

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université A. MIRA-BEJAIA



Faculté des Sciences Exactes
Département de PHYSIQUE

Mémoire de Master

Spécialité :
Astrophysique

Thème

Application de la Distorted Wave Born Approximation à une réaction de transfert
 $^{12}\text{C} (^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$

Présenté par

Mlle Kadi Halima Rihab

Soutenu le : 03/07/2023, devant le Jury composé de :

BELABBAS Abdelmoumene	M.C.A.	Univ. A.Mira de Béjaïa	Président
BEKLI Mohamed Réda	M.C.A.	Univ. A.Mira de Béjaïa	Examineur
OULEBSIR Nadia	M.C.A.	Univ. A.Mira de Béjaïa	Encadreur

“NOUS NE SOMMES QU’UNE RACE AVANCEE DE SINGES SUR UNE PETITE PLANETE D’UNE ETOILE MOYENNE. MAIS NOUS POUVONS COMPRENDRE L’UNIVERS. ÇA FAIT DE NOUS QUELQUE CHOSE DE TRES SPECIAL.”

Stephen Hawking.

Dédicace et Remerciement

Je tiens à dédier ce modeste travail à :

- Ma maman qui a toujours cru en moi et qui m'a soutenu le plus durant ce travail.
- Mon papa qui a tout fait pour que je ne manque de rien, merci.
- Mes grands-parents.
- Mes frères et à ma petite sœur.
- Mes tantes.
- Mon ami Aghiles qui m'a introduit à cette spécialité.

Je tiens à remercier Mme Oulesbir pour tout le temps et l'attention qu'elle m'a accordé durant ces mois et qui m'a transmis beaucoup de savoir et de passion pour la physique, je suis reconnaissante pour tous les membres du Jury pour le temps et la considération accordée à mon travail

Table des matières

Introduction.....	6
Chapitre I : Quelle est la problématique de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$?.....	9
I.1 Introduction	9
I.2 Formation d'une étoile.....	9
I.3 Nucléosynthèse stellaire	12
I.4 Chaines de réaction	13
I.5 Taux de réaction.....	18
I.6 Intérêt de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$	19
I.7 Problématique de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$	20
I.7 Mesures indirectes.....	21
Chapitre II : Approximation de Born en Ondes Distordues (DWBA)	
II.1 Introduction.....	24
II.2 Eléments de la théorie de diffusion.....	24
II.3 Distorted Wave Born Approximation (DWBA).....	27
II.4 Potentiel optique.....	31
II.5 Barrière coulombienne.....	32
II.6 Facteur spectroscopique.....	32
II.7 Largeurs réduites.....	33
II.8 Coefficient de normalisation asymptotique C^2	35
Chapitre III : Code Fresco et résultats	
III.1 Code FRESCO.....	37
III.2 Résultats et discussion.....	43

Conclusion	53
Perspectives	54
Bibliographie.....	55

Introduction

Depuis les temps les plus reculés, l'humain s'est interrogé sur sa place dans l'univers et sur la signification des objets célestes qui ornent le firmament. L'ensemble de ces corps célestes ont captivé notre curiosité et suscité des réflexions philosophiques et scientifiques profondes.

Cette confrontation avec les grandeurs cosmiques, l'infinité du temps et de l'espace a eu un immense impact sur notre perception spirituelle, enclenchant un sentiment d'émerveillement puis d'humilité face à notre petitesse, l'ensemble de ces réalisations fut le moteur principal de l'étude céleste.

Aujourd'hui, l'astrophysique demeure l'un des domaines scientifiques les plus captivants, l'investissement massif dans la recherche en est la preuve, repoussant à chaque fois les limites de nos connaissances et croyances.

Lorsque les anciens astronomes ont commencé à cartographier et à étudier les motifs et les mouvements des étoiles, des mythes leurs ont été attribués les considérant comme des dieux ou des guides célestes.

Au fil du temps et grâce à la découverte du monde optique et l'invention des télescopes, ces observations ont évolué et sont devenues plus précises, les astronomes tels que Galilée, Copernic et Kepler ont apporté des avancées majeures à notre compréhension du système solaire et de la nature des étoiles.

L'astrophysique est l'étude des phénomènes et des objets célestes en combinant l'astronomie à la physique pour comprendre l'optique de l'univers et son évolution.

Karl Schwarzschild compte à lui fut le premier à appliquer les lois de la physique à une sphère de gaz par son étude de l'effet de la pression et de la gravité sur la stabilité des étoiles, il a pu montrer que l'équilibre entre la force gravitationnelle qui tend à comprimer l'étoile et la pression interne qui tend à l'expanser, est crucial pour maintenir une étoile stable. Ses travaux ont contribué à établir des modèles théoriques décrivant les différentes phases de l'évolution stellaire, allant de la naissance à la mort des étoiles.

La contraction d'une nébuleuse gazeuse amène à un enchainement de réactions de fusion nucléaire est due à l'augmentation de la pression et de la température. Les éléments produits par ces réactions étant de plus en plus lourds, arrivant à la réaction

de la capture radiative $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ intervenant juste après le processus triple alpha : $3^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$, qui est une des réactions les plus importantes en astrophysique nucléaire et qui fait pratiquement l'objet de ce travail.

Cette réaction ne se produisant que dans les étoiles massives ($M > 8M_{\odot}$) et ayant certaines particularités qui font d'elle l'objet de plusieurs recherches, étant donné que son taux de réaction intervient dans plusieurs modèles astrophysiques décrivant l'évolution des étoiles massives, le rapport d'abondance $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ déterminée à partir des réactions précédentes à la fin de la phase de combustion de l'hélium ^4He a un impact sur les phases ultérieures de combustion stellaire et donc a impérativement un impact sur la nucléosynthèse des éléments plus lourds jusqu'au Fer, ^{56}Fe étant l'élément le plus lourd et le plus stable synthétisé par les étoiles.

Malgré les nombreuses études expérimentales effectués sur cette réaction, son taux demeure encore mal connu. En effet, simuler de cette réaction dans un laboratoire et effectuer des mesures directes à l'énergie où la réaction se produit (de l'ordre de 300 KeV) est impossible car sa section efficace est estimée à 10^{-8} nbarn et par ailleurs les extrapolations à basses énergies à l'aide de mesure effectuées à plus hautes énergies (>1 MeV) sont entachées d'incertitudes.

L'alternative aux mesures directes serait donc l'usage d'une méthode indirecte, ici la réaction $^{12}\text{C} (^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$, qui consisterait à utiliser du Lithium formé d'un cluster α et d'un triton. Contrairement à la capture radiative, cette méthode indirecte a une section efficace plus élevée, et donc mesurable, permet l'obtention des valeurs des largeurs réduites de ^{16}O , et de paramètres importants dans la détermination du taux de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

L'objet de ce travail serait de déterminer les valeurs des largeurs réduites et des coefficients de normalisation asymptotique des états 6.92 MeV et 7.12 MeV de ^{16}O aux rayons de 6.5 fm et de 7.7 fm

On commencera par le premier chapitre, où on présentera le processus de la formation des étoiles, de la nucléosynthèse stellaire et de ces cycles jusqu'à la réaction de capture radiative qui nous intéresse et ce en évoquant son intérêt, sa problématique ainsi que son alternative : la réaction de transfert.

Dans le second chapitre, nous allons décrire le modèle de la DWBA (Distorted Wave Born Approximation), la notion de facteur spectroscopique, largeur réduite et coefficient de normalisation asymptotique ANC.

En dernier, nous allons introduire le code FRESCO utilisé pour faire les calculs DWBA dans le but d'extraire les sections efficaces différentielles ainsi que d'autres résultats obtenus.

Nous clôturons par une conclusion et quelques perspectives.

Chapitre I

Quelle est la problématique de la réaction

$^{12}\text{C} (\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$?

I.1 Introduction

L'ordre d'importance de la réaction $^{12}\text{C} (\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ est similaire à son ordre d'incompréhension par la communauté des chercheurs dans le domaine de l'astrophysique, les incertitudes entachées aux résultats de calculs théoriques et expérimentaux en sont témoins. Ceci dit, sa compréhension est fondamentale en astrophysique et particulièrement la connaissance du taux de de cette réaction permet aussi de déterminer le rapport d'abondance $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ et de décrire la vie et l'évolution des étoiles.

I.2 Formation d'une étoile

Les étoiles sont en train de se former en ce moment même dans notre galaxie et dans les autres galaxies de l'univers. L'âge, la distribution et la composition des étoiles au sein d'une galaxie tracent l'histoire, la dynamique ainsi que l'évolution de cette dernière.

Elles sont formées dans des gigantesques nuages gazeux froids qui peuvent atteindre des dimensions énormes parfois des dizaines de parsec de diamètre [BRU06], et sont constituées majoritairement d'hydrogène et d'hélium et de poussière, très peu denses appelés les nébuleuses gazeuses, comme la nébuleuse d'Orion.

A l'intérieur de ces nuages se produisent des perturbations gravitationnelles, provoquées par les ondes de choc provenant des supernovæ, les interactions avec d'autres nuages...

Une fois ces turbulences installées, la gravité commence à dominer sur les autres forces, entraînant l'effondrement du nuage.

L'effondrement gravitationnel se concentre sur des régions plus denses à l'intérieur du nuage, formant ce qu'on appelle un noyau protostellaire, et à mesure que le noyau s'effondre, il commence à s'aplatir et à tourbillonner en raison de la conservation du moment angulaire [BOD67].

Le noyau protostellaire va former un disque d'accrétion autour de lui qui est composé de gaz et de poussière tombant sur le noyau central en spirale. Le disque d'accrétion

joue un rôle crucial dans le processus de formation des étoiles car il permet à la matière de s'accumuler sur le noyau central.

La matière continue à s'accumuler de plus en plus densément au centre du disque et la température et la pression vont atteindre des niveaux suffisamment élevés ($\rho \geq 10^2$ g/cm³ et $T \geq 10^7$ K) [ARN99] pour déclencher des réactions nucléaires, une fois ce stade atteint la protoétoile devient une véritable étoile, connue sous le nom de protoétoile.

Dans certains cas, le disque d'accrétion peut également donner naissance à des compagnons stellaires, formant ainsi un système stellaire binaire ou multiple.

Une fois que l'étoile a terminé sa formation, elle rentre dans une phase de séquence principale ou elle passe la majeure partie de sa vie, brûlant de l'hydrogène en son cœur [CHAR12].

Une fois que la fusion de l'hydrogène en hélium ralentit ou cesse complètement, la pression générée par les réactions nucléaires diminue ce qui entraîne une diminution de la pression de radiation, ce qui implique que le cœur de l'étoile commence à se contracter sous l'effet de sa propre gravité, par conséquent la température du cœur augmente.

Cette augmentation de température entraîne également l'augmentation de sa luminosité et peut rendre l'étoile plus brillante et plus visible depuis l'extérieur.

Pendant que l'hydrogène s'épuise dans le cœur de l'étoile et que les réactions se déplacent vers la coquille extérieure, l'étoile gonfle et se dilate pour devenir une géante rouge.

Pour une étoile d'une masse supérieure à une demie masse solaire, la densité et la température pourront être suffisamment élevée pour déclencher la fusion de l'hélium ($\rho \geq 10^3$ g/cm³ et $T \geq 10^8$ K), formant des éléments plus lourds tel le carbone et l'oxygène.

La durée de la phase de combustion d'hélium est très inférieure à celle de l'hydrogène et c'est principalement lors de cette phase que se produit la réaction $^{12}\text{C} (\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

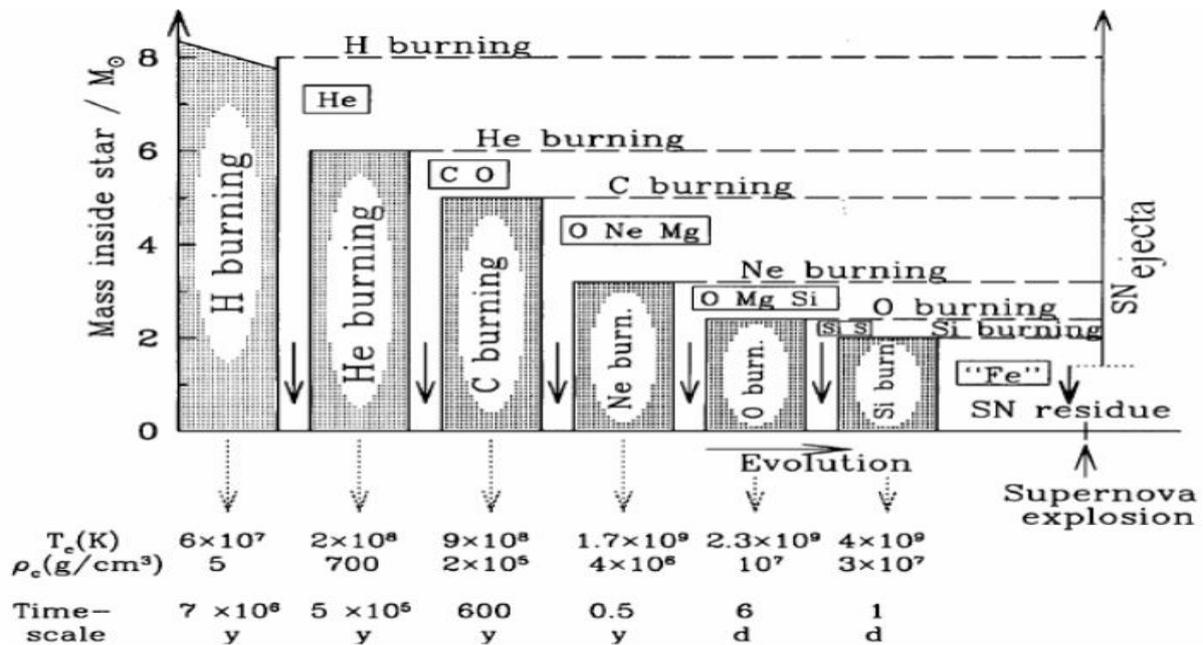


Figure (1.1) : Représentation schématique de l'évolution de la structure interne d'une étoile massive ($M=25M_{\odot}$) [ARN99],

L'ordonnée de cette figure représente 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)

Pour les étoiles massives, la succession de phase de contractions gravitationnelles suivies de combustions nucléaires du cœur se poursuit et les couches externes poursuivent la combustion des matériaux qui les composent pour former la structure une pelure d'oignon, et les phases de combustions des éléments de plus en plus lourds se succèdent jusqu'à la formation du silicium conduisant à la formation d'un cœur riche en fer.

Le noyau de l'étoile s'effondre sur lui-même car il n'y a plus d'énergie capable de s'opposer à sa contraction gravitationnelle, et provoque une onde de choc qui éjectera tous les éléments des couches externes dans le milieu interstellaire, ce phénomène est appelé une supernovæ.

Combustion centrale	Durée	Température (T ₉)	Densité (g/cm ³)
Hydrogène	7 x 10 ⁶ s	0.06	5
Hélium	5 x 10 ⁵ s	0.23	7 x 10 ²
Néon	1 an	1.7	4 x 10 ⁶
Oxygène	6 mois	2.3	1 x 10 ⁷
Silicium	1 jour	4.1	3 x 10 ⁷
Effondrement	Quelques secondes	8.1	3 x 10 ⁹
Rebond	Quelques ms	34.8	~ 3 x 10 ¹⁴

Tableau (I.1) : Evolution stellaire d'une étoile de 25M_☉[AZ94]

I.3 Nucléosynthèse stellaire

La nucléosynthèse stellaire est l'ensemble des réactions de fusion nucléaire se produisant à l'intérieur d'une étoile et où des noyaux atomiques légers fusionnent pour en former de plus lourds

C'est au début du XXème siècle que les scientifiques commencèrent l'étude de la composition chimique des étoiles en analysant la lumière émise. Chaque élément chimique ayant une signature spectrale unique, les premières analyses ont montré que les étoiles étaient composées principalement d'hydrogène et d'hélium ainsi que d'autres éléments chimiques en quantité dérisoire.

Ce n'est qu'en 1930 qu'Hans Bethe [NUPEX] a proposé que les noyaux d'hydrogène fusionnaient pour former des noyaux plus lourds, libérant ainsi de l'énergie sous forme de lumière et de chaleur.

En 1950, Fred Hoyle proposa que les éléments lourds tel que : le carbone, l'oxygène, l'azote... étaient produits par des réactions de fusion nucléaire à partir de noyaux d'hélium s'agglutinant pour former des éléments plus lourds, théorie confirmée par l'observation des compositions chimiques des étoiles.

En 1960, la théorie de la nucléosynthèse stellaire a été confirmée après la découverte de l'abondance isotopique des éléments chimiques.

Jusqu'à aujourd'hui, les scientifiques continuent à étudier les réactions de fusion nucléaire dans les étoiles afin de mieux comprendre l'évolution et la structure interne des étoiles.

Dans ce chapitre, nous allons nous focaliser sur une réaction de nucléosynthèse qui est celle de la capture radiative $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Pour cela, nous rappelons brièvement les principaux processus de formation des éléments chimiques dans les étoiles.

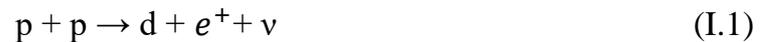
I.4 Chaines de réaction

La plupart du temps, les étoiles brûlent de l'hydrogène et fusionnent ces noyaux en noyaux d'hélium. Il existe deux procédés, le premier est :

I.4.1 Chaîne p-p

Il existe trois réactions qui conduisent à la formation de l'hélium au cœur de l'étoile et que nous appelons chaînes proton-proton, 98.5% de l'énergie du soleil est conçue par la chaîne PP, et elle commence toujours par deux noyaux d'hydrogène et produit de l'hélium 4

Les noyaux d'hydrogène sont des protons simples, via la réaction :



Où :

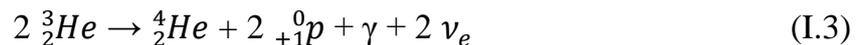
e^+ est un positon.

ν est un neutrino.

Le deutérium résultant fusionne avec un autre proton pour créer un isotope d'hélium :



A partir de là, il existe quatre possibilités de production de l'hélium 4, la chaîne PP1 produit 86% de l'énergie du soleil, dans ce processus deux noyaux d'Hélium 3 fusionnent pour produire un atome d'Hélium et les protons restants sont libérés afin de recommencer le cycle pp, cette réaction est donnée par :



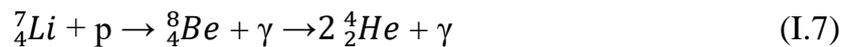
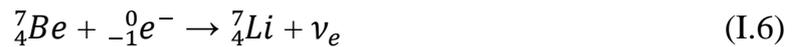
Le bilan général revient donc à :



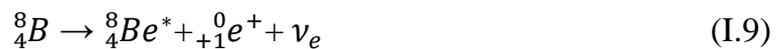
Le processus PP1 est assez lent (de l'ordre de quelques millions d'années) et à des températures $10^6 \text{ K} \leq T \leq 14 \cdot 10^6 \text{ K}$ et nécessite une énorme quantité d'hydrogène car il intervient durant les deux étapes de la réaction.

C'est l'énergie nucléaire produite au cours de ces réactions qui fait briller les étoiles de la séquence principale pendant un temps qui dépend globalement de sa masse, où la luminosité (brillance) $L \sim M^{3.5}$ et la longévité de l'étoile $\Delta t \sim M/L$ donc $\Delta t \sim M^{-2.5}$ [HAN04].

La deuxième possibilité dite la chaîne PP2 produit environ 14% de l'énergie du soleil avec une température comprise entre $14 \cdot 10^6 < T < 23 \cdot 10^6$ Et qui se fait selon le processus suivant :



Il existe également la chaîne PP3 qui est responsable de seulement 0.02% de l'énergie du soleil se produit à des températures $T > 23 \cdot 10^6$ et se produit de manière suivante :



C'est ainsi que le cycle de production d'hélium au sein de petites étoiles s'achève.

Notons que si la masse de notre étoile est inférieure au tiers de celle du soleil $M_* < 0.3 M_\odot$ (M_\odot : désigne la masse solaire), alors la contraction de l'étoile est insuffisante pour atteindre les températures requises pour la fusion de l'hélium produit durant la chaîne PP1, par conséquent tout commence à se refroidir et l'étoile devient une naine blanche.

Le cycle PP2 et PP3 requièrent alors que $M_* > 0.3 M_\odot$ afin d'atteindre les températures requises pour que l'hélium soit formé à partir de l'hydrogène.

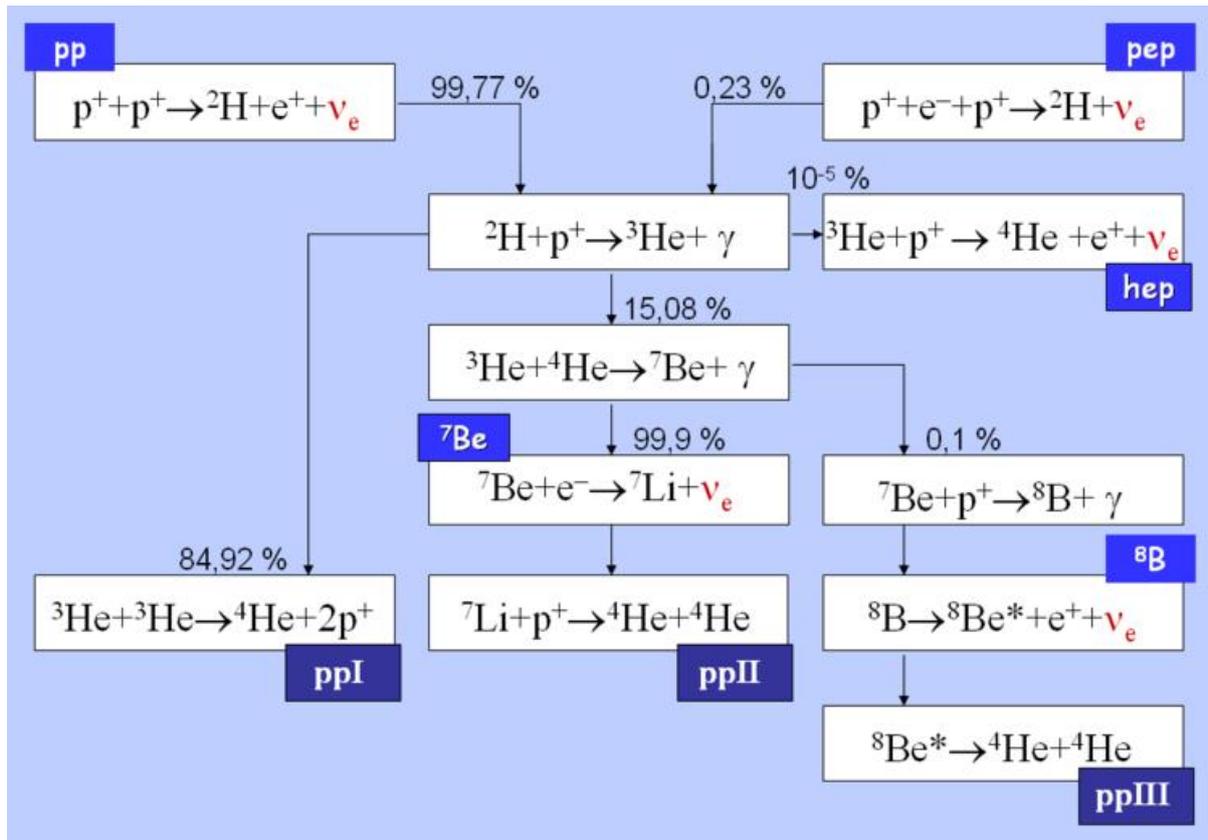


Figure (I.2) : Schéma récapitulatif de la chaîne proton-proton

I.4.2 Chaîne C-N-O

Le terme C-N-O est une abréviation de carbone-azote-oxygène, des noyaux agissant comme des catalyseurs pour produire, à partir des protons, à la fois une plus grande quantité d'hélium et de façon plus rapide.

L'étoile contient en plus de l'hélium et de l'hydrogène, des atomes plus lourds, issus de la nucléosynthèse d'une génération précédente d'étoiles tel le carbone, l'azote et l'oxygène que l'on retrouve dans le milieu interstellaire.

Ce cycle concerne exclusivement les étoiles dont la masse est supérieure à celle du soleil $M_* > 1.3 M_\odot$ avec une température $T > 30 \cdot 10^6$ K et il est responsable de 1.5% de l'énergie du soleil.

Ce cycle se produit en plusieurs étapes de la manière suivante :



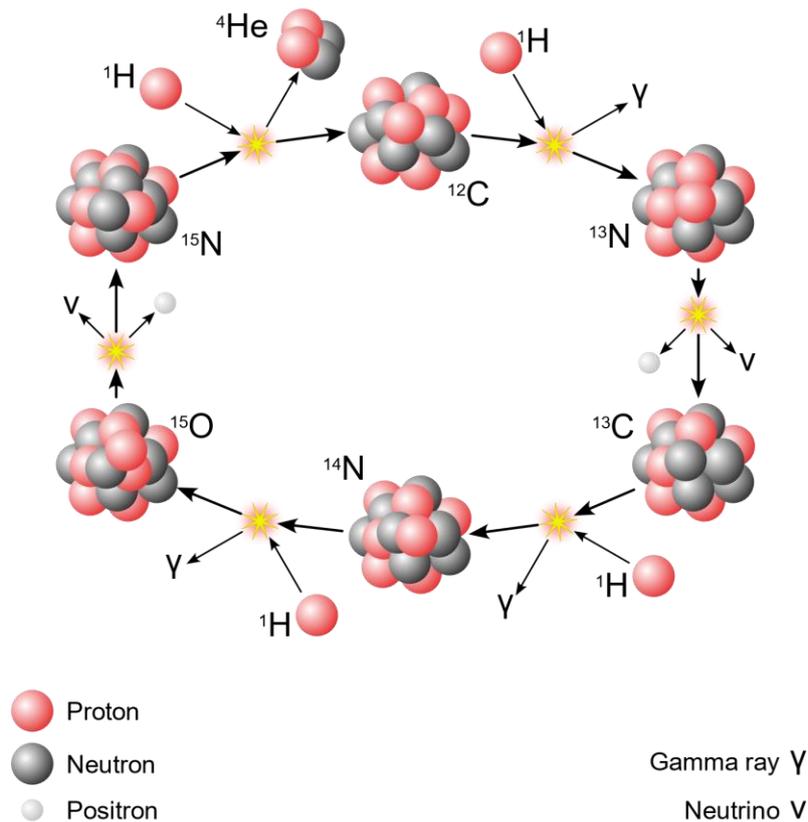
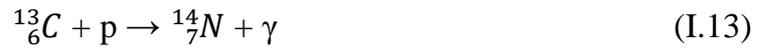


Figure (I.3) : Schéma représentant le cycle Carbone-Azote-Oxygène

I.4.3 Réaction triple alpha

C'est essentiellement de la réaction triple alpha que provient le carbone ${}^{12}\text{C}$ utilisé comme catalyseur dans le cycle C-N-O. Comme son nom l'indique, cette réaction se fait en trois étapes, chacune commençant par la capture d'un noyau d'hélium.

Nous nous y intéresserons particulièrement car c'est ici que la réaction de capture radiative se déroule et que l'oxygène 16 se synthétise.

Pour commencer, deux noyaux d'hélium 4 vont fusionner comme suit :



Le Béryllium ($^8_5\text{B}^*$, * désigne l'état excité) fusionne par la suite avec un noyau d'hélium et devient plus stable et forme un noyau de carbone 12 :

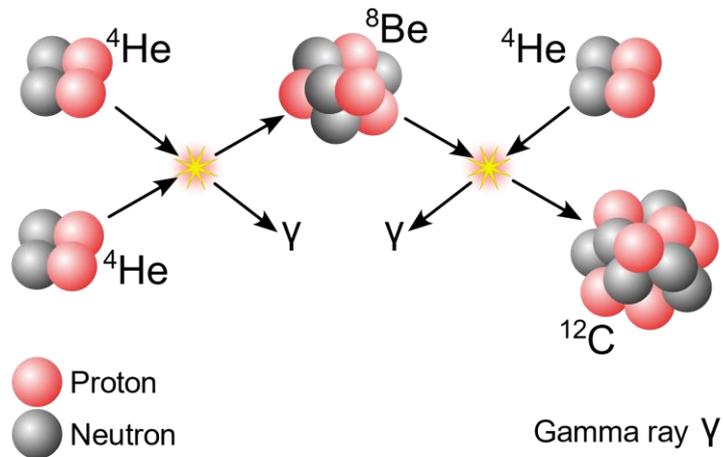
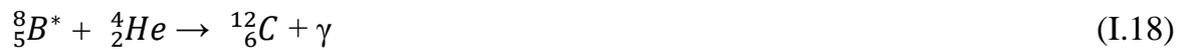


Figure (I.4) : Schéma représentant le cycle de la réaction triple-alpha

Vient enfin la réaction de capture radiative qui est donc la capture d'un noyau d'hélium par le carbone donnant ainsi de l'oxygène 16 et qui est celle qui nous intéresse dans ce travail.



I.5 Taux de réaction

Supposons une réaction nucléaire de type : $a + b \rightarrow X + Y + Z \dots$. Le taux de la réaction total par seconde est donnée par :

$$\tau = N_a N_b \int_0^{\infty} v \phi(v) \sigma(v) dv \quad (\text{I.20})$$

Où :

N_a et N_b sont le nombre de particules de type a et b respectivement dans le gaz considéré :

v : la vitesse relative entre les noyaux a et b.

$\phi(v)$: la distribution de vitesse relative.

$\sigma(v)$: la section efficace totale de la réaction à l'énergie de la collision.

Le taux de la réaction précédente est en général donné sous la forme :

$$\tau = N_a N_b \langle \sigma v \rangle \quad (\text{I.21})$$

Où :

$\langle \sigma v \rangle$: le taux de réaction moyenné sur toute la distribution de vitesse par paire de particules.

A l'équilibre thermodynamique, la distribution de vitesse relative $\phi(v)$ des noyaux a et b, dans le cas d'un gaz non dégénéré, est donnée par l'équation de type maxwell-Boltzmann [CLA83], soit :

$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{\mu}{\pi 2kT}\right)^2 e^{-\frac{\mu v^2}{2kT}} \quad (\text{I.22})$$

Avec :

$$\int_0^{\infty} \phi(v) dv = 1. \quad (\text{I.23})$$

Où :

μ : masse réduite.

T : la température du gaz.

k : la constante de Boltzmann.

En introduisant (II.22) dans (II.20), on obtient l'équation du taux de réaction suivante :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma(E) E e^{-\frac{E}{kT}} dE \quad (\text{I.24})$$

L'énergie cinétique E est exprimée dans le cadre de la masse

I.6 Intérêt de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$

Les astrophysiciens estiment que la réaction triple alpha ainsi que la réaction de capture radiative produisant l' ^{16}O sont parmi les plus importantes dans les étoiles massives.

La réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ est en compétition avec $^4\text{He}(2\alpha, \gamma)^{12}\text{C}$ dans le processus de combustion de l'hélium et donc le taux relatif de ces réactions est celui qui déterminera quel produit est dominant durant ce processus.

Le rapport d'abondance du $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ après la combustion de l'hélium influe directement sur la nucléosynthèse des éléments plus lourds (Na, Ne, Al, Si, Ti, ...) jusqu'au Fer qui est le dernier élément synthétisé dans les étoiles massives [TUR10] et donc sur la masse finale du cœur en Fer qui détermine le destin final des étoiles massives ($M_* > 8M_\odot$) [WEA93], trou noir ou étoile à neutron selon la masse du cœur de l'étoile.

Selon le modèle stellaire de Woosley et al. [WOO03], où l'influence de la réaction de capture radiative a été illustrée sur la figure (1.5), Nous pouvons voir que lorsque le taux de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ augmente, la production d'éléments tels l' ^{18}O , ^{32}S , ^{26}Ar et ^{40}Ca augmente et les facteurs de productions d'autres éléments tels le ^{20}Ne , ^{23}Na , ^{24}Mg et ^{27}Al diminuent. L'opposé de cette évolution se produit lorsque le taux de cette même réaction diminue

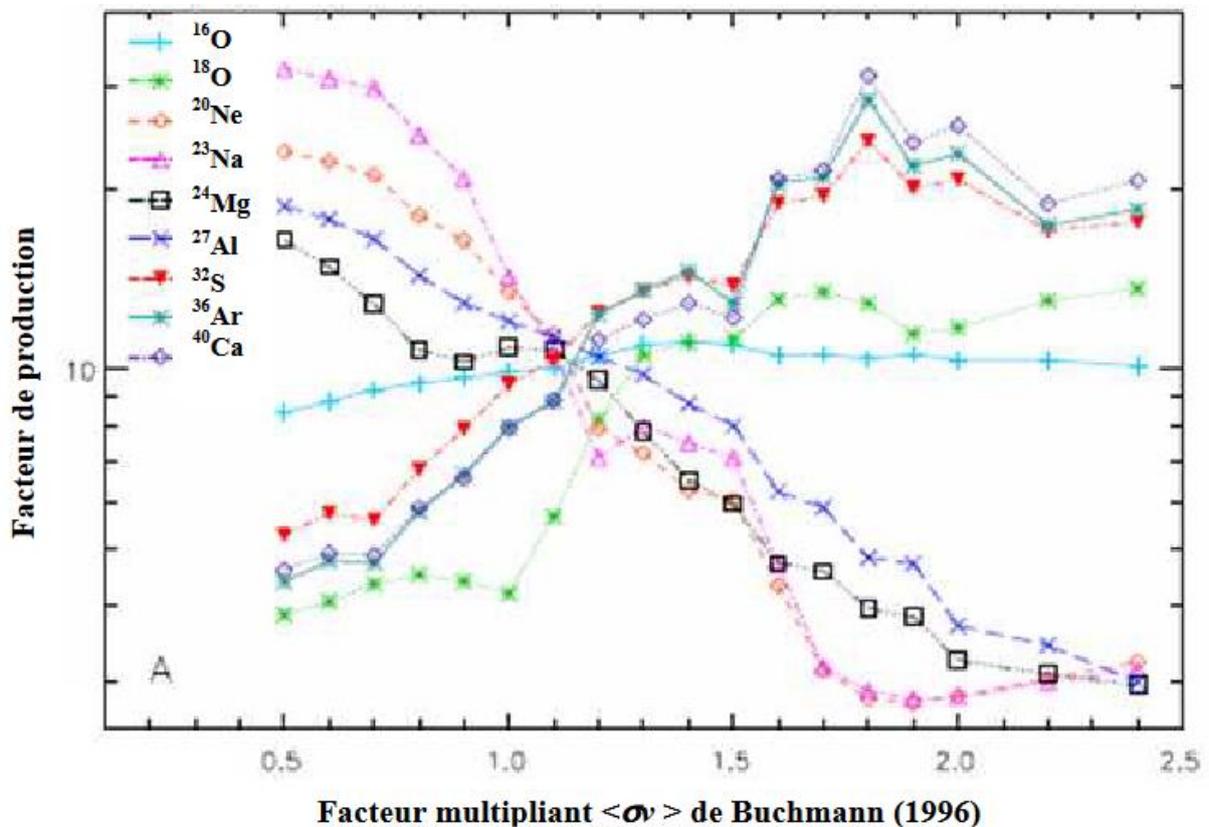


FIGURE (I.5) : Variation du facteur de production en fonction du facteur multiplicatif du taux de réaction de $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ de Buchmann [WOO03]

Le processus de combustion dans les étoiles massives se fait par étape ; de la combustion d'hydrogène jusqu'à la synthèse du Fer ^{56}Fe . Ce dernier étant l'élément le plus stable, et toute réaction l'impliquant est endothermique, il n'y a pas d'énergie capable de s'opposer à la contraction gravitationnelle de ces étoiles et à l'effondrement du cœur. L'effondrement du cœur de l'étoile massive provoque ainsi une onde de choc qui se propage vers l'extérieur de l'étoile libérant une importante quantité d'énergie ; ce phénomène est attribué aux supernovæ, en fonction des résidus de l'étoile, cette dernière formera une étoile à neutron si la masse restante M est comprise entre $0.3M_{\odot} < M < 3 M_{\odot}$ ou un trou noir si $M > 3 M_{\odot}$.

I.7 Problématique de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$

La fusion $^{12}\text{C} + \alpha$ a lieu dans des sites astrophysiques calmes aux températures stellaires $T \approx 0.2T_9$ ($T_9 = 10^9$ degrés) correspondant à un pic de Gamow de 0.3 MeV et un niveau excité qui se situe autour de 7.46 MeV de l' ^{16}O . La section efficace de cette réaction est déterminée principalement par la contribution des deux états faiblement liés, à savoir $(2^+)6.92\text{MeV}$ et $7.12(1^-)$ MeV, situés au-dessous du seuil de la voie $^{12}\text{C} - \alpha$ dans l' ^{16}O et leurs énergies de résonance sont à -0.245 MeV et -0.045 MeV respectivement. Ces deux états dominant et interfèrent avec l'état $9.58(1^-)$ MeV au-dessus du seuil.

A cette énergie, il n'existe aucune résonance, ce sont les queues des autres résonances qui contribuent (voir figure 1.6)

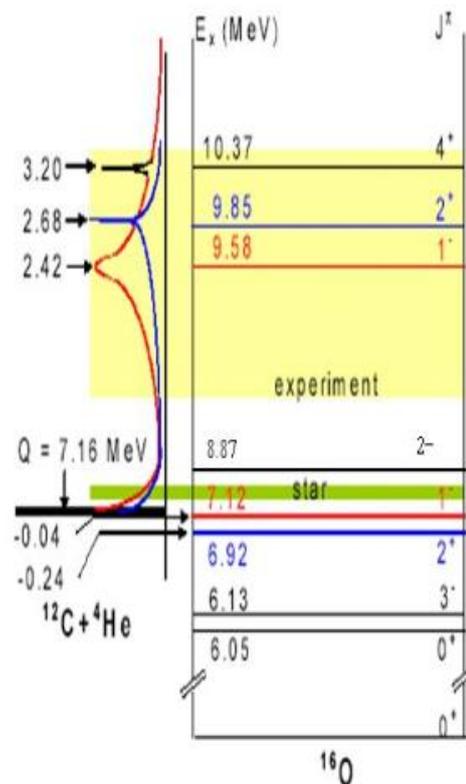


FIGURE (I.6) : Schéma de niveaux de l' ^{16}O montrant les principaux niveaux impliqués dans la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$

La barrière coulombienne de la réaction de capture radiative $^{12}\text{C} + \alpha$ est élevée, elle est estimée à $B=3$ MeV, par conséquent sa section efficace de l'ordre de 10^{-17} barn est très faible.

Beaucoup d'efforts ont été mis en œuvre pour l'étude de cette réaction, mais la mesure directe de sa section efficace aux énergies du pic de Gamow est complètement exclue actuellement.

Les valeurs prédites théoriquement à partir des sections efficaces mesurées à hautes énergies puis extrapolées à des énergies plus basses sont très faibles et possèdent des incertitudes élevées par rapport à la précision relative de la réaction triple alpha qui est de 10%. Une étude plus précise est recommandée pour effectuer des calculs astrophysiques fiables.

Pour faire face à ce problème, les astrophysiciens ont préféré opter pour l'alternative des mesures avec des méthodes indirectes

I.8 Mesures indirectes

Pour avancer dans leurs travaux de recherches, les scientifiques ont opté pour une alternative de mesures en utilisant des méthodes indirectes tel que :

-Les réactions de transfert comme le cas des réaction $^{12}\text{C} (^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ [BEC78], [COB76], [OUL12] ou $^{12}\text{C} (^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ [BEC78], [BEL07].

-La méthode ANC (Coefficient de Normalisation Asymptotique)

-La méthode de dissociation coulombienne [BAU89].

-La mesure du spectre α engendré par la désexcitation de l' ^{16}O issu de la décroissance β de ^{16}N [ZHA93, AZU94, TAN10]

Dans ce travail nous allons nous intéresser à l'alternative qui est la réaction de transfert $^{12}\text{C} (^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ [OUL12].

I.7.1 Réactions de transfert :

Comme il a été vu précédemment, la réaction $^{12}\text{C} (\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ est très mal connue dans le domaine d'énergie stellaire malgré tous les efforts théoriques et expérimentaux fournis durant les dernières décennies et cela pour diverses raisons : 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 astrophysiques rendant sa mesure directe impossible, l'extrapolation aux basses énergies des sections efficaces, mesurées à plus haute énergie (>1 MeV) est difficile à cause des résonnances sous le seuil à 6.92 MeV et 7.12 MeV de l' ^{16}O dont les largeurs réduites γ_{α}^2 sont mal connues [OUL12].

Pour contourner ces difficultés, plusieurs expériences ont été réalisées en utilisant les réactions de transfert comme $^{12}\text{C} (^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$ et la réaction $^{12}\text{C} (^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$

La réaction de transfert consiste à transférer une particule, dans notre cas la particule α provenant du projectile du Lithium ^7Li , vers un noyau cible, ici le Carbone ^{12}C , afin de peupler les états d'intérêt de l'oxygène ^{16}O (figure I.7).

L'énergie du projectile (28MeV et 34MeV) étant au-dessus de la barrière coulombienne, nous obtenons une section efficace relativement importante donc mesurable. Notons que dans ce cas le processus dominant doit être celui du transfert et non celui du noyau composé [OUL12]

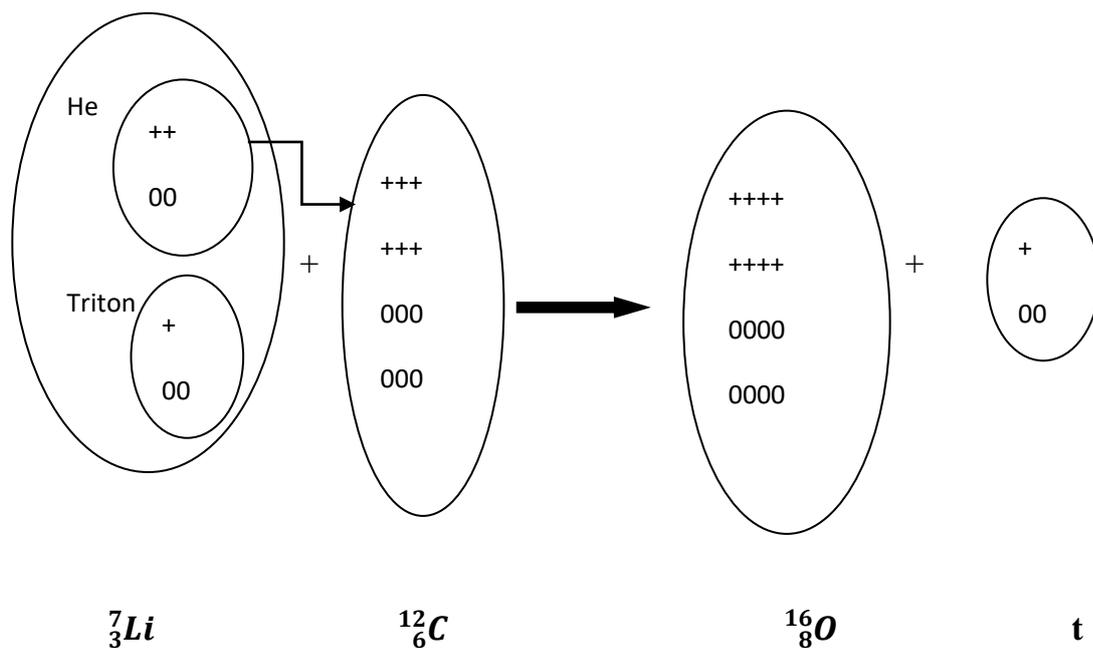


FIGURE (I.7) Réaction de transfert d'un cluster α du ^7Li vers le ^{12}C

Lors de cette réaction, on mesure la distribution angulaire des tritons de chaque état peuplé de l' ^{16}O , la mesure des énergies et des angles d'émission des tritons dans la voie de sortie permet l'accès aux énergies d'excitation des états peuplés de l' ^{16}O grâce au principe de conservation de l'énergie et de l'impulsion [OUL12]

Le rapport de ces sections efficaces mesurées à celles calculées par la théorie de la DWBA nous permet de déduire les facteurs spectroscopiques α , les largeurs réduites γ_α^2 des états d'intérêt de l'oxygène et les ANC (Coefficient de Normalisation Asymptotique). (Voir chapitre II)

Chapitre II

Approximation de Born en Ondes Distordues

I.1 Introduction

Le modèle de la DWBA (Distorted Wave Born Approximation) est le plus utilisé pour décrire les réactions de transfert en astrophysique nucléaire, dans le cas où le mécanisme de transfert direct est celui qui domine la réaction.

La comparaison des distributions angulaires obtenues expérimentalement à celle que le modèle de la DWBA offre l'accès à toutes sorte d'information spectroscopique à l'échelle des noyaux.

Ce chapitre contient essentiellement des informations sur la théorie de la DWBA.

II.2 Eléments de la théorie de diffusion

L'objectif principal de la théorie de la diffusion est de décrire la collision entre deux ou plusieurs particules ce qui permet par exemple de déterminer l'amplitude de diffusion, les sections efficaces ... [MES65]

En mécanique quantique, lorsqu'une particule incidente d'énergie E se déplace parallèlement à l'axe Z , il lui est associé une onde plane :

$$\varphi_{\alpha} = e^{i\vec{k}_{\alpha}\vec{r}} \quad (\text{II.1})$$

Où :

\vec{k}_{α} : Représente le vecteur de nombre d'onde associé à l'état α , il indique la direction et l'amplitude de la variation spatiale de l'onde.

\vec{r} : C'est le vecteur de position dans l'espace.

L'énergie E de la particule est reliée au module vecteur d'onde par : $k_{\alpha} = \sqrt{2\mu E} / \hbar c$

Où :

μ : Masse réduite du système ($\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$).

E : C'est l'énergie de l'état α .

\hbar : Constante réduite de Planck.

c : Vitesse de la lumière dans le vide.

Tout ce que nous pouvons détecter lorsque les particules seront diffusées par un centre diffuseur sont des ondes sortantes loin de la région de diffusion, alors pour une onde plane entrante, la fonction d'onde loin de la région de diffusion prend la forme :

$$\Psi_{\alpha}^{+} = e^{i\vec{k}_{\alpha}\vec{r}} + f(\theta) \frac{e^{i\vec{k}_{\beta}\vec{r}}}{r} \quad (\text{II.2})$$

Avec :

$f(\theta)$: amplitude de diffusion dépendant de l'angle entre la direction de la particule incidente et émergente.

\vec{k}_{β} : C'est le vecteur de nombre d'onde associé à la diffusion, il est lié à l'angle de diffusion θ et détermine la direction et l'amplitude de la diffusion

$\frac{e^{i\vec{k}_{\beta}\vec{r}}}{r}$: représente l'onde sphérique diffusée se propageant dans le sens croissant de r .

On considère que la diffusion est élastique uniquement si $\alpha=\beta$, sinon elle est dite inélastique.

La section efficace de diffusion étant le rapport du flux sortant après diffusion et du flux entrant par unité de surface :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha\rightarrow\beta} = \frac{k_{\beta}}{k_{\alpha}} |f(\theta)|^2 = \frac{v_{\beta}}{v_{\alpha}} |f(\theta)|^2 \quad (\text{II.3})$$

Avec :

v_{β} : La vitesse de la particule diffusée.

v_{α} : La vitesse de la particule incidente.

Généralement, la section efficace de diffusion est donnée en fonction de la matrice de transition définie par :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = -\frac{2\pi\hbar^2}{v} f(\theta) \quad (\text{II.4})$$

En remplaçant (II.4) dans l'équation (II.3) on obtient :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha \rightarrow \beta} = \left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \left(\frac{k_\beta}{k_\alpha}\right) |T_{\alpha \rightarrow \beta}|^2 \quad (\text{II.5})$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha \rightarrow \beta}$ est la section efficace différentielle qu'on peut comparer à celle déterminée expérimentalement.

L'amplitude des éléments de matrices $T_{\alpha \rightarrow \beta}$ est obtenue par la résolution de l'équation de Schrödinger :

$$H\Psi_\alpha^{(+)} = E\Psi_\alpha^{(+)} \quad (\text{II.6})$$

Soit

$$\frac{\hbar^2}{2\mu} [\Delta + k_\alpha^2] \Psi_\alpha^{(+)} = -V(\vec{r}) \Psi_\alpha^{(+)} \quad (\text{II.7})$$

Le signe (+) désigne l'onde entrante.

Le potentiel $V(\vec{r})$ est supposé central et la particule libre, non relativiste et sans degré de liberté interne.

Dans ce cas, la solution de l'équation (II.6) est donnée par l'intégrale suivante [MES65] :

$$\Psi_\alpha^{(+)} = e^{i\vec{k}_\alpha \vec{r}_\alpha} - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{ik_\beta |\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} V(\vec{r}') \Psi_\alpha^{(+)}(\vec{r}') d^3\vec{r}' \quad (\text{II.8})$$

C'est l'équation intégrale de la diffusion qu'on ne sait pas résoudre en général car $\Psi_\alpha^{(+)}$ figure dans chaque membre de l'équation, d'où l'introduction d'approximations.

Pour $r \gg r'$, on retrouve la forme asymptotique de l'équation (II.2).

De l'équation (II.2) et (II.8), on obtient :

$$f(\theta) = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int e^{-\vec{k}_\beta \vec{r}'} V(\vec{r}') \Psi_\alpha^{(+)}(\vec{r}') d^3r' \quad (\text{II.9})$$

On remplace (II.9) dans l'équation (II.4), on obtient l'élément de matrice :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \int e^{-\vec{k}_\beta \vec{r}'} V(\vec{r}') \Psi_\alpha^{(+)}(\vec{r}') d^3r' = \langle \phi_\beta^- | V | \phi_\alpha^+ \rangle \quad (\text{II.10})$$

Le signe (-) désigne l'onde sortante.

L'amplitude de collision est une quantité fondamentale pour décrire tout phénomène de collision, mais le traitement de cette quantité rencontre un grand nombre de difficultés nécessitant des approximations pour son traitement.

Cette approximation, développée par Born, demeure l'une des approximations les plus utilisées pour le calcul des sections efficaces et joue un rôle dominant dans l'étude des collisions atomiques et subatomiques.

II.3 Distorted Wave Born Approximation (DWBA)

L'approximation de Born en onde distordues (Distorted Wave Born Approximation) est basée sur la théorie de diffusion en mécanique quantique et la théorie des perturbations. Elle prend en compte les effets de distorsions causés par l'interaction nucléaire en utilisant des fonctions d'ondes distordues pour décrire l'état final de la particule diffusée.

Elle est valable dans le cas où le couplage entre les voies élastiques et inélastiques est faible et lorsque l'excitation de l'état nucléaire résiduel procède principalement par un processus d'interaction directe et non pas par des processus en plusieurs étapes.

II.3.1 Application de la DWBA au cas d'une réaction de transfert

Pour appliquer la DWBA à une réaction de transfert, on introduit un ensemble de données citées ci-dessous :

La réaction de transfert considérée est de type : $A+a \rightarrow b+B$, avec ($a=b+x$, $B=A+x$).

- $A+a$ étant la voie d'entrée α , ici $^{12}\text{C} + ^7\text{Li}$ respectivement.

-B+b étant la voie de sortie β , ici $^{16}\text{O} + t$ respectivement.

-x ici étant le cluster α

-L'hamiltonien de la voie d'entrée $H=H_a + H_A + T_{aA} + V_{aA}$.

-L'Hamiltonien de la voie de sortie $H=H_b + H_B + T_{bB} + V_{bB}$.

- H_a, H_A, H_b, H_B sont les hamiltoniens internes des noyaux a, A, b, B respectivement.

- T_{aA}, T_{bB} sont les énergies cinétiques relatives dans le centre de masse.

- V_{aA}, V_{bB} sont les potentiels d'interactions dans la voie d'entrée et de sortie.

- ψ_a, ψ_A, ψ_b et ψ_B sont les fonctions d'ondes internes des noyaux a, A, b, B.

L'approximation DWBA prend en compte l'amplitude et la phase de chaque onde partielle ainsi que leur contribution pour obtenir une description plus précise de la diffusion afin d'améliorer la précision des résultats obtenus.

Par analogie à l'équation (II.2), la fonction d'onde stationnaire de la voie d'entrée α quand le rayon r tend vers l'infini est donnée par :

$$\psi_{\alpha}^{(+)} = \psi_a \psi_A e^{i\vec{k}_a \vec{r}} + f(\theta) \psi_b \psi_B \frac{e^{i\vec{k}_b \vec{r}}}{r} \quad (\text{II.11})$$

Où :

$\psi_{\alpha}^{(+)}$ Représente une fonction d'onde totale associée à l'état α , incluant à la fois les ondes planes incidentes et les ondes diffusées.

Les éléments de matrice de transition sont d'après l'équation (II.10) :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \int \psi_b^- \psi_B^- e^{-i\vec{k}_b \vec{r}_\beta} V_{bB}(\vec{r}_\beta) \Psi_{\alpha}^{(+)} d\vec{r}_\alpha d\vec{r}_\beta \quad (\text{II.12})$$

Lorsqu'on fait appel au potentiel d'interaction de la voie de sortie V_{bB} , on dit que les éléments de matrice de transition sont sous la forme « post ».

Si ces mêmes éléments sont donnés en fonction du potentiel d'interaction de la voie d'entrée, on obtient une forme analogue dit « prior » donnée par :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \int \psi_{\beta}^{(-)} V_{aA}(\vec{r}_{\alpha}) \psi_{\alpha} \psi_A e^{i\vec{k}_{\alpha} \vec{r}_{\alpha}} d\vec{r}_{\alpha} d\vec{r}_{\beta} \quad (\text{II.13})$$

Le potentiel d'interaction est supposé se séparer en deux composantes :

$$V_{bB} = U_{bB} + W_{bB} \quad (\text{II.14})$$

U_{bB} représente le potentiel optique de la diffusion élastique dans la voie de sortie et W_{bB} le transfert, avec $W_{bB} \ll U_{bB}$

Or $B=x+A$, donc :

$$V_{bB} = V_{bx} + V_{bA} = U_{bB} + W_{bB} \quad (\text{II.15})$$

Donc

$$W_{bB} = V_{bx} + (V_{bA} - U_{bB}) \quad (\text{II.16})$$

L'amplitude de la transition dans la représentation « post » de l'équation (II.12) devient alors :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \langle \psi_{bB} \chi_{bB}^{(-)} | W_{bB} | \psi_{\alpha}^{(+)} \rangle + \langle \psi_{bB} \chi_{bB}^{(-)} | U_{bB} | \psi_{\alpha}^{(+)} \rangle \quad (\text{II.17})$$

Si la particule transférée est petite devant A, alors le terme $(V_{bA} - U_{bB})$ devient négligeable devant V_{bx} ce qui implique que $W_{bB} = V_{bx}$, l'équation (II.13) devient alors :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \langle \psi_{bB} \chi_{bB}^{(-)} | V_{bx} | \psi_{\alpha}^{(+)} \rangle + \langle \psi_{bB} \chi_{bB}^{(-)} | U_{bB} | \psi_{\alpha}^{(+)} \rangle \quad (\text{II.18})$$

Le deuxième terme de cette équation est nul pour toute réaction différente d'une diffusion élastique car le potentiel U_{bB} est indépendant de la structure interne du noyau A.

L'équation (II.18) devient alors :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \langle \psi_{bB} \chi_{bB}^{(-)} | V_{bx} | \psi_{\alpha}^{(+)} \rangle \quad (\text{II.19})$$

Soit $\chi_{\alpha}^{(+)}$ la fonction d'onde solution de la diffusion élastique dans la voie d'entrée (a+A → a+A), dans ce cas $\psi_{\alpha}^{(+)} \approx \psi_a \psi_A \chi_{\alpha}^{(+)}$

Soit $\chi_b^{(+)}$ la fonction d'onde solution de la diffusion élastique dans la voie de sortie (b+B → b+B), dans ce cas $\psi_{\beta}^{(+)} \approx \psi_b \psi_B \chi_{\beta}^{(+)}$

L'approximation de Born en ondes distordues consiste à utiliser χ_{α} et χ_{β} à la place de ψ_{α} et ψ_{β} respectivement, l'équation (II.19) devient :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \iint \chi_{\beta}^{(-)}(\vec{k}_{\beta}, \vec{r}_{\beta}) \langle b, B | V_{bx} | a, A \rangle \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}) d\vec{r}_{\alpha} d\vec{r}_{\beta} \quad (\text{II.20})$$

Où $\langle b, B | V_{bx} | a, A \rangle$ dit facteur de forme, contient toutes les informations spectroscopiques, à savoir, moments angulaires, parités et facteurs spectroscopiques des états excités des noyaux concernés.

Les règles de sélection des moments angulaires et parités seront développées par la suite.

$\langle b, B | V_{bx} | a, A \rangle$ s'écrit :

$$\langle b, B | V_{bx} | a, A \rangle = \int \psi_b^{(-)} \psi_B^{(-)} W_{bB} \psi_a \psi_A d\xi \quad (\text{II.21})$$

ξ représente toutes les coordonnées internes indépendantes de \vec{r}_{α} et \vec{r}_{β} .

Pour résumer tout cela, les éléments nécessaires au calcul des sections efficaces théoriques par le formalisme de la DWBA sont dans notre cas : les paramètres du potentiel optique de la voie d'entrée $^{12}\text{C}+^7\text{Li}$ et de la voie de sortie $^{16}\text{O}+t$, le potentiel décrivant la fonction d'onde alpha dans le noyau de ^{16}O et le potentiel décrivant la fonction d'onde alpha dans ^7Li

II.4 Potentiel optique

Le potentiel optique $V(r)$ est un ingrédient important dans les calculs DWBA; il décrit la diffusion élastique des noyaux dans la voie d'entrée $A+a$ ou dans la voie de sortie $B+b$.

Ici, les potentiels optiques utilisés pour calculer les fonctions d'ondes sont de la forme suivante [OUL12] :

$$V_{opt} = V_{volumique} + V_{surfaique} + V_{spin-orbite} + V_{coulombien} \quad (II.22)$$

avec :

$$V_{volumique} = -V_0 f(r, r_R, a_R) + iW f(r, r_v, a_v)$$

$$V_{surfaique} = 4W_s \frac{df(r, r_s, a_s)}{dr}$$

$$V_{spin-orbite} = \frac{V_{s,o}}{r} \frac{\hbar}{m_e c} \vec{\sigma} \vec{L} \frac{df(r, r_{s.o}, a_{s.o})}{dr}$$

et

$$f(r, r_i, a_i) = \left(1 + \frac{e^{r-r_i A^{\frac{1}{3}}}}{a_i}\right)^{-1} \quad (II.23)$$

où :

- V_0 est la profondeur du puit de potentiel réel volumique.

- $W, W_s, V_{s,o}$ sont respectivement les profondeurs des puits de potentiel d'absorption volumique, surfacique et de spin-orbite.

- $V_{coulombien}(r)$ est le potentiel coulombien d'une sphère uniforme chargée de rayon $R_c = r_0 A^{1/3}$.

-Les r_i, a_i sont les rayons et les diffusivités de ces potentiels.

- R_c est le rayon du potentiel coulombien

II.5 Barrière coulombienne

Les réactions de fusion nucléaire font intervenir des noyaux chargés positivement. En plus de l'interaction forte le phénomène fait intervenir la force de répulsion électrostatique entre les deux noyaux.

Dans une description, à l'aide des niveaux d'énergie cette répulsion se présente comme une barrière appelée la barrière coulombienne, en référence à la loi de Coulomb, qui doit être vaincue dans le but de réaliser cette réaction.

On considère cette barrière comme une barrière de potentiel suivie par un puit de potentiel qui représente l'attraction de l'interaction forte, la hauteur de cette barrière diffère selon les nucléons et est donnée sous la forme :

$$E_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0} \sim Z_1 Z_2 \text{MeV} \quad (\text{II.24})$$

r_0 étant le rayon nucléaire qui se donne approximativement selon la formule suivante :

$$r_0 = 1.44 \times 10^{-13} A^{1/3} \text{cm} \quad (\text{II.25})$$

II.6 Facteur Spectroscopique

Pour relier les réactions de transfert aux structures nucléaires que ce soit pour une étude théorique ou expérimentale, les scientifiques ont introduit la notion de facteur spectroscopique.

Théoriquement ces facteurs sont définis comme l'intégrale du recouvrement entre la fonction d'onde d'un noyau constitué de A nucléons dans un état initial $|\psi_0^A\rangle$ et la fonction d'onde avec $A-1$ nucléons pour un état de trou ou avec $A+1$ nucléons pour un état de particule :

$$S_{\pm} = \int |\langle \psi_{\alpha}^{A\pm 1} / a^{(\dagger)} | | \psi_0^A \rangle|^2 dr \quad (\text{II.26})$$

Avec :

α : représente l'état de la particule ou du trou considéré

$a^{(\dagger)}$: l'opérateur de création ou d'annihilation de cette même particule

Dans notre cas, les facteurs spectroscopiques sont dépendants des fonctions d'ondes des voies d'entrée et de sortie et représentent les probabilités que le noyau ${}^7\text{Li}$ soit constitué d'un cluster α et d'un triton, et que le noyau de ${}^{16}\text{O}$ soit composé d'un noyau ${}^{12}\text{C}$ et d'un cluster α arraché au noyau ${}^7\text{Li}$ comme suit :

$$S'_{\alpha} = \langle {}^7\text{Li} | t \otimes \alpha \rangle^2 \quad (\text{II.27})$$

$$S_\alpha = \langle {}^{16}\text{O} | {}^{12}\text{C} \otimes \alpha \rangle^2 \quad (\text{II.28})$$

Ces facteurs spectroscopiques sont reliés aux sections efficaces différentielles de transfert mesurés expérimentalement et celle calculées avec le formalisme de l'approximation de Born pour les ondes distordues que l'on verra dans le prochain chapitre, par la formule :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}(\theta) = S'_\alpha S_\alpha \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA}(\theta) \quad (\text{II.29})$$

Avec :

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}$: section efficace différentielle expérimentale.

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA}$: section efficace différentielle calculée avec le formalisme de la DWBA.

Le facteur spectroscopique S'_α décrivant le recouvrement α -t dans le ${}^7\text{Li}$ a été déduit à partir de travaux expérimentaux et théoriques antérieurs et est estimé à 1 [PEL08].

Le facteur spectroscopique, S_α , des états peuplés de l' ${}^{16}\text{O}$ devient alors :

$$S_\alpha = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}(\theta)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA}(\theta)} \quad (\text{II.30})$$

Ce calcul est valide uniquement pour les réactions où le transfert direct est dominant. On retrouvera dans la suite de ce chapitre les valeurs des différents facteurs spectroscopiques obtenus

I.7 Largeurs réduites

Une fois les facteurs spectroscopiques obtenus, on peut déterminer de nouvelles quantités appelées les largeurs réduites qui représentent la probabilité d'obtenir une certaine voie de sortie par rapport aux autres, dans notre cas la voie de sortie est la voie alpha α , et nous pouvons grâce à un modèle à une particule [BEC78] la déterminer via la relation :

$$\gamma_{\alpha,l}^2(\mathbf{r}) = \frac{\hbar^2}{2\mu} r |\varphi_l(r)|^2 \quad (\text{II.31})$$

Avec :

r : rayon de la voie

μ : masse réduite du $^{12}\text{C}+\alpha$

$\varphi_l(r)$: fonction d'onde radiale du cluster α - ^{12}C dans l' ^{16}O donné par :

$$\varphi_l(r) = \sqrt{S_\alpha} \varphi_l^{DWBA}(r) \quad (\text{II.32})$$

S_α : Facteur spectroscopique défini précédemment par (II.30)

Avec :

$$\varphi_l^{DWBA}(r) = \frac{U_l^{DWBA}(r)}{r} \quad (\text{II.33})$$

Où :

$U_l^{DWBA}(r)$ est la fonction d'onde réduite donnée par le code FRESKO [THOS88] obtenue grâce à l'approximation de Born pour des ondes distordues (DWBA)

La relation obtenue et qui sera utilisée pour le reste des calculs est :

$$\gamma_{\alpha,l}^2(r) = \frac{\hbar^2 S_\alpha}{2\mu r} U_l^2(r)^{DWBA} \quad (\text{II.34})$$

Le calcul de la largeur réduite est effectué lorsque la fonction d'onde radiale α - ^{12}C a atteint un comportement asymptotique coulombien.

Afin de déterminer le rayon minimum pour lequel le calcul effectué est valide, il faut étudier la variation de la fonction d'onde radiale, de la largeur réduite des états raisonnant 1^- (7.12MeV) et 2^+ (6.92MeV) sous le seuil et du potentiel d'interaction de l'état 7.12MeV en fonction du rayon de la voie d'interaction r [OUL12]

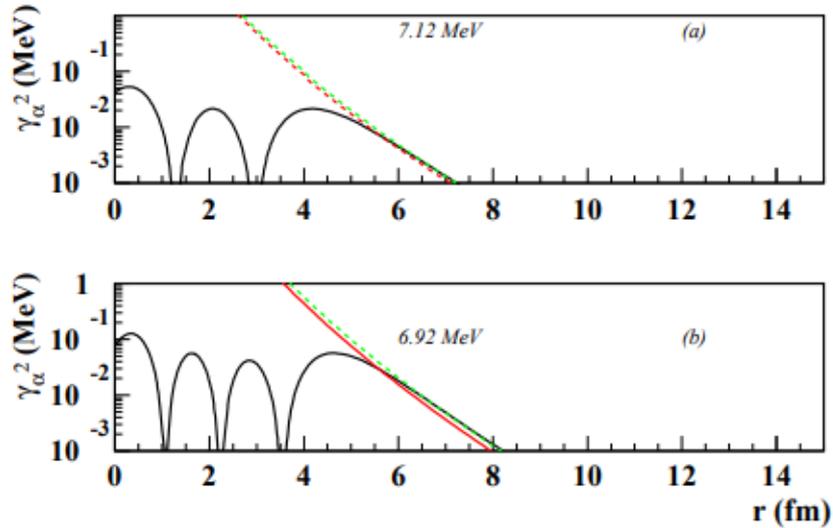


Figure (I.4) : a) et b) Variations de la largeur réduite- α des états 7.12MeV et 6.92MeV respectivement en fonction du rayon de voie en noir, de la largeur réduite Whittaker avec un ANC calculée à 6.5fm (en rouge) ou 7.7fm (en vert).

En se référant à la figure (I.4), il est observé que les largeurs réduites dérivées de l'équation (II.34) convergent asymptotiquement vers celles dérivées de l'équation de Whittaker [OUL12] pour des valeurs de rayon supérieures à 6.5fm et 5fm pour les deux états d'énergies 6.92MeV et 7.12MeV, respectivement.

Ces observations indiquent de manière concluante que le comportement asymptotique de la fonction d'onde se manifeste à partir du rayon $r=6.5\text{fm}$ lorsque les deux états sont pris en compte, et que le calcul des largeurs réduites est valide à partir de cette valeur de rayon.

I.8 Coefficient de normalisation asymptotique C^2

Le coefficient de normalisation asymptotique ANC détermine les asymptotes des fonctions d'onde nucléaires dans des canaux binaires à des distances entre des fragments qui dépasse le rayon de l'interaction nucléaire.

Le rôle important de les ANCs en astrophysique nucléaire a été remarqué la première fois lorsqu'il a été démontré qu'ils déterminaient la normalisation globale des sections efficaces des réactions de capture radiative périphérique [MUK90]

Nous pouvons calculer l'ANC d'un état considéré avec :

$$C^2 = S_\alpha \frac{U^2}{W^2(2kr)} = S_\alpha \frac{r^2 \varphi^2}{W^2(2kr)} \quad (\text{II.35})$$

Où :

$W(2kr)$: fonction de Whittaker

On peut aussi remonter à la valeur de la constante de normalisation asymptotique à travers :

$$C^2 = \frac{2\mu a}{\hbar^2} \frac{\gamma_{a,l}^2}{W^2(2kr)} \quad (\text{II.36})$$

Avec :

a : rayon d'interaction

Chapitre III

Code FRESCO et résultats

III.I Code FRESCO

FRESCO est un programme informatique, dont l'acronyme est « Fast Reaction Exact Stopping Calculation for Reactions of Light Nuclei ». Ce programme a été développé par Ian Thompson, pendant la période de 1983-2006. Il est fréquemment mis à jour [THOM09] et est utilisé dans plusieurs laboratoires à travers le monde, pour simuler toute réaction nucléaire et permet de calculer les sections efficaces de ces dernières, particulièrement pour les réactions impliquant des noyaux légers.

FRESCO utilise une approche de modèle optique pour décrire l'interaction entre les particules nucléaires incidentes et cibles, il prend en compte les effets de la diffusion élastique et inélastique ainsi que les réactions de transfert de particules, et la formation du noyau composé.

Le programme nécessite des données d'entrée, données sous la forme de cinq listes principales concernant différents aspects du calcul, la première est pour les paramètres généraux de la réaction, la seconde définit les propriétés intrinsèques du projectile et de la cible, la troisième est réservée pour les potentiels, la quatrième est dédiée aux fonctions de superposition radiales et la dernière inclut les couplages.

Le fichier de sortie principale, qui contient tout d'abord une représentation de tous les paramètres lus à partir du fichier d'entrée, fournira aussi un résumé des calculs des fonctions d'onde (y compris l'énergie de liaison, profondeur du potentiel ajusté, rayon efficace et coefficient de normalisation asymptotique) et la matrice de couplage des éléments. Pour chaque énergie du faisceau, il fournit des informations relatives aux variables cinématiques de la réaction en plus de la contribution à la section transversale de chaque onde partielle ainsi que les distributions angulaires.

Pour le fichier de sortie standard, en guise de rappel pour l'utilisateur, se trouve une liste d'autres fichiers qui ont été créés pendant l'exécution, contenant des informations supplémentaires, indiquées comme suit dans le tableau III.1 :

File	Routines	Use
2	SFRESKO	search specification file
3	FREADF, FR	temporary namelist file
4	INTER POTENT	input external KIND=1,2 form factors input external potentials
5		standard input
6		standard output
7	DISPX	S-matrix elements
13	FR	total cross sections for each Elab
16	CRISS	tables of cross sections
17	FR	output scattering waves
20-33	For users	(eg bound states, amplitudes)
34	POTENT	output potentials
35	FR	astrophysical S-factors for E_{cm}
36	CRISS	scattering Legendre coefficients
37	CRISS	scattering amplitudes
38	DISPX	cross sections for each $J\pi$
39	FR	2 cross sections for each E_{cm}
40	FR	all cross sections for each E_{lab}
41	SOURCE	source terms at each iteration
42	SOURCE	bin wave functions for each E
43	INFORM	bin phase shifts as k functions
44	INFORM	bin phase shifts as E functions
45	ERWIN	scattering phase shift as E functions
46	INFORM	ANC ratios & bound wave functions
47		reduced matrix elements
48	FR	misc log file
55	INFORM	Single-particle wave functions
56	FR	J fusion, reaction and nonelastic
57	FR	output CDCC amplitudes
58	INFORM	bound state wave functions
59	INFORM	bound state vertex functions
60-62	RMATRIX	trace of R-matrix calculations
66	INTER	KIND=1 nonlocal formfactor
71	FR	phase shifts as E_{lab} functions
75	FR	astrophysical S-factors for Elab
89	MULTIP	all coupling potentials
105	FCN	χ^2 progress during fitting
106	FCN	parameter snapshots during fitting
200	CRISS	elastic cross section if not fort.201
201-210	CRISS	cross sections (cf 16) of up to 10 states
301	CDCIN	new Fresco input
303	SFRESKO	input search file
304	SFRESKO	output plot file
305	CDCIN	new input from CDCC, col format
306	SFRESKO/FRXX0	input Fresco file
307	SFRESKO/FRXX0	initial Output Fresco file
308	SFRESKO/FRXX0	main Output Fresco file

Tableau (III.1) : Allocation des fichiers pour les entrées et sorties pour FRESKO.

Dans ce travail nous avons utilisé les fort. suivants :

-Fort.202 : pour extraire les sections efficaces de transfert de la réaction $^{12}\text{C} (^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$.

-Fort.34 : pour les potentiels d'interaction.

-Fort.58 : pour les fonctions d'onde radiales.

La détermination des distributions angulaires (sections efficaces différentielles) a été réalisée grâce aux calculs DWBA effectués avec le code FESRCO. Pour cela un ensemble de paramètres est intégré dans ce code sous forme de carte, chacune de ces cartes contient des renseignements sur [OUL12] :

- Les caractéristiques des noyaux (masse, moment angulaire, spin, parité...)
- L'énergie incidente.
- Le bilan de réaction.
- Les énergies de liaison.
- Les paramètres des potentiels optiques décrivant la voie d'entrée et la voie de sortie.
- Le potentiel décrivant l'interaction du cluster alpha avec le triton dans le noyau ^7Li de la voie d'entrée et celui décrivant l'interaction de l'alpha transféré avec le noyau cible ^{12}C dans le noyau ^{16}O de la voie de sortie.

La forme du code est structurée comme suit :

```

12c7lit_692e1.in - /home/Nadia/fresco/frxy/
File Edit Search Preferences Shell Macro Windows
]c12(Li7, t)
0.10 50.00 0.05 0.050 10.00 0.
0. 20. -1.0 F F
0 0.0 50. 0.01
0.0 \ 1 3 0 36 00 00 0.05 0.0 0.01
1 0 0 0 1 1 1 0 0 0
LI7 7.0160 3.0 - 1 12C 12. 6.0 0.
1.5 -1 0.00000 1 0.0 +1 0.000
TRIT 3.0160 1.0 1 160 15.994 8.0 4.69
0.5 +1 0.00000 2 2.0 +1 6.920

1 0 0 12. 0.00 1.27
1 1 0 245.0 1.210 0.759 14.7 2.00 0.909
2 0 0 16. 0.00 1.30
2 1 0 165.4 1.16 0.750 16.40 1.50 0.820
3 0 0 1.00 0.0 5.00
3 1 0 50. 3.00 0.730
4 0 0 1.000 0.0 2.050
4 1 0 91.2 2.05 0.700

1 1 2 1 0 2 1 0. 1. 4 0 2.467 1 3 0
2 1 2 2 0 4 2 0. 2. 3 0 0.245 1 3 0

-2 1 7 0 0 0
1 1 1 1 +1.00 !IN=1 "projectile" overlap t 7Li ff numero kn=2
-2 1 1 2 +1.00 !IN=2 "cible" overlap 12C-16O ff numero kn=1
0 1 1
34.0

```

Figure (III.1) : données extraites du code FRESKO pour la réaction $^{12}\text{C} (^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ pour l'état 6.92 MeV avec e1 voie d'entrée et v0 voie de sortie.

Les dix premières lignes de la figure (III.1) représentent les informations inchangées sur les noyaux ^{12}C , ^7Li , ^{16}O et tr comme suit :

1^{ère} ligne : $^{12}\text{C}+^7\text{Li}\rightarrow^{16}\text{O}+\text{tr}$; représente le nom de l'interaction.

2^{ème} et 3^{ème} ligne : pas de changement (ne concerne pas la réaction de transfert)

4^{ème} ligne : $0 \text{ fm} \leq r \leq 50 \text{ fm}$ par pas de 0.01 fm ; représente la variation du rayon d'interaction.

7^{ème} ligne : ^7Li UMA=7.0160 Z=3 ^{12}C UMA=12 Z=6

8^{ème} ligne : spin du ^7Li = 1.5, de parité négative : -1 spin du ^{12}C : 0, de parité positive : +1.

9^{ème} ligne : Tr UMA= 3.0160 Z=3 ¹⁶O UMA=15.994 Z=8 Q=4.69 MeV

10^{ème} ligne : spin du triton : 0.5, de parité positive : +1 spin de ¹⁶O : 1, de parité négative : -1, l'état lié $E_x = 6.92$ MeV.

11^{ème} ligne : ¹²C de spin : 0 et $r_0 = 1.27$ fm et représente le rayon utilisé dans les calculs du potentiel de la voie d'entrée.

12^{ème} ligne : paramètres de la voie d'entrée e1 (voir tableau III.2).

13^{ème} ligne : ¹⁶O de spin 0 et $r_0 = 1.30$ fm et représente le rayon utilisé dans les calculs du potentiel de la voie de sortie.

14^{ème} ligne : paramètres de voie de sortie v0 (voir tableau III.3).

15^{ème} ligne : pas de changement (Avec $R=5$ fm et représente le rayon de l'¹⁶O formée par le ¹²C + α , $R = r_0 A_1^{1/3} + r_0 A_2^{1/3}$).

16^{ème} ligne : rayon d'interaction $r_{int} = 3$ fm, diffusivité $d_{int} = 0.73$ fm de la voie d'entrée.

17^{ème} ligne et 18^{ème} ligne : concerne la voie de sortie ; rayon d'interaction $r_{int} = 2.05$ fm, diffusivité $d_{int} = 0.7$ fm, 91.2 MeV puit de potentiel.

19^{ème} : pas de changement (ne concerne pas la réaction de transfert).

20^{ème} ligne : décrit l'état excité en question de l'¹⁶O (nombre de nœuds, spin, et l'état résonnant $E_r =$ l'énergie d'excitation – bilan d'énergie)

21^{ème}, 22^{ème}, 23^{ème} et 24^{ème} : reste inchangé.

25^{ème} ligne : l'énergie incidente du faisceau de Lithium : « 34 MeV ».

Remarque :

Certains paramètres du code FRESKO demeurent inchangés durant cette réaction comme il est possible de le voir dans certaines lignes, d'autres paramètres varient selon la variation du potentiel d'entrée et de sortie, du rayon d'interaction, de la diffusivité, de l'état excité de l'¹⁶O formé par la réaction de transfert...

Une fois tous ces paramètres introduits dans le code, on procède à l'exécution du programme en écrivant l'instruction nécessaire pour exécuter le code : **./fresco <nom du fichier.in>.toto**, avec toto l'ensemble des fichiers résultats.

Nous pouvons mieux observer ces changements en comparant la figure III.3 aux résultats affichés par le code FRESCO pour la réaction de capture radiative pour un état différent comme suit :

```

12c7lit_712e1.in - /home/Nadia/fresco/frxy/
File Edit Search Preferences Shell Macro Windows
c12(Li7, t)
0.10 50.00 0.05 0.050 10.00 0.
0.20 -1.0 FF
0 0.0 50. 0.01
0.0 1 3 0 36 00 00 0.05 0.0 0.01
1 0 0 0 1 1 1 0 0 0
LI7 7.0160 3.0 - 1 12C 12. 6.0 0.
1.5 -1 0.00000 1 0.0 +1 0.000
TRIT 3.0160 1.0 1 160 15.994 8.0 4.69
0.5 +1 0.00000 2 1.0 -1 7.120

1 0 0 12. 0.00 1.27
1 1 0 245.0 1.210 0.759 14.7 2.00 0.909
2 0 0 16. 0.00 1.30
2 1 0 165.4 1.16 0.750 16.40 1.50 0.820
3 0 0 1.00 0.0 5.00
3 1 0 50. 3.00 0.730
4 0 0 1.000 0.0 2.050
4 1 0 91.2 2.05 0.700

1 1 2 1 0 2 1 0. 1. 4 0 - 2.467 1 3 0
2 1 2 2 0 3 1 0. 1. 3 0 0.045 1 3 0

-2 1 7 0 0 0
1 1 1 1 +1.00 !IN=1 "projectile" overlap t 7Li ff numero kn=2
-2 1 1 2 +1.00 !IN=2 "cible" overlap 12C-160 ff numero kn=1
0 1 1
34.0

```

Figure (III.2) : données extraites du code FRESCO pour la réaction $^{12}\text{C} (^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ pour l'état 7.12 avec e1 voie d'entrée et v0 voie de sortie.

On peut constater que les dix premières lignes restent identiques sauf pour le dernier point de la dixième qui représente l'état lié considéré, dans ce cas c'est l'état 7.12 MeV.

Pour la 12^{ème} et la 14^{ème} ligne, les potentiels d'entrées et de sorties sont inchangés aussi.

En suite le reste demeure inchangé aussi jusqu'à la 20^{ème} ligne où on remarque que le nombre de nœuds, le spin et l'énergie de résonance ont changé.

On peut remarquer ici que le changement d'état vers un autre entraîne un changement de données uniques à certaines lignes.

Dans ce code, les modifications sont faites d'un état vers un autre, d'une réaction vers une autre ou d'une énergie incidente à une autre.

Chaque code fait appel à un fichier résultat et c'est à partir de ces fichiers qu'on obtient les données nécessaires pour les calculs théoriques effectués.

Dans le tableau suivant (III.2) sont présentés les énergies d'excitation E_x , les énergies de liaison E_L de la particule α , le nombre de nœuds N (nombre de fois ou la fonction d'onde radiale s'annule, elle est donnée par la formule de Talmy-Weschinsky [LUC75] ou $2N+L=\sum_i(2n + l_i)$ où i représente le nucléon de valence de l'état peuplé de ^{16}O) et J le moment angulaire de la particule α transférée.

E_x (MeV)	6.92	7.12
J	2	1
$N=N_c+1$	4	3
Parité	+1	-1
E_L (MeV)	0.245	0.045

Tableau (III.2) : Récapitulatif des énergies de liaison, nombres de nœuds, moments angulaires de l'état peuplé dans ^{16}O et parités de l' α transféré.

III.2 Résultats et discussion

III.2.1 Influence des paramètres du code Fresco sur les distributions angulaires

Dans cette partie, nous allons voir l'impact des différents paramètres du code FRESCO sur la détermination des sections efficaces différentielles (distributions angulaires) de la réaction $^{12}\text{C} (^7\text{Li}, t) ^{16}\text{O}$

Dans un premier temps, nous allons présenter l'impact des potentiels de la voie d'entrée, de la voie de sortie, des rayons d'interaction et de la diffusivité sur les sections efficaces différentielles.

a- Paramètre du potentiel optique de la voie d'entrée

Les paramètres du potentiel optique de la voie d'entrée $^{12}\text{C}+^7\text{Li}$ utilisés dans ce travail sont ceux issus des travaux de Scummacher et al. [SCH73] voir tableau (III.2).

Ces valeurs sont extraites des meilleurs ajustements des sections efficaces différentielles de diffusion élastique $^{12}\text{C} (^7\text{Li}, ^7\text{Li}) ^{12}\text{C}$ mesurées à 34 MeV.

Potentiel	$R_c(fm)$	$V_R(MeV)$	$r_R(fm)$	$a_R(fm)$	$W(MeV)$	$r_v(fm)$	$a_v(fm)$
e0	1.27	187.8	1.208	0.824	12.9	2.17	0.77
e1	1.27	245.0	1.210	0.759	14.7	2.00	0.909
e2	1.27	139.1	1.62	0.58	18.8	1.99	0.93

Tableau (III.3) : Potentiels optiques de la voie d'entrée $^{12}\text{C}+^7\text{Li}$

Où : les différents paramètres sont définis dans le chapitre II

Le potentiel de la voie de sortie est fixé à v_0 , la variation se fera ici au niveau des potentiels de la voie d'entrée. En utilisant le fichier fort.202 du code FRESCO, nous obtenons :

$\Theta_{CM}(^\circ)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}} (e0v_0)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}} (e1v_0)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}} (e2v_0)$
0.00	8.043	8.393	6.707
5.44	7.204	7.604	6.265
7.42	6.576	6.999	5.887
9.45	5.844	6.273	5.391
13.49	4.348	4.706	4.172
16.85	3.254	3.460	3.105
20.21	2.390	2.404	2.188
24.22	1.673	1.496	1.437
29.55	1.113	0.8831	0.9375
36.16	0.7000	0.6894	0.6305
44.01	0.4711	0.6873	0.4478

Tableau (III.4) : Ce tableau représente les résultats des sections efficaces au centre de masse pour des potentiels d'entrées différents (e0, e1, e2) pour l'état 6.92 MeV.

$\Theta_{CM}(\text{°})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}} (e0v0)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}} (e1v0)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}} (e2v0)$
0.00	1.520	1.447	1.420
5.45	1.319	1.267	1.241
7.43	1.161	1.123	1.101
9.46	0.9704	0.9459	0.9325
13.51	0.5758	0.5696	0.5835
16.88	0.3221	0.3190	0.3545
20.23	0.1893	0.1822	0.2277
24.25	0.1610	0.1480	0.1893
29.59	0.1780	0.1634	0.1857
36.21	0.1249	0.1143	0.1122
44.07	0.0810	0.0729	0.0571

Tableau (III.5) : Ce tableau représente les résultats des sections efficaces théoriques pour des potentiels d'entrées différents (e0, e1, e2) pour l'état 7.12 MeV.

Avec :

Θ_{CM} : l'angle de diffusion dans le centre de masse.

b- Paramètre du potentiel optique de la voie de sortie

Les paramètres du potentiel optique de la voie de sortie $t+^{16}\text{O}$ utilisé sont ceux provenant des précédents travaux de Garret et al. [GAR73]

Ils proviennent du meilleur ajustement possible des sections efficaces différentielles de diffusion élastique $^{24}\text{Mg}(t, t)^{24}\text{Mg}$ mesurées à 15 MeV.

Potentiel	$R_c(fm)$	$V_R(MeV)$	$r_R(fm)$	$a_R(fm)$	$W(MeV)$	$r_v(fm)$	$a_v(fm)$
v0	1.30	165.4	1.16	0.75	16.4	1.50	0.82
v1	1.30	162.9	1.16	0.69	17.9	1.50	0.82
v2	1.24	170.0	1.14	0.723	20.0	1.60	0.80

Table (III.6) : Potentiels optiques de la voie de sortie $^{16}\text{O}+t$

Ici le potentiel d'entrée est fixé à $e2$, la variation se fera ici au niveau des potentiels de la voie de sortie. En utilisant le fichier fort.202 du code FRESCO, nous obtenons :

$\Theta_{CM}(\circ)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}} (e2v0)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}} (e2v1)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}} (e2v2)$
0.00	6.707	6.512	5.726
5.44	6.265	6.064	5.365
7.42	5.887	5.687	5.057
9.45	5.391	5.197	4.651
13.49	4.172	4.017	3.644
16.85	3.105	3.004	2.747
20.21	2.188	2.148	1.960
24.22	1.437	1.457	1.301
29.55	0.9375	0.9884	0.8568
36.16	0.6305	0.6505	0.5713
44.01	0.4478	0.4140	0.3601

Tableau (III.7) : Ce tableau représente les résultats des sections efficaces théoriques pour des potentiels de sortie différents ($v0, v1, v2$) pour l'état 6.92 MeV.

$\Theta_{CM}(\circ)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}} (e2v0)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}} (e2v1)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}} (e2v2)$
0.00	1.420	1.278	1.071
5.45	1.241	1.118	0.9474
7.43	1.101	0.9946	0.8496
9.46	0.9325	0.8472	0.7311
13.51	0.5835	0.5453	0.4825
16.88	0.3545	0.3470	0.3171
20.23	0.2277	0.2344	0.2232
24.25	0.1893	0.1950	0.1886
29.59	0.1857	0.1865	0.1693
36.21	0.1122	0.1198	0.0977
44.07	0.0571	0.0598	0.0515

Tableau (III.8) : Ce tableau représente les résultats des sections efficaces théoriques pour des potentiels de sortie différents ($v0, v1, v2$) pour l'état 7.12 MeV.

c-Paramètre du potentiel d'interaction dans le noyau ^{16}O et ^7Li

Les paramètres de potentiel utilisés et qui décrivent l'interaction du cluster alpha avec le cœur ^{12}C dans l' ^{16}O ainsi que l'interaction de l'alpha avec le triton dans ^7Li est de type de Wood-Saxon, seul le terme réel volumique est considéré :

$$V_{int} = -V_0 f(r, r_{int}, a_{int}) \quad (\text{II.37})$$

Les valeurs initiales introduites dans le calcul FRESCO sont fixées à [OUL12] :

-La profondeur du puits $V_0 = 50\text{MeV}, 91.2\text{MeV}$ ajustée de façon à reproduire l'énergie de liaison de la particule α correspondant à chaque niveau peuplé de l' ^{16}O et le ^7Li respectivement.

-Le rayon coulombien R_c fixé à 5fm et 2.05fm pour l' ^{16}O et le ^7Li respectivement.

-Le rayon d'interaction r_{int} initialement fixé 3fm et à 2.05fm l' ^{16}O et le ^7Li

d-Variation des rayons d'interaction r_{int}

Les potentiels d'entrée et de sortie utilisés pour les variations des rayons d'interaction ont été fixés à e_0v_0 , avec une diffusivité $a_{int} = 0.73 \text{ fm}$

r_{int}	r1	r2	r	r3	r4
(fm)	2.5	3	3.5	4	4.5

Tableau (III.9) : Valeurs des rayons d'interaction utilisés

$\Theta_{\text{CM}}(^{\circ})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{Th}}}$ (r)	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{Th}}}$ (r1)	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{Th}}}$ (r2)	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{Th}}}$ (r3)	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{Th}}}$ (r4)
0.00	2.251	1.850	1.792	1.622	1.490
5.44	2.017	1.667	1.612	1.477	1.371
7.42	1.841	1.529	1.473	1.357	1.263
9.45	1.636	1.367	1.310	1.208	1.111
13.49	1.211	1.025	0.973	0.888	0.805
16.85	0.911	0.761	0.734	0.674	0.616
20.21	0.669	0.540	0.563	0.544	0.538
24.22	0.468	0.347	0.434	0.467	0.512
29.55	0.311	0.212	0.313	0.354	0.388
36.16	0.196	0.155	0.176	0.182	0.187
44.01	0.131	0.131	0.111	0.134	0.180

Tableau (III.10) : Ce tableau représente les résultats des sections efficaces théoriques pour des rayons d'interaction différents (r, r1, r2, r3, r4) pour l'état 6.92 MeV.

$\Theta_{CM}(\circ)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}(r)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}(r1)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}(r2)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}(r3)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}(r4)$
0.00	0.365	0.281	0.258	0.242	0.208
5.45	0.317	0.243	0.250	0.214	0.182
7.43	0.278	0.214	0.222	0.191	0.163
9.46	0.233	0.179	0.187	0.162	0.139
13.51	0.138	0.109	0.112	0.100	0.089
16.88	0.077	0.063	0.065	0.062	0.059
20.23	0.045	0.037	0.041	0.043	0.044
24.25	0.038	0.029	0.037	0.039	0.038
29.59	0.042	0.032	0.039	0.037	0.033
36.21	0.030	0.026	0.026	0.025	0.025
44.07	0.019	0.019	0.017	0.018	0.019

Tableau (III.11) : Ce tableau représente les résultats des sections efficaces théoriques pour des rayons d'interaction différents (r, r1, r2, r3, r4) pour l'état 7.12 MeV.

d-Variation des diffusivités d

Ici pour la variation des diffusivités, le potentiel d'entrée et de sortie choisi est $e0v0$ et le rayon d'interaction choisi est $r_4=4.5$ fm.

a	a1	a2	a	a3	a4
(fm)	0.53	0.63	0.73	0.83	0.93

Tableau (III.12) : Valeurs des diffusivités utilisées

$\Theta_{CM}(\circ)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}(d1)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}(d2)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}(d)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}(d3)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}(d4)$
0.00	1.218	1.437	1.490	1.370	1.357
5.44	1.101	1.314	1.371	1.258	1.232
7.42	1.009	1.210	1.263	1.153	1.119
9.45	0.899	1.077	1.111	1.013	0.972
13.49	0.677	0.794	0.805	0.714	0.677
16.85	0.535	0.613	0.616	0.551	0.542
20.21	0.449	0.520	0.538	0.505	0.524
24.22	0.390	0.473	0.512	0.498	0.522
29.55	0.296	0.363	0.388	0.363	0.359
36.16	0.143	0.182	0.187	0.174	0.179
44.01	0.118	0.154	0.180	0.185	0.202

Tableau (III.13) : Ce tableau représente les résultats des sections efficaces théoriques pour des diffusivités différentes (d1, d2, d, d3, d4) pour l'état 6.92 MeV.

$\Theta_{CM}(^\circ)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}$ (d1)	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}$ (d2)	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}$ (d)	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}$ (d3)	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Th}}$ (d4)
0.00	0.141	0.158	0.208	0.186	0.176
5.45	0.128	0.141	0.182	0.160	0.149
7.43	0.116	0.127	0.163	0.141	0.130
9.46	0.101	0.109	0.139	0.119	0.109
13.51	0.067	0.071	0.089	0.077	0.072
16.88	0.043	0.047	0.059	0.053	0.050
20.23	0.031	0.034	0.044	0.039	0.038
24.25	0.028	0.030	0.038	0.033	0.030
29.59	0.026	0.027	0.033	0.028	0.025
36.21	0.018	0.019	0.025	0.022	0.021
44.07	0.013	0.015	0.019	0.017	0.016

Tableau (III.14) : Ce tableau représente les résultats des sections efficaces théoriques pour des diffusivités différentes (d1, d2, d, d3, d4) pour l'état 7.12MeV.

III.3.2 Détermination des largeurs réduites et des ANC

III.3.2.a Facteur spectroscopique

Les valeurs des facteurs spectroscopiques sont déterminées à partir de la formule du chapitre II (II.30) :

$$S_\alpha = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}(\theta)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA}(\theta)} \quad (II.30)$$

Dans les calculs suivants, nous utilisons les valeurs des facteurs spectroscopiques déjà obtenus à travers le test de maximum de vraisemblance à 3σ sur les ajustements obtenus aux deux énergies incidentes 28MeV et 34MeV [OUL12] :

Ex (MeV)	6.917	7.117
$S_\alpha \pm \Delta S_\alpha$	$0.15^{+0.05}_{-0.04}$	0.07 ± 0.03

Tableau (III.15) : Valeurs des facteurs spectroscopiques des états 6.92 MeV et 7.12 MeV de $1^{16}O$ et des incertitudes associées.

Ces facteurs seront utilisés pour déterminer les largeurs réduites des états 6.92 MeV et 7.12 MeV aux rayons 6.5 fm et 7.7fm.

III.3.2.b Valeurs des largeurs réduites

En utilisant la formule (II.31) et en utilisant les valeurs de $U^2(r)$ qu'on a pu extraire du fichier fort.58 du code FRESCO :

$$\gamma_{\alpha,l}^2(r) = \frac{\hbar^2}{2\mu} r |\varphi_l(r)|^2 \quad (\text{II.31})$$

Et on trouve :

Pour l'état 6.92 MeV :

r (fm)	S_α	$r\varphi(r) = U_{DWBA}(r)$	$\gamma_i^2(\text{KeV})$
6.5	0.15	-0.336543	18.2071
7.7	0.15	-1.0155399	3.27

Tableau (III.16) : Valeur moyenne des facteurs spectroscopiques et des largeurs réduites pour l'état 6.92 MeV.

Pour l'état 7.12 MeV :

r (fm)	S_α	$r\varphi(r) = U^{DWBA}$	$\gamma_i^2(\text{KeV})$
6.5	0.07	0.283904	6.0465
7.7	0.07	0.141737	1.2722

Tableau (III.17) : Valeur moyenne des facteurs spectroscopiques et des largeurs réduites pour l'état 7.12 MeV.

III.3.2.c Valeurs des ANC

Les valeurs ANC ont été calculées à partir de la formule (II.35) :

$$C^2 = S_\alpha \frac{U^2}{W^2(2kr)} = S_\alpha \frac{r^2 \varphi^2}{W^2(2kr)} \quad (\text{II.35})$$

et les valeurs de la fonction de Whittaker utilisées pour ce calcul ont été extraites à partir du fichier fort.58 Code FRESCO et les largeurs réduites utilisées sont celles du tableau (III.15) et (III.16) et nous obtiendrons les résultats suivants :

r (fm)	$C^2(6.92 \text{ MeV})$ 10^{10} fm^{-1}	$C^2(7.12 \text{ MeV})$ 10^{28} fm^{-1}
6.5	1.42	3.097
7.7	1.518	3.225

Tableau (III.17) : Valeurs moyennes des ANC des états 6.92 MeV et 7.12 MeV aux rayons de voie 6.5 fm et 7.7 fm

La comparaison de nos valeurs des ANC calculées dans le tableau III.17 à celles issues des travaux de Oulebsir [OUL12], Belhout et al [BEL08], Becchetti et al [BEC78], Brune et al [BRU99] est résumée dans les tableaux suivants :

Auteur	$\gamma_i^2(\text{KeV})$	$C^2*10^{10} \text{ fm}^{-1}$
Nos résultats	18.2071	1.42
OUL [OUL12]	26.70±10.30	2.08±0.80
BRU[BRU99]	21.29±2.94	1.29±0.23
BEC[BEC78]	25.06	2.02
BEL[BEL08]	98±29.4	$1.96^{+1.41}_{-1.27}$

Tableau (III.18) : Largeurs réduites- α et constantes ANC de l'état 6.92 MeV au rayon de voie 6.5 fm.

Auteur	$\gamma_i^2(\text{KeV})$	$C^2*10^{28} \text{ fm}^{-1}$
Nos résultats	6.0465	3.097
OUL [OUL12]	7.80±2.70	3.98±1.38
BRU[BRU99]	8.45±1.74	4.33±0.84
BEC[BEC78]	8.88	4.55
BEL[BEL08]	22.54±9.0	3.48±2

Tableau (III.18) : Largeurs réduites- α et constantes ANC de l'état 7.12 MeV au rayon de voie 6.5 fm.

D'après les résultats exprimés dans les tableaux III.18 et III.17, on remarque les résultats obtenus au rayon de voie 6.5 fm pour les états 6.92 MeV et 7.12 MeV respectivement comparés à ceux des travaux précédents sont cohérents et pour les largeurs réduites, ils sont en accords avec les travaux de Oulebsir, Brune et en

désaccord avec ceux de Bechetti et Belhout, et pour les constantes ANC les valeurs sont en désaccords uniquement avec les valeurs de Becchetti.

Pour le rayon 7.7 fm :

Auteur	γ_i^2 (KeV)	$C^2 \cdot 10^{10} \text{ fm}^{-1}$
Nos résultats	3.27	1.518
OUL [OUL12]	7.38±4.11	3.41±1.90

Tableau (III.19) : Largeurs réduites- α et constantes ANC de l'état 6.92 MeV au rayon de voie 7.7 fm.

Auteur	γ_i^2 (KeV)	$C^2 \cdot 10^{28} \text{ fm}^{-1}$
Nos résultats	1.2722	3.225
OUL [OUL12]	2.03±0.95	5.13±2.40

Tableau (III.20) : Largeurs réduites- α et constantes ANC de l'état 7.12 MeV au rayon de voie 7.7 fm.

D'après les tableaux (III.19) et (III.20), on remarque les résultats obtenus au rayon de voie 7.7 fm pour les deux états 6.92 MeV et 7.12 MeV, comparés aux résultats de Oulebsir sont cohérents et en accord avec ses valeurs .

Conclusion

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

L'objectif de ce mémoire est de résumer quelques connaissances relatives aux différents concepts de l'astrophysique nucléaire et du problème de la réaction de capture radiative $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ dans les étoiles massives.

La première partie résume quelques connaissances de base en astrophysique, de la naissance des étoiles aux réactions nucléaires à leurs sein, tout en expliquant la problématique de la réaction de capture radiative et de l'alternative pour laquelle nous avons opté.

Dans la seconde partie, nous avons défini la théorie de la DWBA et son application dans le cadre de réaction de transfert et nous avons introduit les notions de facteur spectroscopique, largeur réduite et constante de normalisation asymptotique ANC.

En dernier, nous avons brièvement introduit le code de calcul appelé le code FRESCO qui est utilisé dans le cadre de la DWBA (Distorted Wave Born Approximation) et l'ensemble de données relatives aux caractéristiques spectroscopiques des noyaux intervenant dans la réaction $^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$, à savoir : le nombre de masse, le rayon de chaque noyau, leur spin... ainsi que les différents paramètres décrivant l'interaction : paramètre de la voie d'entrée $^{12}\text{C}+{}^7\text{Li}$, de la voie de sortie $^{16}\text{O} + t$...

A travers ce travail, on a pu apprendre l'utilité et l'utilisation du code FRESCO qui nous a permis d'extraire les sections efficaces différentielles de l'état 6.92 MeV et 7.12 MeV en faisant varier plusieurs paramètres à savoir: potentiels de voie d'entrée, potentiels de voie de sortie, diffusivités et rayons d'interaction. Nous avons pu ainsi calculer les valeurs des largeurs réduites et de la constantes ANC pour les deux états d'intérêt, aux rayons à $r=6.5$ fm et $r= 7.7$ fm, paramètres importants dans la détermination du taux de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$.

Perspectives

Dans le but de déterminer avec une meilleure précision (10%) le taux la réaction de capture radiative $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, des recherches sont toujours en cours pour et le progrès a eu effectivement lieu :

Le 06 Avril 2023, les premiers résultats des expériences sous terraines, réalisées à JUNA (Jinping Underground Nuclear Astrophysics), ont été obtenus, où une mesure directe a été effectuée près de la fenêtre de Gamow en utilisant un faisceau d'ion d'hélium $^4\text{He}^{2+}$ de haute intensité afin de fournir les meilleures extrapolations des modèles. Le faisceau utilisé a une intensité de 1 emA pour obtenir la limite supérieure la plus sensible de 10^{-12} Barn à $E_{\text{CM}}=552$ KeV puis déduit la section efficace et la limite supérieure de cette réaction près de la fenêtre de Gamow en ajustant les paramètres de l'accélérateur et en réduisant les bruits de fond induit par la cible dans des conditions favorables, les résultats de la recherches sont actuellement en cours de préparation et des améliorations supplémentaires sont prévues pour la prochaine étape de l'expérience JUNA visant à obtenir une intensité de faisceau plus élevée, une pureté de la cible et des niveaux vides améliorées. [JUNA23]

Une autre étude a été menée pour une nouvelle détermination du taux de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ et son impact sur l'écart de masse des trous noirs. Une mesure précise du coefficient de normalisation asymptotique ANC a été menée pour l'état fondamentale (GS) à travers la réaction de transfert $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^7\text{Li})^{16}\text{O}$ en utilisant un spectrographe magnétique Quadrople-3-Dipole (Q3D). Ce travail éclaire la disparité existante entre de plus de 2 ordres de grandeur entre les valeurs précédemment reportées de l'ANC du GS. [YANG23]

Bibliographie

- [ARN99] M. Arnould et al., Rep. Prog. Phys. 62, 395 (1999)
- [AZU94] A. Azuma et al., Phys. Rev. C. 50 1194 (1994).
- [BAU89] G. Baur et al., Nucl. Phys. A 504, 352 (1989).
- [BEC78] F.D. Becchetti et al., Nucl Phys A 305, 293(1978).
- [BEL07] A. Belhout et al., Nucl. Phys. A 793, 178 (2007)
- [BOD67] P. Bodenheimer, “The formation of stars by gravitational collapse”, Annual Review of Astronomy and Astrophysics (1967)
- [BRU99] C.R. Brune et al., Phys Rev Lett. 83, 4025(1999).
- [BRU06] Brune G. Elmegreen,” The formation of stars”, Sciences (2006)
- [CHAR12] C. Charbonnel, « Evolution stellaire : des étoiles aux naines blanches, aux étoiles à neutron et aux trous noir », La revue du ciel et de l'espace (2012)
- [COB76] M.E. Cobern, D.J. Pisano and P.D. Parker, Phys. A 224,573 (1974)
- [HAN04] C.J. Hansen Stellar Interiors, Physical Principles, Structure, and Evolution (2004)
- [W.P23] W. P. Liu and (JUNA collaboration) 2023 *Chinese Phys. Lett.* **40** 060401
- [LUC75] L. Valentin Physique subatomique noyaux et particules, Tome I et II, Hermann, (1975).
- [MES65]] A. Messiah, Mécanique quantique, Tome I et II, Dunod (1965).
- [MUK99] A. M. Mukhamedzhanov and R.E. tribble: Phy Rev C. 59, 3418 (1999).
- [NUPEX] 2012-2020 NUPEX - Nuclear Physics Experience and its respective owners
- [OUL12] Thèse de doctorat « Etude de la réaction astrophysique $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ à travers la réaction de transfert », N.Oulebsir (2012)
- [THO88] I. J. Thomson, Comput. Phys. Rep 7 167 (1988).
- [THO09] Thompson, I., & Nunes, F. (2009). Getting started with Fresco. In Nuclear Reactions for Astrophysics: Principles, Calculation and Applications of Low-Energy Reactions, Cambridge: Cambridge University Press.

[TUR10]] C. Tur et al., *Astrophys. J* 718, 357 (2010).

[WEA93] T.A. Weaver and S.E. Woosley : *Phys. Rev. Lett.* 227, 65(1993).

[YANG23] Yangping Shen *et al* 2023 *ApJ* **945** 41

[ZHA93] Z. Zhao et al., *Phys. Rev. Lett.* 70, 2066(1993).