangle_R$ correspond au maximum à $E = E_R$. Pour une résonance étroite [11], on a

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left(\frac{2\pi}{\mu m_N K_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \hbar^2 \omega \gamma \exp \left(-\frac{E_R}{K_B T} \right), \quad (1.28)$$

où $\omega \gamma$ est appelé la force de résonance ("resonance strength") et vaut

$$\omega \gamma = \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2}, \quad (1.29)$$

J étant le spin de la résonance et (Γ_1, Γ_2) les largeurs dans les voies d'entrée et de sortie. Dans une réaction (α, γ) à basse énergie, on a généralement

$$\Gamma_\gamma \ll \Gamma_\alpha$$

et

$$\omega_\gamma \approx \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \Gamma_\gamma, \quad (1.30)$$

La force de résonance est donc proportionnelle à la plus petite des Largeurs partielles.

Le second maximum de l'intégrand (1.19) conduit au terme appelé ("queue de résonance" ("resonance tail")) dont la forme analytique est identique à celle du taux non-résonnant (1.22) en utilisant une forme de Breit-Wigner pour $S(E)$. On a donc

$$N_A \langle \sigma v \rangle_T \approx N_A \left(\frac{32\pi E_0}{3\mu m_N (K_B T)^3} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{3E_0}{K_B T} \right) S_R(E_0 + 5K_B T/6) \left(1 + \frac{5K_B T}{36E_0} \right), \quad (1.31)$$

où $S_R(E)$ est le facteur astrophysique défini à l'approximation de Breit-Wier.

On définit le facteur statistique ω par la relation

$$\omega = \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)}. \quad (1.32)$$

On considère que la résonance est étroite si le rapport $\Gamma_{tot}/E_{J\pi}$ est inférieur à 0,1. On peut alors calculer la contribution de la résonance à l'intégrale (1.5) en considérant que les autres facteurs peuvent sortir de l'intégrale qui ne porte alors plus que sur la

lorentzienne $1/[(E - E_{J\pi})^2 + (\Gamma_{tot}/2)^2]$. Cette intégrale se calcule analytiquement pour donner finalement

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{2\pi}{\mu KT} \right)^{3/2} \hbar^2 \exp\left(-\frac{E_{J\pi}}{KT}\right) (F)_{J\pi}. \quad (1.33)$$

où l'on a défini la force de la résonance $(F)_{J\pi}$ comme le rapport de l'intégrale de la section efficace totale à la section efficace géométrique à l'énergie de la résonance.

$$(F)_{J\pi} = \int_0^\infty \sigma_{BW}(E) dE / (2\pi\lambda_R^2) \quad (1.34)$$

Si la résonance est étroite, l'intégrale de σ_{BW} peut se calculer analytiquement et la force $(F)_{J\pi}$ est alors simplement donnée par le produit du facteur statistique, ω , par la largeur réduite de la résonance pour les voies d'entrée et de sortie considérées

$$(F)_{J\pi} = (\omega\gamma)_{J\pi}$$

avec

$$\gamma = \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma_{tot}} \quad (1.35)$$

En résumé, dans l'approximation de la résonance étroite, le taux de réaction thermonucléaire (1.33) ne fait intervenir que deux quantités accessibles à l'expérimentateur nucléaire : l'énergie de la résonance $E_{J\pi}$ et sa force $(\omega\gamma)_{J\pi}$.

La contribution d'une résonance large ne peut pas s'exprimer par une formule simple du type de (1.33). Non seulement l'intégrale (1.5) ne peut pas être simplifier, mais en plus, la forme de la section efficace (1.26) doit tenir compte de la variation en énergie des largeurs Γ_i . En particulier, la force $(F)_{J\pi}$ d'une résonance large, définie par la relation (1.34), n'est pas donnée par le produit $\omega\gamma$. L'intégrale doit se calculer numériquement. Elle exige une analyse plus détaillée des propriétés de la résonance.

1.1.2.4 Résonances étroites

Une résonance est dite étroite lorsque sa largeur totale respecte l'inégalité $\Gamma < 0.1 \times E_r$ [6]. Dans ce cas, l'exponentielle $\exp(-E/kT)$ issue de la distribution de Maxwell-Boltzmann varie peu dans l'intervalle d'énergie défini par Γ et nous pouvons la supposée constante autour de E_r . L'intégrale de (1.5) change et prend la forme

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \sigma(E)_{BW} dE &= \frac{\pi}{K_r^2} g_J \Gamma_a \Gamma_b \int_0^\infty \frac{1}{(E_r - E)^2 + \Gamma^2/4} dE, \\ &= \frac{2\pi}{K_r^2} g_J \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma}. \end{aligned} \quad (1.36)$$

où

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} (1 + \delta_{12})$$

et

$$\sigma(E) = \frac{\pi}{K^2} g_J \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E_r - E)^2 + \Gamma^2/4}$$

Le produit $g_J(\Gamma_a \Gamma_b / \Gamma)$ est appelé force de résonance et se note généralement $g_{J\gamma}$.

1.1.2.5 Résonances larges

Une résonance est dite large au contraire lorsque sa largeur totale ne satisfait plus à la condition citée plus haut. La section efficace de Breit-Wigner devient dépendante de l'énergie et se généralise comme

$$\sigma_{BW}(E) = \frac{\pi}{K^2} g_J \frac{\Gamma_a(E)\Gamma_b(E+Q)}{(E_r - E)^2 + \Gamma^2(E)/4}. \quad (1.37)$$

Les largeurs partielles se décomposent en deux facteurs [8] :

$$\Gamma_\ell(E) = 2P_\ell(Kr.\eta)\gamma_\ell^2. \quad (1.38)$$

P_ℓ représente l'effet du potentiel coulombien, tandis que γ_ℓ est nommée largeur réduite et traduit celui du potentiel nucléaire. Les résonances à basses énergies sont souvent plus larges. Ceci parce que les largeurs partielles dépendent de la pénétrabilité qui augmente avec l'énergie, sans compter l'effet de la chaleur Q si elle est positive [6]. En outre, une résonance large hors de la fenêtre de Gamow peut avoir un effet non négligeable sur le taux de réaction du fait de sa queue.

1.1.2.6 Interférences

Nous avons jusqu'à maintenant séparé processus résonant et non-résonant. Cependant, il est possible que les deux processus interfèrent et déforment le pic lié à la résonance. Un autre type d'interférences apparaît également si plusieurs résonances de même spin-parité sont suffisamment proches. Dans ce cas, les interférences destructives ou constructives présentes entre les résonances deviennent non négligeables. Lorsque le facteur S est très grand et qu'elles se trouvent dans le domaine d'énergie inaccessible aux mesures directes, l'incertitude concernant le taux de réaction devient également grand si l'on ne peut choisir la bonne interférence [6].

Tout dépend de l'écart qui apparaît entre les différentes possibilités d'interférences. La figure 1.3 donne une vue générale de l'ensemble des cas possibles pour la section efficace.

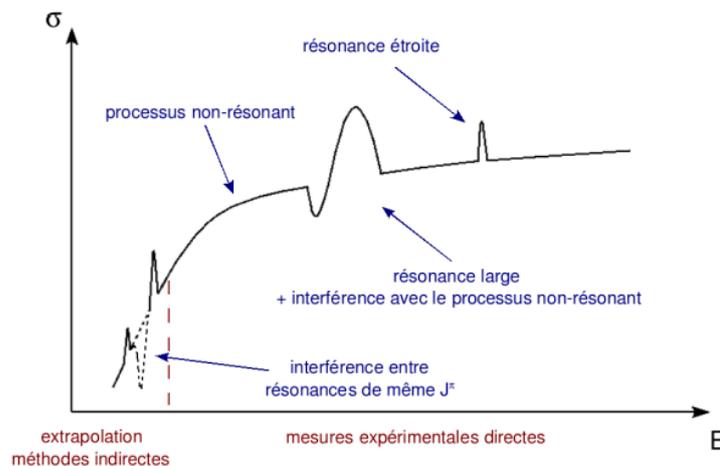


FIGURE 1.3: Dépendance en énergie de la section efficace d'une réaction dans les différents cas. Tous les cas sont représentés sur ce même dessin. Une interférence entre résonances de même J_π est montrée aux très basses énergies

Naissance, vie et mort des étoiles

LA vie des étoiles est marquée par une compétition permanente entre la force de gravitation qui provoque la contraction de la matière et les forces de pression dues à l'énergie libérée par les réactions nucléaires qui tendent à son expansion. Ce sont ses réactions nucléaires au sein de l'étoile qui dirigent le rapport de force entre ces deux tendances et, déterminent aussi les différentes phases de l'évolution stellaire.

2.1 La formation d'une étoile

Il peut paraître étonnant que des ensembles aussi énormes que les nuages moléculaires géants puissent exister car la force de gravité devrait les faire s'effondrer sur eux-mêmes. En fait, plusieurs processus interviennent pour assurer une relative stabilité. D'abord, les étoiles proches réchauffent le gaz des nuages, ce qui se traduit par une agitation des molécules, donc par une force de pression interne qui peut résister à l'effondrement. Ensuite, le nuage n'est pas immobile mais tourne sur lui-même. Les molécules de gaz sont de ce fait soumises à une force centrifuge qui les empêche de tomber vers le centre du nuage. Enfin, le champ magnétique interstellaire est également à l'origine d'une force contribuant à la stabilité.

Cette situation ne dure cependant pas éternellement car certains facteurs peuvent rompre l'équilibre et déclencher un effondrement gravitationnel. Une première possibilité est le passage du nuage dans une zone de haute densité de matière. Une autre cause possible est l'explosion d'une supernova. Cet événement donne lieu à une formidable onde de choc qui comprime violemment les régions qu'elle traverse et peut donc provoquer l'effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire géant. C'est d'ailleurs ce scénario qui est retenu pour expliquer la formation du Soleil.

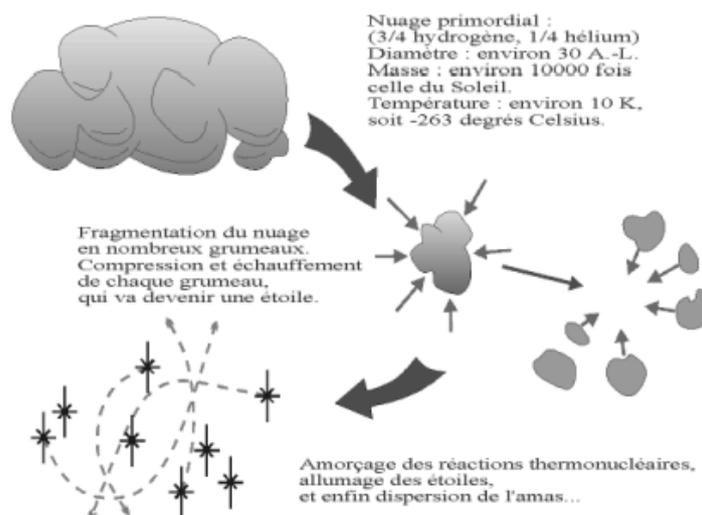


FIGURE 2.1: Schématisation de la fragmentation des nuages interstellaires en grumeaux, sous grumeaux,...A ce stade de l'évolution présolaire, nous ne devons considérer la partie gauche inférieure du dessin.

2.2 Fragmentation

Une fois la stabilité rompue, un nuage moléculaire géant ne va pas simplement se contracter. Il commence d'abord par se fragmenter en blocs de plus en plus petits. Ce processus fut étudié par le physicien britannique James Jeans qui montra au début du siècle qu'un nuage de gaz soumis aux exigences opposées de la force de gravitation et de la pression interne finit par se contracter si sa masse est supérieure à un certain seuil, appelé la masse de Jeans. Ce seuil est d'autant plus faible que le nuage est dense et d'autant plus grand que la température est élevée. Ainsi, un nuage dense se contractera plus facilement qu'un nuage ténu, et pour une densité donnée, un nuage froid s'effondrera plus aisément qu'un nuage chaud. La masse de Jeans dicte la taille des nuages susceptibles de s'effondrer et ce sont les variations de cette masse critique avec la température et la densité qui déterminent le déroulement des événements après la rupture de l'équilibre [8,13].

2.2.1 Temps de chute libre

En supposant que le nuage s'effondre sans rencontrer de résistance, le temps de chute libre correspond à la durée d'effondrement sous l'effet de l'autogravitation du nuage. Le nuage parcourt son rayon sous son propre champ gravitationnel en une durée t qui vérifie [8,13] :

$$R = \frac{1}{2}gt^2. \quad (2.1)$$

avec $g = \frac{GM}{R^2}$. Pour un corps autogravitant de masse M et de rayon R , l'analyse dimensionnelle impose :

$$t_d = \sqrt{\frac{R^3}{GM}} = \sqrt{\frac{1}{G\rho}}. \quad (2.2)$$

étant donné que $M \propto R^3 \rho$ et où ρ est la masse volumique moyenne du corps. Comme l'on considère seulement l'interaction gravitationnelle, en négligeant toute résistance, la température du nuage ne joue aucun rôle.

2.2.2 Masse de Jeans

La masse de Jeans est la masse minimum, à une température T et une masse volumique données, pour que le nuage commence son effondrement [14,15].

Un nuage (perturbé) s'effondre si son énergie mécanique devient négative :

$$t_K + \Omega \leq 0 \quad (2.3)$$

On en déduit une relation sur la masse limite du nuage, fonction de la température et de la densité. Une masse supérieure à cette masse limite va conduire à la contraction du nuage. On suppose le milieu homogène et uniforme, et donc le lien entre la masse M et le rayon R est simplement

$$M = \frac{3}{4} \pi R^3 \rho \quad (2.4)$$

On en déduit, dans le cas limite, l'inégalité sur les énergies cinétiques et potentielles :

$$\frac{3}{2} \frac{M}{m_h} K T \leq \frac{G M^2}{R} \quad (2.5)$$

Pour une raison de simplicité, et cela se fera très régulièrement dans les développements théoriques, ne considérons plus que la dépendance en fonction des variables.

Ainsi, nous avons :

$$T \propto M^{3/2} \rho^{1/3} \quad (2.6)$$

On en déduit la masse limite du nuage, appelée Masse de Jeans, qui dépend de la température et de la densité du nuage selon : Plus le nuage est chaud, plus il doit être massif avant de s'effondrer : la pression cinétique l'aide à se maintenir. A contrario, plus il est dense, plus la masse de Jeans baisse, en raison d'un potentiel gravitationnel, attractif, croissant avec la masse.

A l'intérieur du nuage moléculaire géant dont l'équilibre vient d'être rompu, des blocs de la masse de Jeans deviennent indépendants de l'ensemble et commencent à se contracter. Au fur et à mesure de la compression, la densité s'accroît dans chacun de ces blocs, ce qui y fait baisser le seuil critique de Jeans. En conséquence, une nouvelle série de fragmentations commence et chacun des blocs se subdivise lui-même en nuages plus petits et plus denses. La masse de Jeans continue donc à baisser et ainsi de suite. Une succession de divisions se déroule qui donne naissance, à partir d'un nuage géant, à une grande quantité de fragments de plus en plus petits.

Le processus de fragmentation finit par s'arrêter. Jusqu'à présent, les nuages étaient transparents et le rayonnement pouvait donc s'échapper librement. C'est lui qui débarrassait le nuage de son surplus d'énergie. Mais à un certain moment, les blocs de gaz atteignent une densité suffisante pour devenir opaques et empêchent alors le rayonnement d'accomplir sa tâche d'élimination de l'excès d'énergie. Par conséquent, la température du nuage, qui était stable jusque là, commence à monter, ce qui se traduit par une augmentation de la masse de Jeans. Les nuages les plus petits, apparus quand le seuil critique était au plus bas, sont alors trop peu massifs pour se fragmenter et tout le processus s'arrête.

2.3 Naissance d'une étoile

Lorsque la fragmentation s'arrête, chaque petit nuage de gaz est devenu une protoétoile qui continue à se contracter et à s'échauffer en convertissant son énergie gravitationnelle en énergie thermique. Le rayonnement peut encore partiellement s'échapper. La température reste donc modérée et la lumière de l'étoile se situe dans l'infrarouge. Mais la contraction continue et le gaz devient finalement opaque. La température de la protoétoile atteint alors plusieurs milliers de kelvins et l'astre se met à briller dans le domaine visible. Comme ses dimensions sont encore énormes, la protoétoile est alors extrêmement brillante. A ce stage de sa vie, le protosoleil était par exemple 100 fois plus brillant que de nos jours.

2.3.1 Accrétion et réchauffement

Un modèle simple permet d'expliquer qu'avec un peu de matière et sans énergie, on peut construire un objet dense et chaud. Montrons que la contraction d'une masse M de gaz conduisant à un corps condensé de rayon R donne une température centrale variant comme M/R , d'autant plus élevée que le corps est massif et dense [15,16].

On suppose le nuage initialement très peu dense et très froid. Il ne possède ni énergie cinétique (il est trop froid), ni énergie potentielle d'interaction (la matière est beaucoup trop diluée). Résumons la situation par une énergie mécanique totale quasi nulle (plus précisément : ces énergies sont initialement totalement négligeables par rapport aux énergies cinétiques et potentielles à venir) :

$$E_i = E_c + \Omega = 0 + 0 = 0 \quad (2.7)$$

Au final, dans un état condensé, l'énergie cinétique qui relate l'agitation thermique n'est plus négligeable. Si N atomes d'hydrogène sont concernés, l'énergie cinétique (thermique) vaut, à compter de $\frac{3}{2}NKT$ par nucléon :

$$E_c = \frac{3}{2}NKT \quad (2.8)$$

avec $N = \frac{M}{m_h}$ L'énergie potentielle rend compte de la très énergique interaction gravitationnelle des atomes rassemblés. Cette énergie est négative, car l'interaction gravitationnelle est attractive. On se contente d'un ordre de grandeur, donné par l'analyse dimensionnelle :

$$\Omega \cong -\frac{GM^2}{R} \quad (2.9)$$

L'énergie totale s'exprime alors :

$$E_t \cong \frac{3M}{2m_h}KT - \frac{GM^2}{R} \quad (2.10)$$

Si l'énergie reste sous forme mécanique, le bilan d'énergie donne, entre les états initial et final :

$$E_i = E_t = 0 \quad (2.11)$$

On en déduit l'ordre de grandeur de la température finale du corps formé par accrétion, ici écrite via l'énergie thermique.

$$KT \cong \frac{GMm_h}{R} \quad (2.12)$$

Chaque atome d'hydrogène tombé dans le puits de potentiel stellaire a gagné en énergie thermique ce qu'il a perdu en énergie potentielle.

Nous nous apercevons qu'à partir d'une énergie totale nulle s'est construit un objet condensé, avec donc une énergie d'interaction potentielle gravitationnelle "très négative" (il faudrait dépenser beaucoup d'énergie pour redisperser cet objet), et une énergie cinétique "très positive". Dans ce qui précède, nous avons négligé toute forme d'énergie autre que mécanique... et cette hypothèse n'est pas tenable. Le corps s'échauffant, il est amené à rayonner. Le théorème du viriel met ceci en musique. Il ne remet pas en cause l'ordre de grandeur établi, mais précise juste les conditions de conservation de l'énergie.

2.3.2 Théorème du Viriel

Ce théorème est particulièrement important. Il énonce que lorsqu'une étoile perd son énergie, du fait de sa contraction gravitationnelle, une énergie potentielle, celle-ci se retrouve pour moitié dans l'apparition d'énergie thermique (qui sert à chauffer l'étoile) et pour moitié dans l'énergie rayonnée par l'étoile. ou bien, L'énergie cinétique d'un système isolé de masses ponctuelles, moyennée sur le temps, est égale à l'opposé de la moitié de son énergie potentielle [16].

Le théorème de Viriel décrit une relation de conservation entre diverses formes macroscopiques de l'énergie d'un système. Ses applications sont nombreuses, mais il est particulièrement utile pour connaître la répartition de l'énergie lors d'un équilibre. Il fournit également une base d'argumentation simple sur la stabilité d'un équilibre.

Par rapport au modèle d'effondrement purement mécanique, il faut tenir compte du rayonnement de la proto-étoile qui s'effondre et s'échauffe. Le théorème du Viriel montre que la moitié seulement de l'énergie gagnée par l'effondrement est convertie en énergie thermique, l'autre moitié est directement rayonnée par l'objet condensé qui se réchauffe [8,13].

Le modèle étudié précédemment suppose, à juste titre, la conservation de l'énergie, mais à tort que toute cette énergie est sous forme mécanique. Le milieu qui se densifie s'échauffe, et rayonne de l'énergie. Le théorème du viriel énonce que l'énergie interne thermique ne représente que la moitié de l'énergie interne gravitationnelle : un bilan énergétique vers un état à l'équilibre hydrostatique implique que la moyenne de l'énergie interne est évacuée par radiation. Lors de la formation d'une étoile, il y a échauffement et obligatoirement perte d'énergie par radiation, à parts égales [8,13,17] :

$$E_k = E_{rad}.$$

On peut donc réécrire la loi de conservation de l'énergie :

$$E = \Omega + E_K + E_{rad} = 0 \quad (2.13)$$

Avec l'égalité entre les énergies rayonnée et cinétique :

$$E = \Omega + 2E_K = \Omega + 2E_{rad} \quad (2.14)$$

Ceci conduit à une estimation de la température interne de moitié moindre à celle obtenue en omettant l'énergie rayonnée.

La luminosité de l'étoile est reliée au taux de variation de l'énergie rayonnée :

$$L = \frac{dE_{rad}}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{d\Omega}{dt} \quad (2.15)$$

Il s'ensuit qu'une proto-étoile brille déjà, avant même d'avoir allumé ses réactions nucléaires et qu'entre 2 états à l'équilibre hydrostatique, une contraction du rayon implique une perte d'énergie par radiation.

Au centre de l'astre, la densité et la température augmentent de plus en plus. Arrive finalement le moment où la température centrale atteint 10 millions de degrés et où les réactions nucléaires de fusion de l'hydrogène se déclenchent. A ce moment, une énorme quantité d'énergie est produite qui donne naissance à une forte pression interne s'opposant à la force de gravité et stabilisant l'astre. La contraction s'arrête et c'est le début de la vie de l'étoile sur la séquence principale (fig.2.5).

2.4 vie et mort des étoiles

Plusieurs Ouvrage de référence traitent de ces sujets en plus amples détails [6,17,18]. La première phase de l'évolution de l'étoile est, bien entendu, sa naissance. Elle résulte de la simple contraction gravitationnelle du gaz interstellaire. A ce stade, aucune réaction nucléaire n'influence l'évolution de la masse de gaz dont la température augmente cependant en application du théorème du viriel (voir la section 2.3.2) qui implique que l'énergie potentielle dégagée par la contraction se répartit équitablement en énergie interne (augmentation de la température) et énergie rayonnée. La composition exacte du gaz initial dépend de plusieurs paramètres. Approximativement, il est constitué de trois quarts d'hydrogène pour un quart d'hélium. Un faible pourcentage (2%) d'atomes plus lourds peut y être présent. Les astrophysiciens appellent "métallicité" l'abondance de ces éléments dans l'étoile.

Si la masse de gaz est supérieure à $0,1M_{\odot}$, la température et la densité atteintes au centre de l'étoile à l'issue de cette phase initiale ($\sim 5.10^7$ année) sont suffisantes pour déclencher des réactions nucléaires qui vont transformer l'hydrogène en hélium ($\rho_{min} \sim 10^4 Kg/m^3, T_{min} \sim 10^7 K$). L'énergie dégagée par ces réactions chauffe le gaz et fait monter la pression, ce qui est qualifié d'hydrostatique. En chaque point à l'intérieur de l'étoile, le gradient de potentiel gravitationnel est compensé par un gradient de pression qui correspond aux gradients de température et de densité. On peut exprimer la pression dans l'étoile en termes des contributions distinctes des particules (électrons et ions) et de la radiation (photons). Les réactions nucléaires impliquées lors de cette phase sont nettement différentes. Les réactions nucléaires impliquées lors de cette phase sont décrites dans le paragraphe qui suit. La masse de l'étoile détermine la température au centre de l'étoile à l'équilibre et, au de là, le taux des réactions nucléaires qui fixe la puissance rayonnée par l'étoile. L'équilibre est maintenu jusqu'à épuisement du combustible au centre de l'étoile. Paradoxalement, ce sont les étoiles les plus massives qui épuisent le plus vite leurs réserves. En effet, le taux des réactions croît plus vite avec la masse que la quantité d'hydrogène disponible dans la région centrale.

Lorsque l'hydrogène vient à manquer dans le cœur de l'étoile, son équilibre est rompu et il entame une nouvelle phase de contraction. Sous l'effet de celle-ci la couche adjacente au cœur, encore riche en hydrogène, voit sa température et sa densité augmenter de telle sorte que la fusion de l'hydrogène y devient possible. Or à puissance rayonnée égale, l'augmentation du diamètre de l'étoile implique une diminution de sa température de surface, et donc de la fréquence de la lumière émise. Les étoiles à ce stade sont appelées géantes rouges. La compression du cœur engendre l'élévation conjointe de sa densité et de sa température jusqu'au moment où la densité du gaz atteint la valeur critique pour laquelle le gaz d'électrons devient dégénéré. Au delà de cette limite, la contraction ne provoque

quasi plus d'élévation de température. En effet, il y a alors deux électrons pour chaque ion et ce sont donc principalement eux qui gouvernent les propriétés thermodynamiques du gaz. Par conséquent, la température du cœur d'hélium atteint une valeur limite qui dépend de sa masse. Celle-ci augmente encore en raison de la combustion de l'hydrogène qui poursuit dans la couche adjacente.

Si la masse de l'étoile est supérieure à $0,5M_{\odot}$, le cœur peut atteindre les conditions de température et de densité qui permettent la fusion de l'hélium en noyau ^{12}C , via la célèbre réaction triple-alpha ($\rho_{min} \sim 10^5 \text{Kg/m}^3, T_{min} \sim 10^8 \text{K}$). Les étoiles dans cette phase se retrouvent sur une branche horizontale du diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) (voir fig.2.5) [6,14,15,16].

La durée de cette phase de combustion de l'hélium est bien inférieure à celle de la phase précédente. Sa fin y est pourtant similaire. Le noyau inerte formé par les produits des réactions nucléaires, en l'occurrence le carbone et l'oxygène, se contracte sous l'effet combiné de sa propre gravitation et de la pression exercée par la couche adjacente dans laquelle la fusion nucléaire continue à dégager de l'énergie. Au-delà de cette première couche, la combustion de l'hydrogène se poursuit également dans une seconde couche [18].

Les étoiles suffisamment massives ($M > 10M_{\odot}$) subissent encore une succession de phases de contraction du cœur, suivies du déclenchement de nouvelles réactions de fusion (successivement du carbone, de l'oxygène et de silicium) pour finir par l'épuisement du combustible. A chaque nouvelle phase, la température centrale augmente et une nouvelle couche de combustion périphérique se constitue, formant progressivement une structure en pelure d'oignon. Ces phases se succèdent à un rythme de plus en plus rapide pour finalement mener à un cœur constitué essentiellement de ^{56}Fe qui ne présente plus aucun moyen de production d'énergie par fusion nucléaire. Une fois ce cœur formé, plus aucune réaction exothermique ne peut s'opposer à sa contraction gravitationnelle. Au contraire, la photodésintégration du ^{56}Fe ($^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow 13^4\text{He} + 4n$) est fortement endothermique et absorbe l'énergie potentielle libérée par la contraction. Le noyau s'effondre sur lui-même en chute quasi-libre. Sa densité augmente jusqu'à provoquer la capture des électrons par les protons via la réaction $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$, la réaction inverse de la désintégration β^- . Cette réaction a des conséquences catastrophiques sur la suite des événements. En effet, les neutrinos produits sont largement découplés de la matière et s'échappent en emportant une partie de l'énergie interne du cœur. Il en résulte une accélération dramatique de l'effondrement du cœur qui se poursuit jusqu'à atteindre une densité comparable à la densité nucléaire ($\sim 10^{17} \text{Kg/m}^3$). Au delà de cette densité, la contraction est brusquement arrêtée par la force nucléaire entre les neutrons résiduels. La matière en chute libre rebondit sur le noyau dur incompressible ainsi formé, ce qui provoque une onde de choc qui se propage vers l'extérieur de l'étoile, emportant une énergie considérable. Ce scénario constitue l'explication actuellement proposée pour l'explosion des supernovae. Lors d'une telle explosion, la luminosité de l'étoile peut augmenter d'un facteur 10^8 en quelque jour. Le résidu de l'étoile est alors une étoile à neutrons ou même un trou noir. Si la masse du cœur dépasse la limite de Chandrasekhar ¹ $1.4M_{\odot}$.

¹Chandrasekhar, Subrahmanyan (1910 – 1995). Chandrasekhar a étudié le transfert de chaleur par rayonnement et par convection dans les atmosphères stellaires. Il a démontré qu'une étoile dont la masse est supérieure à 1,44 fois celle du Soleil ne peut pas devenir une naine blanche (limite de Chandrasekhar)

2.5 Nucléosynthèse stellaire

Nous verrons dans cette partie que l'univers primordial, avant la formation des premières étoiles, était dominé encore plus par l'hydrogène et l'hélium qu'aujourd'hui : en fait, les autres éléments chimiques plus lourds que l'hélium (comme le carbone, l'oxygène, le fer, l'uranium, etc.) proviennent essentiellement des réactions nucléaires qui ont lieu au cœur des étoiles depuis le commencement de l'univers, le processus de formation de noyaux se nomme nucléosynthèse. Dans cette section, nous allons décrire les réactions de nucléosynthèse les plus courantes.

2.5.1 Chaîne proton-proton

Les réactions nucléaires qui jouent le rôle le plus important à l'intérieur des étoiles sont celles qui transforment l'hydrogène en hélium, cette réaction de fusion (l'hydrogène en hélium), $4H^1 \rightarrow He^4$, ne se produit pas en une seule étape. Les séries de réactions qui mettent en jeu des noyaux d'hydrogènes, c'est-à-dire des protons, commencent par la réaction PP [6,16] :



Les réactions nucléaires débutent par la fusion de deux protons et se terminent par la production d'hélium 4. Deux protons se combinent pour former un deutérium, qui est formé d'un proton et d'un neutron. Ceci implique que l'un des protons originaux se transforme en neutron avec l'émission d'un positron et d'un neutrino. Une fois qu'un noyau de deutérium est formé, la réaction se poursuit, un deutéron capture un autre proton fabriquant ainsi un isotope de l'hélium contenant deux protons et un neutron [6,16] :



C'est donc essentiellement ce chemin qu'empreinte la réaction on est arrivé à l'hélium 4. A cette étape, la fusion d'un noyau d'hélium 3 avec un noyau d'hydrogène 1 serait de loin la plus probable. Mais des calculs théoriques détaillés montrent que celle-ci ne peut aboutir. Il va falloir attendre la collision, relativement rare, de deux noyaux d'hélium 3 pour compléter le cycle [2].



Ces trois étapes sont représentées dans la fig.2.2

Une barrière coulombienne doit être surmontée à chaque étape. En fait, le taux de fusion de l'hélium est essentiellement déterminé par le taux de la première étape. Ce taux dépend de la section efficace de production du deutéron et du nombre de particules qui peuvent traverser la barrière de Coulomb. On peut estimer la section efficace de la réaction PP de la manière suivante. L'effet tunnel permet à deux protons de s'approcher suffisamment pour que la force nucléaire commence à agir lorsque leur énergie vérifie :

$$E \geq \frac{q^4 m_p}{4(4\pi\epsilon_0 \hbar)^2} \simeq 2.10^{-15} J. \quad (2.19)$$

Cette énergie correspond à une quantité de mouvement p , donnée par :

$$p^2 = 2Em^p \simeq 10^{-41}. \quad (2.20)$$

La section efficace géométrique de collision des protons est évaluée pour la longueur d'onde de de-Broglie. En effet, dans la collision élastique de proton particulier après une collision est inconnue (on sait seulement que la quantité de mouvement totale du système est p).

La position des protons est donc incertaine d'une quantité \hbar/p . A chaque proton on peut associer un rayon cible égal à \hbar/p et donc section efficace égale à $[\pi(\hbar/p)^2]$. Nous pouvons donc estimer la section efficace pour franchir la barrière de Coulomb :

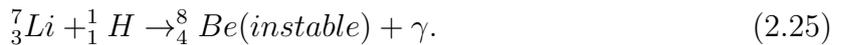
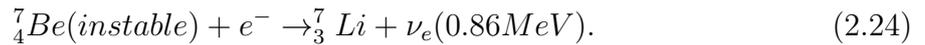
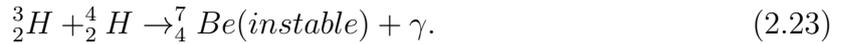
$$\sigma_{pp} = \pi \left(\frac{\hbar}{p} \right)^2 \simeq 2\pi \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{m_p} \right)^2 \left(\frac{\hbar}{e} \right)^4. \quad (2.21)$$

Soit $\sigma_{pp} \simeq 4.10^{-27}m^2$. Une fois situé dans le champ d'action de la force nucléaire, un proton doit se transformer en neutron. La probabilité, notée P_{pn} , pour que cette transformation ait lieu est de l'ordre de 5.10^{-25} . La section efficace, notée σ_D , de production d'un deutéron à partir de deux protons est donné par :

$$\sigma_D \simeq \sigma_{pp}P_{pn}. \quad (2.22)$$

Soit $\sigma_D \simeq 2.10^{-51}m^2$. Pour que deux protons puissent effectivement se réunir dans une réaction de fusion, ils doivent avoir suffisamment d'énergie pour s'approcher l'un de l'autre. Dans le gaz stellaire, seulement une certaine fraction des particules pourra atteindre l'énergie minimum nécessaire. La probabilité pour qu'une particule ait une vitesse supérieure à $\sqrt{2E/m}$ (ou $E \approx 2.10^{-15}J$ est l'énergie minimale nécessaire à la production du deutéron par effet tunnel ²) peut être calculée en utilisant la distribution de Maxwell-Boltzmann. On trouve que cette probabilité n'est importante qu'à des températures supérieures ou égales à 10^7K . De ceci, on conclue que les réactions nucléaires sont confinées au centre de soleil.

Dans la chaîne PPII un noyau de Be^7 instable est d'abord formé. Dans la plupart des cas il fusionne immédiatement en $He^3 + He^4$, mais dans de rare cas cette réaction est devancée par la réaction faible d'absorption d'un électron pour former du Li^7 qui absorbe ensuite un proton, le Be^8 ainsi formé se désintègrant en deux He^4 . La chaîne complète de ces réactions est [18] :



L'électron qui intervient dans la transformation du Be^7 en Li^7 est un électron thermique non relativiste dont l'énergie se réduit pratiquement à son énergie de repos $m_e c^2$. Le neutrino emporte donc presque exactement la différence d'énergie de masse entre le membre de gauche et l'énergie de masse du Li^7 . L'émission neutronique associée constitue donc une raie [18]. Typiquement au centre du soleil, un noyau He^3 interagit avec un autre noyau He^3 dans la chaîne PPI à peu près 69% du temps pour former He^4 . Les 31% restant du temps, c'est la branche PPII qui a lieu. Voir la chaîne complète PP fig.2.2

2.5.2 Cycle CNO

Une étoile, même formée il y a très longtemps, été construite à partir d'une matière qui n'était plus primordiale en ce sens que sa composition n'était plus celle du milieu universel

²Voir appendice1

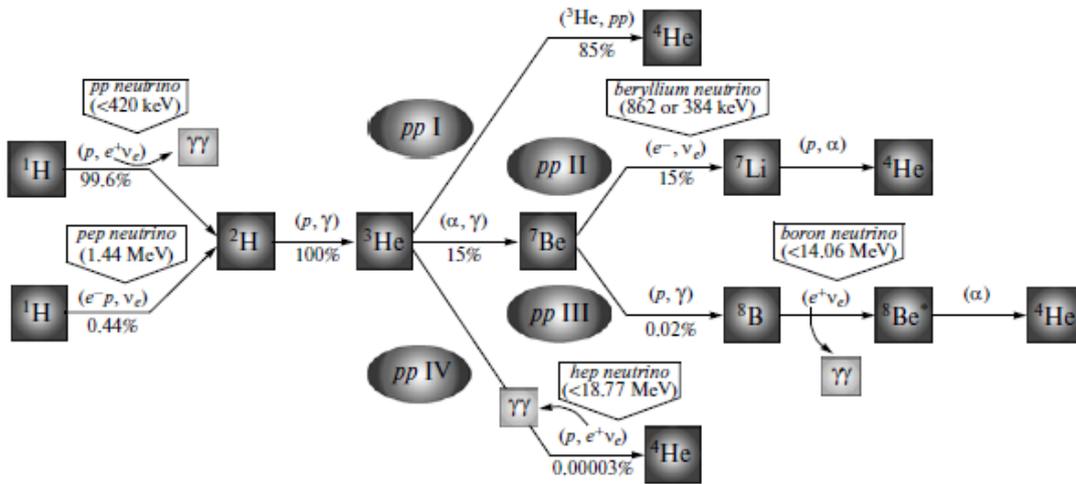
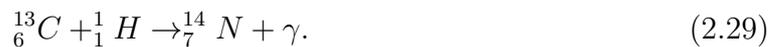


FIGURE 2.2: Les réactions de Proton-proton sont la source dominante d'énergie stellaire en étoiles avec les masses près au dessous de la valeur solaire. Aujourd'hui on sait que la branche dominante ppI est complétée par la branche de ppII, et la très petite branche dépendante de la température ppIII. Dans les dernières deux branches, des neutrinos additionnels aux électrons de l'énergie assez élevée sont produits.

après le big bang. Le milieu interstellaire de la galaxie dans laquelle cette étoile s'est formée à été pollué par des générations antérieures d'étoiles. Les étoiles des générations suivantes se forment alors à partir d'un milieu enrichi en éléments lourds [3]. Le bi-cycle CNO proposé par Hans Bethe en 1938 est une autre possibilité pour produire de l'hélium à partir de l'hydrogène. Dans ce cycle, les trois espèces C, N et O agissent comme des catalyseurs, étant brûlés puis régénérés (comme dans la chaîne PP). A plus haute température, la barrière coulombienne des noyaux de charge plus élevée peut être franchie [19]. A des températures supérieures à environ $1.5 \times 10^7 k$, l'hydrogène peut fusionner en hélium selon une série de réactions utilisant des atomes de carbone (C) déjà présents dans l'étoile, ces atomes de carbone ont été formés dans le cœur d'étoiles de la génération précédente, par le processus triple-alpha. Les atomes de carbone sont successivement transformés en atomes d'azote (N), puis d'oxygène (O), avant de redevenir du carbone. D'où le nom cycle CNO [20]. Le cycle carbone-azote fait jouer au carbone et à l'azote le rôle de catalyseurs. La première branche se termine avec la production de $^{12}_6C$ et de 4_2He et procède de la façon suivante :



L'existence de ce cycle suppose que des atomes de carbone près-existent dans l'étoile. Par ailleurs, toutes ces réactions n'ont pas lieu avec la même probabilité : la réaction $^{14}_7N$; c'est ainsi que se forme cet élément [19]. La greffe du dernier proton tantôt termine le cycle en restituant le carbone. La second branche qui n'a lieu que 0.04% du temps est

initiée par ${}^{14}_7\text{N}$ et par ${}^1_1\text{H}$ [21]. Un sur 1000 environ (la réaction se poursuit en régénérant l'azote).



L'énergie libérée lors de la formation d'un noyau ${}^4_2\text{He}$ dans le cycle CNO est d'environ 25MeV (après soustraction de l'énergie emportée par les neutrinos).

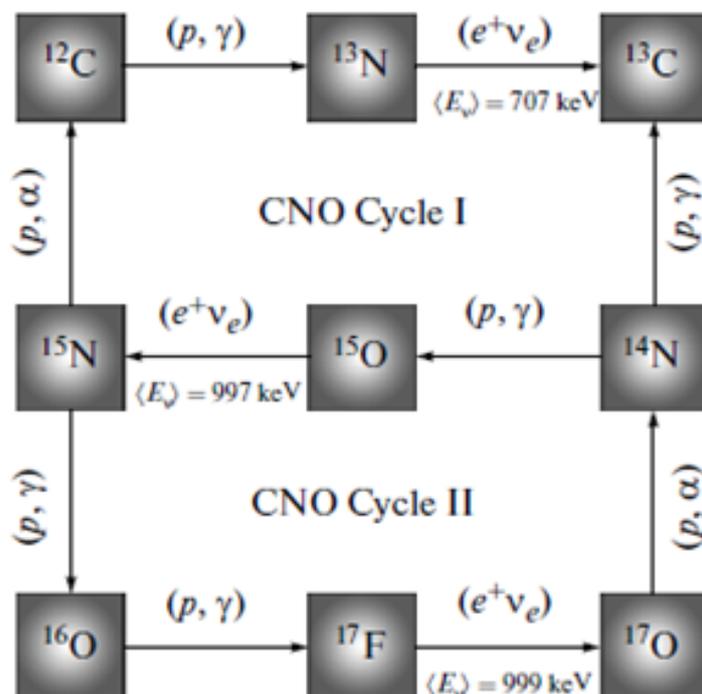


FIGURE 2.3: Cycle CNO à l'intérieur d'une étoile massive. Le bilan global est le même que le cycle proton-proton : 4 protons donnent un noyau d'hélium, plus diverses particules. Dans cette chaîne de réaction, le carbone est régénéré. Il sert simplement de catalyseur. La condition essentielle est bien évidemment qu'il soit présent au départ.

On voit que le bi-cycle CNO est beaucoup plus sensible à la température que la chaîne PP. On déduit de ceci que dans les étoiles de faible masse de la séquence principale (qui ont les températures centrales les plus faibles), la fusion de l'hydrogène en hélium est assurée par les chaînes de type PP. Par contre dans les étoiles plus massives qui ont des températures centrales plus élevées, c'est le bi-cycle CNO qui assure la conversion de l'hydrogène en hélium. La transition entre les étoiles fonctionnant avec la chaîne PP plutôt que le bi-cycle CNO a lieu pour des étoiles légèrement plus massives que le soleil.

Malgré que le cycle CNO ne représente qu'une petite partie de l'énergie libérée par l'étoile, le taux de la réaction ${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$ détermine le flux total des neutrinos solaires provenant du cycle CNO [22] (fig.2.3).

2.5.3 Combustion de l'hélium : réaction triple- α

La combustion de l'hélium intervient dans les phases avancées de l'évolution. Après la combustion de l'hydrogène, les réserves énergétiques de l'étoile ne sont pas épuisées, car l'hélium peut produire à son tour de carbone. La combustion de l'hélium ne procède pas par adjonction d'un proton aux noyaux d'hélium. D'une part, parce qu'il ne reste que peu de protons à ce stade dans le cœur de l'étoile et d'autre part, parce qu'il existe aucun élément stable de masse atomique 5. Vers le fin de la vie des certaines étoiles, ces dernière voient leur température atteindre des valeurs prodigieuses. Les chaînes PP ou CNO ayant produit de l'hélium, ce dernier peut fusionner avec lui-même lorsque la température dépasse $10^8 k$ selon la réaction globale [20]



La première étape du processus combine deux noyaux d'hélium selon la réaction [21,23]



Il n'existe cependant pas de configuration nucléaire stable correspondant à $A=8$. La durée de vie de l'isotope ${}^8_4\text{Be}$ est seulement de l'ordre de 2.6×10^{-16} secondes. Toutefois, cette durée de vie extrêmement brève, est plus longue que le temps moyen de collision des particules α à des températures de l'ordre de $10^8 k$. Le béryllium 8 est hautement instable et se désintègre en $10^{-16} S$ environ : mais, une fois de temps en temps, il entre en collision avant de se désintégrer avec un autre noyau d'hélium 4 [20,23] :



Cette réaction est fortement favorisée par le fait qu'elle est quasi résonante fig.2. la somme des énergie de masse de ${}^8\text{Be}$ et de ${}^4\text{He}$ est proche de celle d'un état nucléaire excité de ${}^{12}\text{C}$ [3]. Lorsqu'un nombre suffisant de noyaux de carbones a été produit par les réactions 3α , ces noyaux de carbone peuvent capturer les particules alpha pour produire de l'oxygène selon la réaction [18,23] :



La combustion des noyaux d'hélium produit des noyaux de carbone et de l'oxygène dont les abondances relatives dépendent de la température [18].

La proportion relative de carbone et d'oxygène, qui ont été produites par la combustion de l'hélium, dépend de l'efficacité relative du processus triple-alpha qui produit de carbone et de la réaction de production de l'oxygène qui consomme le carbone. Des noyaux plus lourds que ${}^4\text{He}$ ne sont pas produits dans toute quantité pendant la combustion d'hélium parce que le taux de capture de ${}^4\text{He}$ par ${}^4\text{He}$, est lent.

2.5.4 Au delà du Carbone

Une fois le Carbone-12 synthétisé, le processus de formation des autres éléments chimique est clair, il n'nécessite seulement une température centrale de plus en plus forte. Ces noyaux doivent surmonter une barrière de Coulomb encore supérieure.

2.5.4.1 Combustion de Carbone

Deux atomes de carbone se combinent, pour donner du magnésium, du sodium ou du néon etc... , des réactions typiques sont [20,18] :



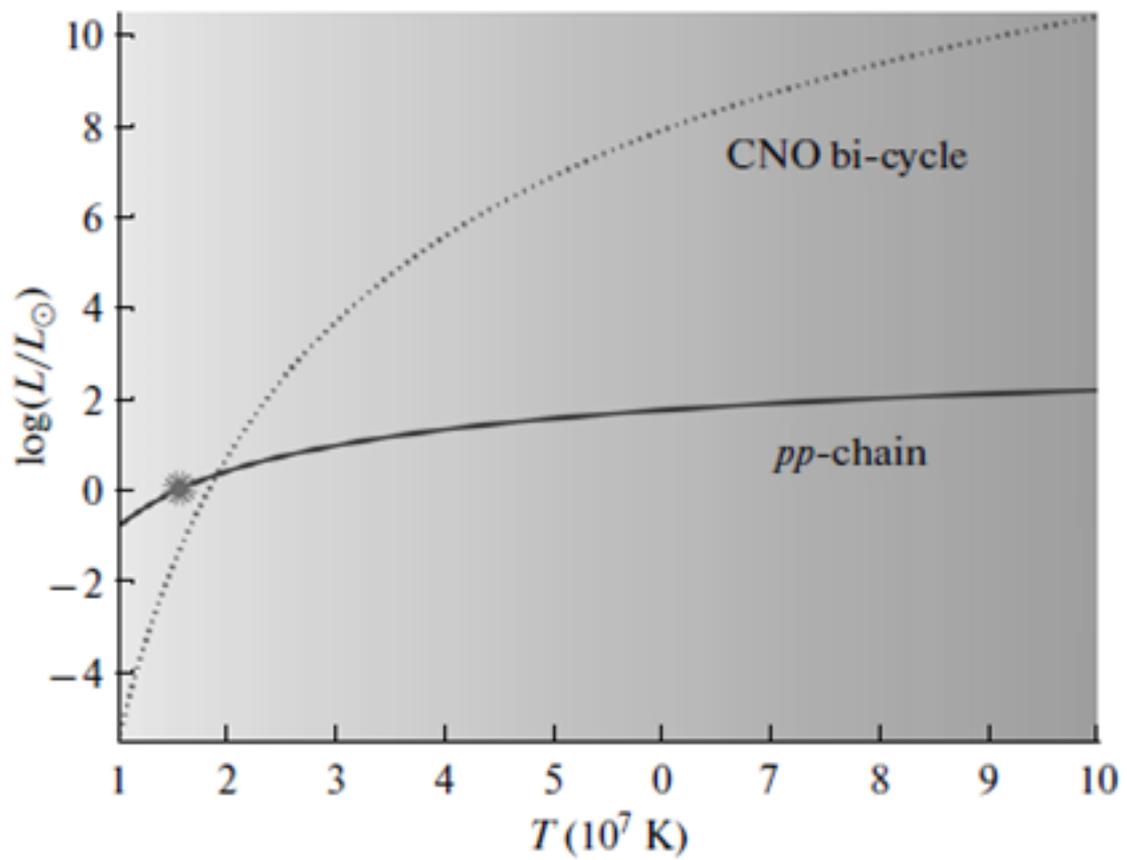


FIGURE 2.4: Flux d'énergie produit par la chaîne p-p et le cycle CNO en fonction de la T_c [6].



La réaction qui produit le magnésium 23 est endothermique, c'est-à-dire qu'elle consomme de l'énergie au lieu d'en produire. Ces réactions produisent normalement de l'énergie, qui combat l'effondrement gravitationnel de l'étoile. Si de nombreuses réactions comme celle-ci se produisent, au lieu de le combattre, elles accéléreront l'effondrement. En plus, les neutrinos produits traversent la matière de l'étoile sans interaction, donc sans y déposer leur énergie. Ils emportent ainsi presque 30% de l'énergie produite par l'étoile dans cette phase.

2.5.4.2 Combustion de l'oxygène

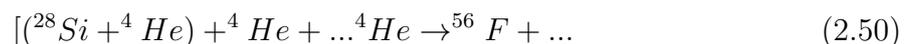
La fusion de l'oxygène devient possible à des températures encore plus élevées, de l'ordre du milliard de degrés. Ce qui nécessite une étoile de masse importante pour atteindre une telle température. La combustion de l'oxygène procède de la même façon que le carbone, comme suit



Parmi les produits de ces réactions, le silicium est le plus stable. C'est donc lui qui est le plus abondant à la fin des réactions.

2.5.4.3 Combustion de silicium

Enfin, à des températures plus élevées que trois milliards de degrés, une série de fusion partant du silicium avec addition d'un noyau d'hélium à chaque étape mène graduellement jusqu'au ${}^{56}\text{Fe}$:



Le noyau de fer est très stable et constitue le terme de ces réactions de nucléosynthèse. La contraction due à la gravitation ne pourra réchauffer davantage le cœur des étoiles pour transmuter le noyau de fer en élément plus lourd mais elle va provoquer son effondrement puis son explosion sous forme de supernova. La formation des noyaux plus lourds, qui est endotherme, se fait lorsque l'onde de choc traverse la supernova.

2.5.5 Structure en pelure d'oignon d'une étoile

La structure interne d'une étoile massive est parfois appelée pelure d'oignon pour signifier en termes imagés qu'elle est constituée d'un amoncellement de couches brûlant des éléments chimiques différents. Les plus légers brûlant à la périphérie, là où la température est la plus basse, les plus lourds dans les couches internes, juste autour du cœur inerte de fer.

L'évolution stellaire dépend essentiellement de la masse initiale de l'étoile. En effet,

selon sa masse, les énergies mises en jeu et les réactions nucléaires associées sont très différentes, ce qui engendre différents destins décrits par le diagramme de Hertzsprung-Russell (Fig.2.5) qui représente la figure obtenue si l'on porte le type spectral d'une étoile en abscisse (ou sa température superficielle) et sa magnitude absolue en ordonnée. La majorité des points forment une bande étroite inclinée groupant toutes les étoiles comprises entre les étoiles O, de forte magnitude absolue, et les étoiles M, peu lumineuses, formant ce que l'on appelle la "séquence principale" au cours de laquelle les étoiles brûlent l'hydrogène en leur cœur. Au-dessus de ce groupe, une série d'étoiles plus brillantes forment la classe des géantes. En dessous, se trouvent les étoiles qui n'atteindront jamais en leur cœur une température suffisante pour allumer des états avancés de combustion, les naines.

Les principales classes spectrales de la "classification de Harvard", introduite en 1918 [24] sont désignées par les lettres majuscules O, B, A, F, G, K, M, chaque classe étant subdivisée en dix types spectraux, par exemple de A0 à A9. D'autres lettres ont été ajoutées à cette liste depuis (W avant O, quelques autres après M). Il y a une transition continue entre les classes expliquée par des effets d'évolution stellaire. Les caractéristiques permettant de différencier les classes sont la présence, l'absence, ou l'intensité relative de raies du spectre des étoiles considérées, la nature du spectre étant directement fonction de la température superficielle de l'étoile. Cette classification va des étoiles les plus chaudes aux plus froides, les types O et B correspondant à des températures de surface $> 10^4 K$ avec un spectre dominé par les raies de l'He, tandis que le type M, à des températures $< 3500 K$, présente des bandes, c'est-à-dire des raies très larges, rendant compte de la présence de quelques molécules telle que l'oxyde de titane.

Une classification d'étoiles uniquement fondée sur le type spectral ne suffit pas pour mettre en évidence les caractéristiques de celles-ci, puisque deux étoiles de même type spectral peuvent avoir des dimensions et des luminosités différentes. En 1943, une classification supplémentaire permettant de préciser les caractéristiques de l'étoile, des supergéantes les plus brillantes aux naines, a été adoptée [25]. Les étoiles sont ainsi classées, dans chaque type spectral, par luminosité décroissante, en cinq classes notées en chiffres romains de I à V (Fig. 2.5), des supergéantes brillantes aux nombreuses étoiles de la séquence principale. En utilisant les notations des classifications qui viennent d'être introduites, le Soleil est une étoile de type G2 V.

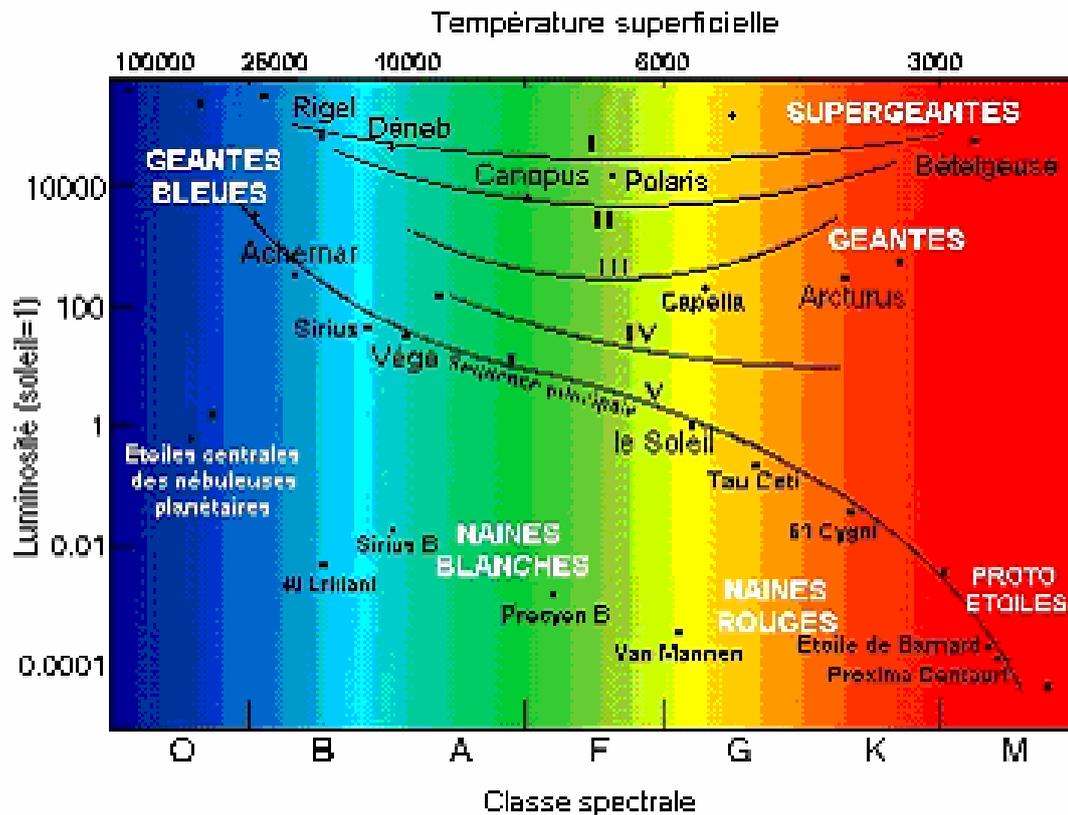


FIGURE 2.5: Diagramme de Hertzsprung-Russel

Pour des étoiles de masse supérieure à $\sim 10M$ [26], l'étoile passera par toutes les étapes de combustion puis terminera sa vie en une explosion de supernova.

Les étapes majeures de cette évolution le plus largement acceptées sont les suivantes pour une étoile massive de $25 M$, de métallicité Z_O [1] :

- Dans la première phase, non-explosive, les régions centrales de l'étoile vont passer par une succession de phases de combustion nucléaire et de compaction du gaz. Constamment, la gravité et la pression radiative, résultant des réactions nucléaires, s'opposent. L'évolution de l'étoile lors du passage d'une phase de combustion nucléaire à une autre n'est que le déplacement d'un état d'équilibre mécanique et énergétique à un autre, la variable gouvernant ce déplacement étant la composition chimique.
- A quelques dizaines de millions de degrés, l'hydrogène est d'abord converti en l'hélium au cœur de l'étoile. L'étoile appartient à la séquence principale pendant cette phase. Cela va durer 7 millions d'années. Quand l'étoile a brûlé tout l'hydrogène de son cœur, la réaction s'épuise, l'équilibre thermodynamique se rompt, et les forces gravitationnelles reprennent alors le dessus. L'étoile commence à se contracter tandis qu'au cœur de l'étoile, une partie de l'énergie gravitationnelle est transformée en énergie thermique. L'augmentation de la température va permettre l'allumage de nouvelles phases de combustion, celle de l'hydrogène en couche autour du noyau d'hélium, qui lui-même entrera en fusion à $T_c \sim 2 \times 10^8 K$. (Fig. 2.6).

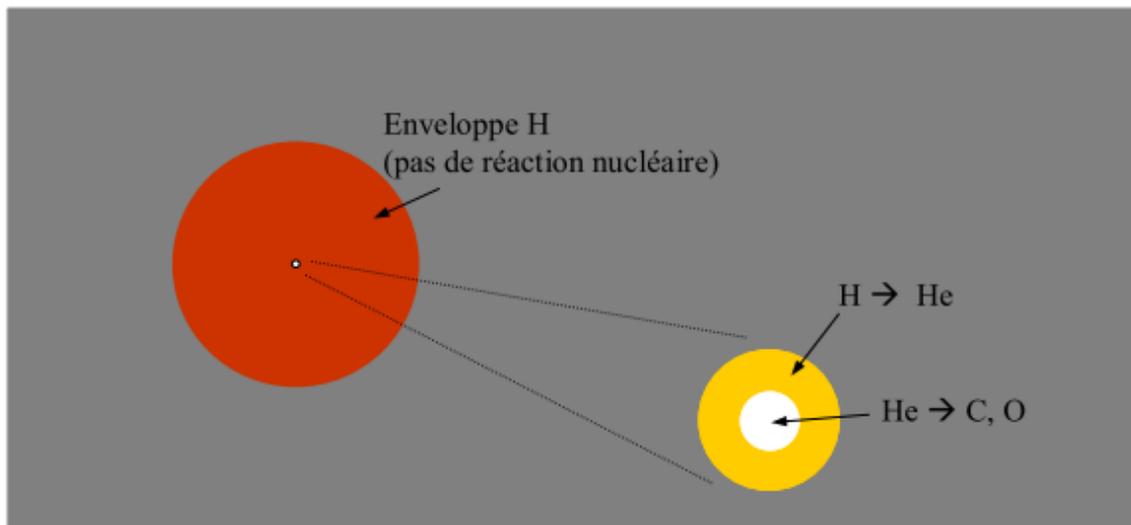


FIGURE 2.6: La structure d'une étoile dans sa phase supergéante rouge

- Au cœur de l'étoile, la réaction thermonucléaire suivante, celle de l'hélium en carbone, peut alors commencer. Cette phase de combustion est particulièrement importante du point de vue de la nucléosynthèse. En effet, la formation du ^{12}C à partir de l' ^4He est possible par la réaction "triple α ". Cette dernière met en jeu, dans un premier temps, la fusion de deux noyaux d'hélium qui vont alors synthétiser un noyau de ^8Be , extrêmement instable ($t_{1/2} = 7 \times 10^{-17}\text{s}$). La seule possibilité de former le ^{12}C est la capture d'un autre α avant que le ^8Be ne se désintègre. Cette réaction très peu probable ne peut être efficace que dans des conditions de densités particulièrement élevées en α . D'autres réactions nucléaires se produisent, telle que $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, permettant alors également la synthèse des premiers noyaux d'oxygène. Cette phase de combustion va durer $\sim 500000\text{ans}$ jusqu'à ce que l'hélium, comme l'hydrogène précédemment, s'épuise.
- Le cœur de l'étoile se contracte alors à nouveau jusqu'à atteindre une température suffisante (de l'ordre de 10^9K) pour pouvoir brûler le carbone pour former du néon, du magnésium, et du sodium. Cela dure alors 600 ans.
- Le même principe se répète (contraction, augmentation de la température, nouvelles réactions nucléaires, épuisement, passage à la couche supérieure). Ainsi, le néon est converti en oxygène (par photodésintégration) et magnésium en ~ 1 an, l'oxygène est converti en silicium et soufre en ~ 6 mois. Enfin, à ~ 4 milliards de K, le silicium est converti en fer en 1 journée. L'étoile n'est pas entièrement convertie en fer, car chacune des réactions de fusion successives n'est possible qu'à partir de certaines conditions de température et de densité. Par conséquent, les fusions nucléaires qui ont fait vivre l'étoile ont abouti à lui donner une structure en pelures oignon (Fig. 2.7) : un cœur de fer entouré d'enveloppes concentriques d'éléments dont la combustion est de plus en plus facile à amorcer (silicium, oxygène, néon, carbone, hélium) jusqu'à une atmosphère très diffuse d'hydrogène de plusieurs centaines de millions de kilomètres de rayon.
- Le fer possède le noyau atomique le plus stable du point de vue des réactions nucléaires (la plus grande énergie de liaison), ce qui signifie qu'il ne peut fournir d'énergie ni par fusion, ni par fission. L'étoile atteint donc un point critique. Lorsque la

masse du cœur de fer atteindra $3 \times 10^{30} \text{ kg}$ soit 1.44 M, appelée masse de Chandrasekhar, les régions les plus centrales de l'étoile vont s'effondrer tandis qu'il n'y a donc plus de pression de radiation pour compenser la gravité. En parallèle, les couches qui entourent ces régions les plus profondes continuent les réactions de combustion.

- L'effondrement engendre une telle pression au cœur qu'il permet aux protons et électrons de former des neutrons par une réaction endothermique. Les électrons sont capturés par les protons, générant un flux massif de neutrinos, lesquels quittent l'étoile sans s'opposer à la pesanteur.

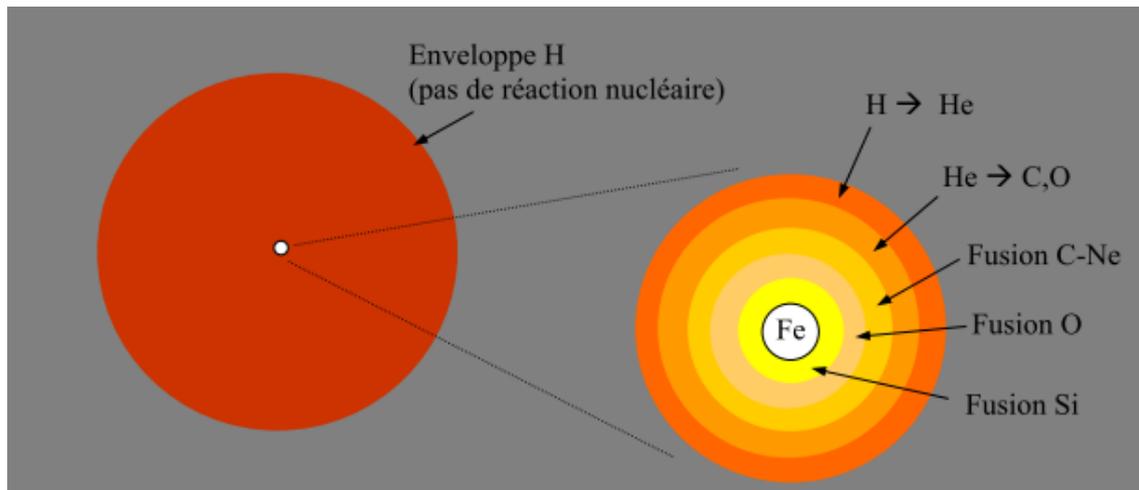


FIGURE 2.7: La structure en "pelures d'oignon" d'une étoile massive juste avant son explosion en supernova

- L'effondrement entraîne une augmentation de la densité au cœur de plusieurs ordres de grandeur. Au fur et à mesure que le cœur de l'étoile continuera de s'effondrer, la limite de compressibilité de la matière va finir par être atteinte. Ce stade est obtenu à la "densité nucléaire" soit $2.7 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$. A de telles densités, les neutrinos eux-mêmes interagissent avec la matière et restent piégés dans le milieu. La pression au cœur augmente alors rapidement tandis que les couches en effondrement vont ralentir puis rebondir sur le cœur, produisant une onde de choc qui va se propager au travers des diverses couches de l'étoile. La physique de l'explosion de l'étoile en supernova est complexe et mal décrite par les modèles actuels. L'onde de choc va comprimer et échauffer les couches qu'elle traverse avant de provoquer leur éjection dans le milieu interstellaire, et donc leur refroidissement. Le passage de l'onde de choc permet à certaines réactions nucléaires de se produire pendant un temps relativement bref, modifiant ainsi plus ou moins profondément la composition pré-explosive des différentes couches stellaires. L'étude de la composition de l'éjecta de la supernova fait l'objet de la théorie de la nucléosynthèse explosive.
- Toute la matière stellaire n'est pas retournée au milieu interstellaire. Les régions les plus profondes sont piégées dans un résidu effondré dans lequel la matière est extrêmement confinée. Ce résidu peut être soit une étoile à neutrons, soit un trou noir pour des étoiles très massives ($> 40M$).

Le Tableau 2 et la Fig. 2.8 récapitulent les différentes étapes de cette évolution stellaire.

Combustion centrale	Durée	Température (T_9)	Densité (g/cm^3)
Hydrogène	7×10^6	0.06	5
Hélium	5×10^5	0.23	7×10^2
Néon	1 an	1.7	4×10^6
Oxygène	6 mois	2.3	1×10^7
Silicium	1 jour	4.1	3×10^7
Effondrement	quelques secondes	8.1	3×10^9
Rebond	quelques ms	34.8	$\sim 3 \times 10^{14}$

Tableau 2 : Evolution stellaire d'une étoile de $25M_{\odot}$ [28])

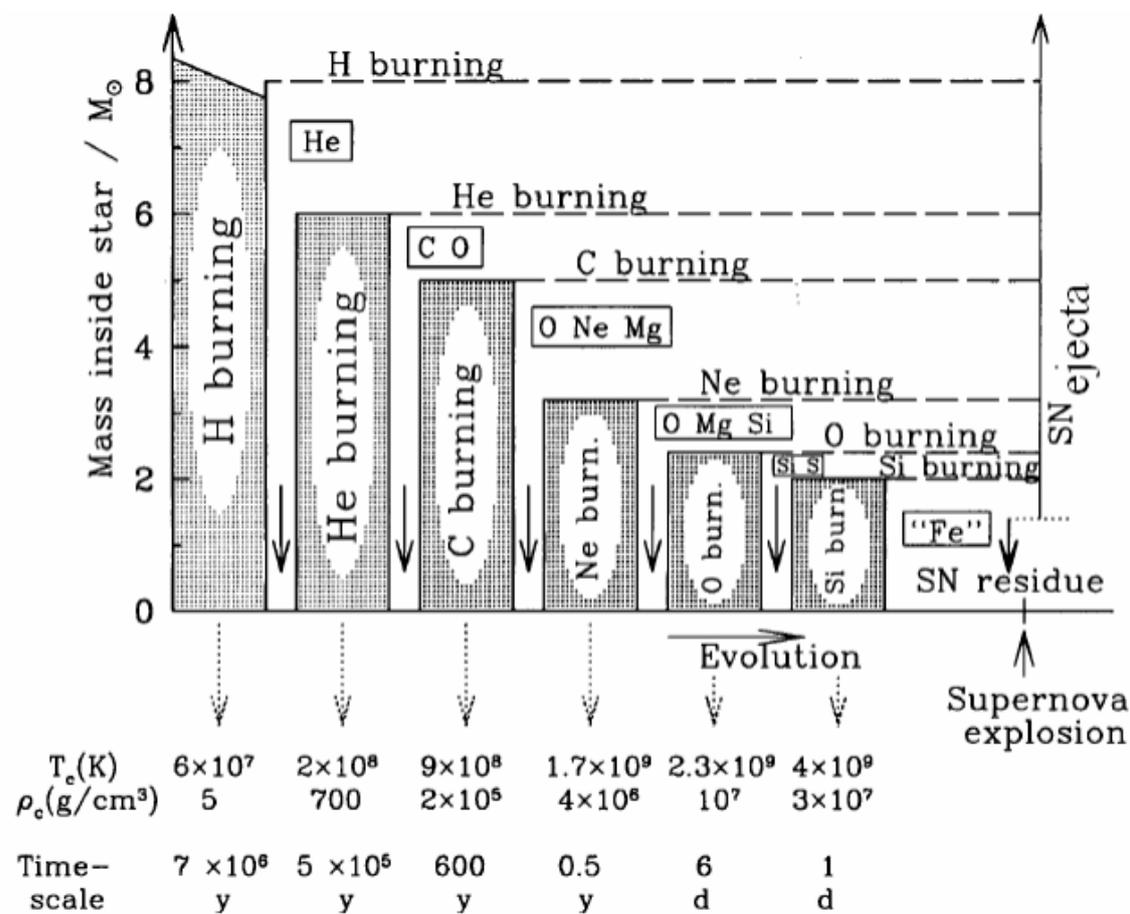


FIGURE 2.8: Représentation schématique de l'évolution de la structure interne d'une étoile sphérique de masse $M \sim 25M_{\odot}$. En ordonnée est portée la fraction de masse contenue à l'intérieur d'une sphère de rayon donné, rapportée à la masse du Soleil (le centre de l'étoile est donc à l'origine des ordonnées). Une phase de combustion donnée débute dans le cœur de l'étoile (les températures centrales T_c et densités centrales ρ_c sont indiquées sous la figure) avant de se déplacer dans une zone périphérique mince. Les phases de combustion nucléaire sont entrecoupées de stades de contraction gravitationnelle (flèches descendantes) quasi-hydrostatiques, du moins jusqu'à la combustion du Si . Les symboles chimiques représentent les éléments les plus abondants présents à la fin d'une combustion nucléaire donnée (" Fe " symbolise les noyaux du pic du fer dont le nombre de masse A est compris entre 50 et 60 environ) [26].

La réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ dans les étoiles massives

LE taux de la réaction de capture radiative $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ conditionne fortement l'évolution stellaire et l'abondance des éléments plus lourds que le carbone dans l'univers mais sa section efficace, aux énergies du pic de Gamow ($\sim 300\text{keV}$ pour les températures de combustion stellaire centrale de l'hélium : $T \sim 2 \times 10^8\text{K}$), très faible (de l'ordre de 0.01 fbarn), exclut actuellement toute mesure avec les techniques dont nous disposons [5]. L'extrapolation théorique des valeurs obtenues à plus haute énergie est rendue difficile du fait de la superposition de diverses contributions trop imprécises, voire non mesurées à ce jour : captures radiatives de différentes multipolarités vers l'état fondamental d' ^{16}O avec des effets d'interférence et vers des états excités d' ^{16}O . Après plus de trente ans de recherches, l'importance de ce taux suscite encore de nombreux projets, sa connaissance actuelle n'atteignant pas la précision nécessaire aux modèles astrophysiques d'évolution des étoiles massives.

3.1 Introduction

Les différentes étapes d'évolution ainsi que le destin final d'une étoile sont essentiellement gouvernés par sa masse initiale M (i.e. la fraction de masse initiale d'éléments plus lourds que l'He). En pratique, les masses des différentes étoiles sont données en unité de masse solaires ¹. On sait que les étoiles se forment suite à l'effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire. Or, en fonction de la composition du milieu interstellaire au moment de la formation de l'étoile, sa composition initiale est différente. En effet, les étoiles des générations précédentes ont contribué à l'enrichissement du milieu interstellaire, par perte de masse liée aux vents stellaires (pour les étoiles de type Wolf-Rayet ou AGB ²) ou lors de phases explosives (supernovae, novae). Les nouvelles étoiles profitent donc de cet enrichissement et leur masse initiale est plus élevée que celle des étoiles des générations précédentes (voir Fig.3.1).

En général, les naines blanches (résidus inertes des étoiles peu massives : $M \leq 8M_{\odot}$), les étoiles à neutrons et les trous noirs (apparus à l'issue de l'explosion d'une supernova)

¹On note $M_{\odot} = 1.9891 \times 10^{30}\text{kg}$ la masse du Soleil

²voir ANNEXE

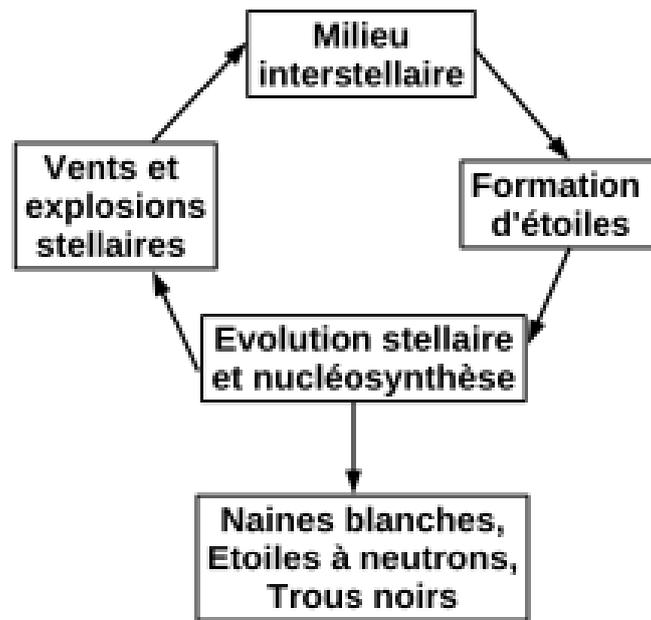


FIGURE 3.1: Cycle d'enrichissement du milieu interstellaire qui permet la création d'étoiles dont la masse est de plus en plus élevée grâce à la contribution des étoiles des générations précédentes. Une partie de la matière synthétisée par ces étoiles ne participe pas à l'enrichissement du milieu interstellaire (naines blanches, étoiles à neutrons ou trous noirs).

ne participent plus à cet enrichissement.

Au cours de son évolution, une étoile commence par la combustion de l'hydrogène (H), qui représente la plus grande partie de sa composition initiale, pour former un cœur d'hélium (He). Lorsque la quantité d'hydrogène dans le cœur de l'étoile diminue, l'énergie nucléaire dégagée diminue également. La pression devient alors trop faible pour compenser la gravité et l'étoile se contracte. Si celle-ci est assez massive, la contraction du cœur d'hélium conduit à une augmentation suffisante de la température pour relancer les réactions nucléaires : il y a alors combustion de l'hélium [26].

En utilisant les données disponibles à l'époque, Burbidge et al. ont pu expliquer la nucléosynthèse de la plupart des éléments, et en particulier du ^{12}C par le processus triple α .

En raison de l'extrême importance de cette réaction dans les modèles stellaires, une littérature très importante lui est consacrée [28].

3.2 Intérêt de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$

La combustion d'hydrogène explique la nucléosynthèse des éléments avec $A \leq 4$, par conséquent l'explication la plus plausible du rapport $He/H \sim 0.2$ vient de l'hydrogène brûlant produit dans l'univers primordial il y a environ 13 milliards d'années.

La combustion de l'hydrogène est suivie d'une contraction gravitationnelle jusqu'à ce que le centre de l'étoile atteigne une température suffisamment haute pour l'allumage de la combustion d'hélium (typiquement à environs $2 \times 10^8\text{K}$)[11,1].

Après l'hydrogène et l'hélium, les éléments les plus abondants sont le carbone et l'oxy-

gène. Puisque ^8Be n'est pas stable, le processus de fusion ($\alpha + \alpha$) représentent seulement un état intermédiaire dans la nucléosynthèse de ^{12}C . ^{12}C et ^{16}O se composent d'un certain nombre de protons et de neutrons équivalents à trois et quatre particules α , respectivement, ils peuvent être synthétisés par des réactions à trois corps, c-à-d : $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$. Seulement parce que la réaction $\alpha + ^8\text{Be}$ est résonnante (l'état de Hoyle (voir Appendices) à une énergie de 278 keV au-dessus de seuil [29]), ^{12}C est produit avec une quantité suffisante pour expliquer les abondances stellaires.

Un autre état à environ 10MeV dans ^{12}C à été également observé [29] mais son influence dans le processus triple- α reste à établir fermement. La réaction *triple* - α domine l'hélium brûlant dans les phases brûlantes plus évolués [30].

Après le processus triple- α , la combustion d'hélium continue par la chaîne de réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$. Cette dernière réaction $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ est négligeable excepté les étoiles très massives (plus de 30 fois la masse solaire) [11]. $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ est l'une des réactions les plus importantes en astrophysique, sa section efficace est de 0.3 MeV (position de la fenêtre de Gamow pour une température typique de 0.25 GK) est de l'ordre de 10^{-27} b, comparable à celui de l'interaction faible. Contrairement au processus triple- α , $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ est pratiquement une réaction non-résonante à cette énergie sa section efficace est donnée par les queues des états excités de ^{16}O .

Beaucoup d'efforts expérimentaux ont été consacré à l'étude de cette réaction. Pour une revue détaillé, voir, par exemple, Buchmann et Barnes [31].

Le taux de la réaction de capture radiative $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ conditionne fortement l'évolution stellaire et l'abondance des éléments plus lourds que le carbone dans l'univers mais la section efficace, aux énergies du pic de Gamow exclut actuellement toute mesure. L'extrapolation est rendue particulièrement difficile par la superposition de diverse contributions et notre travail consiste à rassembler des informations concernant la problématique liée à l'étude de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

Une bonne compréhension de la nucléosynthèse des "métaux" (noyaux plus lourds que l'hélium) ainsi que l'évolution des étoiles massives, implique une meilleure connaissance du taux de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ à très basse énergie. L'extrapolation à basse énergie des données obtenues à haute énergie est indispensable. Elle est particulièrement difficile du fait de la faiblesse de la section efficace à mesurer, mais aussi de l'interférence de multiples contributions E_1 et E_2 . L'importance de cette détermination suscite encore aujourd'hui de nombreux projets.

Dans ces étoiles, la réaction "triple alpha" est en compétition avec la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ pour régir le rapport $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ à la fin de la combustion de l'hélium. Contrairement à cette dernière, la réaction triple alpha est très sensible à la position d'un niveau nucléaire : le "niveau de Hoyle" (voir Appendices A) dans le noyau ^{12}C .

En raison de son importance, la fusion de He a fait l'objet d'un très grand nombre de travaux tant sur le plan astrophysique que sur celui de la physique nucléaire expérimentale et théorique. La réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ a fait l'objet d'une attention toute particulière [17] en raison de son impact sur l'évolution de l'étoile après la phase de combustion centrale de He et sur la nucléosynthèse [32].

Considérons le schéma (3.2) représentant les spectres des noyaux impliqués dans la combustion de l'hélium. Le processus triple α , qui conduit à la formation du ^{12}C , s'effectue en deux étapes. La première est la réaction $\alpha(\alpha, \gamma)^8\text{Be}$ dans laquelle le ^8Be instable est formé en équilibre thermique avec les particules α . Dans une seconde étape, le ^8Be capture

une particule α par la réaction $^8\text{Be}(\alpha, \gamma)^{12}\text{C}$.

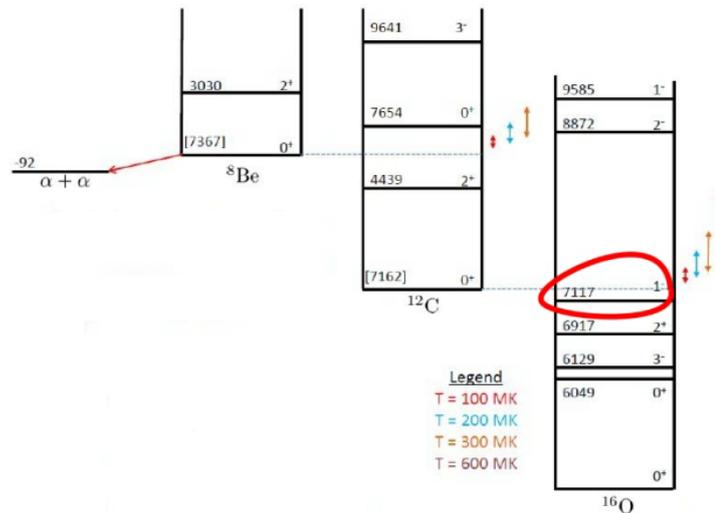


FIGURE 3.2: Schémas de niveaux des noyaux impliqués dans la combustion de l'hélium. Les énergies d'intérêt astrophysique sont indiquées par E_0 .

3.3 Statut de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$

En raison de l'importance du taux de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ astrophysique, les efforts expérimentaux et théoriques ont été soutenus pendant les dernière décennies pour déterminer la section efficace aux énergies stellaires. Malgré ces efforts, le taux de réaction est mal connu. Les difficultés sont de divers natures [10].

La valeur de Q pour la capture de $^{12}\text{C} + \alpha$ est de 7,16 MeV et l'énergie de réaction à la température de combustion de l'hélium est environ 300 keV c-à-d, toute l'énergie d'excitation du noyau d'oxygène forme un pic à environ 7,5 MeV (pic de Gamow). L'arrangement de niveau de ^{16}O montré dans le schémas (3.3), n'a aucune résonance à cette énergie. La probabilité de passage de la barrière coulombienne (par effet tunnel) par la particule α est faible, par conséquent la section efficace est extrêmement basse aux énergies astrophysique (estimées de l'ordre de 10^{-17} b, comparables à ceux des processus d'interaction faible), qui rendent une mesure directe impossible avec la technologie actuelle.

La réaction est théoriquement aussi complexe. La valeur d'énergie de la fusion de $^{12}\text{C} + \alpha$ est de l'ordre de 7.46 MeV qui se situe entre les deux niveaux 7.12 MeV et 9.58 MeV, qui correspond à un pic de Gamow de 300 keV, la section efficace de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ déterminée par la contribution de deux états faiblement liés 2^+ à 6.92 MeV et 1^- à 7.12 MeV situé juste sous le seuil de la voie $^{12}\text{C} + \alpha$ (7.16 MeV) dans ^{16}O qui dominant, qui interfère avec l'état au dessus de seuil 9.58 MeV [33].

3.4 Mesure directe de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$

La mesure directe consiste à envoyer un faisceau d' α sur une cible de ^{12}C à des énergies plus bas possible allant de 0.9 à 3 MeV et à mesurer ensuite les distributions angulaires des raies γ émises par la décroissance des états peuplés de l' ^{16}O tout en déduisant les sections

efficaces ou facteurs astrophysiques aux diverses énergies mesurées. Plusieurs travaux ont été fait certains sont cités dans le tableau 3.1.

Le taux de réaction de la capture radiative ${}^4\text{He} + {}^{12}\text{C}$ a été évalué, ce taux est utilisé dans les calculs de nucléosynthèse [34].

Le facteur astrophysique S de la réaction est exigé pour être déterminé à la plupart d'énergie stellaire de 0.3 MeV. cependant, la détermination directe du facteur S à 0.3 MeV ($S(0.3)$) est difficile du fait que la section efficace est seulement du l'ordre de 10^{-8} nb, la valeur $S(0.3)$ a été déterminé en faisant les extrapolations théoriques [29]. Les sections efficaces mesurées avec des statistiques suffisantes aux énergies de centres de masse ($E_{c.m.}$) plus haut que 1.4 MeV. De grands efforts sont fournis pour rendre l'extrapolation théorique fiable en mesurant les section efficace au $E_{c.m.}$ vers le bas à 0.7 MeV avec une incertitude de 10% [35].

Plusieurs travaux été effectués sur les mesures directes, ces quarante dernières années pour étudier la réaction ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ [36,37,38].

3.5 Méthodes indirectes

Il s'est avéré très difficile de déterminer la section efficace astrophysique de la réaction ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ à l'énergie d'intérêt (300keV), pour cela des méthodes indirectes sont proposés par plusieurs auteurs [32,45,48] pour contourner cette difficulté, on citera quelque méthodes dans ce qui suit.

3.5.1 Dissociation coulombienne

La méthode de la dissociation coulombienne consiste en employant le fait qu'un projectile passant par un noyau de cible voit le champ différentiel de coulomb comme impulsion électromagnétique, qui est dans le QED interprété comme photon virtuel selon la méthode de virtuel-quanta de [32]. Le noyau cible est choisi pour être le ${}^{208}\text{Pb}$ en raison d'un champ fort de coulomb et du densité relativement faible des états excités à faible altitude, c.-à-d. une basse probabilité pour l'excitation de cible.

La méthode de dissociation coulombienne est abondamment utilisée dans des expériences utilisant des faisceaux radioactifs. La réaction de photodésintégration



représente la réaction inverse de la réaction de capture



et leurs sections efficaces (σ_D et σ_C respectivement) sont reliées par le théorème de réciprocity

$$\sigma_D = \frac{(2I_a + 1)(2I_b + 1)}{2(2I_c + 1)} \frac{K^2}{K_\gamma^2} \sigma_c \quad (3.3)$$

où I_i représente le spin du noyau i , k est le nombre d'onde associé au système $a + b$, et k_γ le nombre d'onde du photon émis. Dans pratiquement toutes les applications, la longueur d'onde du photon est beaucoup plus grande que celle du système $a + b$, ce qui implique

$$\frac{K^2}{K_\gamma^2} \gg 1 \quad (3.4)$$

et la section efficace de photodésintégration est nettement plus grande que la section efficace de capture. Cette méthode permet donc de compenser l'extrême petitesse des sections efficaces d'intérêt astrophysique.

Dans les expériences de dissociation coulombienne [39,40], le noyau c est envoyé sur une cible lourde produisant un champ intense de photons virtuels (voir Fig.3.3). En supposant que l'excitation du projectile est purement coulombienne, la section efficace d'excitation s'écrit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE_\gamma} = \frac{1}{E_\gamma} \frac{dn}{d\Omega} \sigma_D \quad (3.5)$$

où Ω est l'angle de déflexion et $dn/d\Omega$ est le nombre de photons virtuels. Ce nombre rend la section efficace (3.5) suffisamment grande mesurable au laboratoire. Il ne dépend pas de la structure interne du projectile, mais de la cinématique du mouvement relatif.

La validité de la formule (3.5) dépend essentiellement de deux conditions : (i) l'excitation du projectile c est purement coulombienne et les effets nucléaires sont négligeables. (ii) Les effets de "post-accélération", c'est-à-dire une variation de l'énergie relative des fragments a et b après la collision, sont négligeables.

Ces conditions sont en général remplies lorsque l'énergie du faisceau incident est élevée, et l'angle de diffusion petit. Elles visaient essentiellement à tester la précision de la méthode.

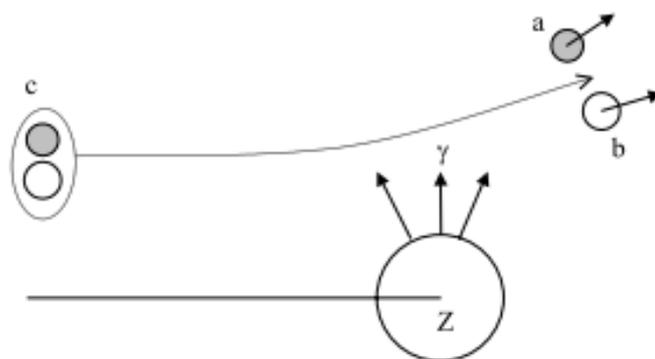


FIGURE 3.3: Schéma de la réaction de photodissociation.

Le principe du modèle de dissociation coulombienne est d'utiliser l'abondante source de photons équivalents produits par le passage à grande vitesse d'un projectile c dans le champ coulombien d'un noyau cible de charge élevée (spectateur), pour étudier la réaction inverse à la capture radiative, c'est-à-dire $c + \gamma \rightarrow a + b$ [39].

Connaissant théoriquement le nombre de photons reçus par le noyau c et détectant en coïncidence les fragments a et b , on peut calculer la section efficace de la désintégration du projectile. Appliquant le principe d'invariance par rapport au renversement du temps, on en déduit la section efficace de capture. La difficulté majeure reste d'ordre théorique,

car il est nécessaire de prendre en compte tous les effets induits par le noyau cible (fondamentalement, des effets liés à l'interaction nucléaire).

Cette méthode a été appliquée à plusieurs réactions d'intérêt astrophysique comme $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ [41].

En particulier, la dissociation coulombienne permet d'obtenir des informations sur les facteurs astrophysiques de réactions de capture radiative. L'étude la plus simple est basée sur une méthode semi-classique, s'applique uniquement aux réactions de capture radiative c-à-d : $a + b \rightarrow c + \gamma$.

L'expérience a employé un faisceau de ^{16}O et une cible de ^{208}Pb [42], le passage à grande vitesse ($E=50\text{MeV}/A \rightarrow 250\text{MeV}/A$) du faisceau de ^{16}O on observe un rendement élevé de photons virtuels qui seront absorbés par le noyau de ^{16}O , ces derniers se désintègrent en deux fragments, ^{12}C et α . Grâce au calcul de flux de photons virtuels créés, on peut déterminer la section efficace de photodésintégration du projectile (^{12}C et α). Celle-ci est reliée à la section efficace de photon-absorption par l'expression (équation 3.5) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{E_\gamma} \frac{dn}{d\Omega} \sigma(^{16}\text{O} + \gamma \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha) \quad (3.6)$$

$\frac{dn}{d\Omega}$ est le spectre du flux de photon équivalent et E_γ est l'énergie des photons. On déduit la seconde section efficace du processus de capture radiative par le principe d'invariance par renversement voir réf. [43,44,45].

La dissociation coulombienne privilégie les transitions E_2 et permet de déterminer spécifiquement S_{E_2} .

Cette méthode est moins répandue car elle s'applique qu'aux réactions de qui ont des bilans d'énergie faible, et que l'interaction avec le noyau lourd soit purement coulombienne, ou bien il faut maîtriser sa contribution nucléaire. La méthode de dissociation coulombienne donne pas un bon rendement ou bien n'est pas vraiment efficace pour notre cas, la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, puisque l'extraction des sections efficaces sont incertaines car on a un bilan d'énergie qui est grand et la partie nucléaire totalement dominante.[10]

3.5.2 Spectre α suivant la décroissance β de ^{16}N

La mesure de la décroissance alpha de ^{16}O de la décroissance β^- de ^{16}N (fig3.4) améliore sensiblement notre connaissance de la composante E_1 du facteur astrophysique. En effet, le spectre α de décroissance de ^{16}O issu de la décroissance bêta de ^{16}N est très sensible à la largeur réduite alpha de l'état 7.12 MeV ainsi qu'à la largeur réduite α de l'état 9.58 MeV.

La décroissance alpha de ^{16}O issu de la décroissance β^- de ^{16}N fournit des informations complémentaires à la largeur réduite des états 1^- , et donc de la composante E_1 du facteur astrophysique de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ [46].

3.5.3 Méthode de constante de normalisation asymptotique connu sous le nom (Asymptotic Normalization Constant)

L'idée de la méthode ANC est de réaliser une réaction de transfert dans laquelle un nucléon du projectile est transféré vers la cible. Les énergies utilisées dans ce type de réaction

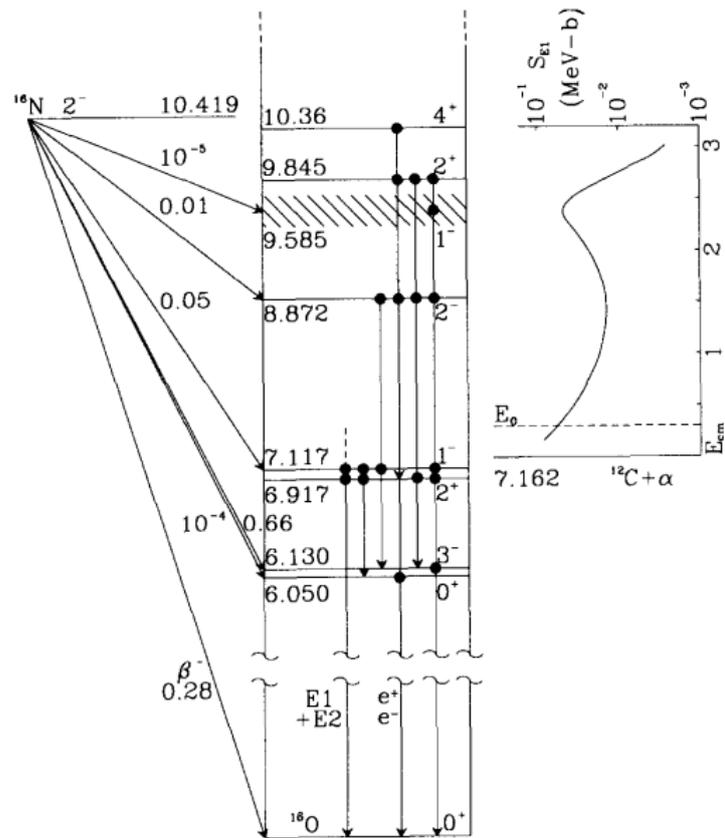


FIGURE 3.4: Décroissance béta de ^{16}N vers les états de l' ^{16}O suivie d'une décroissance alpha.

sont suffisamment faibles pour que le processus soit périphérique, et donc teste également la partie extérieure de la fonction d'onde.

Les calculs DWBA (Distorted Wave Born Approximation) sont faiblement dépendants des paramètres du potentiel décrivant l'interaction $^{12}\text{C} - \alpha$. Ainsi les incertitudes sur les largeurs réduites α déduites de ces calculs ANC sont faiblement dépendant des calculs DWBA contrairement à la méthode classique.

Le rapport détaillé entre ANC et les paramètres de niveau nucléaire dans la théorie est établi dans la réf.[9] le carré de la constante de normalisation asymptotique des niveaux d'intérêt est donnée sous la forme [46]

$$C_i^2 = \frac{2\mu a}{\hbar^2} \frac{\gamma_i^2}{W^2(a)} \quad (3.7)$$

de cette expression on monte ainsi à la largeur réduite γ_i^2

$$\gamma_i^2 = \frac{\hbar^2 W^2(a)}{2\mu a} |C_i|^2 \quad (3.8)$$

Brune et al. [38] ont utilisé cette méthode afin d'extraire les ANC et les largeurs réduites des états 6.92 MeV et 7.12 MeV de ^{16}O . Ces dernières ont été déduites à partir des mesures de transfert $^{12}({}^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et $^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ à des énergies sous coulombienne dans le but de déterminer les facteurs astrophysique S_{E_i} .

Cette méthode indirecte semble donc à première vue idéale puisque les sections efficaces de transfert sont en général assez élevées et peuvent être obtenues expérimentalement avec une excellente précision. Le problème de la méthode ANC est que le formalisme DWBA est basé sur différentes approximations, et que les sections efficaces dépendent de potentiels dans les voies d'entrée et de sortie qui sont en général mal connus.

3.5.4 Réactions de transfert

Cette méthode de réaction de transfert à transférer une particule vers un noyau cible à partir du projectile composite envoyé à haute énergie (quelques dizaines de MeV). Dans notre cas, il s'agit du transfert la particule alpha vers le noyau cible ^{12}C à partir du projectile composite ${}^7\text{Li}$ voir fig.3.5 et peupler ainsi les états d'intérêt de ^{16}O [10].

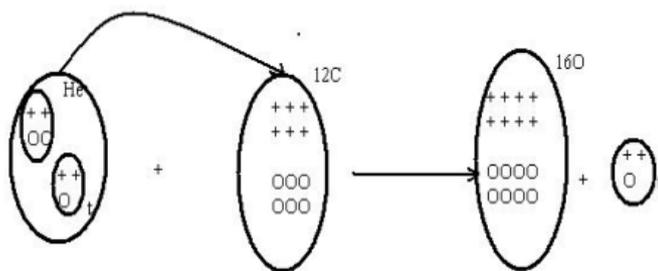


FIGURE 3.5: Réaction de transfert d'un α du ${}^7\text{Li}$ vers le ^{12}C .

D'un point de vue d'astrophysique nucléaire, la section efficace élevée des réactions de transfert (${}^7\text{Li}, t$) et (${}^6\text{Li}, d$) fournissent une manière alternative pour extraire les largeurs

réduites-alpha des états de ^{16}O paramètre important dans la détermination des facteurs astrophysique $S(E)$ du réaction de capture $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

Précédemment, les réactions de transferts-alpha des distributions angulaires ont été étudiées expérimentalement par beaucoup de groupes [10,47,...], ont mesuré des distributions angulaires de deutéron à $E_{\delta_{Li}} = 42.1$ MeV [48] et 90.2 MeV [49] sur un intervalle d'énergie d'excitation dans ^{16}O , plus récemment, Belhout et autre [50]. Un autre étude semblable comme dans les réfs.[47,49] ont été effectués sur L'étude de la réaction de transfert-alpha $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ à différentes énergies d'incidentent.

3.6 Extraction des sections efficaces différentielles

L'étude de la distribution angulaire fournit des informations importantes concernant la structure des noyaux étudiés, en particulier les multipolarités des transitions et dans certains cas les spins et les parités des états peuplés dans le noyau d'intérêt.

La section efficace différentielle expérimentale des réactions $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ produisant le noyau résiduel ^{16}O est déterminée :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N_{det}(\theta)}{N_{inc}N_{cible}\Delta\Omega(\theta)} \quad (3.9)$$

Où :

- N_{det} : Nombre de particules détectées,
- N_{inc} : Nombre de particules incidentes,
- N_{cible} : Nombre de particules,
- $\Delta\Omega(\theta)$: L'angle solide (en sr) couvert par le dispositif expérimental pour l'angle θ dans le laboratoire.

Pour passer du référentiel du laboratoire au référentiel du centre de masse nous utilisons le Jacobien de la distribution angulaire, dont l'expression est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}) = \text{Jacobien}(\theta_{cm}) \frac{d\theta}{d\Omega}(\theta) \quad (3.10)$$

avec :

- θ : L'angle dans le laboratoire,
- θ_{cm} : L'angle dans le centre de masse.

3.7 Le potentiel optique

Un ingrédient important dans les calculs DWBA (Distorted Wave Born Approximation) est le potentiel optique décrivant la diffusion élastique des noyaux dans la voie d'entrée A et a ou dans la voie de sortie B et b . Ce potentiel $V(r)$ est réel. Pour prendre en compte l'absorption du flux dans les voies autres que la diffusion élastique, une partie imaginaire est introduite. Le potentiel optique devient alors complexe [48] :

$$V(r) = U(r) + iW(r) \quad (3.11)$$

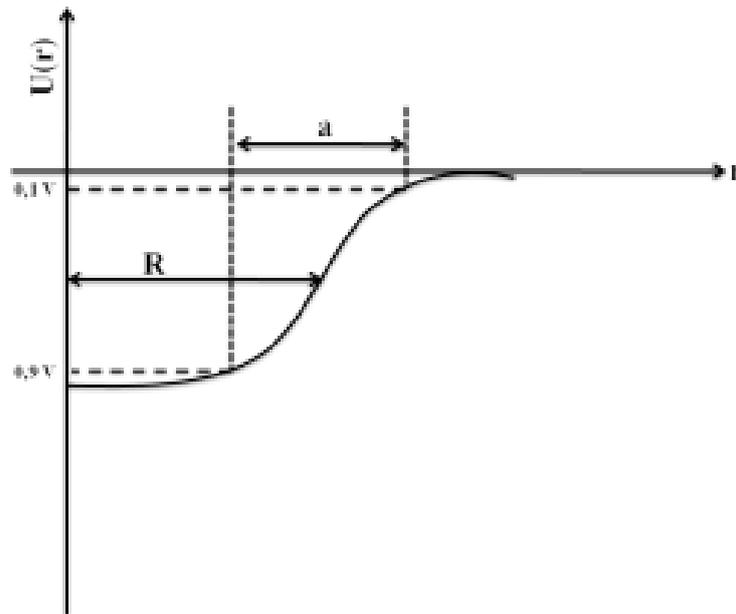


FIGURE 3.6: Potentiel de Wood-Saxon.

La forme simple des potentiels $U(r)$ et $W(r)$ est :

$$U(r) = -Uf(r) \quad (3.12)$$

$$W(r) = -Wg(r)$$

Le potentiel $Uf(r)$ est approximativement une somme d'interactions nucléon-nucléon. Puisque l'interaction nucléon-nucléon est à courte portée, les nucléons dans le cœur du noyau ne subissent donc que l'interaction avec leurs proches voisins, ce qui nous conduit à supposer que $Uf(r)$ est uniforme à l'intérieur du noyau et décroît exponentiellement à la surface. Donc, la partie réelle du potentiel d'interaction peut être présentée sous une forme dite Wood-Saxon :

$$U(r) = \frac{U}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (3.13)$$

avec :

- U représentant la profondeur de la partie réelle.
- $R = rA^{1/3}$: le rayon nucléaire, A : le nombre de masse,
- r : la distance entre les noyaux et
- a : la diffusivité du potentiel (pour laquelle le potentiel passe de 90 % à 10 % de sa valeur centrale). Elle simule donc la vitesse de décroissance de la fonction $f(r)$.

L'ajustement de ces paramètres consiste à trouver la meilleure reproduction des données expérimentales.

À basse énergie (<10 MeV/nucléon), la partie imaginaire dépend fortement de l'énergie incidente à cause de l'ouverture des voies de réaction. Dans cette région d'énergie,

l'absorption se passe à la surface nucléaire. Dans ce cas, le facteur de forme $g(r)$ est considéré comme une fonction dérivée de fonction de Wood-Saxon :

$$W_s g_s(r) = 4aW_s \frac{\partial f(r)}{\partial r} = -4W_s \frac{e^{(r-R)/a}}{(e^{(r-R)/a} + 1)^2} \quad (3.14)$$

Cette partie a une valeur maximale W_s lorsque $r = R_s$ [51].

À plus haute énergie, le terme de volume s'ajoute avec le terme de surface pour constituer la partie imaginaire du potentiel qui devient :

$$V(r) = -Uf(r) - i[W_v f_v(r) - 4W_s g_s(r)] \quad (3.15)$$

La forme générale du potentiel optique est constituée aussi d'une partie coulombienne :

$$U_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_a Z_A e^2}{2R_c} [3 - (\frac{r}{R_c})^2] & r \leq R_c \\ \frac{Z_a Z_A e^2}{r} & r \geq R_c \end{cases} \quad (3.16)$$

Nous pouvons inclure au potentiel une partie simulant la réaction spin-orbite :

$$U_{so}(r) = (V_{so} + iW_{so}) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{df(x_{so})}{dr} \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (3.17)$$

Avec $(\frac{\hbar}{m_\pi c})^2 = 2 fm^2$. Donc le potentiel total devient :

$$V(r) = U_c(r) - Uf(r) - i[W_v f_v(r) + W_s g_s(r)] + U_{so}(r) \quad (3.18)$$

$U_{so}(r)$: représente le potentiel spin-orbit.

3.7.1 Approximation de Born en ondes distordues connu sous le nom de DWBA (Distorted Wave Born Approximation)

Dans cette partie, nous cherchons à extraire l'information spectroscopique des différents états excités du ^{12}C peuplés par la réaction de transfert $^{12}C(^7Li, t)^{16}O$ en utilisant le modèle de la DWBA. Cela est possible en comparant les distributions angulaires expérimentales à celles obtenues à l'aide d'un modèle nucléaire. Nous présentons ici de manière succincte le modèle de la DWBA ainsi que les diverses hypothèses de la méthode.

3.7.2 Présentation de la DWBA

Avant de rentrer dans le détail des approximations menant à la formulation de la section efficace dans le cadre de la DWBA, il semble intéressant de présenter quelques résultats généraux utiles, obtenus dans le cas de la théorie de la diffusion.

3.7.2.1 Éléments de la théorie de la diffusion

Soit une particule incidente de vecteur d'onde \vec{k}_α et représentée par l'onde plane :

$$\varphi_\alpha = e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}} \quad (3.19)$$

L'énergie E de la particule libre est reliée au vecteur d'onde par la relation $|\vec{k}_\alpha|^2 = k_\alpha = \sqrt{2\mu E}/\hbar c$. Lorsque cette onde plane est diffusée de manière élastique ou inélastique par

un centre diffuseur (Figure 3.7), la fonction d'onde stationnaire du système est donnée dans sa limite asymptotique (loin de l'interaction) par :

$$\Psi_{\alpha}^{+} = e^{i\vec{k}_{\alpha}\vec{r}} + f(\theta)\frac{e^{ik_{\beta}r}}{r} \quad (3.20)$$

Le terme $e^{ik_{\beta}r}/r$ représente l'onde sphérique diffusée se propageant dans le sens des r croissant. Si $\alpha = \beta$ il s'agit alors d'une diffusion élastique, sinon d'une diffusion inélastique. Le terme $f(\theta)$ s'appelle amplitude de diffusion et dépend de l'angle entre la direction de la particule incidente et émergente.

La section efficace de diffusion se calcule aisément à l'aide de la fonction d'onde

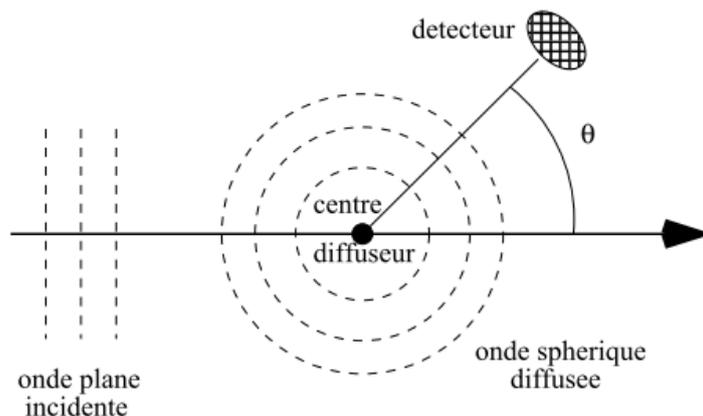


FIGURE 3.7: Représentation schématique du phénomène de diffusion d'une onde plane incidente sur un centre diffuseur. L'onde diffusée est sphérique.

précédente en faisant le rapport du flux sortant après diffusion et du flux entrant par unité de surface. On obtient alors pour la section efficace de diffusion :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha\rightarrow\beta} = \frac{v_{\beta}}{v_{\alpha}}|f(\theta)|^2 \quad (3.21)$$

Il est usuel d'exprimer la section efficace différentielle précédente en fonction de la matrice de transition T définie par :

$$T_{\alpha\rightarrow\beta} = -\frac{2\pi\hbar^2}{\mu}f(\theta) \quad (3.22)$$

En remplaçant (3.22) dans (3.21) on obtient :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha\rightarrow\beta} = \left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \left(\frac{K_{\beta}}{K_{\alpha}}\right)|T_{\alpha\rightarrow\beta}|^2 \quad (3.23)$$

La relation générale (3.23) fait le lien entre l'expérience qui fournit la section efficace différentielle et les modèles théoriques qui calculent les amplitudes de transition.

Il est donc nécessaire d'exprimer de manière quantitative l'élément de matrice $T_{\alpha\rightarrow\beta}$. Pour cela il convient de résoudre l'équation de Schrödinger :

$$H\Psi_{\alpha}^{(+)} = E\Psi_{\alpha}^{(+)} \quad (3.24)$$

soit

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}[\Delta + K_{\alpha}^2]\Psi_{\alpha}^{(+)} = -V(r)\Psi_{\alpha}^{(+)} \quad (3.25)$$

correspondant à la diffusion par un potentiel $V(r)$ (supposé ici central) d'une particule libre non relativiste ne possédant pas de degrés de liberté internes.

L'équation (3.25) peut alors se transformer sous la forme d'une intégrale [52] :

$$\Psi_{\alpha}^{(+)} = e^{i\vec{k}_{\alpha}\vec{r}_{\alpha}} - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{iK_{\beta}|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} V(r') \Psi_{\alpha}^{(+)}(r') d\vec{r}' \quad (3.26)$$

Cette équation est connue sous le nom d'équation intégrale de la diffusion. L'équation de Schrödinger (3.25) n'a pas été ici résolue puisque la fonction d'onde $\Psi_{\alpha}^{(+)}$ apparaît aussi dans l'intégrale, cependant l'intérêt d'une telle formulation est que dans la limite $r \gg r'$ on retrouve la forme asymptotique (3.20). En utilisant la relation (3.22), il en découle l'expression générale des éléments de matrice de transition :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \int e^{-iK_{\beta}\vec{r}'} V(r') \Psi_{\alpha}^{(+)}(r') d\vec{r}' \quad (3.27)$$

que l'on note encore :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \langle \varphi_{\beta} | V | \Psi_{\alpha}^{(+)} \rangle \quad (3.28)$$

3.8 Facteurs spectroscopiques en astrophysique nucléaire

Pour calculer les taux de réaction résonnants utiles en astrophysique nucléaire, il est nécessaire de connaître les largeurs partielles des particules mises en jeu (voir chapitre 1). Dans certains cas, il est impossible de mesurer ces largeurs partielles de manière directe (niveau trop proche du seuil d'émission par exemple) et il faut donc avoir recours à des méthodes indirectes. L'une d'elle consiste à déterminer des facteurs spectroscopiques (C^2S) en s'appuyant sur la théorie de la DWBA. Nous pouvons obtenir le facteur spectroscopique (S) d'un état en ajustant la section efficace obtenue expérimentalement avec celle calculée en DWBA (voir section qui suit). La valeur du facteur spectroscopique expérimental est donné par [53]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{exp}} = C^2 S \frac{d\sigma}{d\Omega_{DWBA}} \quad (3.29)$$

Dans le cas d'un transfert quelconque, il est nécessaire de prendre en compte le facteur spectroscopique des nucléons transférés dans le projectile. Pour une réaction de transfert (α, t) on cite celle qui est faite par Oulebsir et al. [10] voir (figure 3.8).

3.8.1 Largeur partielle et largeur réduite

La largeur partielle d'une particule chargée représente la probabilité de décroissance de cette particule et est définie par :

$$\int |R(r)|^2 r^2 dr = 1 \quad (3.30)$$

avec

$$\Gamma(E) = \frac{\hbar^2 s}{\mu} |R(s)|^2 P_l(E, s)$$

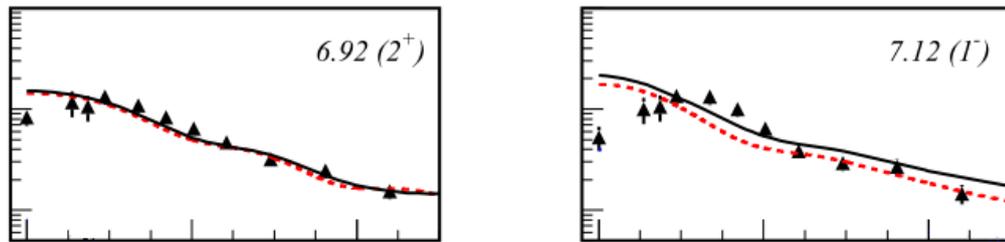


FIGURE 3.8: Distributions angulaires expérimentales des deux niveaux de ^{16}O ($7.12 (1^-)$ MeV et $6.92 (2^+)$ MeV) peuplés dans la réaction de transfert $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ à $E(^7\text{Li}) = 34\text{MeV}$ [10].

R est la fonction d'onde radiale de la particule émise et s le rayon d'interaction. La formule précédente s'interprète comme l'intégrale du flux de probabilité sortant de la sphère de rayon s multipliée par la probabilité de franchir la barrière coulombienne $P_l(E, s)$.

Il est usuel de définir une largeur réduite γ^2 s'affranchissant des effets coulombiens et ne tenant compte que des effets nucléaires :

$$\Gamma = 2\gamma^2 P_l \quad (3.31)$$

avec

$$\gamma^2 = \frac{\hbar^2 s}{2\mu} |R(s)|^2$$

Le calcul de la largeur réduite γ^2 et de la largeur partielle Γ nécessite de connaître la fonction d'onde radiale R et donc d'avoir un modèle nucléaire pour la calculer : soit $R_{s,p}$ la fonction d'onde d'un tel modèle.

Une fois que les largeurs réduites sont déterminées et donc les largeurs partielles sont connues, on introduit ces dernières dans le calcul du facteur astrophysique qui est un paramètre important dans la détermination du taux de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

Conclusions et Perspectives

Ce travail est une initiation modeste à la recherche dans le monde immense de l'astrophysique nucléaire.

L'objectif de ce mémoire est de résumer certaines connaissances relatives aux concepts de l'astrophysique nucléaire, et particulièrement du problème de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ dans les étoiles massives, pour cela, dans la première partie, j'ai rappelé certaines notions de base de l'astrophysique nucléaire tout en passant par la détermination des sections efficaces des réactions nucléaire ayant lieu dans les étoiles, les facteurs spectroscopiques, largeurs reduites et la facteur astrophysique, paramètres importants pour la détermination du taux de réaction.

Dans la première partie, j'ai decrit certaines des bases de l'astrophysique nucléaire tout en rappelant les notions liées aux sections efficaces, le facteur astrophysique et le taux de réaction.

Dans la troisième partie, j'ai récatitulé le problème de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

La réaction astrophysique $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ joue un rôle important dans l'évolution stellaire, le taux de réaction détermine directement le rapport d'abondance du $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ à la fin de la combustion de l'hélium et l'évolution des étoiles massive.

On a résumé les différentes méthodes, directes et indirectes, utilisées pour le calcul des sections efficaces dans le but de déterminer le facteur astrophysique de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, qui est mal connu.

La détermination du facteur astrophysique avec la méthode directe savère impossible à cause de la barrière de coulomb élevée et qui implique une section efficace relativement petite ($10^{-27}b$) à l'énergie de Gamow (0.3 MeV).

Les expérimentateurs et les théoriciens ont proposé des méthodes indirectes tel que la méthode de la dissociation coulombienne qui n'est pas vraiment efficace pour le cas de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, puisque l'extraction des sections efficaces sont incertaines, on a un bilan d'énergie qui est grand et la partie nucléaire totalement dominante, l'autre méthode, la décroissance β de ^{16}N qui permet de déterminer la largeur réduite des l'états (1^-), donc la connaissance du facteur astrophysique de la composante E_1 de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, la méthode ANC (Asymptotic Normalization Constant), nous permet aussi de déterminer les largeurs réduites, toujours dans le but de déterminer le facteur astrophysique. Cette méthde est faiblement indépendante des calcules da la DWBA, contrairement à la méthde de transfert classique, qui est basé sur la réaction de transfert de type ($^7\text{Li}, t$) et ($^6\text{Li}, d$), cette réaction de transfert permet de déterminer le facteur spectroscopique des états d'intérêt de l' ^{16}O qui sont utilisé pour déterminer les largeurs réduites et les largeurs partielles qui sont introduite dans le calcul du facteur astrophysique de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ et donc dans le calcul du taux de cette réaction.

APPENDICES

A Les étoiles dans la phase AGB (Asymptotic Geant Branch)

B État de Hoyle

Les étoiles dans la phase AGB

Les étoiles AGB (Asymptotic Giant Branch) étant de masse faible, elles n'atteindront jamais une température suffisante pour engendrer les phases de combustion du carbone (C) et de l'oxygène (O). Lors de la combustion de l'hélium, un cœur inerte de C-O va se former au centre de l'étoile, entourée de la couche d'hélium et d'hydrogène. Toute l'énergie de l'étoile est donc produite lors de la combustion des couches d'hydrogène et d'hélium. La caractéristique principale des étoiles AGB est l'apparition répétée d'instabilités thermiques, appelées "pulses thermiques", au sein de la couche intermédiaire d'hélium (voir Fig. 1.10). Lorsque l'énergie produite par la réaction 3α ne peut plus être évacuée efficacement par rayonnement, une zone convective apparaît et croît rapidement vers l'extérieur de l'étoile, permettant l'évacuation de l'excès d'énergie vers la surface. Plus tard, un nouvel excès d'énergie s'accumulera dans la couche d'hélium et un nouveau "pulse thermique" sera initié. La source d'énergie de l'étoile passe donc de la couche d'hydrogène à la couche d'hélium. La fin du pulse thermique peut être suivie par la pénétration de l'enveloppe convective d'hydrogène vers l'intérieur de l'étoile : ce phénomène est appelé "3^{me} dredge-up". Si cette manifestation est assez violente, certains isotopes produits par le processus dans les couches internes de l'étoile peuvent remonter à la surface [54].

État de Hoyle

B.1 État de Hoyle

L'astrophysique et la physique nucléaire sont étroitement liés, il est évident que la physique des astres ne pourrait pas être comprise sans l'apport des données nucléaires, et en particulier de la spectroscopie d'un grand nombre de noyaux. Dans l'autre sens, il existe un exemple célèbre où l'astrophysique a permis de prédire l'existence d'un état excité nucléaire "l'état de Hoyle". Sans entrer dans les détails, vers 1950 les physiciens se sont demandés comment produire dans les étoiles et de façon efficace des noyaux de carbone et des noyaux plus lourds. En fait, aucune réaction nucléaire ne semblait efficace. Avec de l'hélium par exemple, un élément abondant dans l'Univers (25 % de la masse de l'Univers), on peut fabriquer du ${}^8\text{Be}$ avec la réaction ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$, mais le ${}^8\text{Be}$ est non lié et redécroît en 10^{-16} s vers ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ (voir figure B.1). Une solution est proposée par Fred Hoyle en 1954.

Même si le noyau composé ${}^8\text{Be}$ a une durée de vie très courte, il y a une probabilité petite mais non nulle pour que ce noyau capture un autre noyau d'hélium et produise du carbone. Cela ne fonctionne efficacement que s'il existe un état excité dans le carbone situé juste un peu au dessus du seuil, c'est à dire vers 7.6 MeV, et qu'il puisse être peuplé par une capture de moment angulaire orbital $l = 0$, c'est à dire qu'il doit s'agir d'un état avec un spin 0^+ . A la parution de l'article il s'agissait d'une prédiction, et quelques années plus tard en 1957 cet état a été effectivement observé à la bonne position et avec le bon spin. Autrement dit, il n'y aurait probablement pas eu de carbone et d'élément plus lourds si ce fameux état de Hoyle n'avait pas existé ! Cet état est encore très activement étudié, parce que sa structure est très "exotique". Il pourrait s'agir d'un état avec une structure ressemblant à un condensat de type Bose-Einstein de particules alpha. La réaction ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ mérite une discussion plus détaillée. Sa section efficace à 300 keV (énergie du pic de Gamow pour une température $T_9 = 0.25$) est de l'ordre de quelques 10^{-17} barns (comparable à celle de l'interaction faible), nettement trop petite pour être mesurée en laboratoire avec les techniques traditionnelles. Contrairement à la réaction 3α , elle est pratiquement non résonnante à cette énergie et sa section efficace provient des queues de résonances interférant entre elles (voir chapitre 1).

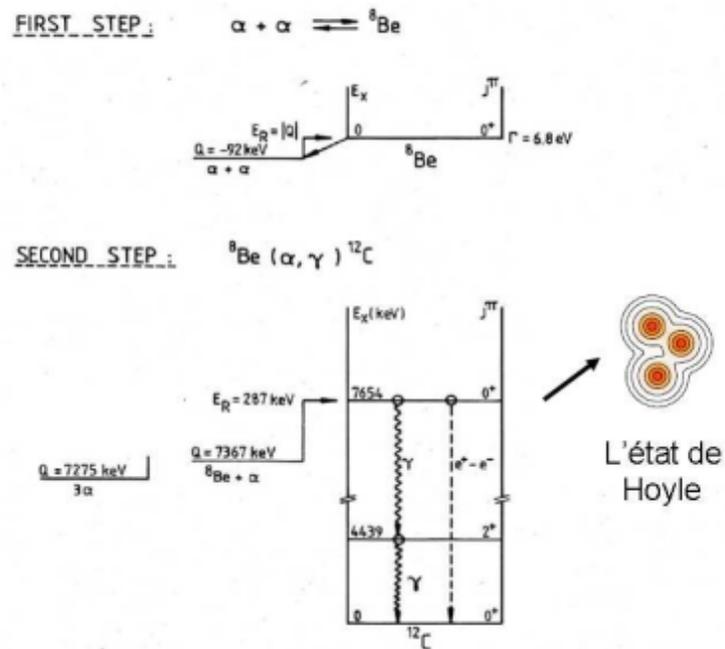


FIGURE B.1: L'état de Hoyle est un état excité du ${}^{12}\text{C}$ positionné à 7.65 MeV et de spin 0^+ . C'est un état qui, par sa présence, permet à la réaction de triple capture alpha $\alpha + \alpha + \alpha \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$ de se produire efficacement.

Bibliographie

- [1] E.M. Burbidge et al. *Rev. Mod. Phys.* 29, (1957) 547.
- [2] R.K. Wallace et al., 45 (1981) 389
- [3] R.A. Malaney et al., *In Origin and Distribution of the Elements*, ed. G.J. Mathews, World Scientific (1988)p. 76.
- [4] W.A. Foarler, *Rev. Mod. Phys.*, Wiley, 66 (1984) 149.
- [5] C. R o b et al., *Rep. Progr. Phys.*, 80 (1987) 233.
- [6] C. E. Rolfs and W. S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, The University of Chicago Press, d. n. schramm, series editor Ed., (1988).
- [7] D. D. Clayton, *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis.*, The University of Chicago Press, 1983.
- [8] P. Descouvemont, *Theoretical Models for Nuclear Astrophysics*, Nova Science Publisher, New York (2003)
- [9] Xu Yi and al, *determination of the Stellar Reaction Rate for $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$: Using a New Expression with the Reaction Mechanism*, Chinese Academy of Sciences Scanghai 201800 (China) and Graduate School of Chinese Academy of Sciences Beijing 100039 (China), July 2008.
- [10] N.Oulebsir et al., *Indirect study of the $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ reaction via the $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ transfer reaction*, PHYSICAL REVIEW C85, 035804 (2012).
- [11] D.D. Clayton : Principles of stellar evolution and nucleosynthesis, 2nd edn. (University of Chicago Press, 1968)
- [12] W.A.Fowler, G.R.Caughlan et B.Azizimmerman, *Ann. Rev. Astrophys*(1967)
- [13] Elmegreen al., *observations of fractal structure in Star-forming regions of spiral disks*, (2000), AAS 19711101.
- [14] B. Sicardy, *Notions d'astrophysique*, Universit ´e Pierre et Marie Curie, Paris (2005).
- [15] Jérôme Perez, *compléments de dynamique stellaire*,(2009)
- [16] F.Courbin et al., *Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)*, Observatoire, CH-1290 Sauverny (2009).
- [17] C. Angulo and al., NACRE Collaboration , *Nucl. Phys.* A656 3-183 (1999)

- [18] A.C. Phillips, *The Physics of Stars*, John Wiley and Sons (1994) Chichester, England
- [19] P.D. Parker et al., Ap. J. 139, 602 (1964)
- [20] D.A. Ostlie et al., *An Introduction to Modern Stellar Astrophysics*, Addison-Wesley Publ. Co. (1996) New-York, USA
- [21] R. Monier, Les étoiles et le milieu interstellaire, ellipses.(2006).
- [22] G.R. Caughlan and al., Ap. J. 136, 453 (1962)
- [23] R. James, *Mesurement and Analysis of α -Induced Reactions of Importance for Nuclear Astrophysics*, University of Notre Dame, Dicember 2011.
- [24] A.J.Cannon and al., *The henry draper catalogue 0H, 1H, 2H, AND 3H*, Annals of Harvard College Observatory, 91, 1-290 (1918)
- [25] W.W.Morgan and al., *Stellar Spectra. (SCIENTIFIC BOOKS : AN ATLAS OF STELLAR SPECTRA WITH AN OUTLINE OF SPECTRAL WITH AN OUTLINE OF SPECTRAL CLASSIFICATION)*, Science, New Series, 97(2528), 536,537 (1943)
- [26] M.Arnould and al., *LA PHYSIQUE NUCLEAIRE EN ASTROPHYSIQUE*, Ann. Phys. Fr. (2001)
- [27] T.A.Weaver and al., , *Phys. Rep.*, (1980).
- [28] R.E. Azuma et al., Phys. Rev. C 50 (1994) 1194.
- [29] C.W. Cook and al., Phys. Rev., (1957)
- [30] F. Herwig and al.,, *Phys. Rev.C* 73, 025802 (2006).
- [31] L.R. Buchmann and al., Phys. A 777, 254 (2006).
- [32] T. Weaver and al., Phys. Rep. 227 65-96 (1993)
- [33] D.F. Hebbard, *Proton capture by N 15*, Nucl.Phys. 15 (1960).
- [34] W.A. Fowler, Rev. Mod. Phys. 56 (1984) 149.
- [35] J.M.L. Ouellet et al., Phys. Rev. C 54 (1996) 1982.
- [36] J.W. Hammer et al., Nucl.Phys. A 752, 514(2005).
- [37] R. Kunz et al., Nucl.Rev. Lett.86, 3244(2001).
- [38] C.R. Brune et al., Phys.Rev. Lett.83, 4025(1999).
- [39] G. Baur and al., Nucl. Phys. A 458, 188 (1986).
- [40] G. Baur and al., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 46, 321 (1996).
- [41] V. Tatischeff et al., Nucl. Phys. A633 (1998).
- [42] P. Dyer and al., Nucl. Phys. A 233 (1974).

- [43] F.Hammache et al., Phys.Rev.C 82, 065803 (2010).
- [44] A.Lefebvre et al., Nucl. Phys. A 592, 69 (1995)
- [45] J. Kiener, A.Lefebvre et al., Nucl. Phys. A 552, 66 (1993)
- [46] C.A. Barnes, Nuclear Physics A588 (1995.) 295c-304c.
- [47] A. Cunsolo and al., Phys. Rev. C 18 (1978).
- [48] F.D. Becchetti et al., Nucl. Phys.A 305, 293 (1978).
- [49] F.D. Becchetti and al., Nucl. Phys. A 344 (1980).
- [50] Belhout et al., nucl. Phys. A 793, 178 (2007).
- [51] G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, XOFORD University Press, New York (1983).
- [52] A. Messiah, *Mécanique Quantique*, Tome I et II. Dunod, (1965).
- [53] R.G.Markan and al., Nuclear Instruments (1975).
- [54] S. Goriely. *Aspects astrophysiques et nucléaires de la nucléosynthèse stellaire. Astrophysique nucléaire. du microcosme nucléaire au macrocosme astrophysique*, (2000).