

N° d'ordre : 30/2011-M/PH

République Algérienne Démocratique et populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université des sciences et de la technologie Houari Boumediene
FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE
Présenté pour l'obtention du diplôme de Magister

EN : PHYSIQUE

Spécialité : Sciences Nucléaires

Par : Messili Fatma-Zohra(épouse Abid)

Sujet :

***Etude de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ aux énergies stellaires
en utilisant la méthode de la Matrice R :
Influence de la résonance à 183.3keV***

Soutenu publiquement le 12/12/2011, devant le jury composé de:

M^{me} F-Z IGHEZOU	Professeur à l'USTHB	Président
M A.CHAFA	Maître de Conférences à l'USTHB	Directeur de mémoire
M S.BARHOUMI	Professeur à l'USTHB	Examineur
M M.NEMOUCHI	Professeur à l'USTHB	Examineur
M C.BENCHOUK	Maître de Conférences à l'USTHB	Examineur

Dédicaces

Je dédie ce travail :

*A la mémoire de mon père Moussa qui nous a laissé un grand vide,
que Dieu lui accorde sa miséricorde.*

A ma très chère mère à qui je dois tout ;

A mon mari Abid Noureddine ;

A ma grand-mère ;

*A mes frères, mes sœurs et leurs maris, ma belle sœur, mes nièces et mes
neveux, chacun par son nom ;*

A toute ma famille et ma belle famille, petits et grands ;

A tous mes amis et mes collègues de travail ;

A tous ceux qui m'ont encouragée de près ou de loin.

Remerciements

Ce travail a été réalisé au laboratoire de recherche « Sciences Nucléaires et Interaction Rayonnement Matière » de la faculté de Physique de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene (USTHB) à Alger.

Je remercie tout d'abord mon directeur de thèse, Monsieur Azzedine CHAFA, maître de conférences, de m'avoir accueillie dans son groupe de recherche et d'être toujours disponible pour répondre à mes questions. Je lui exprime ma gratitude pour sa patience, ses encouragements et ses conseils permanents qui, j'en suis persuadée, me serviront toute au long de ma carrière.

Je tiens tout particulièrement à remercier Monsieur Mourad Fouka , attaché de recherche au CRRAG, qui m'a mise dans le bain des analyses en matrice R et qui m'a éclairci le chemin tout au long de mon travail.

J'adresse mes remerciements à M^{me} Fatma Zohra Ighezou, Professeur à l'USTHB, dont je garde un très bon souvenir comme enseignante, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma thèse.

Je remercie vivement M^r Slimane Barhoumi Professeur à l'USTHB pour la confiance qu'il a placée en moi en m'intégrant dans son laboratoire et d'avoir accepté d'examiner ce travail.

Mes remerciements vont également à Monsieur Chafik Benchouk, Maître de conférences à l'USTHB, et Monsieur Messaoud Nemouchi, Professeur à l'USTHB , pour avoir accepté de faire partie de ce jury.

Enfin mes remerciements à tous ceux qui m'ont encouragée et ont participé de près ou de loin à ce modeste travail.

Sommaire

INTRODUCTION	06
CHAPITRE I	10
I-1 Introduction	10
I-2 Généralité sur les réactions nucléaires d'intérêt astrophysique	11
I-3 Section efficace et facteur astrophysique des réactions nucléaire	13
I-3-1 facteur de pénétration de la barrière coulombienne	13
I-3-2 Section efficace, facteur astrophysique $S(E)$	15
I-4 Taux de réaction stellaire	16
I-4-1 Définition	16
I-4-2 Taux de réaction non résonant	18
I-4-3 Taux de réaction résonnant	20
I-4-3-a Définition d'une réaction résonnante	20
I-4-3-b Résonances étroites et isolées	20
I-5 Le phénomène des novae	22
I-5-1 La synthèse du ^{18}F dans les novae	23
I-5-2 Importance du ^{18}F et conditions d'observation du gamma de 511 keV	25
CHAPITRE II	
Formalisme de la matrice R et modèle de noyau composé	27
Introduction	27
II-1 Formalisme de la matrice R	27
II-2 Hypothèses de la théorie de la matrice R	29
II-3 Espace des configurations et forme des fonctions d'onde	29
II-3-1-espace de configuration	29
II-3-2-Caractéristique des voies	30
II-3-3- Fonctions d'ondes	31
II-3-4- La Matrice de collision U	33
II-3-4.1. Définition	33
II-3-4.2. Relation entre la matrice de collision U et la matrice R	33
II-3-5- Amplitude totale de diffusion dans le calcul de Lane et Thomas	35
II-3-6-Section efficace différentielle	36
II-3-7- Section efficace totale	37
II-3-8- Résonance du noyau composé	38
CHAPITRE III	
Analyse en Matrice R des données expérimentales de la réaction $^{17}\text{O} (p,\alpha) ^{14}\text{N}$	40
III-1 Introduction	40
III-2 Mesures antérieures des données de la réaction $^{17}\text{O} (p,\alpha) ^{14}\text{N}$	41
a- Travaux de Brown	41
b-Travaux de Kieser	43
c-Travaux de Chafa	46
d-D'autres données	47

e- Intérêt de ce travail	48
III-2-1- Caractéristiques des états excités du noyau composé ^{18}F	48
a- Diagramme des niveaux d'énergie dans le ^{18}F autour de la résonance à 183.3 keV	48
b- Conservation du spin et la parité J^π des niveaux	49
III-2- 2- Procédures d'ajustement	51
III-3 Données utilisées pour les résonances dans le ^{18}F	52
III-4 Résultats et discussions	55
III-4-1 : Etude de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ en utilisant le code de la matrice R	55
a-Section efficace différentielle de Kieser à 90° et 135°	55
b-Section efficace différentielle de Brown à 150°	58
III-4-2 : Influence de la résonance à $E_{\text{Rc.m}} = 183.3 \text{ keV}$ sur les grandeurs astrophysiques	60
1-Facteur astrophysique	60
2-Influence de la résonance à 183.3 keV sur la section efficace totale et différentielle	61
3-Influence de la résonance à 183.3keV sur le taux de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$	62
CONCLUSION	68
Références	70

Introduction

L'astrophysique nucléaire moderne tient compte de la relation étroite entre la physique nucléaire et l'astrophysique. La physique nucléaire s'occupe d'étudier les réactions et les quantités fondamentales mises en jeu dans les processus stellaires, d'extrapoler les données aux énergies astrophysiques et d'interpréter les résultats expérimentaux en utilisant des modèles théoriques. Elle s'occupe également de calculer les taux des réactions qui permettront aux astrophysiciens de modéliser les divers scénarios stellaires et d'étudier l'évolution des étoiles. L'astronomie intervient en comparant les données nucléaires aux observations astronomiques (radioactivité gamma de la galaxie, abondances des éléments obtenues par spectroscopie, courbes de lumière des supernovae, ...) ainsi qu'aux analyses d'échantillons de météorites.

«Nous sommes tous des poussières d'étoile. En faisant le lien entre l'infiniment petit et l'infiniment grand». Cette phrase rendue célèbre par l'astronome américain Carl Sagan et pour lequel l'astrophysique nucléaire a la possibilité de répondre aux questions qui interpellent l'humanité depuis des siècles.

- *Quelle est l'origine des éléments qui ont rendu la vie possible sur terre?*
- *Comment se sont formés le soleil, le système solaire, les étoiles, notre galaxie et quelle est leur évolution?*

L'astrophysique nucléaire tente, ainsi de répondre à ces questions [Arn99], car elle est la discipline scientifique qui étudie la production d'énergie et la synthèse des éléments (nucléosynthèse) dans les étoiles.

En effet, la production de presque tous les éléments du tableau périodique est due à la nucléosynthèse primordiale et stellaire.

L'évolution d'une étoile connaît plusieurs phases principales dominées par des réactions de fusion thermonucléaire caractéristique [Rol88]. Ces phases sont:

- La phase de combustion d'hydrogène à travers la chaîne p-p.
- La phase de combustion de l'hélium.
- La phase de combustion du carbone et de l'oxygène ou cycle C-N-O.
- La phase de combustion du silicium.

La plus grande partie de l'existence d'une étoile se passe sur la séquence principale où elle brûle de l'hydrogène ^1H pour former de l'hélium ^4He suivant une réaction de fusion nucléaire appelée cycle proton – proton (chaînes p-p). Une fois le cœur de l'étoile appauvri en hydrogène, elle quitte la séquence principale et devient une géante rouge. Au-delà, son destin va dépendre de sa masse. Les étoiles les moins massives évoluent en nébuleuses planétaires, alors que les autres deviennent supernovae.

Les réactions nucléaires possibles dépendent de la température atteinte, car plus un noyau atomique est lourd plus il contient de protons et plus la répulsion électromagnétique qu'il exerce est forte. Si la température dépasse 18 millions de degrés, une autre chaîne de réactions devient prédominante : le cycle Carbone, Azote, Oxygène ou cycle CNO dont l'efficacité est beaucoup plus dépendante de la température que le cycle p-p et la combustion de l'hélium.

Ce cycle CNO assure, entre autres, la formation d'isotopes tels ^{16}O , ^{17}O et ^{18}O [Fow75]. Il permet aussi la synthèse du ^{18}F à travers la réaction $^{17}\text{O}(\text{p}, \gamma)^{18}\text{F}$, en compétition avec la réaction $^{17}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{14}\text{N}$ qui aboutit à la formation du ^{14}N . D'autres réactions participent à la synthèse du ^{18}F dans les novæ tel que montré sur la figure 1 [Cha07].

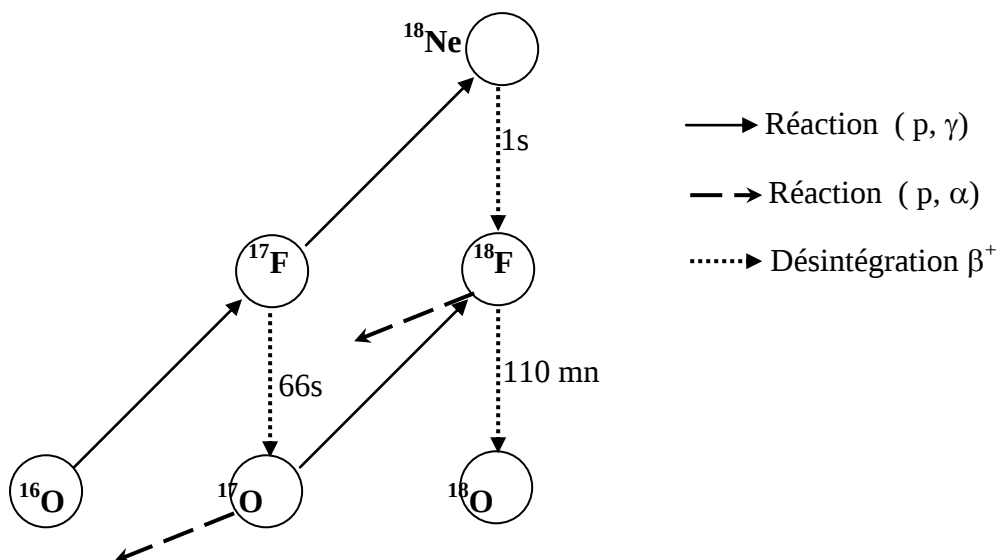


Figure 1 : Réactions participant à la synthèse du ^{18}F dans les novæ

On voit sur cette figure que l'abondance de l'élément ^{18}F dépend d'une manière critique des sections efficaces des réactions $^{17}\text{O}(\text{p},\gamma)^{18}\text{F}$ (création de ^{18}F) et $^{17}\text{O}(\text{p},\alpha)^{14}\text{N}$ (destruction de ^{17}O) et, plus précisément du rapport de leurs sections efficaces. La réaction $^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}$ joue un rôle important dans la destruction de l'élément ^{18}F . Cette réaction a été étudiée [Ser03a, Ser03b, Koz06] à Louvain-la-Neuve (Belgique) et [Fox04] Oak Ridge (Etats Unis d'Amérique).

Remarquons que la réaction $^{17}\text{F}(\text{p},\gamma)^{18}\text{Ne}$ peut également jouer un rôle à très haute température quant à la quantité de ^{18}F formée. Elle participe à la formation de ^{18}F à travers la désintégration β du ^{18}Ne .

Le ^{18}F étant un émetteur β , les positrons émis lors de sa désintégration interagissent avec les électrons du milieu interstellaire pour former des rayonnements gamma de 511 keV. Le ^{18}F apparaît comme le principal élément radioactif présent dans l'éjecta des novae et donc responsable de l'émission γ de 511 keV détectée par les satellites embarqués (INTEGRAL, RHESSI,...). L'étude de son abondance devient primordiale. Cette raison a motivé notre étude de la réaction $^{17}\text{O}(\text{p},\alpha)^{14}\text{N}$ par la méthode de la matrice R qui est basée sur le principe du noyau composé.

L'abondance du ^{18}F est, en grande partie, liée au taux thermonucléaire de la réaction $^{17}\text{O}(\text{p},\alpha)^{14}\text{N}$. Des études antérieures [Rol 73, Fox 05, Cha05, Cha07a] ont montré que le taux de la réaction $^{17}\text{O}(\text{p},\alpha)^{14}\text{N}$ est fortement dépendant des caractéristiques de la résonance à 183.3 keV du ^{18}F , aux températures des novæ.

En 1973, Rolfs [Rol73] et al ont calculé les largeurs partielles (Γ_p , Γ_α , Γ_γ) et totale (Γ) ainsi que la valeur de l'énergie correspondant à ce niveau du ^{18}F en étudiant la réaction $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}$ à une énergie $E_{\text{cm}} = 1371$ keV. Les valeurs reportées dans cet article sont $E_x = (5786.0 \pm 2.4)$ keV avec une durée de vie $\tau = (15 \pm 10)$ fs soit une largeur totale de $\Gamma = (44 \pm 30)$ meV et une force de résonance $(\omega\gamma)_{\alpha\gamma} = (47 \pm 18)$ meV. Néanmoins, cette résonance n'a jamais été observée expérimentalement.

A partir des années 2000, plusieurs équipes se sont intéressées à l'étude expérimentale de cette résonance [Fox05, Cha07a, Moa07, New07] en utilisant des méthodes différentes.

Fox et son équipe ont étudié la réaction $^{17}\text{O}(\text{p},\gamma)^{18}\text{F}$ à Oak Ridge en calculant le taux

Chafa et son équipe ont, dans un premier temps, étudié la réaction $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}$ autour de $E_\alpha = 1770$ keV afin de rectifier l'énergie du niveau du ^{18}F correspondant à cette résonance. Par la suite, ils ont observé cette résonance en étudiant les réactions $^{17}\text{O}(\text{p},\alpha)^{14}\text{N}$ et $^{17}\text{O}(\text{p},\gamma)^{18}\text{F}$. Ce travail a donné lieu à une nouvelle valeur de l'énergie de (5789.8 ± 0.6) keV

et de nouvelles forces de résonance $(\omega\gamma)_{p\alpha} = (1.6 \pm 0.2) 10^{-3}$ eV et $(\omega\gamma)_{p\gamma} = (2.2 \pm 0.4) 10^{-6}$ eV, qui ont abouti à de nouvelles valeurs des largeurs totale et partielle.

Ces résultats ont été confirmés par deux études récentes de B.H. Moazzen [Moa07] et Newton [New 07].

Ces différents travaux nous ont poussé à réétudier la réaction $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ en utilisant un calcul basé sur la méthode de la matrice R afin de confirmer la contribution de la résonance à $E_{\text{Rlab}}=194.1$ keV (ou $E_{\text{Rcdm}} = 183.3$ keV) sur le taux de la réaction $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ aux températures des novæ.

Dans le chapitre 1, nous rappellerons les éléments théoriques des réactions nucléaires d'intérêt astrophysique. Nous définirons, notamment, les notions théoriques de réactions nucléaires, de section efficace et des taux des réactions thermonucléaires.

Le chapitre 2 quant à lui sera consacré à la description de la théorie de la matrice R basée sur le principe du noyau composé, ^{18}F , dans cette réaction. Nous donnerons un bref aperçu sur le code numérique utilisé dans cette étude.

Dans le chapitre 3, nous commençons par étudier la réaction $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ en utilisant la méthode de la matrice R. Dans un premier temps, nous comparerons nos résultats avec ceux donnés par Kieser et Brown pour les sections efficaces différentielles à 90, 135 et 150°.

Nous montrerons, dans un second temps, l'influence de la résonance à 194.1 keV sur les sections efficaces différentielles et totales, mais surtout sur le taux de la réaction aux températures des novæ.

Ce travail a permis non seulement d'étudier la réaction $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ avec la matrice R mais également de montrer son influence sur les abondances stellaires du ^{18}F et ^{17}O grâce à l'introduction des nouvelles données de la résonance 194.1 keV.

Nous finirons ce mémoire par une conclusion globale dans laquelle nous parlerons notamment de la contribution de la résonance étudiée quant à l'abondance du ^{18}F dans les sites stellaires qui a été diminuée d'un facteur 10 par rapport aux prévisions attendues avant les nouvelles valeurs des caractéristiques de la résonance à 194.1 keV.

Chapitre I

Généralités sur les réactions nucléaires d'intérêt astrophysique

I-1 Introduction :

Dans ce chapitre, nous exposerons un bref aperçu sur la théorie des sections efficaces et du facteur astrophysique d'une réaction nucléaire. Nous présenterons, également, les taux des réactions nucléaires ainsi que la contribution des différents processus physiques à ce taux tels que les résonances étroites, larges et les termes non résonants. Nous expliquerons l'importance du choix de l'étude du noyau de ^{18}F par l'intermédiaire de la réaction $^{17}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{14}\text{N}$.

L'étude des réactions de fusion thermonucléaires se solde, souvent, par le calcul du taux de réaction qui constitue une tâche importante de l'astrophysique nucléaire. Ainsi les données des fonctions d'excitation des réactions de fusion sont indispensables pour la détermination des taux de réaction.

Des observations et des prédictions théoriques ont montré que des captures de protons et de particules alpha jouent un rôle important dans la nucléosynthèse des éléments [Wie99].

Durant le siècle dernier, l'astrophysique nucléaire a ouvert une nouvelle voie à l'une des plus anciennes sciences pratiquées sur terre : l'astronomie. Lorsque le lien entre l'énergie émise par les étoiles et le processus de fusion nucléaire a été établi, des modèles plus sophistiqués les uns que les autres ont été développés.

Les réactions nucléaires sont responsables de la production d'énergie et de la synthèse des éléments chimiques de la plupart des sites astrophysiques. En plus d'une bonne compréhension de l'hydrodynamique du milieu modélisé, du transfert des radiations et d'autres aspects de l'évolution stellaire, les modèles astrophysiques requièrent comme paramètres d'entrée les taux de production et l'énergie libérée par les réactions nucléaires en jeu. Ainsi les mesures de sections efficaces, de masses nucléaires et d'autres propriétés constituent la base des modèles astrophysiques.

D'autre part, la probabilité de réaction constitue un second élément essentiel. Elle est exprimée par la section efficace en fonction de l'énergie dans le centre de masse du système. Elle permet de déduire le nombre de réactions se produisant par unité de temps et de volume. Par conséquent, la chaleur de réaction et la section efficace $\sigma(E)$ fournissent des informations importantes sur la production d'énergie nucléaire dans les étoiles.

Dans la plupart des cas, les barrières coulombienne et centrifuge, qui résultent respectivement de la charge électrique des noyaux en interaction et de leur moment angulaire orbital relatif, s'opposent à l'approche des deux noyaux. Ces barrières impliquent que la section efficace $\sigma(E)$ dépend fortement de l'énergie. D'autres effets, tels que les résonances, entrent également en jeu. Cela implique que la dépendance en énergie de la section efficace, $\sigma(E)$, peut être très complexe. Des mesures précises de $\sigma(E)$ sur une large gamme d'énergie constituent dès lors un défi pour les expérimentateurs.

I-2 Généralités sur les réactions nucléaires d'intérêt astrophysique :

Les réactions nucléaires entre noyaux légers ($A \leq 20-30$), stables ou instables, et des protons ou particules α à des énergies sous-coulombiennes interviennent au cœur des étoiles lors des phases de combustion de l'hydrogène et de l'hélium en équilibre hydrostatique. Elles jouent un rôle fondamental pour la compréhension de la production d'énergie et de la nucléosynthèse des éléments dans les étoiles [Bur57, Fow67, Hoy57 et Cla68].

Du fait que les températures centrales dans les sites stellaires sont relativement basses, les énergies mises en jeu pour les réactions thermonucléaires sont souvent très faibles [Val75]. Les énergies des réactions sont généralement dominées par le mécanisme du noyau composé C schématisé par :



Où C^* désigne le noyau composé dans un état excité.

La particule a représente le projectile, X est le noyau cible. Ces deux particules constituent ensemble la voie d'entrée.

La voie de sortie, quant à elle, se compose du noyau résiduel Y et de la particule émise b .

Si (M_X, M_a) et (M_Y, M_b) sont respectivement les masses des particules dans les voies d'entrée et de sortie, le bilan énergétique est donné par :

$$Q = (M_X + M_a - M_Y - M_b) c^2 \quad (\text{I-2})$$

Lorsque Q est positif, il y a production d'énergie et la réaction est dite exothermique. Par contre, si Q est négatif, la réaction absorbe une quantité précise d'énergie et elle est dite endothermique. Généralement, seules les réactions nucléaires exothermiques ont lieu dans les

étoiles et sont à l'origine de la nucléosynthèse des éléments, de la production d'énergie stellaire et de l'évolution de l'étoile d'une phase à une autre.

La figure I-1 représente le mécanisme du noyau composé qui domine les réactions nucléaires aux basses énergies, il est basé sur les réactions résonnantes qui s'effectuent en deux étapes :

- La formation d'un noyau composé excité, à partir de l'ensemble des nucléons du projectile et de la cible (la voie d'entrée).
- celle de sa désintégration dans la voie de sortie.

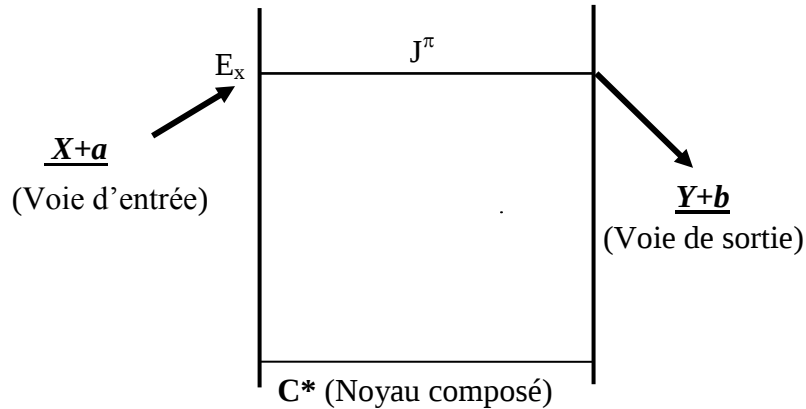


Figure I-1 : Schématisation du principe du noyau composé

E_x étant l'énergie du niveau résonant dans le noyau composé et J^π sa parité.

Dans ce mécanisme, la section efficace varie rapidement au voisinage des résonances lorsque l'énergie disponible est voisine de celle d'un niveau du noyau composé.

Les réactions nucléaires aux basses énergies vérifient les lois de conservation suivantes :

$$X + a \rightarrow C^* \rightarrow Y + b$$

$$\vec{S} = \vec{s}_x + \vec{s}_a \qquad \vec{S}' = \vec{s}_y + \vec{s}_b$$

Il y a conservation du moment cinétique :

$$\vec{S} + \vec{l} = \vec{J} = \vec{S}' + \vec{l}' \quad (I-3)$$

Il y a également conservation du nombre de nucléons total :

$$A_x + A_a = A_y + A_b$$

On doit tenir compte de la conservation de la charge :

$$Z_x + Z_a = Z_y + Z_b$$

et celle de la parité :

$$\pi_a \pi_x (-1)^l = \pi_J = \pi_b \pi_y (-1)^{l'}$$

où $\vec{l}$ et $\vec{l}'$ sont les moments angulaires orbitaux associés à la voie d'entrée et à la voie de sortie respectivement;

$\vec{s}_i$ et π_i : sont respectivement le spin et la parité de chaque particule prenant part à la réaction.

$\vec{S}$ et $\vec{S}'$: sont les opérateurs de spin dans les voies d'entrée et de sortie respectivement.

I-3 Section efficace et facteur astrophysique des réactions nucléaires :

I-3-1 Facteur de pénétration de la barrière coulombienne :

Du fait de leurs charges nucléaires respectives ($+Z_p e$) et ($+Z_c e$), le projectile et le noyau cible sont soumis à l'action d'une force de répulsion coulombienne, décrivant l'énergie potentielle :

$$V_C(r) = \frac{Z_p Z_c e^2}{r} \quad (\text{I-4})$$

Z_p et Z_c étant les numéros atomiques des deux noyaux, séparés par une distance r :

$$r = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (\text{I-5})$$

A_1 et A_2 sont les masses des noyaux en interaction,

r_0 étant le paramètre rayon compris entre 1,2 et 1,5 fm [Rol88] pour les systèmes concernés par la fusion. Pour des valeurs de r inférieures au rayon nucléaire R_N , la force nucléaire attractive (de courte portée) entre en jeu et domine la répulsion coulombienne. Ainsi, en s'approchant du noyau cible, le projectile rencontre une barrière coulombienne de hauteur :

$$B_c = \frac{Z_p Z_c}{R_N} e^2 \quad (\text{I-6})$$

qui s'oppose à son interaction nucléaire avec le noyau cible.

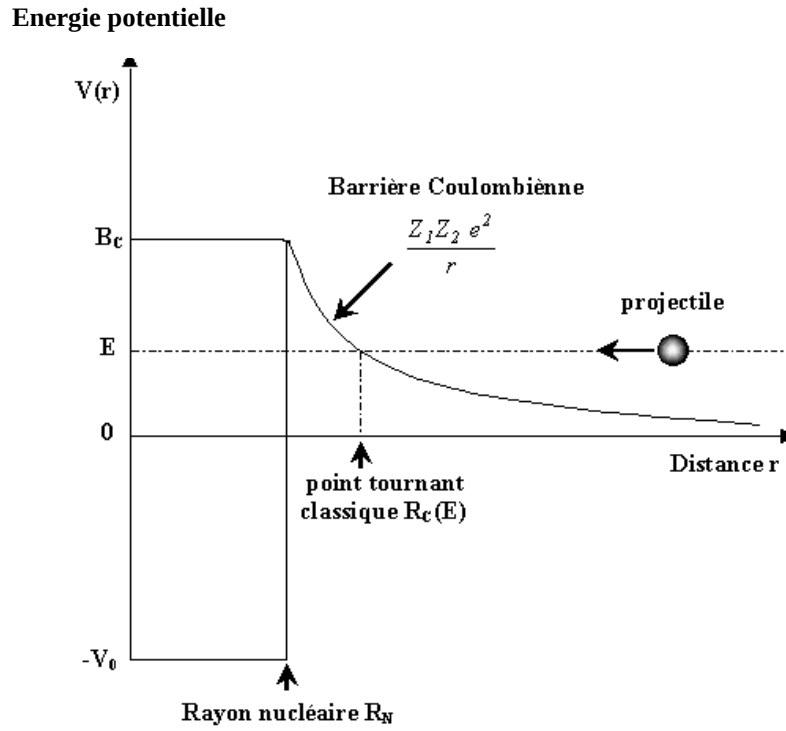


Figure I- 2 : Schématisation de l'énergie potentielle d'interaction

Du point de vue de la mécanique quantique il existe une probabilité faible pour que le projectile d'énergie $E < B_c$ pénètre la barrière Coulombienne (pénétration par effet tunnel). Cette probabilité est appelée facteur de pénétration. La pénétrabilité $P_\ell(E, R_N)$ est donnée par la relation suivante :

$$P_\ell(E, R_N) = \left[\frac{\rho}{F_\ell^2(\rho, \eta) + G_\ell^2(\rho, \eta)} \right]_{r=R_N} \quad (\text{I-7})$$

F_ℓ et G_ℓ étant respectivement la fonction de Coulomb régulière et irrégulière et ℓ le moment angulaire orbital. Leurs arguments sont :

$$\rho = kR_N = \frac{R_N}{\lambda} = \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar}} R_N \quad \text{et} \quad \eta = \frac{Z_p Z_c e^2}{\hbar v}$$

η étant le paramètre de Sommerfeld.

v , E et μ représentent la vitesse relative, l'énergie dans le centre de masse et la masse réduite respectivement.

Les pénétrabilités baissent très rapidement lorsque l'énergie diminue. Par conséquent, en dehors des régions résonantes, la section efficace va, elle aussi, chuter très rapidement et l'énergie diminue en dessous de la barrière coulombienne. Ceci constitue un obstacle parfois

insurmontable quant à la détermination expérimentale des sections efficaces d'intérêt astrophysique.

I-3-2 Section efficace, facteur astrophysique $S(E)$:

Pour un moment angulaire nul ($l = 0$) et à basse énergie ($E < B_c$) ou pour $R_c > R_N$, l'équation (I-7) peut être approximée par :

$$P \propto \exp(-2\pi\eta) \quad (\text{I-8})$$

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

$$\sigma(E) \propto \exp(-2\pi\eta) \quad (\text{I-9})$$

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

$$\sigma(E) \propto \pi\lambda^2 \propto \frac{1}{E} \quad (\text{I-10})$$

Pour s'affranchir de la forte dépendance de la section efficace relativement à la pénétrabilité, il est préférable d'utiliser le facteur astrophysique $S(E)$ [Cla83] introduit par Bethe [Bet38] en 1938 et qui sert à visualiser partiellement les contributions coulombienne ($e^{-2\pi\eta}$) et potentielle ($1/E$) à la section efficace. Aux basses énergies, la section efficace totale est effectivement largement dominée par ces deux effets.

Les deux relations précédentes servent à définir le facteur astrophysique, qui est une représentation de la section efficace qui permet une meilleure mise en valeur de la contribution nucléaire de l'interaction. Le facteur $S(E)$ fournit une meilleure extrapolation des données car il varie lentement dans les régions non résonantes. Il est défini par la relation :

$$S(E) = \sigma(E)E \exp(-2\pi\eta) \quad (\text{I-11})$$

E étant l'énergie disponible dans le centre de masse et $\sigma(E)$ la section efficace de la réaction. $\exp(-2\pi\eta)$ est le facteur de Gamow donné par la relation suivante :

$$e^{-2\pi\eta} = e^{-\sqrt{\frac{E_G}{E}}} \quad (\text{I-12})$$

Avec : $E_G = \frac{1}{2} (2\pi Z_c Z_p)^2 \mu c^2$ qui donne l'énergie de Gamow.

I-4 Taux de réaction stellaire :

I-4-1 Définition :

Le suivi de l'évolution d'une étoile et le test des modèles stellaires nécessitent la connaissance de plusieurs données décisives, telles que la masse, le volume total du site stellaire, les abondances initiales des éléments principaux de la nucléosynthèse primordiale, les températures centrale et surfacique, la pression centrale et enfin les taux de réactions thermonucléaires responsables de la production d'énergie. Ainsi, le calcul des taux de réaction aux énergies stellaires fait l'objet de toute étude des réactions nucléaires aux énergies stellaires.

Soit une paire de particules (a , X) avec les densités respectives N_a , N_x (en particules par cm^3). La cinématique des particules a et X étant relative, on choisira, arbitrairement, a comme étant un projectile animé d'une vitesse relative $\vec{v} = \vec{v}_a - \vec{v}_x$ par rapport à X qu'on considère comme une cible au repos. La surface d'interaction vue par a est :

$$F = \sigma(v) N_x \quad (\text{I-13})$$

Le flux de particules incidentes affluant sur X par seconde et par cm^3 est défini par :

$$J = N_a v \quad (\text{I-14})$$

Le taux de réactions nucléaires r est donné par le produit des deux quantités [Rol88] :

$$r(v) = F.J = N_a N_x \sigma(v) v \quad (\text{I-15})$$

$r(v)$ est le nombre de réactions par cm^3 et par seconde calculé pour une vitesse relative v .

Le site stellaire est généralement, assimilé à un gaz en équilibre thermodynamique décrit dans les conditions d'un gaz non dégénéré et non relativiste par la fonction de distribution des vitesses de Maxwell Boltzmann [Rol88, Lan80, Tra94] telle que :

$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \quad (\text{I-16})$$

k_B est la c^{te} de Boltzmann

T la température en K[°] et m la masse

La vitesse des particules varie sur un large intervalle de valeurs données par la fonction de probabilité $\phi(v)$ telle que,

$$\int_0^\infty \phi(v) dv = 1 \quad (\text{I-17})$$

est la condition de normalisation.

Puisque $\phi(v)dv$ représente la probabilité que la vitesse relative v soit comprise entre v et $v+dv$, on calcule la valeur moyenne de σv :

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \phi(v) v \sigma(v) dv \quad (\text{I-18})$$

qui définit le taux de réaction par paire de particules. Le taux de réaction totale donné par [Rol88] est alors :

$$r = N_a N_x \langle \sigma v \rangle \quad (\text{I-19})$$

Si μ est la masse réduite de la paire (a, X) le taux de réaction devient :

$$\langle \sigma v \rangle = 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty v^3 \sigma(v) e^{-\left(\frac{\mu v^2}{2k_B T}\right)} dv \quad (\text{I-20})$$

En introduisant l'expression de l'énergie dans le centre de masse en fonction de la vitesse,

$E = \frac{1}{2} \mu v^2$, la relation précédente s'exprime, finalement, en fonction de E :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{k_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty \sigma(E) E e^{-\left(\frac{E}{k_B T}\right)} dE \quad (\text{I-21})$$

On définit alors le taux de réaction thermonucléaire par [Coc00] :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{k_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty \sigma(E) E e^{-\left(\frac{E}{k_B T} \right)} dE \quad (\text{I-22})$$

En ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mole}^{-1}$) où N_A est le nombre d'Avogadro (mole^{-1}).

S'il s'agit de particules chargées, il est plus commode de faire apparaître le facteur astrophysique qui varie plus lentement que $\sigma(E)$, le taux de réaction peut être exprimé en fonction de facteur astrophysique $S(E)$, l'expression (I-23) devient :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{k_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty S(E) \exp \left(-\frac{E}{k_B T} - \sqrt{\frac{E_G}{E}} \right) dE \quad (\text{I-23})$$

Aux basses énergies, on distingue deux mécanismes de réaction :

- le processus non résonant
- le processus résonant avec deux contributions: celle des résonances étroites et isolées, et celle des résonances larges.

I-4-2 Taux de réaction non résonant :

Dans ce mécanisme, le facteur astrophysique $S(E)$ varie lentement avec l'énergie et peut être considéré comme constant ; $S(E) = S_0(E_0) \approx \text{cte}$. Dans ces conditions, des approximations appropriées peuvent être effectuées pour évaluer l'intégral (I-23). Le taux de réaction par paire de particules par cm^2 et par seconde devient :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{k_B T} \right)^{3/2} S_0(E_0) \int_0^\infty e^{-\left(\frac{E}{k_B T} + \sqrt{\frac{E_G}{E}} \right)} dE \quad (\text{I-24})$$

La figure I-3 montre que le comportement du taux de réaction est gouverné essentiellement par les termes en exponentielle. La pénétrabilité de la barrière coulombienne augmente le

terme $\exp \left[-\left(\frac{E_G}{E} \right)^{1/2} \right]$, qui devient très petit aux basses énergies [Rol88], l'autre terme

$\exp \left(-\frac{E}{k_B T} \right)$, disparaît à haute énergie car il décroît avec l'énergie). Le produit de ces deux

termes donne un maximum de l'intégrand, qui est l'énergie du pic de Gamow E_0 donnée par :

$$E_0 = \left(\frac{1}{2} b k_B T \right)^{2/3} = 1.22 \left(Z_p^2 Z_c^2 \mu T_6^2 \right)^{1/3} \text{ keV} \quad \text{et} \quad T_6 = T \times 10^6 \text{ } ^\circ\text{K}$$

E_0 est également appelée énergie d'intérêt astrophysique.

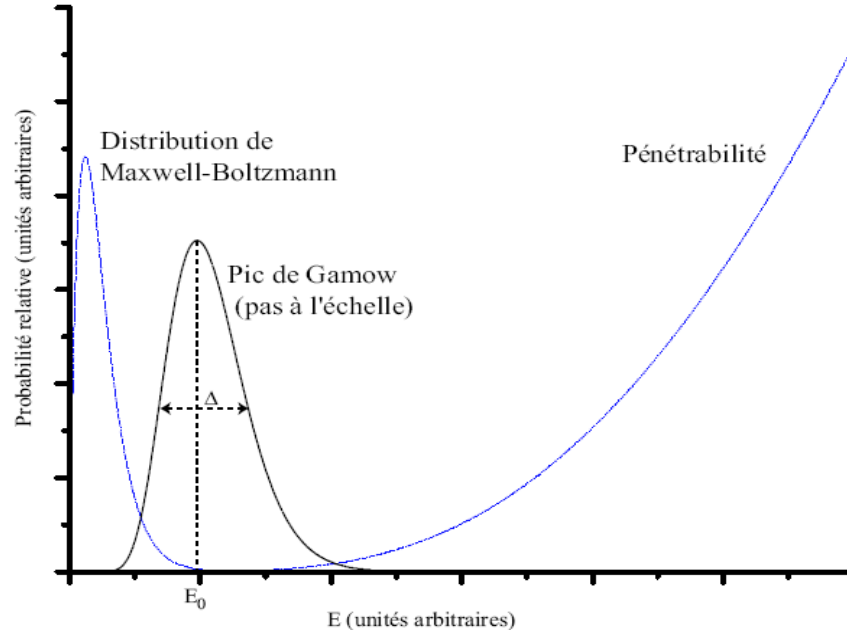


Figure I-3 : Domaine de Gamow pour les réactions thermonucléaires [Rol88]

En comparant l'exponentielle sous l'intégrand de l'expression (I-25) à une gaussienne, on attribue à celle-ci une largeur Δ donnée par :

$$\Delta = \frac{4}{\sqrt{3}} (E_0 k_B T)^{1/2} = 0.749 \left(Z_p Z_c \mu T_6^5 \right)^{1/6} \text{ keV}$$

Les énergies pour lesquelles le taux de réaction prend des valeurs dominantes à une température donnée, sont en général incluses dans l'intervalle

$$E_0 - \frac{\Delta}{2} < E < E_0 + \frac{\Delta}{2}$$

I-4-3 Taux de réaction résonnant :

I-4-3-a Définition d'une réaction résonnante :

Soit une particule incidente x d'énergie connue E qui se dirige vers un noyau cible A initialement au repos. Après interaction, apparaissent un noyau B et une particule légère y . Cette réaction nucléaire, notée $A(x, y)B$, est dite résonnante si sa section efficace présente une forte variation à une énergie bien définie E_R .

I-4-3-b Résonances étroites et isolées : $\Gamma \ll E_R$

Une résonance est dite étroite lorsque sa largeur est très faible par rapport à l'énergie de la résonance ($\Gamma \ll E_R$) et isolée ($\Gamma \ll D$) (D : espacement de niveau) [Rol88]. Dans ce cas, le pic de Gamow coïncide généralement avec l'énergie de résonance comme on le voit sur la figure I-4.

La section efficace au voisinage d'une résonance isolée et étroite est donnée par la formule de Breit et Wigner [Bre36, Fow 67] comme :

$$\sigma_{(Bw)}(E) = \pi \tilde{\lambda}^2 g_J \frac{\Gamma_i(E) \Gamma_f(E+Q)}{(E - E_r)^2 + \left(\frac{\Gamma_{Tot}(E)}{2}\right)^2} \approx \pi \tilde{\lambda}^2 g_J \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma_{Tot}^2}{4}} \quad (I-26)$$

Avec :

$$g_J = \frac{2J_R + 1}{(2J_i + 1)(2J_f + 1)} : \text{est le facteur de statistique}$$

et

$$\tilde{\lambda} = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2\mu E}}, \text{ est la longueur d'onde réduite.}$$

J_i et J_f sont les spins intrinsèques des noyaux incidents et cibles.

J_R est le moment cinétique de l'état excité atteint dans le noyau composé.

Γ_i et Γ_f sont les largeurs partielles dans les voies d'entrée et de sortie respectivement.

$\Gamma_{Tot} = \Gamma = \sum_i \Gamma_i$, est la largeur totale.

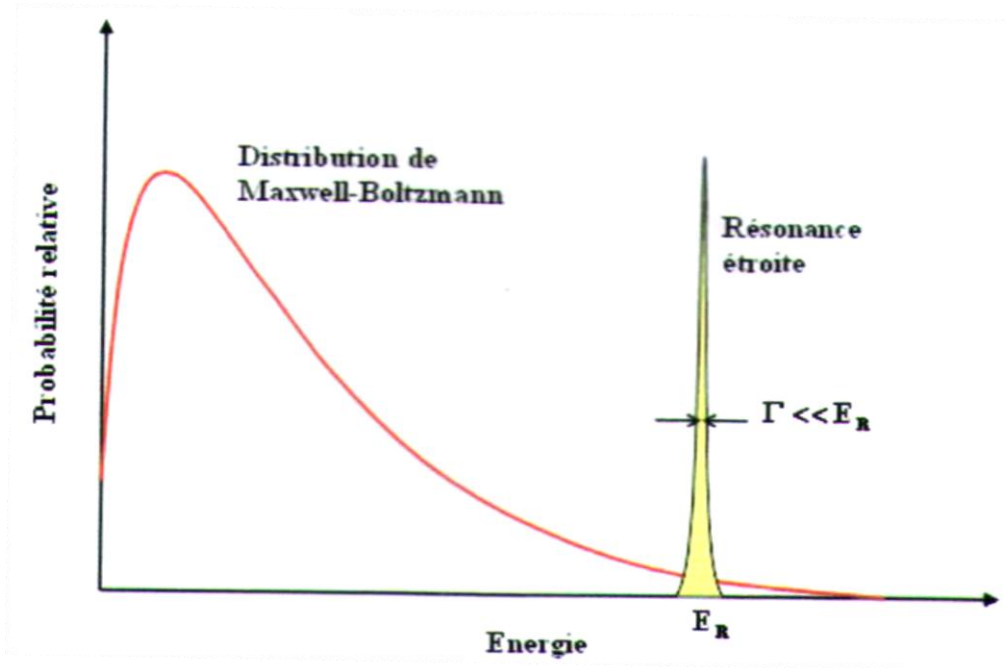


Figure I-4 : Contribution de la distribution de Maxwell – Boltzmann sur une résonance étroite

I-4-3-c Résonances larges :

L'utilisation de l'expression de la section efficace de Breit et Wigner pour le calcul du taux de réaction nécessite, dans ce cas, d'inclure la dépendance en énergie des largeurs partielles et totale. Elle est donnée par la relation [Rol88] :

$$\Gamma_{\ell}(E) = \frac{2\hbar}{R_N} \left(\frac{2E}{\mu} \right)^{1/2} P_{\ell}(E, R_N) \theta_{\ell}^2 \quad (\text{I-27})$$

On retiendra que :

ℓ : est le moment angulaire orbital.

$R_N = r_0 \left(A_p^{1/3} + A_c^{1/3} \right)$: rayon nucléaire donné par R_N

$P_{\ell}(E, R_N)$: facteur de pénétration de la barrière de potentiel.

θ_{ℓ}^2 : largeur réduite.

A_p : rayon atomique du projectile.

A_c : rayon atomique du noyau cible.

Dans certaines situations où l'on est en présence de résonances larges et non isolées, une intégration numérique directe de l'expression du taux de réaction (I-24) devient alors inévitable. La section efficace $\sigma(E)$ s'étend sur un domaine d'énergie plus large que dans le cas des résonances étroites. On doit tenir compte explicitement de la dépendance en énergie de la section efficace pour le calcul du taux :

$$\sigma(E) = \sigma_R \frac{E}{E_R} \frac{\Gamma_i(E)}{\Gamma_i(E_R)} \frac{\left(\frac{\Gamma_R}{2} \right)}{(E - E_R)^2 + \left[\frac{\Gamma(E)}{2} \right]^2} \quad (\text{I-28})$$

Notons que dans la zone basse énergie d'une résonance large est une fonction lentement variable avec E est on peut donc utiliser le formalisme défini pour les réactions non résonnante.

I-5 Le phénomène des novae

Le phénomène de nova se produit nécessairement dans un système stellaire binaire. Les deux compagnons sont des étoiles de type solaire, la première, arrivant à la fin de sa vie est au stade de géante rouge et la seconde est déjà au stade final de son évolution, soit une naine blanche (figure I-5). Cette dernière, beaucoup plus dense, attire la matière de la première dans un disque d'accrétion autour d'elle. C'est essentiellement de l'Hydrogène qui

est attiré par la naine blanche, car c'est le constituant principal de la couche externe de la géante rouge. Au fur et à mesure de cette accrétion, la matière est de plus en plus comprimée pour atteindre les conditions de la combustion de l'Hydrogène. La phase d'accrétion dure environ 10^5 ans pendant lesquels l'Hydrogène est lentement brûlé par le cycle proton-proton.

Durant cette phase, la température de la base du disque d'accrétion augmente jusqu'à environ $2 \cdot 10^7$ K, température à partir de laquelle le mode principal de combustion de l'Hydrogène devient le cycle CNO. Le Carbone, l'Azote et l'Oxygène nécessaires à ce cycle viennent des couches superficielles de la naine blanche. La production d'énergie nucléaire augmente alors très fortement car pour le cycle CNO elle dépend drastiquement de la température ($\propto T^{18}$) qui atteint $2 \cdot 10^8$ K. A cette température, l'enveloppe est totalement convective amenant les noyaux émetteurs β^+ , formés par le cycle CNO, à la surface. Ils peuvent alors décroître et libérer leur énergie amorçant ainsi l'éjection des couches externes de la naine blanche. Grâce à cette expansion des couches, l'augmentation de la température est stoppée. La nova a atteint son pic de température qui varie de $1,5$ à $3 \cdot 10^8$ K suivant la masse initiale de la naine blanche [Jos98]. La production d'énergie ne s'arrête pas pour autant, car elle suit la décroissance des émetteurs β^+ qui constituaient un point d'arrêt dans le cycle CNO chaud. L'énergie emmagasinée est alors libérée lors de l'éjection de l'enveloppe, énergie qui dépend directement de l'abondance des différents noyaux radioactifs issus du cycle CNO. L'éjection des couches de la naine blanche est accompagnée d'une brusque augmentation de la luminosité du système binaire qui dure seulement une minute environ puis décroît lentement pendant quelques jours.

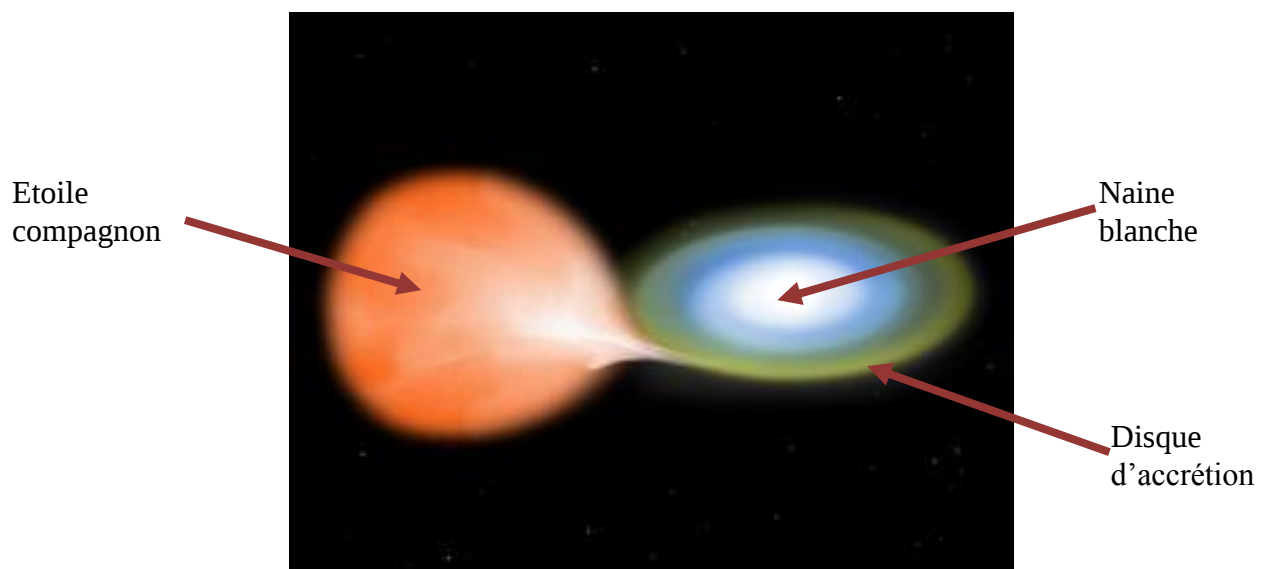


Figure I-5 : Représentation du phénomène de nova composée d'un système binaire

Le nombre de novae qui sont observables dans notre galaxie est compris entre 4 et 5 par an. Cependant, ce nombre ne reflète pas la quantité exacte de novae explosant chaque année dans la Voie Lactée. En effet, seules les novae proches du Soleil peuvent être observées, les autres ne sont pas visibles à cause de la forte absorption du milieu interstellaire.

I-5-1 La synthèse du ^{18}F dans les novae

L'origine des gammas prompts lors de l'explosion d'une nova vient presque exclusivement de l'annihilation du β^+ issu de la décroissance du ^{18}F . On comprend ici très bien que la connaissance de l'abondance du ^{18}F a une importance capitale pour l'observation d'une nova en gamma.

La synthèse du ^{18}F se fait dans le cadre du cycle CNO chaud et plus particulièrement à partir de l'élément d' ^{16}O présent en très grande quantité dans les novae. Les cycles CNO relèvent de la combustion de l'Hydrogène mais se servent des isotopes de Carbone, d'Azote et d'Oxygène comme catalyseurs. Le résultat est une production d'énergie et la fusion de 4 protons en un noyau d'Hélium 4. En fait, les cycles CNO sont simplement constitués de captures radiatives de proton, noté (p, γ) , suivi de décroissances β^+ puis d'une réaction (p, α) (Figure 6). Dans le cycle CNO "normal", le temps de capture proton est supérieur au temps de décroissance β^+ , les isotopes ainsi formés sont peu exotiques. Quand la température du milieu est suffisamment élevée, le temps de capture proton diminue et devient même inférieur à la décroissance β^+ , on est dans ce que l'on appelle le cycle CNO chaud. Ce mode de fonctionnement du cycle permet de former efficacement plus d'isotopes d'Oxygène, d'Azote et de Fluor. La vitesse du cycle est alors limitée par la décroissance β^+ de l' ^{14}O , de l' ^{15}O et du ^{17}F .

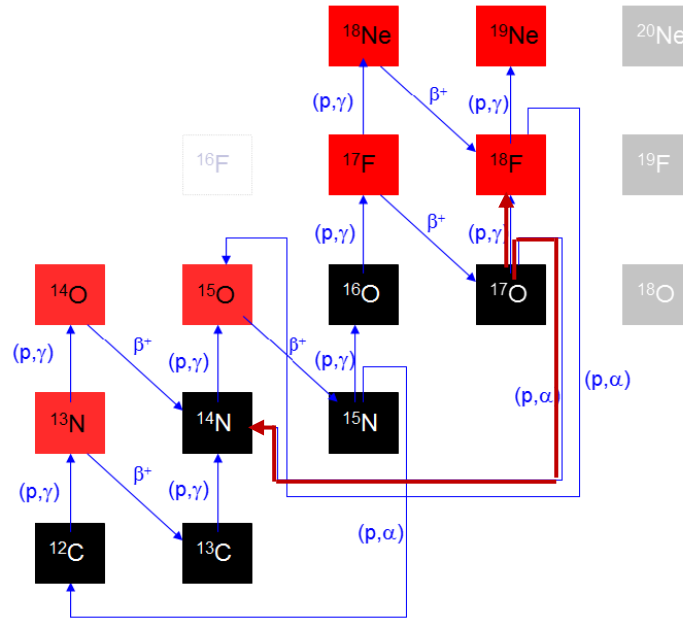
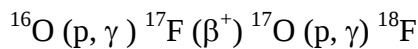
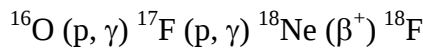


Figure I-6 : Schéma du cycle C.N.O dans lequel intervient la réaction étudiée

Dans ce cas, le ^{18}F est synthétisé par deux voies de réactions différentes :



La production du ^{18}F se situe à la base de l'enveloppe accrétée et quelques noyaux sont préservés par le mécanisme de convection qui le redistribue dans toute la couche et en particulier dans les couches externes où règne une température suffisamment basse pour qu'il ne soit pas détruit par une capture de protons. La section suivante aborde justement les voies de destruction du ^{18}F .

Le flux des gammas de 511 keV est directement proportionnel à la quantité de ^{18}F produits et éjectés par une nova. Cette quantité dépend, elle même, directement des taux des réactions de formation et de destruction de ce noyau tel que $^{17}\text{O} (p, \gamma) ^{18}\text{F}$ et $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$.

I-5-2 Importance du ^{18}F et conditions d'observation du gamma de 511 keV

L'abondance des éléments dans les novae joue un rôle très important dans l'éjection de leurs couches externes. Pour modéliser correctement ce phénomène, il est important de connaître ces abondances et donc les taux de réaction de formation et de destruction des différents noyaux mis en jeu. Bien sûr ces taux de réaction peuvent être déterminés, plus ou moins facilement, grâce à la physique nucléaire, mais l'observation gamma, grâce à des

télescopes spatiaux comme INTEGRAL, pourrait apporter de précieuses informations. L'un des rayonnements les plus intenses et les plus "facilement" détectables par l'astronomie gamma est le rayonnement à 511 keV venant de l'annihilation d'un β^+ avec un électron du milieu. Il est un noyau en particulier qui retient l'attention actuelle de la communauté scientifique : le ^{18}F .

Le ^{18}F est un noyau radioactif émetteur β^+ avec une période de demi-vie de 109.77 minutes [Ajz72]. Lorsqu'il décroît il émet donc un positron (e^+) qui va s'annihiler avec les électrons du milieu environnant pour donner dans la plupart des cas, deux photons gammas de 511 keV chacun. Plusieurs conditions sont requises pour qu'une telle émission gamma soit détectée en provenance du ciel par des satellites embarquant des télescopes spécialement conçus pour détecter ce type de rayonnement. Premièrement le site de production du ^{18}F doit pouvoir en synthétiser en quantité pour que les rayonnements gammas associés puissent être détectés. Ce point dépend bien sûr du type d'instruments disponibles.

Une deuxième condition pour que l'émission du ^{18}F puisse être détectée est que celui-ci soit éjecté de son site de production. En effet même si le ^{18}F était produit en quantité dans un site profond, par exemple à l'intérieur d'une étoile, la grande opacité du milieu même au rayonnement gamma, empêcherait toute observation. L'éjection du site de production fait que la matière éjectée devient transparente au rayonnement gamma de par sa dilution. Dans le cas du ^{18}F cette condition est assez critique à cause de sa courte durée de vie ($T_{1/2} = 110$ min). En effet la matière éjectée doit être transparente au rayonnement gamma assez rapidement après l'éjection pour que le ^{18}F n'ait pas le temps de décroître en trop grande proportion. La matière éjectée ne doit cependant pas se diluer trop rapidement sinon les positrons ne pourraient plus s'annihiler avec les électrons du milieu, et il n'y aurait pas d'émission gamma.

Les sites astrophysiques remplissant ces conditions sont des sites violents où la nucléosynthèse se fait de manière explosive. C'est le cas notamment des supernovae, des novae et des sursauts X. Bien que ces trois sites aient un intérêt pour l'astronomie gamma, seules les novae synthétisent du ^{18}F . C'est donc dans ce cadre que nous étudierons la nucléosynthèse du ^{18}F . L'étude de l'émission gamma associée au ^{18}F est particulièrement intéressante car sa demi-vie est comparable au temps que met la matière éjectée de l'enveloppe à devenir transparente au rayonnement gamma. L'étude de cette émission permettrait non seulement de vérifier la capacité des modèles à prédire la bonne quantité de ^{18}F synthétisée mais aussi d'apporter des informations sur la dynamique de l'éjection.

Le flux gamma que l'on attend d'un tel événement est directement proportionnel à la quantité de ^{18}F synthétisée et éjectée dans le milieu interstellaire. Pour pouvoir utiliser ces

observations gamma de manière pertinente et contraindre ainsi de manière significative les modèles astrophysiques, il est nécessaire de s'affranchir le plus possible des différentes sources d'incertitudes dont l'origine n'est pas < astrophysique >. L'une d'entre elle est l'incertitude d'origine nucléaire existant sur les taux de réactions importants pour la production du ^{18}F . Il a été montré que les incertitudes d'origine nucléaire de ces deux réactions se propageaient en une incertitude d'un facteur 300 et 10 respectivement, sur la production du ^{18}F et donc de l'émission gamma [Coc00]. Cette incertitude a été considérablement réduite après les études expérimentales récentes des réactions $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ [Cha05, Cha07, Moe07, New07] et $^{17}\text{O} (p, \gamma) ^{18}\text{F}$ [Cha05, Cha07, Fox05]. Le ^{18}F n'est pas l'unique isotope intéressant pour l'astronomie gamma produit par les novae dont la capacité à émettre dans le domaine des rayonnements gamma a été suggérée depuis longtemps [Cla74, Cla81].

Chapitre II

Formalisme de la matrice R et modèle de noyau composé

II-1 Introduction :

Ce chapitre sera consacré à la description du formalisme de la matrice R, en tenant compte des paramètres nucléaires des voies d'entrée et de sortie de la réaction.

Nous introduisons aussi la théorie du noyau composé, ^{18}F dans notre réaction sur laquelle est basé le code de la matrice R utilisé pour l'étude de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$.

Les réactions nucléaires d'intérêt astrophysique induites par des particules chargées se produisent à des énergies très inférieures à la barrière coulombienne ($E \ll E_c$), où les sections efficaces sont très faibles et extrêmement difficiles à mesurer au laboratoire. Par conséquent, les valeurs de ces quantités et celles des taux de réaction dans la fenêtre de Gamow sont très incertaines. Ceci constitue la difficulté principale en astrophysique nucléaire. Par contre pour plusieurs réactions, les sections efficaces ont été mesurées à des énergies plus élevées, avec une grande précision. Pour évaluer ces données aux énergies stellaires on procède généralement à des extrapolations aux basses énergies en utilisant des modèles ou des théories adéquates, pour mieux réduire les incertitudes affectant les sections efficaces. Deux modèles théoriques sont utilisés [Des03] :

- Ceux basés sur l'interaction nucléaire directe comme le modèle de potentiel ou la théorie des ondes distordues de Born (DWBA, Distorted Waves Born Approximation) permettant de calculer les sections efficaces à partir des fonctions d'ondes du système.
- Ceux supposant la formation du noyau composé, suivie de sa désexcitation suivant différentes voies de réaction (par émission de particules ou de rayonnement électromagnétique γ). On va rappeler les principales étapes de la théorie du noyau composé suivant le formalisme de la matrice R développé par Lane et Thomas [Lan58].

II-2 Formalisme de la matrice R :

La théorie de la matrice R a été proposée par Wigner et Eisenbud en 1947 [Wig47]. Puis elle a été développée par Lane et Thomas en 1958 [Lan58]. Ensuite, en 1962 Vogt [Vog62] l'a appliquée aux réactions nucléaires à basses énergies. Cette théorie décrit les réactions nucléaires procédant à la formation d'états intermédiaires du noyau composé. La

matrice R est formulée en termes d'un développement en série d'états de la fonction d'onde dans la région intérieure qui peuvent être associés avec ceux du noyau composé. Une série d'états de tous les nucléons étant définie, les sections efficaces peuvent être exprimées en termes de ces états.

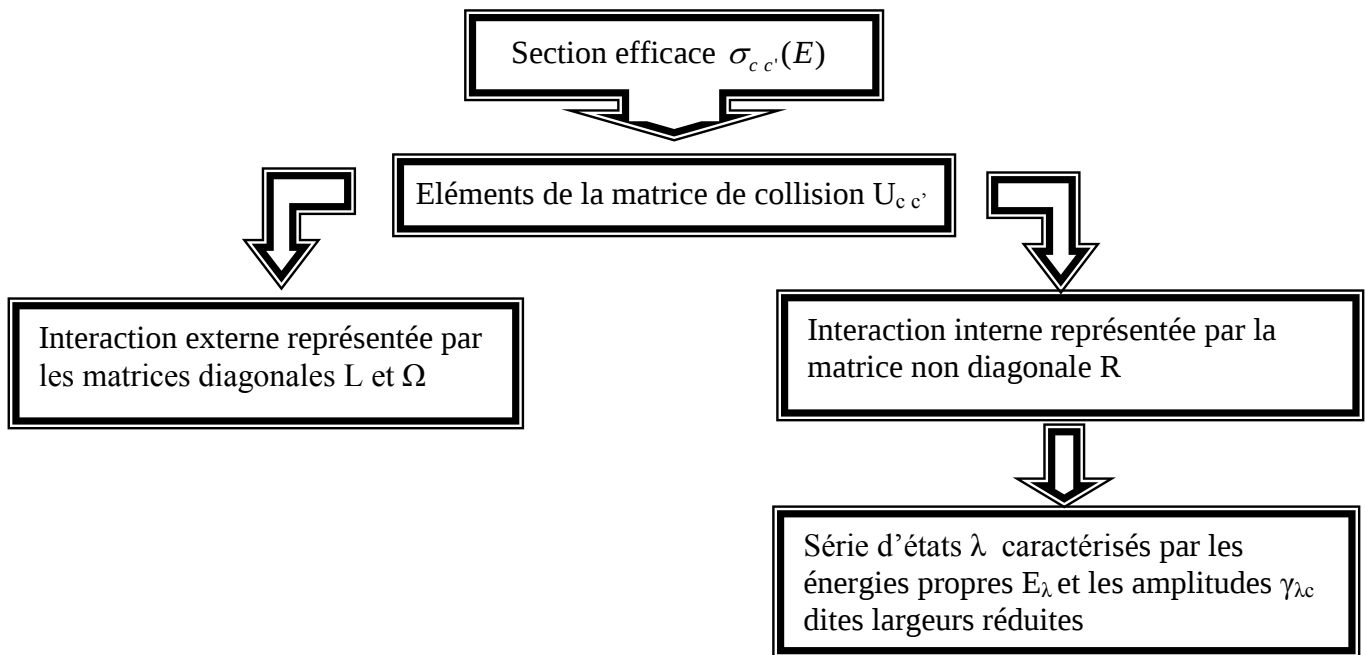
Comme les relations algébriques liant la section efficace et les états sont très compliquées, on introduit des quantités intermédiaires.

Le calcul de la section efficace se fait en deux étapes qui consistent à :

- relier les sections efficaces aux parties asymptotiques de la fonction d'onde (loin du noyau composé) par le biais de la matrice de collision U.
- relier la matrice U aux paramètres des états nucléaires par l'intermédiaire de la matrice R (dans la théorie de Wigner-Eisenbud).

L'avantage d'utiliser la théorie de la matrice R réside dans la façon dont elle dispose des principes généraux de la physique, ce qui impose des restrictions sévères sur les réactions nucléaires [Lan58].

On représente ci-dessous la procédure menant au calcul des sections efficaces des réactions :



$\sigma_{c c'}(E)$: Section efficace de formation du noyau composé dans la voie c à l'énergie E de sa désexcitation dans la voie c'.

II-3 Hypothèses de la théorie de la matrice R :

Les quatre hypothèses de base qui sont à l'origine du fondement de la théorie de la matrice R :

- Utilisation de la mécanique quantique non relativiste, du fait que les énergies cinétiques des nucléons sont très inférieures aux énergies de masse.
- Absence de processus donnant plus de deux produits de réaction dans les voies de sortie : les énergies mises en jeu ne sont pas suffisantes pour avoir des voies de sorties à trois particules.
- Absence de processus de création ou de destruction de photons, ce qui permet de les exclure de notre discussion.
- L'existence, pour n'importe quelle paire c, d'une distance de séparation a_c (appelée rayon de la voie c) au-delà de laquelle n'importe quel potentiel, agissant entre les deux noyaux de la paire c, peut être exprimé en fonction de la distance de séparation uniquement.

II-4 Espace des configurations et forme des fonctions d'onde :

II-4-1 Espace de configuration :

Dans la théorie du noyau composé, l'espace de configuration est décomposé en deux régions :

- a- une région extérieure appelée également région des voies, (voir figure II-1)
- b- une région intérieure (noyau composé) où tous les nucléons sont en interaction forte.

-Région extérieure ($r > a$)

Elle est composée de voies énergétiquement ouvertes dans lesquelles les nucléons du noyau composé sont divisés en deux groupes α_1 et α_2 . Chaque voie est définie par le rayon d'interaction a_α ; distance séparant les deux groupes à partir de laquelle ne réside que l'interaction coulombienne entre eux.

-Région intérieure ($r < a$)

Elle est délimitée par la surface S à l'intérieur de laquelle les nucléons des deux groupes sont en forte interaction de sorte qu'ils perdent leur identité pour former le noyau composé.

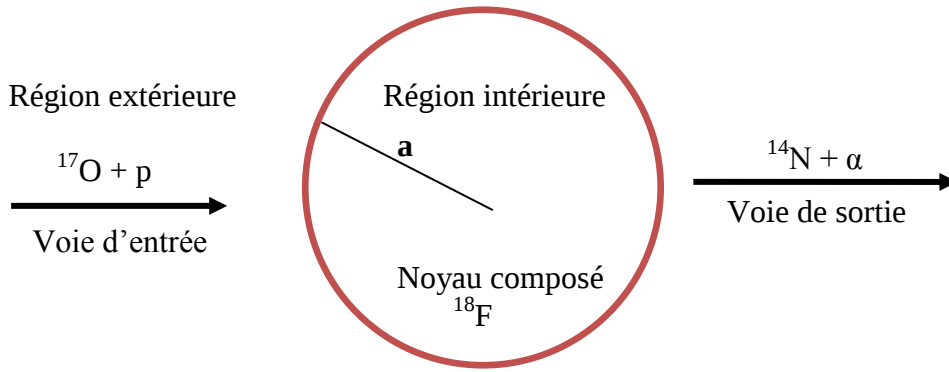


Fig II.1 : Représentation schématique de l'espace de configuration dans le modèle de la matrice R pour la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$

La paire α est décrite soit par la série de nombres quantiques :

$$\{\alpha(I_1 I_2) s v l m\} \text{ avec : } \begin{cases} s : \text{spin de la voie; } \vec{S} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2 \\ v : \text{projection de } S \text{ dans une direction donnée} \\ l : \text{moment angulaire orbital relatif} \\ m : \text{projection de } l \text{ selon l'axe de quantification} \end{cases}$$

Soit par

$$\{\alpha(I_1 I_2) s l J M\} \text{ avec : } \begin{cases} \vec{J} = \vec{I} + \vec{s} \text{ est le spin total} \\ M \text{ est sa projection sur l'axe de quantification} \end{cases}$$

Le rayon d'interaction est défini par :

$$a_c = a_\alpha = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

avec $1.2 < r_0 < 1.4$ Fermi

II-4-2 Caractéristique des voies :

$E = E_\alpha$: énergie du mouvement relatif des particules dans la voie c

$$\mu_c = \mu_\alpha = \frac{M_{1\alpha} M_{2\alpha}}{M_{1\alpha} + M_{2\alpha}} = \text{masse réduite}$$

$$k_\alpha = \left(\frac{2\mu_\alpha E_\alpha}{\hbar^2} \right)^{1/2} : \text{nombre d'ondes}$$

$$V_c = V_\alpha = \frac{\hbar k_\alpha}{\mu_\alpha} : \text{vitesse relative}$$

$$\eta_c = \eta_\alpha = \frac{Z_{1\alpha} Z_{2\alpha} e^2}{\hbar v_\alpha} : \text{paramètre du champ coulombien}$$

Dans ce qui suit, après avoir défini les fonctions d'ondes dans les deux régions de l'espace de configuration, nous définirons la matrice R [Lan58] comme une matrice réelle non diagonale reliant la fonction d'onde à sa dérivée sur la surface de séparation S.

II-4-3 Fonctions d'ondes :

Dans le formalisme de la matrice R [Lan 58] décrivant le noyau composé, on associe à chaque voie c , une surface S_c dans l'espace de configuration. Ce dernier est séparé, par la superposition de toutes les surfaces, en deux régions : la région interne et la région externe, chacune caractérisée par sa fonction d'onde :

$$\begin{cases} \Psi_{\text{int}} = \sum_{\lambda} C_{\lambda} \chi_{\lambda} \\ \Psi_{\text{ext}} = \sum_c \Phi_c \Psi_c \end{cases} \quad (\text{II-1})$$

avec :

C_{λ} : coefficient de développement dans la région intérieure.

χ_{λ} : fonction d'onde propre de l'hamiltonien H_{int} dans la région interne, définie à partir de l'équation aux valeurs propres par :

$$H_{\text{int}} \chi_{\lambda} = E_{\lambda} \chi_{\lambda} \quad (\text{II-2})$$

Où E_{λ} est l'énergie caractéristique propre, de l'hamiltonien H_{int} .

Φ_c : la fonction d'onde décrivant le mouvement relatif de la paire de particule dans la voie c .

Ψ_c : fonction d'onde du spin s et du moment angulaire orbital ℓ , donnée pour l'indice de voie

$c = \alpha s \ell \nu m$, par [Lan58] :

$$\Psi_{\alpha s \ell \nu m} = \frac{1}{r_{\alpha}} \Psi_{\alpha s \nu} (i^{\ell} Y_{\ell}^m) \quad (\text{II-3})$$

où $\Psi_{\alpha s \nu}$ est une fonction du spin s , et Y_{ℓ}^m est l'harmonique sphérique.

La continuité de la fonction d'onde totale à la surface de séparation est exprimée par :

$$\sum_{\lambda} C_{\lambda} \chi_{\lambda} = \sum_c \Phi_c \Psi_c \quad (\text{II-4})$$

Les coefficients C_{λ} sont donnés par [Lan58] :

$$C_{\lambda} = (E_{\lambda} - E)^{-1} \sum_c \gamma_{\lambda c} \left(\frac{\hbar^2}{2\mu_c r_c} \right)^{1/2} [\Phi_c' - b_c \Phi_c]_{s_c} \quad (\text{II-5})$$

On définit b_c comme le paramètre de raccordement entre la fonction d'onde χ_λ et sa dérivée à la surface nucléaire donné par [Lan 58] :

$$b_c = \left[\frac{r}{\chi_\lambda} \left(\frac{d\chi_\lambda}{dr} \right) \right]_{r=r_c} \quad (\text{II-6})$$

$\gamma_{\lambda c}$: est l'amplitude de largeur réduite (en $\text{MeV}^{1/2}$), du niveau λ dans la voie c définie par [Lan58] :

$$\gamma_{\lambda c} = \left(\frac{\hbar^2}{2\mu_c r_c} \right)^{1/2} \int_{S_c} \chi_\lambda^* \Psi_c dS_c \quad (\text{II-7})$$

où μ_c et r_c sont la masse réduite et le rayon du système des deux noyaux dans la voie c .

Les largeurs réduites $\gamma_{\lambda c}^2$ ne dépassent pas la limite de Wigner et subissent la contrainte :

$$\gamma_{\lambda c}^2 \leq \gamma_{wc}^2 = \frac{3\hbar^2}{2\mu_c R_c^2} \quad (\text{II-8})$$

La relation entre les paramètres de la voie d'entrée c et celle de la voie de sortie c' est donnée par :

$$\left(\frac{\hbar^2}{2\mu_c r_c} \right)^{1/2} \Phi_c = \sum_\lambda (E_\lambda - E)^{-1} \sum_{c'} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'} \left(\frac{\hbar^2}{2\mu_{c'} r_{c'}} \right)^{1/2} [\Phi'_{c'} - b_{c'} \Phi_{c'}]_{S_{c'}} \quad (\text{II-9})$$

Introduisons maintenant la matrice R dont l'élément $R_{cc'}$ est donné par :

$$R_{cc'} = \sum_\lambda \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{(E_\lambda - E)} \quad (\text{II-10})$$

L'équation (II-9) devient alors :

$$\left(\frac{\hbar^2}{2\mu_c r_c} \right)^{1/2} \Phi_c = \sum_{c'} R_{cc'} \left(\frac{\hbar^2}{2\mu_{c'} r_{c'}} \right)^{1/2} [\Phi'_{c'} - b_{c'} \Phi_{c'}]_{S_{c'}} \quad (\text{II-11})$$

La matrice R ainsi définie, fait le raccordement sur la surface S entre les composantes de la fonction d'onde radiale et ses dérivées. C'est la matrice intermédiaire reliant l'espace des voies à l'espace des niveaux.

II-5 La matrice de collision U :

II-5-1 Définition :

Dans une réaction nucléaire la voie d'entrée notée C , est caractérisée par un ensemble de nombres quantiques $C = \{\alpha \ell s m \nu J^\pi M\}$ et à laquelle on associe une amplitude A_c . Les voies de sortie C' (voies de désexcitation du noyau composé) sont caractérisées par des amplitudes $B_{c'}$.

La voie d'entrée étant également une voie de sortie, on lui associe, en plus de l'amplitude A_c , l'amplitude de diffusion B_c qui est la superposition des amplitudes des diffusions coulombienne, potentiel et résonante.

La fonction d'onde dans la région extérieure est donnée par :

$$\Psi_{ext} = \sum_c \Phi_c \Psi_c = \sum_c \frac{1}{\mu_c^{1/2}} (A_c I_c - B_c O_c) \quad (II-12)$$

Avec I_c et O_c sont les fonctions d'onde du flux entrant (onde entrante) et sortant (onde sortante), respectivement. L'amplitude A_c est calculée à partir des données relatives au faisceau incident (prise en général $A_c = 1$) et permet de déduire les amplitudes B_c en introduisant la matrice dite 'matrice de collision' notée U^{J^π} , telle que :

$$B_{c'} = \sum_c U_{c'c}^{J^\pi} A_c \quad (II-13)$$

Ou encore en notation matricielle :

$$B = U^{J^\pi} A \quad (II-14)$$

La matrice U^{J^π} ainsi définie est unitaire et symétrique. L'expression (II-13) s'écrit alors :

$$\Psi_{ext} = \sum_c \frac{1}{\mu_c^{1/2}} \left(A_c I_c - \left[\sum_{c'} U_{c'c}^{J^\pi} A_{c'} \right] O_c \right) \quad (II-15)$$

II-5-2 Relation entre la matrice de collision U et la matrice R :

En substituant l'expression de Ψ_{ext} donnée en (II-15) dans l'expression (II-12), nous obtenons en notation matricielle :

$$U^{J^\pi} = \rho^{1/2} O^{-1} \left[(1 - RL)^{-1} (1 - RL^*) \right] \rho^{-1/2} I \quad (II-16)$$

où L est une matrice diagonale dans l'espace des voies d'éléments :

$$L_c = \rho_c \left[\frac{O'_c}{O_c} \right]_{R_c} = D_c + iP_c \quad (\text{II-17})$$

Les quantités D_c et P_c représentent, respectivement, les facteurs de déplacement et de pénétration de la barrière coulombienne à la surface de séparation ($r = R_c$ ou $\rho_c = k_c R_c$, k_c étant le nombre d'onde). Ils sont donnés par :

$$P_c = \left[\frac{\rho_c}{F_c^2 + G_c^2} \right]_{R_c} \quad (\text{II-18})$$

F_c et G_c représentent respectivement, les fonctions régulières et irrégulières de Coulomb

$$D_c = \left[\rho_c \frac{F_c F'_c + G_c G'_c}{F_c^2 + G_c^2} \right]_{R_c} \quad (\text{II-19})$$

En raison de la difficulté d'inverser la matrice $(1 - RL)$ figurant dans l'expression (II-16) de U^{J^π} , J. E. Wigner a introduit dans l'espace des niveaux la matrice A telle que [Lan58]:

$$\left[(1 - RL)^{-1} \right]_{c''c'} = \delta_{c''c'} + \sum_{\lambda\lambda'} \gamma_{\lambda c''}^{J^\pi} \gamma_{\lambda' c'}^{J^\pi} L_c A_{\lambda\lambda'} \quad (\text{II-20})$$

La matrice A étant définie à partir des éléments de sa matrice inverse (A^{-1}) données par :

$$(A^{-1})_{\lambda\lambda'} = (E_\lambda - E) \delta_{\lambda\lambda'} + \Delta_{\lambda\lambda'} - i \frac{\Gamma_{\lambda\lambda'}}{2} \quad (\text{II-21})$$

Où $\Delta_{\lambda\lambda'}$ et $\Gamma_{\lambda\lambda'}$ sont deux fonctions de l'énergie données par :

$$\begin{cases} \Delta_{\lambda\lambda'} = - \sum_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda' c} S_c \\ \Gamma_{\lambda\lambda'} = 2 \sum_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda' c} P_c \end{cases}, \quad (\text{II-22})$$

$\Delta_{\lambda\lambda'}$ représente le déplacement de niveau qui est relié à l'énergie caractéristique E_λ et à l'énergie de résonance E_R par la relation :

$$(E_\lambda - E_R) \delta_{\lambda\lambda'} + \Delta_{\lambda\lambda'}(E_R) = 0 \quad (\text{II-23})$$

En injectant la matrice A dans (II-17), il vient [Lan58]:

$$\left[(1 - RL)^{-1} (1 - RL^*) \right]_{cc'} = \delta_{cc'} + 2i \sum_{\lambda\lambda'} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda' c'} P_c^{1/2} P_{c'}^{1/2} A_{\lambda\lambda'} \quad (\text{II-24})$$

d'où l'expression finale de l'élément de la matrice de collision :

$$U_{cc'}^{J\pi} = e^{i(\Omega_c + \Omega_{c'})} \left[\delta_{cc'} + 2i \sum_{\lambda\lambda'} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda' c'} P_c^{1/2} P_{c'}^{1/2} A_{\lambda\lambda'} \right] \quad (\text{II-25})$$

Ω_c est le déphasage total de la diffusion élastique, donné par :

$$\Omega_c = \omega_c - \varphi_c \quad (\text{II-26})$$

Où ω_c, φ_c sont les déphasages coulombien et potentiel respectivement, donnés par :

$$\begin{cases} \varphi_c = \arctg \left(\frac{F_c}{G_c} \right) \\ \omega_{\alpha\ell} = (1 - \delta_{\ell 0}) \sum_{n=1}^{n=\ell_c} \arctg \left(\frac{\eta_c}{n} \right) \end{cases} \quad (\text{II-27})$$

II-6 Amplitude totale de diffusion dans le calcul de Lane et Thomas :

Lane et Thomas [Lan58] utilisent la représentation spin avec l'indice $C = \alpha(I_1 I_2) s\nu$ dans leur calcul des amplitudes de diffusion, alors que pour les éléments de la matrice de collision $U^{J\pi}$ ils utilisent la représentation spin-moment angulaire par son indice $C = \alpha(I_1 I_2) \ell s$.

L'étude du comportement asymptotique des fonctions d'ondes particulières avant et après la diffusion peut être établie par la relation qui existe entre ces deux fonctions à l'infini, soit :

$$[\Psi_{\alpha's'\nu'}]_{r_{\alpha'} \rightarrow \infty} \sim \Psi_{\alpha s\nu} + \frac{A_{\alpha's'\nu', \alpha s\nu}}{r_{\alpha'}} e^{ik_{\alpha'} r_{\alpha'}}, \quad (\text{II-28})$$

Où $A_{\alpha's'\nu', \alpha s\nu}$ représente l'amplitude de diffusion d'une voie de sortie $\alpha's'\nu'$ issue d'une voie d'entrée $\alpha s\nu$, donnée par [Lan58, Vog62]:

$$A_{\alpha's'\nu', \alpha s\nu} = \lim_{r_{\alpha'} \rightarrow \infty} \left[r_{\alpha'} \nu_{\alpha'}^{1/2} \exp i \left\{ (\rho_{\alpha'} - \eta_{\alpha'} \log(2\rho_{\alpha'}) + \sigma_{\alpha'0}) \times \int \Psi_{\alpha's'\nu'}^* \Psi_{\alpha s\nu} d\tau_{\alpha'} \right\} \right], \quad (\text{II-29})$$

dont l'expression finale calculée par Lane et Thomas [Lan 58] est donnée par :

$$A_{\alpha's'\nu', \alpha s\nu}(\Omega_{\alpha'}) = \sqrt{\pi} \lambda \left[-C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'}) \delta_{\alpha's'\nu', \alpha s\nu} + i \sum_{JM \ell \ell' m'} (2\ell + 1)^{1/2} \langle s\ell \nu 0 | JM \rangle \langle s\ell \nu' m' | JM \rangle T_{\alpha'\ell's', \alpha \ell s}^{J\pi} Y_{\ell'}^{m'}(\Omega_{\alpha'}) \right], \quad (\text{II-30})$$

où $C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'})$ est l'amplitude de diffusion purement coulombienne donnée par :

$$C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'}) = \frac{\eta_{\alpha'}}{\sqrt{4\pi} \sin^2\left(\frac{\theta_{\alpha'}}{2}\right)} \exp\left\{-2i\eta_{\alpha'} \log \sin\left(\frac{\theta_{\alpha'}}{2}\right)\right\} \quad (\text{II-31})$$

L'expression (II-30) donne l'amplitude totale de diffusion comportant les trois contributions qui s'additionnent directement en vue de l'indépendance de leurs interactions. Ces termes sont donnés séparément comme suit [Vog62]:

▪ **Terme d'interaction coulombienne :**

$$A_{\alpha's'\nu',\alpha s\nu}^c = -\sqrt{\pi}\tilde{\chi} C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'}) \delta_{\alpha's'\nu',\alpha s\nu} \quad (\text{II-32})$$

▪ **Terme d'interaction potentiel :**

$$A_{\alpha's'\nu',\alpha s\nu}^p = i\sqrt{\pi}\tilde{\chi} \sum_{JM\ell\ell'm'} (2\ell+1)^{1/2} \langle s\ell\nu 0 | JM \rangle \langle s'\ell'\nu'm' | JM \rangle \delta_{\alpha'\ell's',\alpha\ell s} (e^{2i\omega_{\alpha\ell}} - e^{2i\Omega_{\alpha\ell}}) Y_{\ell'}^{m'}(\Omega_{\alpha'}) \quad (\text{II-33})$$

▪ **Terme d'interaction résonante (nucléaire) :**

$$A_{\alpha's'\nu',\alpha s\nu}^R = i\sqrt{\pi}\tilde{\chi} \sum_{JM\ell\ell'm'} (2\ell+1)^{1/2} \langle s\ell\nu 0 | JM \rangle \langle s'\ell'\nu'm' | JM \rangle Y_{\ell'}^{m'}(\Omega_{\alpha'}) \sum_{\lambda} 2 \frac{(\Gamma_{\lambda\alpha'\ell's'}^{J\pi} \Gamma_{\lambda\alpha\ell s}^{J\pi})}{\Gamma_{\lambda}^{J\pi}} \cos(\beta_{\lambda}^{J\pi}) e^{i\Phi_R} \quad (\text{II-34})$$

Où $\beta_{\lambda}^{J\pi}$: est le déphasage résonant défini par :

$$\beta_{\lambda}^{J\pi} = \arctg\left(\frac{E - \Delta_{\lambda} - E_{\lambda}}{\Gamma_{\lambda}/2}\right) \quad (\text{II-35})$$

et Φ_R : est le déphasage total donné par :

$$\Phi_R = \beta_{\lambda}^{J\pi} + \Omega_{\alpha\ell} + \Omega_{\alpha'\ell'} + \pi \quad (\text{II-36})$$

ainsi, l'amplitude totale de diffusion s'écrit :

$$A_{\alpha's'\nu',\alpha s\nu}^{tot} = A_{\alpha's'\nu',\alpha s\nu}^c + A_{\alpha's'\nu',\alpha s\nu}^p + A_{\alpha's'\nu',\alpha s\nu}^R \quad (\text{II-37})$$

II-7 Section efficace différentielle :

La section efficace différentielle pour le processus $\alpha s\nu \rightarrow \alpha's'\nu'$ des particules (projectile et cible) non polarisées, s'écrit:

$$d\sigma_{\alpha's'\nu',\alpha s\nu} = \left| A_{\alpha's'\nu',\alpha s\nu}^{tot} \right|^2 d\Omega_{\alpha'} \quad (\text{II-38})$$

En sommant sur les $s\nu, s'\nu'$ et en moyennant sur le spin s de la voie d'entrée, on obtient l'expression finale :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\alpha'}} \right) (\alpha, \alpha') = \frac{1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{ss', \nu\nu'} \left| A_{\alpha's'\nu', \alpha s\nu}^{tot} \right|^2 \quad (\text{II-39})$$

A partir de la formule (II-39) de $A_{\alpha's'\nu', \alpha s\nu}^{tot}$ on peut expliciter les différents termes représentants les différentes contributions, soit :

$$\begin{aligned} \left| A^{tot} \right|^2 &= A^{tot} A^{tot*} \\ &= (A^c + A^p + A^R) \times (A^c + A^p + A^R)^* \\ &= |A^c|^2 + |A^p|^2 + |A^R|^2 + 2 \operatorname{Re}(A^c A^{p*}) + 2 \operatorname{Re}(A^c A^{R*}) + 2 \operatorname{Re}(A^p A^{R*}) \end{aligned} \quad (\text{II-40})$$

de même pour $\frac{d\sigma_{\alpha, \alpha'}}{d\Omega_{\alpha'}}$, on obtient :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\alpha'}} \right)_C + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\alpha'}} \right)_P + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\alpha'}} \right)_R + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\alpha'}} \right)_{CP} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\alpha'}} \right)_{CR} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\alpha'}} \right)_{PR} \quad (\text{II-41})$$

II-8 Section efficace totale :

La section efficace totale de la réaction $\alpha \rightarrow \alpha'$ est obtenue en intégrant la section efficace différentielle sur l'angle solide $\Omega_{\alpha'}$, soit [Lan58, Vog62] :

$$\begin{aligned} \sigma_{\alpha\alpha'}(E) &= \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{\alpha'}} \right) d\Omega_{\alpha'} \\ &= \pi \tilde{\chi}^2 \sum_{J^\pi} g_J \sum_{\ell s, \ell' s'} \left| T_{\alpha' \ell' s', \alpha \ell s}^{J^\pi} \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{II-42})$$

où g_J est un facteur statistique de spin défini par :

$$g_J = \frac{(2J + 1)}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \quad (\text{II-43})$$

où I_1, I_2 sont respectivement, les spins intrinsèques du projectile et de la cible.

Dans cette dernière expression de $\sigma_{\alpha\alpha'}$, la contribution infinie de la diffusion élastique coulombienne a été omise.

II-9 Résonance du noyau composé :

Les réactions nucléaires procédant par noyau composé sont décrites par un processus en deux étapes indépendantes successives. Pour la réaction $^{17}\text{O} (p,\alpha) ^{14}\text{N}$ étudiée dans ce travail, ce mécanisme se fait selon le schéma suivant :

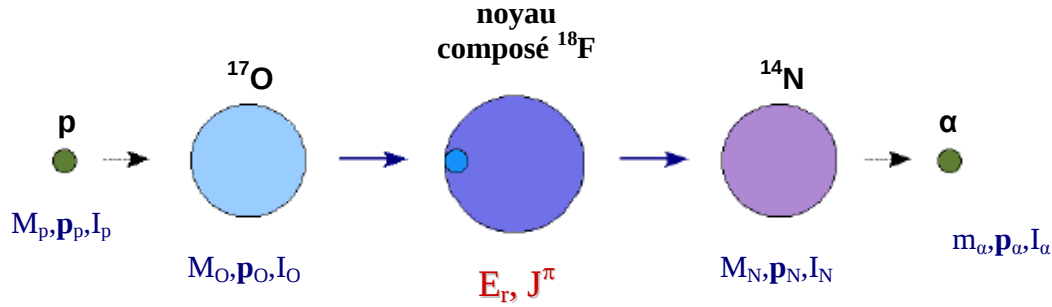


Fig II.2 : Représentation schématique du mécanisme de noyau composé dans la réaction $^{17}\text{O} (p,\alpha) ^{14}\text{N}$

Ainsi la section efficace totale pour une voie de réaction donnée impliquant la formation du noyau composé ^{18}F à partir de la voie d'entrée $p+^{17}\text{O}$ avec une énergie incidente E dans le centre de masse et sa désexcitation à partir d'un état d'énergie d'excitation E_{ex} , s'écrit sous la forme (hypothèse de Bohr) :

$$\sigma_{p,^{17}\text{F}} = \sigma_{p,^{18}\text{F}}(E) \times P_{\alpha}(E_{ex}) \quad (\text{II-46})$$

Ici , $\sigma_{p,^{18}\text{O}}(E_{cm})$ est la section efficace de formation du noyau composé ^{18}F et $P_{\alpha}(E_{ex})$ désigne la probabilité partielle de décroissance de ce noyau dans une voie de sortie, $\alpha+^{14}\text{N}$, cette dernière quantité est donnée simplement par le rapport de la largeur partielle Γ_{α} à la largeur totale Γ du niveau atteint dans ^{18}F , soit :

$$P_{\alpha}(E_{ex}) = \frac{\Gamma_{\alpha}}{\Gamma} \quad (\text{II-47})$$

La largeur totale Γ du niveau composé et son temps de vie τ sont reliés par la relation d'incertitude de Heisenberg $\Gamma \times \tau \geq \hbar$ ($\hbar$ désignant la constante de Planck), et l'énergie d'excitation E_{ex} du niveau peut être déterminée, compte tenu de la conservation de l'énergie, à partir de l'expression :

$$E_{ex} = E + Q \quad (\text{II-48})$$

où Q est le bilan d'énergie de la réaction.

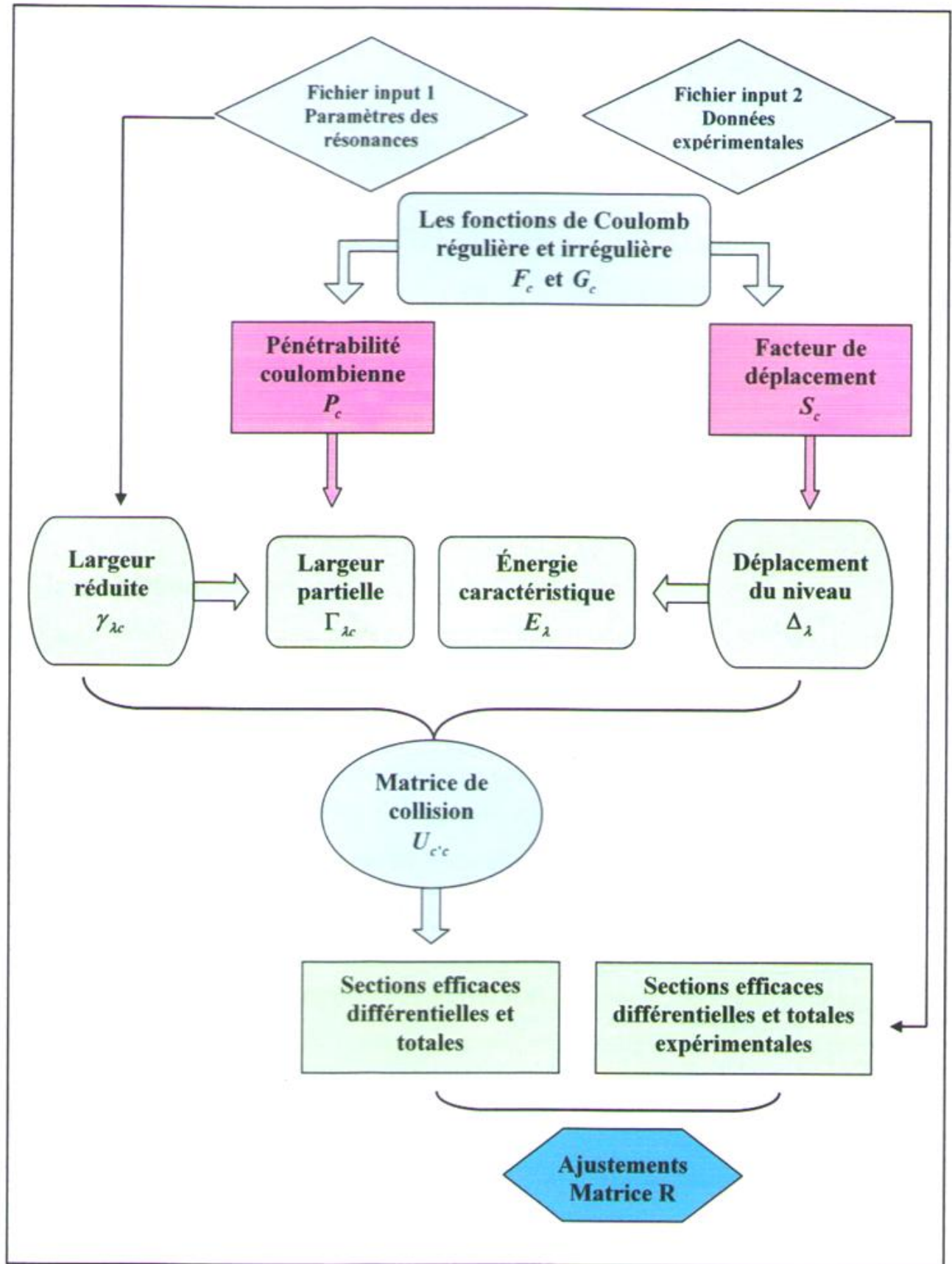


Figure II.3 : Représentation schématique du code de la matrice R

Chapitre III

Analyse en matrice R des données expérimentales de la réaction $^{17}\text{O} (p,\alpha) ^{14}\text{N}$

III-1- Introduction

Ce chapitre sera consacré à l'exposé des différents résultats obtenus dans ce travail ainsi qu'à leur discussion.

Nous commencerons par donner un aperçu des travaux effectués par différentes équipes sur la réaction étudiée, auxquels seront comparés nos résultats.

En effet, les sections efficaces de cette réaction ont été mesurées par Brown et Kieser [Bro62, Kie79] à des énergies de protons incidents E_p comprises entre 70 et 1800 keV aux angles laboratoires $\theta_{\text{lab}}=90^\circ$, 135° et 150° . La compilation de Nacre [Ang99] a repris tous ces travaux pour déterminer les taux de réaction dont les incertitudes sont de plusieurs dizaines d'unités. Ceci a amené d'autres équipes [Cha05, Cha07, Fox 05, Moe07] à réétudier, expérimentalement, les réactions $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ et $^{17}\text{O}(p, \gamma) ^{18}\text{F}$ aux énergies stellaires afin de réduire les incertitudes sur ces taux de réactions et de discuter des abondances stellaires des isotopes ^{17}O et ^{18}F .

Les astrophysiciens pensent que les novae sont des sources de production de noyaux d' ^{17}O [Jos98, Sta98] et qu'elles sont responsables de la synthèse de radio isotopes tels que le ^{18}F qui conduit, lors de sa désexcitation à l'émission gamma d'annihilation détectée par les observatoires embarqués comme INTEGRAL [Her99, Her04].

La production, dans les novae, des noyaux ^{17}O et ^{18}F dépend fortement des taux des réactions $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ et $^{17}\text{O}(p, \gamma) ^{18}\text{F}$ dans la gamme des températures atteintes lors des explosions de novae ($T \sim 0.1$ à $0.4 \cdot 10^9 \text{ K}$).

Ces différentes données expérimentales, intéressantes, nous ont poussés à nous intéresser, à l'étude de la réaction $^{17}\text{O} (p,\alpha) ^{14}\text{N}$ aux énergies d'intérêt astrophysique. Ce travail se partage en deux grandes parties :

- à savoir l'étude de la réaction $^{17}\text{O} (p,\alpha) ^{14}\text{N}$ en utilisant le formalisme de la matrice R basé sur la théorie du noyau composé et la comparaison de nos résultats à ceux expérimentaux de Kieser et Brown pour les sections efficaces de cette réaction;

- ainsi que l'étude de l'influence de la résonance à $E_{\text{Rlab}} = 194.1$ keV, sur les taux de la réaction, les sections efficaces totale et différentielle et ce en utilisant les nouvelles valeurs des caractéristiques astrophysiques de cette résonance obtenues par Chafa et col[Cha05]. Ce travail est très important quant aux abondances stellaires des isotopes ^{17}O et ^{18}F .

III-2 Mesures antérieures des données de la réaction $^{17}\text{O} (p,\alpha) ^{14}\text{N}$:

a- Travaux de Brown :

Brown et col [Bro62] ont mesuré la section efficace différentielle de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ à des énergies de protons incidents comprises entre 490 et 1580 keV et à l'angle laboratoire $\theta_{\text{Lab}} = 150^\circ$. Ce domaine d'énergies correspond à des énergies d'excitation du noyau composé du ^{18}F comprises entre 6.06 et 7.09 MeV.

Brown a réalisé l'expérience auprès de l'accélérateur électrostatique 2MV du Kellogg Laboratory. Un analyseur magnétique placé à la sortie de l'accélérateur assure une résolution en énergie égale à 2%. Un spectromètre magnétique à double foyer, a été utilisé pour analyser les produits de réaction. Pour détecter les protons qui passent à travers le spectromètre, Brown a utilisé un cristal Cs(Tl) et un photomultiplicateur.

L'avantage principal de la cible oxyde d'acier vient de la concentration en ^{17}O qui est relativement grande et ainsi des mesures ont été faites avec cette cible dans les régions d'énergie où la section efficace est faible et ne varie pas rapidement avec l'énergie.

L'avantage des cibles oxyde de nickel est qu'elles permettent les mesures de la section efficace absolue. Les pouvoirs d'arrêt des deux cibles utilisées proviennent de la compilation de Whaling [Wha58].

Des résonances ont été observées à des énergies proton $E_p = 518, 672, 747, 825, 927, 1096, 1101, 1247, 1274$ et 1335 keV. Sur la figure III-1, on reproduit les résultats des sections efficaces différentielles mesurées par Brown à des énergies comprises entre 450 et 800 keV, 800 et 1200 keV puis 1200 et 1600 keV, à $\theta_{\text{Lab}} = 150^\circ$.

Brown a ensuite ajusté les sections efficaces différentielles en utilisant une sommation cohérente de deux termes de Breit et Wigner à deux niveaux. Dans son ajustement Brown a pris en compte à chaque fois les interférences entre deux résonances dont les largeurs sont soit suffisamment élevées, soit étroites, pour deux niveaux voisins.

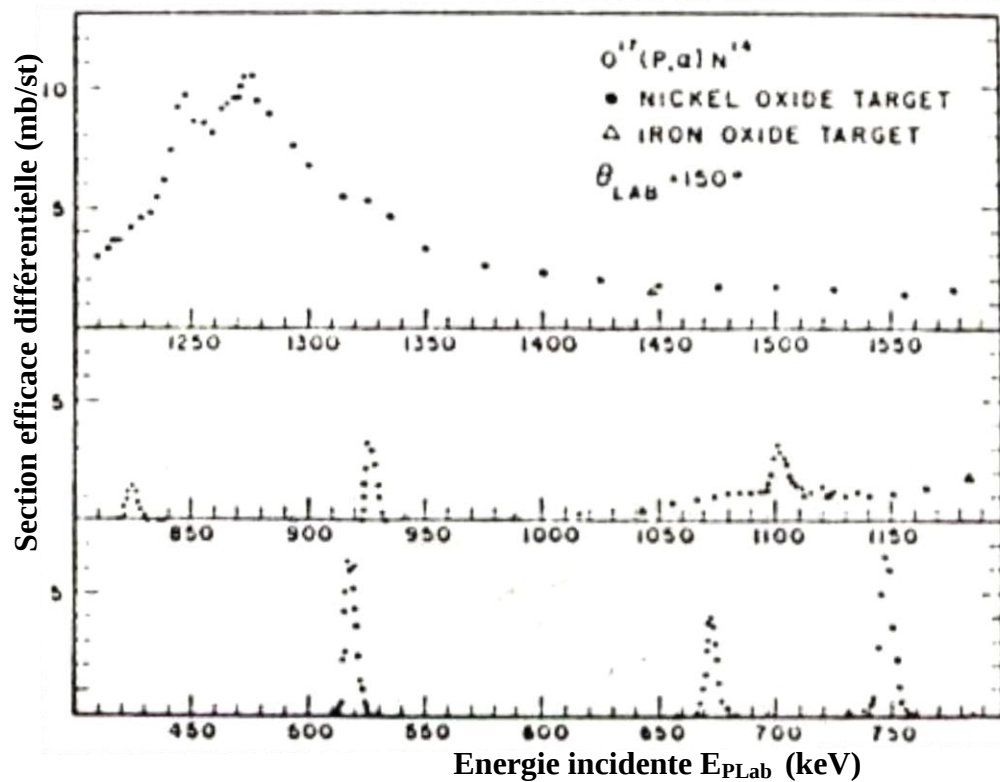


Figure III-1 : Courbe d'excitation de Brown à l'angle laboratoire $\theta_{\text{Lab}}=150^\circ$ de la réaction $^{17}\text{O} (p,\alpha) ^{14}\text{N}$

Le tableau III-1 résume les énergies des résonances dans le laboratoire et dans le centre de masse, les énergies d'excitation et les largeurs totales observées par Brown.

E_r (Lab) keV	E_r (c.m) keV	E_x (keV)	Γ (c.m) keV
518 ± 2	489 ± 2	6086	<2.0
672 ± 2	635 ± 2	6232	<2.0
747 ± 3	705 ± 3	6302	3.1 ± 1.4
825 ± 3	779 ± 3	6376	<4.5
927 ± 3	875 ± 3	6472	<1.2
1096 ± 6	1035 ± 6	6632	8.5 ± 5
1101 ± 4	1040 ± 4	6637	<3.0
1247 ± 5	1177 ± 5	6774	10 ± 3
1274 ± 5	1203 ± 5	6800	79 ± 5
1335 ± 10	1260 ± 10	6857	

Tab III-1 : Les paramètres de niveaux du ^{18}F déterminés par Brown.

b- Travaux de Kieser :

La réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ a été étudiée par Kieser et col [Kie79] à des énergies incidentes protons comprises entre 400 et 950 keV, auprès de l'accélérateur Van de Graaf

1MV JN de l'université de Toronto. Le courant faisceau est de $\approx 50\mu\text{A}$, et la résolution en énergie est de 200 eV à $E_p = 561\text{keV}$.

Pour des énergies incidentes protons comprises entre 740 et 1500 keV, le faisceau était produit par l'accélérateur Van de Graff 3MV JN de l'université Mc Master. Le courant faisceau est égal à $\approx 30\mu\text{A}$, et la résolution en énergie était de 1keV à $E_p = 926\text{keV}$.

Deux types de cibles ont été utilisés avec des supports solides :

- les cibles minces TiO_2 sur un support en Ta : ces cibles ont été réalisées par l'évaporation de $2.3\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de titane, qui est chauffé dans une atmosphère de ^{17}O (enrichie à 98%), sous une pression de 10Pa [Kie79a]. Les cibles produites de cette manière ont une épaisseur en énergie $\Delta E = 1.2\text{keV}$ pour des protons à l'énergie $E_p = 561\text{keV}$.
- Les cibles WO_3 : ces cibles ont été faites en chauffant des pièces épaisses de 0.25mm de W dans un gaz d'oxygène enrichi à 79% en ^{17}O [Rol73] sous une pression voisine de 10^{-3} torr.

Les pouvoirs d'arrêt pour les cibles TiO_2 et WO_3 , ont été calculés à partir des tables de Northcliffe et Shilling [Nor70] en utilisant la formule donnée par Gove [Gov59].

Les particules chargées ont été détectées avec des détecteurs Si à barrière de surface, de surface = 50 à 300 mm^2 et de résolution $\Delta E = 16$ ou 19 keV respectivement, pour des particules α détectées d'énergie égale à 5.5 MeV. Deux séries de mesures ont été faites pour la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$. La première a été obtenue avec une cible d'épaisseur $\Delta E = 10\text{keV}$ ($E_p = 561\text{keV}$) sur l'intervalle d'énergie $E_p = 460$ à 960 keV. Pour la deuxième série de mesures, une cible d'épaisseur $\Delta E = 4\text{keV}$ ($E_p = 561\text{keV}$) a été utilisée pour tous les énergies de résonance faibles et pour toutes les énergies au-dessus de $E_p = 900\text{keV}$. Entre les résonances étroites de faible énergie, les mesures ont été faites avec une cible d'épaisseur $\Delta E = 8\text{keV}$. Dans ce travail, Kieser a obtenu deux courbes d'excitation, l'une à un angle de 135° et l'autre à 90° (figure III-2 et III-3)

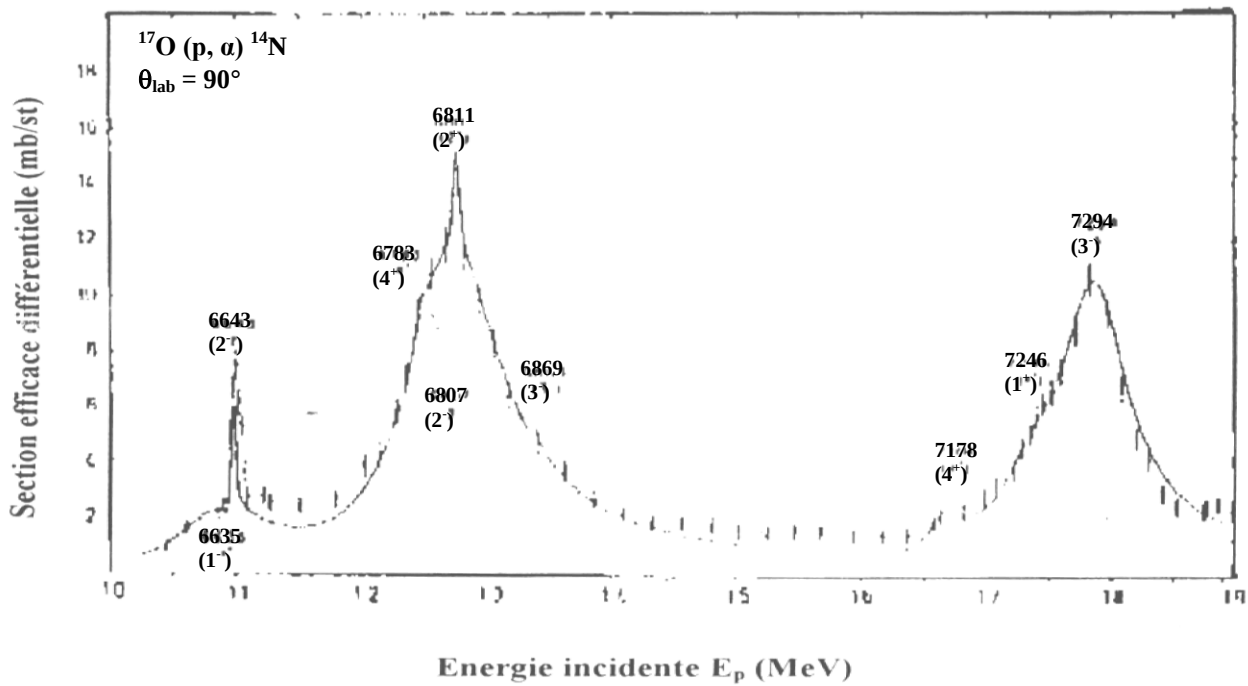


Figure III-2 Courbe d'excitation obtenue par Kieser de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ à l'angle laboratoire $\theta_{\text{Lab}} = 90^\circ$.

La figure III- 2, représente la courbe d'excitation, à 90° , obtenue par Kieser et col pour la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ pour une gamme d'énergies proton comprises entre 1 et 1.9 MeV. Sur cette figure apparaissent clairement les résonances correspondantes aux énergies dans le ^{18}F entre 6643 et 7294 keV.

La figure III- 3, quant à elle, donne la courbe d'excitation à 135° obtenue par Kieser toujours pour la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ pour une gamme d'énergies proton comprises entre 0.4 et 1.4 MeV qui correspondent à des niveaux du ^{18}F compris entre 6086 et 6869 keV. Sur cette figure est également représenté l'ajustement qu'il a obtenu en utilisant la matrice R.

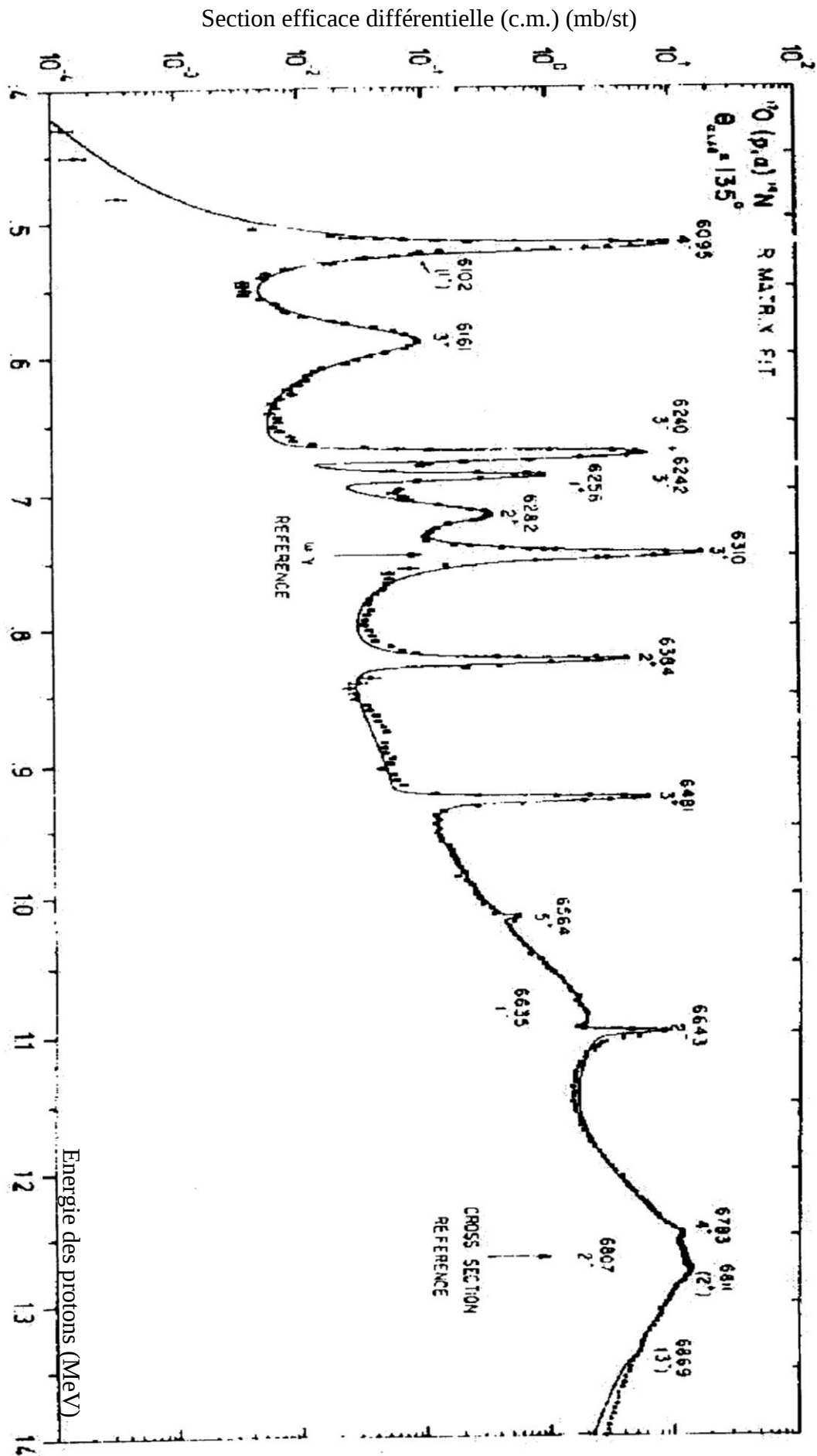


Figure III- 3 : Courbe d'excitation de Kieser de la réaction $^{17}\text{O}(\text{p},\alpha)^{14}\text{N}$ pour une cible d'épaisseur $\Delta E = 4 \text{ keV}$ ($E_p = 561 \text{ keV}$) la courbe en trait plein représente les résultats du fit de la matrice R

c- Travaux de Chafa :

La réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ a été étudiée par Chafa et col [Cha05, Cha07] pour déterminer les paramètres astrophysiques du niveau du ^{18}F à $E_x = 5786 \text{ keV}^1$. La résonance correspondant à ce niveau est située dans la zone de Gamow pour les températures régnant dans les novae.

Dans leur travail Chafa et al [Cha05, Cha07] ont réétudié, dans un premier temps, la réaction $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$ auprès de l'accélérateur Van De Graaff du CENBG (Bordeaux). Elle a permis de corriger la valeur de l'énergie et la durée de vie du niveau sus cité, en utilisant la méthode de l'atténuation du déplacement Doppler. Il a été obtenu 5789.8 keV pour l'énergie et une durée de vie inférieure à 2.6 fs . Ceci place la résonance étudiée à $E_{\text{Rlab}} = 194.1 \text{ keV}$ (ou $E_{\text{Rc.m.}} = 183.3 \text{ keV}$).

Dans un second temps, Chafa et col se sont intéressés à l'étude des réactions $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ et $^{17}\text{O} (p, \gamma) ^{18}\text{F}$ à $E_p \sim 190 \text{ keV}$ auprès de l'accélérateur PAPAP du CSNSM (Orsay). La réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ a été réalisée en bombardant des cibles de Ta_2O_5 avec un faisceau de protons voisines de 200 keV avec des courants compris entre 60 et $90 \mu\text{A}$. Les particules alpha ont été détectées avec quatre détecteurs au Silicium de 3 cm^2 de surface active. Le but étant l'observation de cette résonance, jusque là, inconnue et de déterminer ses caractéristiques astrophysiques telle que la force de résonance dans la voie (p, α) .

La dernière expérience consiste en l'étude de la réaction $^{17}\text{O} (p, \gamma) ^{18}\text{F}$ en utilisant une méthode d'activation. Elle consiste à mesurer la quantité de ^{18}F formée lors de l'irradiation des cibles en ^{17}O par des protons. Cette méthode consiste à envoyer un faisceau de protons d'énergie adéquate sur les cibles de Ta_2O_5 pendant quelques dizaines de périodes du ^{18}F . La quantité totale de ^{18}F formé est déterminée en mesurant l'activité correspondante à l'aide de deux détecteurs au germanium de gros volume positionnés l'un en face de l'autre dans une géométrie proche. Les gammas de 511 keV d'annihilation sont, ainsi, mesurés en coïncidence. La force de la résonance à 183.3 keV dans la voie (p, γ) est enfin mesurée.

Enfin, ces résultats ont été utilisés pour déterminer les taux des réactions $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$ et $^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$.

A partir de ces mesures, les caractéristiques astrophysiques, jusqu'alors inconnues, du niveau résonnant ont été obtenues, à savoir sa largeur proton, sa largeur radiative, sa largeur α et donc sa largeur totale.

¹5786 keV est l'énergie d'excitation du niveau telle qu'elle était connue avant le travail de chafa et al et telle qu'elle apparaît donc dans la compilation de Tilley[Til95]. Cette valeur plaçait la résonance à $E_{\text{cm}} = 179.5 \text{ keV}$.

A partir de ces différentes mesures, il a calculé de nouvelles valeurs des taux des réactions nucléaires $^{17}\text{O} (p,\gamma) ^{18}\text{F}$ et $^{17}\text{O}(p,\alpha) ^{14}\text{N}$ jusqu'à des températures de 1.5×10^9 K.

Dans ses calculs, il a introduit des éléments nouveaux concernant d'autres niveaux ou processus, à savoir essentiellement :

- une nouvelle valeur de l'énergie d'excitation du niveau à 5671.6 keV,
- une nouvelle estimation de la largeur proton réduite d'un niveau sous le seuil à 5.603 keV. La contribution de ce niveau au taux de réaction est sensible à basse température, jusqu'à $T_9 = 0.02$ environ,
- une nouvelle estimation de la capture radiative directe.

Finalement, cette étude a conduit à une réduction considérable de l'incertitude sur le taux de la réaction $^{17}\text{O}(p,\alpha) ^{14}\text{N}$ et $^{17}\text{O}(p,\gamma) ^{18}\text{F}$ et on peut dire qu'ils sont, maintenant, connus et maîtrisés avec précision. L'importance des résultats expérimentaux obtenus contribue à une meilleure connaissance de la nucléosynthèse explosive dans les novae classiques. Les nouveaux taux de réactions ont été introduits dans des simulations hydrodynamiques d'explosions de novae classiques, avec comme résultat essentiel une production significativement moindre du noyau ^{18}F par rapport aux calculs antérieurs utilisant les anciens taux de réaction. L'estimation la plus précise possible de la production de ^{18}F dans ces explosions est importante car le rayonnement gamma de 511 keV, émis consécutivement à la désintégration radioactive du ^{18}F , est susceptible d'être observé par des ensembles de détection embarqués comme INTÉGRAL.

d- D'autres données :

Plusieurs autres travaux se sont également intéressés à la mesure des caractéristiques résonnantes des états composés du ^{18}F à partir des voies d'entrées $^{17}\text{O}+p$, $^{14}\text{N}+\alpha$ et des voies de sortie $^{17}\text{O}+p$, $^{14}\text{N}+\alpha$ ou $^{18}\text{F}+\gamma$. Rolf et col [Rol73], ont étudié les réactions $^{16}\text{O}(^3\text{He},p\gamma) ^{18}\text{F}$, $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma) ^{18}\text{F}$ et $^{17}\text{O}(p, \gamma) ^{18}\text{F}$ et ont pu déterminer plusieurs largeurs Γ , Γ_p , Γ_α , et Γ_γ . Sens et col.[Se77,Se78] ont étudié les réactions $^{17}\text{O}(p, p) ^{17}\text{O}$, $^{17}\text{O}(p, p_1\gamma) ^{17}\text{O}$, $^{17}\text{O}(p, \alpha) ^{14}\text{N}$ et $^{17}\text{O}(p, \gamma) ^{18}\text{F}$ à des énergies comprises entre 1.4 et 3 MeV. Leur travaux ont permis la détermination de plusieurs valeurs : les largeurs partielles et totales dans la voie proton d'une dizaine de niveaux résonnants. Nous citerons également les travaux de Bogaert et col. [Bog89] et Landré et col.[Lan89]. Ces travaux ont permis de fixer l'énergie d'excitation du niveau (1⁻) et des limites supérieures aux largeurs de la voie proton des niveaux situés à $E_x=5672.5$ et 5786 keV qui correspondent aux énergies $E_p= 66$ et 179.5 keV.

D'autres travaux se rapportant à l'étude des états résonnants du ^{18}F ont été également effectués, ils sont mentionnés dans la compilation européenne d'astrophysique dite de NACRE [Ang99], ainsi que dans la compilation de Tilley et col. [Til95].

L'analyse des résultats expérimentaux de Kieser et coll. [Kie79] et de Brown [Bro62] a été réalisée en utilisant le modèle du noyau composé basé sur le formalisme de la matrice R.

e- Intérêt de ce travail :

Au vu des nouvelles valeurs obtenues pour la résonance à 183.3 keV et son importance du point de vue astrophysique, nous avons estimé opportun de réétudier la réaction $^{17}\text{O} (p,\alpha) ^{14}\text{N}$ en utilisant le code de la matrice R. Le mécanisme d'interaction est essentiellement celui procédant à la formation du noyau composé. L'interaction directe est moins probable et donc n'est pas considérée dans ce travail.

Nous avons, tout d'abord, introduit les données de Kieser et Brown aux trois angles 90, 135 et 150° dans le fichier d'entrée du code. Après les ajustements adéquats, effectués sur les largeurs et les rapports d'embranchement des différentes résonances, nous avons retracé les courbes d'excitation. Nous comparons les fits, obtenus par la matrice R, avec les données de Kieser et Brown aux différents angles étudiés.

Dans une seconde partie, nous avons introduit les anciennes valeurs des paramètres de la résonance à 183.3 keV données par [Ang99, Rol73] et les nouvelles valeurs données par [Cha07]. Ceci permet de mettre en évidence l'importance de cette résonance et sa grande contribution à la section efficace totale, le facteur astrophysique et au taux de la réaction.

III- 3 - Caractéristiques des états excités du noyau composé ^{18}F :

a- Diagramme des niveaux d'énergie dans le ^{18}F autour de la résonance à 183.3 keV.

La figure III-4 représente le diagramme des énergies dans le ^{18}F autour de la résonance à 183.3 keV. On observe les niveaux dans le ^{18}F en keV tels que donnés dans la compilation de Tilley. On reporte sur ce graphe l'énergie proton permettant d'exciter le niveau sus cité par la voie ($p+ ^{17}\text{O}$) qui représente la voie d'entrée. Le ^{18}F est le noyau composé et la voie de sortie donnée par ($\alpha+ ^{14}\text{N}$). Les énergies de résonance sont dans le système laboratoire.

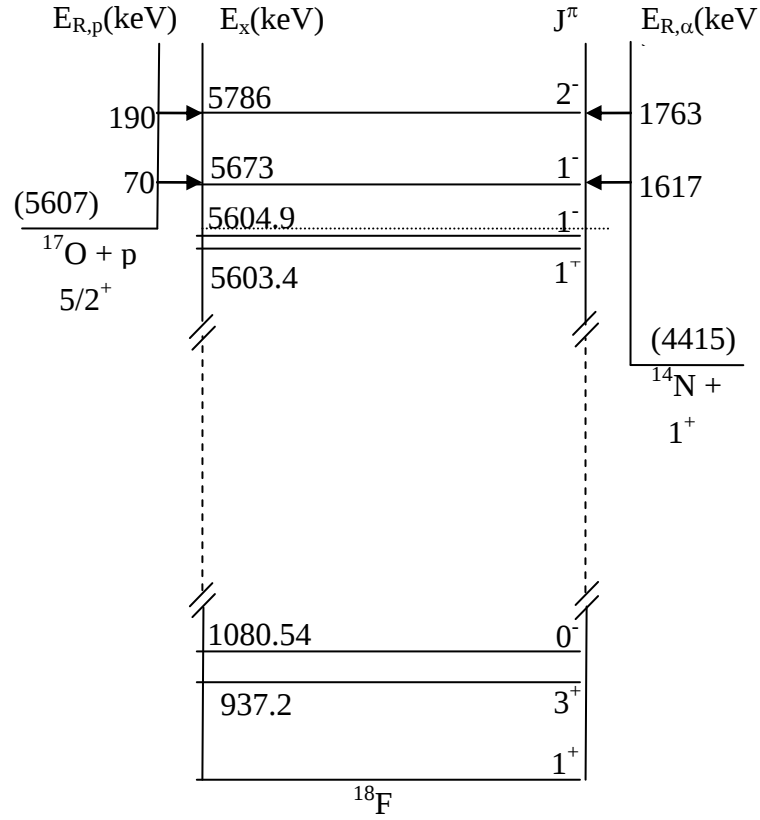


Figure : III-4 : Diagramme des niveaux du noyau de ^{18}F donné par Tilley [Til95]. Les énergies de résonance sont données dans le système du laboratoire.

b- Conservation du spin et la parité J^π des niveaux :

La fusion d'un proton et d'un noyau ^{17}O conduit à la formation d'un noyau composé ^{18}F . Ce dernier étant formé à des états excités, il se désexcite rapidement vers une des voies permises par les lois de conservation du moment cinétique total et de la parité.

Pour qu'un état composé du noyau ^{18}F de spin J et parité π puisse être formé par la voie d'entrée $p+^{17}\text{O}$ et se désexciter via la voie de sortie $\alpha+^{14}\text{N}$, les lois de conservation du moment cinétique total et de la parité traduites par les relations suivantes doivent être satisfaites :

$$\vec{s} + \vec{\ell} = \vec{J} = \vec{s}' + \vec{\ell}' \quad (\text{III-1})$$

$$\pi_p \pi_{^{17}\text{O}} (-1)^\ell = \pi_J = \pi_\alpha \pi_{^{14}\text{N}} (-1)^{\ell'} \quad (\text{III-2})$$

Où $\vec{s} = \vec{I}_p + \vec{I}_{^{17}\text{O}}$ et $\vec{s}' = \vec{I}_\alpha + \vec{I}_{^{14}\text{N}}$ sont les spins respectifs des voies d'entrée et de sortie, $\vec{\ell}$ et $\vec{\ell}'$ sont les moments angulaires orbitaux associés respectivement aux voies d'entrée et de

sortie. I_x et π_x sont le spin et la parité de la particule x rapportés dans le tableau III-1 ci-dessous :

Particule	P	^{17}O	α	^{14}N
I^π	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{5}{2}^+$	0^+	1^+

Tableau III-1 : Spin et parités des particules impliquées dans la réaction $^{17}\text{O} (p,\alpha) ^{14}\text{N}$.

Les valeurs du spin s d'une voie $x+y$ sont données par l'inégalité :

$$|I_x - I_y| \leq s \leq I_x + I_y \quad (\text{III-3})$$

Ainsi pour les voies d'entrée et de sortie, ces valeurs sont rapportées dans le tableau III-2 ci-dessous :

Les voies de réaction	S
$p + ^{17}\text{O}$	2 et 3
$\alpha + ^{14}\text{N}$	1

Tableau III-2 : Spin des systèmes de particules impliqués dans notre analyse.

Comme mentionné dans les chapitres précédents, aux basses énergies ($0 \leq E \leq 1.3\text{MeV}$), les réactions nucléaires font intervenir principalement les ondes de faibles moments angulaires. Par conséquent, seules les valeurs de $\vec{\ell}$ et $\vec{\ell}'$ inférieures à 2 ont été considérées dans l'analyse. L'utilisation de ces valeurs et des valeurs des spins des voies dans l'équation III-1, nous permet de déduire les caractéristiques J^π des niveaux résonants du noyau composé ^{18}F qui peuvent être observés dans la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$. Sur les tableaux III-3 A et B sont reportées ces valeurs pour la voie d'entrée et la voie de sortie.

$\ell \backslash s$	0	1	2
2	2^+	$1^-, 2^-, 3^-$	$0^+, 1^+, 2^+, 3^+, 4^+$
3	3^+	$2^-, 3^-, 4^-$	$1^+, 2^+, 3^+, 4^+, 5^+$

A : voie d'entrée $p + ^{17}\text{O}$

$\ell \backslash s$	0	1	2
1	1^+	$0^-, 1^-, 2^-$	$1^+, 2^+, 3^+$

B : voie de sortie $\alpha + ^{14}\text{N}$

Tableau III-3 A et B: Les valeurs de J^π du noyau ^{18}F résultant des combinaisons entre moment angulaire et spin (équation III-1).

c- Procédures d'ajustement :

L'analyse de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ aux énergies d'intérêt astrophysique a été effectuée dans le cadre du mécanisme réactionnel du noyau composé avec formation de résonances. Le formalisme de la matrice R de Lane et Thomas [Lan58] basé sur la paramétrisation des résonances a été utilisé dans le calcul de la section efficace. Un code de calcul correspondant, élaboré au sein de notre faculté par Fouka [Fou04] a été mis à profit.

Chaque résonance est caractérisée par un ensemble de grandeurs physiques qui, dans une analyse, peuvent être considérés comme des paramètres ajustables (libres) si leurs valeurs sont inconnues. Les paramètres libres utilisés pour cette analyse sont :

- 1- Le spin et la parité J^π des niveaux incertains,
- 2- L'énergie de résonance E_R ,
- 3- La largeur totale $\Gamma_{\lambda, tot}$,
- 4- Les couples (ℓ, s) des voies,
- 5- Les rayons de voies en termes de $r_{0, \alpha}$,
- 6- Les largeurs partielles $\Gamma_{c, \ell, s}$ des niveaux qui peuvent être exprimées en terme de :

- l'amplitude de la largeur réduite $\gamma_{\lambda c}$ et sa limite de wigner γ_{wc} ,
- le rapport $\theta_{\lambda c} = \frac{\gamma_{\lambda c}}{\gamma_{wc}}$ et
- le rapport d'embranchement $\frac{\Gamma_{\lambda c}}{\Gamma_{\lambda, tot}}$.

7- Les coefficients multiplicatifs de phase $F_{\alpha\ell}$ indépendants de l'énergie, définis par :

$$\varphi'_{\alpha\ell} = F_{\alpha\ell} \times \varphi_{\alpha\ell} \quad (\text{III-4})$$

Où $\varphi_{\alpha\ell}$ est la phase potentielle assimilée généralement à celle de la sphère dure ; $\varphi'_{\alpha\ell}$ est appelée la phase modifiée. Cela représente un grand nombre de paramètres libres et rend l'analyse plus souple.

Durant ce travail, nous avons repris l'analyse des 22 niveaux résonants à des énergies incidentes comprises entre 0.02 et 2 MeV. Notre analyse nous a permis de déterminer les caractéristiques de plusieurs niveaux excités du noyau composé ^{18}F (Tableau III-4). Toutefois, pour les résonances étroites telles que celles situées à $E_p = 518, 525, 670, 673, 687, 745, 825, 927, 1015, 1098$ et 1276keV , les largeurs totales des états résonants sont inférieures à la perte d'énergie du faisceau dans la cible $\Delta E_p = 4\text{keV}$ à $E_p=561\text{ keV}$ [Kie79].

Les variations brutales de la section efficace, points expérimentaux de la figure III-3, montrent des largeurs expérimentales supérieures aux largeurs totales intrinsèques des niveaux excités du noyau ^{18}F (lorsque $\Gamma < \Delta E_p$, ΔE_p étant la perte d'énergie du faisceau dans la cible pour une énergie incidente E_p) à cause de la perte d'énergie du faisceau dans la cible. D'où l'épaisseur de celle ci devient négligeable devant les résonances larges.

III-3 Données utilisées pour les résonances dans le ^{18}F

Dans le tableau III-4, nous présentons nos résultats comparés à ceux de Kieser [Kie79] ; de Brown [Bro62] , d'Ajzenberg-Selove [Ajz87] et de Nacre [Ang99] pour les énergies des résonances dans les systèmes laboratoires et centre de masse, les énergies des niveaux dans le ^{18}F correspondants à ces résonances ainsi que les parités et les largeurs de chaque résonance.

Nous remarquons, à partir de ce tableau, qu'il ya des désaccords entre nos résultats et ceux de Kieser [Kie79] et Brown [Bro62]. Ces désaccords concernent les largeurs totales et partielles des résonances situées à $E_p= 1271, 1672, 1742\text{ keV}$. Ils sont, de notre point de vue,

principalement dus au fait que nous avons analysé les courbes d'excitation simultanément aux trois angles laboratoire $\theta_{lab} = 90^\circ, 135^\circ$ et 150° . **Alors que Brown s'est basé, pour ses ajustements, sur ces résultats expérimentaux à $\theta_{lab} = 150^\circ$ uniquement.** Les analyses effectuées par Kieser [Kie79], sont également déduites de l'ajustement des courbes d'excitation à $\theta_{lab} = 90^\circ$ et 135° **uniquement.**

Concernant les résonances étroites, nous avons repris dans nos analyses les valeurs publiées par Kieser et col. [Kie79]. Pour ces résonances, les pertes d'énergies ne sont plus négligeables. Les ajustements de Kieser et col, reproduisent bien les résultats expérimentaux pour ces résonances étroites.

E_R (keV) _{Lab}	E_R (keV) _{C.M}	E_X (keV)	J^π	Γ (keV)	Γ_p (keV)	Γ_α (keV)
68.93 ^(a)	65.1		1 ⁻	0.130	0.128	0.002
70 ^(e)	66±0.3		1 ⁻	0.130	0.128	0.002
194.1 ^(a)	183.3	5789.8±0.3	2 ⁻	6.8±3.0	(0.38±0.05) 10 ⁻²	6.8±3.0
190 ^(e)	179.5±2.4		2 ⁻	0.000044	0.0000028	0.000022
518±1 ^(a)	490		4 ⁻	0.2389	0.0999	0.1389
518 ^(b)	489	6095	4 ⁻	0.244	0.138	0.106
518±2 ^(c)	489±2	6086		< 2.0		
517±1.0 ^(d)		6095	4 ⁻	0.24±0.03		
	489.9±1.1 ^(e)		4 ⁻			
525±1 ^(a)	495		1 ⁺	2.167	0.0129	2.154
525 ^(b)	495	6102	1 ⁺	0.034	0.0002	0.0336
525 ^(d)		6102	1 ⁺	0.034±0.003		
587±1 ^(a)	557		3 ⁺	16.68	16.67	0.00885
588 ^(b)	555		3 ⁺	14	14	0.005
587.1±1.0 ^(d)			3 ⁺	14±0.5		
	556.7±0.9		3 ⁺			
670±1 ^(a)	635		3 ⁻	0.4057	0.3593	0.0464
670.5 ^(b)	633	6240	3 ⁻	0.193	0.0582	0.133
670.5±1.0 ^(d)		6239	3 ⁻	0.19±0.03		
	633.9±0.8 ^(e)		3 ⁻			
673±1 ^(a)	636		3 ⁻	0.06309	0.01668	0.04641
673 ^(b)	635	6242	3 ⁻	0.178	0.0408	0.137
672±2 ^(c)	635±2	6232		< 2.0		
673.0 ^(d)		6242	3 ⁻	0.18±0.04		
	635.5±3 ^(e)		3 ⁻			
687±1 ^(a)	649		1 ⁺	4.658	0.01668	4.641
688 ^(b)	649	6256	1 ⁺	0.602	0.027	0.575
690±4 ^(d)		6258	1 ⁺	0.60±0.12		
	655.5±2.5 ^(e)		1 ⁺			
716±2 ^(a)	676±5		2 ⁺	14.42	0.03792	14.3
716 ^(b)	676	6282	2 ⁺	10	10	0.027

714.2±1.0 ^(d)		6281	2 ⁺	10.0±0.5		
	676.7±0.9 ^(e)		2 ⁺			
745±1 ^(a)	706		3 ⁺	0.000951	0.525	0.426
746 ^(b)	704	6310	3 ⁺	0.951	0.525	0.426
747±3 ^(c)	705±3	6302		3.1±1.4		
741±2 ^(d)		6306	3 ⁺	0.95±0.14		
	704.0±0.8 ^(e)		3 ⁺			
825±1 ^(a)	778±1		2 ⁺	0.3953	0.1093	0.2860
824 ^(b)	778	6384	2 ⁺	0.395	0.1093	0.286
825±3 ^(c)	779±3	6376		<4.5		
826±2 ^(d)		6386	2 ⁺	0.40±0.09		
	779.0±1.7 ^(e)		2 ⁺			
927±1 ^(a)	875		3 ⁺	0.4±0.1	0.278	0.122
927 ^(b)	875	6481	3 ⁺	0.4	0.277	0.123
927±3 ^(c)		6472		<1.2		
926±2 ^(d)		6481	3 ⁺	0.40±0.10		
	878.4±1.5 ^(e)		3 ⁺			
1015±1 ^(a)	958		5 ⁺	0.5612	0.00121	0.561
1015 ^(b)	958	6564	5 ⁺	0.561	0.0012	0.560
1015 ^(d)		6565	5 ⁺	0.56±0.13		
	960.5±1.5 ^(e)		5 ⁺			
1090±1 ^(a)	1029		2 ⁻	92.8	46.4	46.4
1090 ^(b)	1029	6635	1 ⁻	80	2.920	77.090
1096±6 ^(c)	1035±6	6632		85±5		
1090 ^(d)		6635	1	80±2		
	1037.2±0.8 ^(e)		2 ⁻			
1098±1 ^(a)	1037		2 ⁻	0.415	0.184	0.231
1098 ^(b)	1037	6643	2 ⁻	0.599	0.368	0.231
1101±4 ^(c)	1040±4	6637		< 3.0		
1098.9±0.4 ^(d)		6643.9	2 ⁻	0.60±0.07		
	1040.5±4 ^(e)		1 ⁻			
1247±2 ^(a)	1177		4 ⁺	9.150±1	8.382	0.232
1247 ^(b)	1177	6783	4 ⁺	9.150	9	0.15
1247±5 ^(c)	1177±5	6774		10±3		
1240±2 ^(d)		6777	4 ⁺	9.2±1.0		
	1170±1.4 ^(e)		4 ⁺			
1271±2 ^(a)	1200		2 ⁻	150±10	31.8	112.77
1272 ^(b)	1201	6807	2 ⁻	88.070	16.57	71.5
1274±5 ^(c)	1203±5	6800		79±5		
1274±5 ^(d)		6809	2 ⁻	88±2		
	1202.5±5 ^(e)		2 ⁻			
1276±1 ^(a)	1205		2 ⁺	2.960±1.0	2.518	0.133
1276 ^(b)	1205	6811	2 ⁺	2.960	2.75	2.210
1276 ^(d)		6811	2 ⁺	3.0±0.5		
1338±1 ^(a)	1263		3 ⁻	5±1	4.99	0.019
1338 ^(b)	1263	6869	3 ⁻	5.030	5	0.03
1335±10 ^(c)	1260±10	6857				
1338 ^(d)		6870	3 ⁻			

$1672 \pm 5^{(a)}$	1579		4^+	35 ± 10	33.98	0.44
$1665^{(b)}$	1572	7178	4^+	29.9	29.4	0.5
$1687.5 \pm 1^{(d)}$		7199	4^+	6.5		
$1742 \pm 3^{(a)}$	1645		1^+	50 ± 10	6.41	4258
$1737^{(b)}$	1640	7246	1^+	60	5	55
$1738 \pm 2^{(d)}$		7247	1^+	46.5		
$1789 \pm 2^{(a)}$	1689 ± 1		3^-	60 ± 5	15.8	44.2
$1788^{(b)}$	1688	7294	3^-	60	15.820	44.180
$1784 \pm 2^{(d)}$		7291	3^-	38		

(a) : ce travail, (b) : [Kie79], (c) : [Bro62], (d) : [Ajz87], (e) : [Ang99].

Tableau III-4 : Les résultats de nos travaux (a) comparés à ceux de Kieser (b) , de Brown (c) , d'Ajzenberg – Selove (d), et de Nacre(e).

Le tableau III- 5, résume les valeurs expérimentales obtenues dans le travail de Chafa et col pour la résonance à 183.3 keV correspondant au niveau dans le ^{18}F à 5789.8 keV.

$E_x (\text{keV})$	$\Gamma_p (\text{eV})$	$\Gamma_\alpha (\text{eV})$	$\Gamma_\gamma (\text{eV})$	$\Gamma (\text{eV})$
5789.8 ± 0.3	$(0.38 \pm 0.05) 10^{-2}$	6.8 ± 3.0	$(0.94 \pm 0.36) 10^{-2}$	6.8 ± 3.0

Tableau III-5 : Largeurs partielles et totale à la résonance du niveau à 5789.9 keV à $E_{p(\text{CM})}=183.3\text{keV}$ calculées à partir des mesures de Chafa [Cha07].

III- 4 Résultats et discussions :

Comme précisé précédemment, notre travail se décompose en deux parties essentiellement :

- l'étude de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ par la méthode de la matrice R et la comparaison de nos résultats avec ceux donnés par Kieser et Brown.
- La détermination de l'influence de la résonance à 194.1 keV (183.3 keV lab) sur les taux de la réaction, les sections efficaces et, par conséquent, sur les abondances stellaires de ^{17}O et ^{18}F .

III-4-1 : Etude de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ en utilisant le code de la matrice R

a- Section efficace différentielle de Kieser à 90° et 135° :

La figure III-5 représente l'évolution de la section efficace totale en fonction de l'énergie des protons dans la gamme d'énergie comprise entre 0.4 et 1.3 MeV. Les valeurs expérimentales de Kieser à 135° [Kie79] sont représentés par des cercles et leurs barres d'erreurs, le fit obtenu en utilisant le code de la matrice R est en traits pleins. Nous

constatons un bon accord entre les deux courbes pour toutes les résonances. Ceci nous permet d'affirmer que le code basé sur la méthode de la matrice R utilisé est un bon outil pour l'étude de notre réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$.

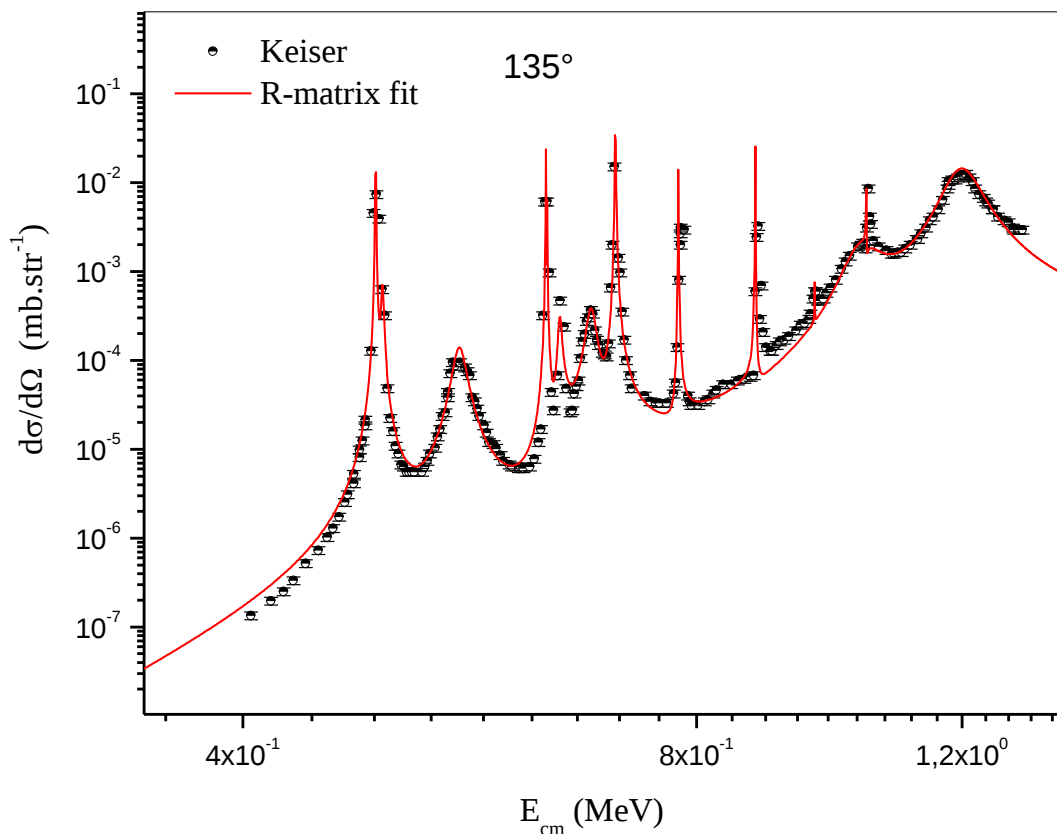


Figure III-5 : La section efficace différentielle de Kieser fité avec la Matrice R, entre 0.4 et 1.4 MeV

La figure III-6 montre l'évolution de la section efficace différentielle à 135° pour les résonances comprises entre 0.5 et 0.7 MeV. En cercles sont représentées les valeurs expérimentales de Kieser, en traits pleins les valeurs obtenues à partir du fit calculé avec le code de la matrice R. Notre travail reproduit d'une façon assez correcte la forme des résonances dans ce domaine.

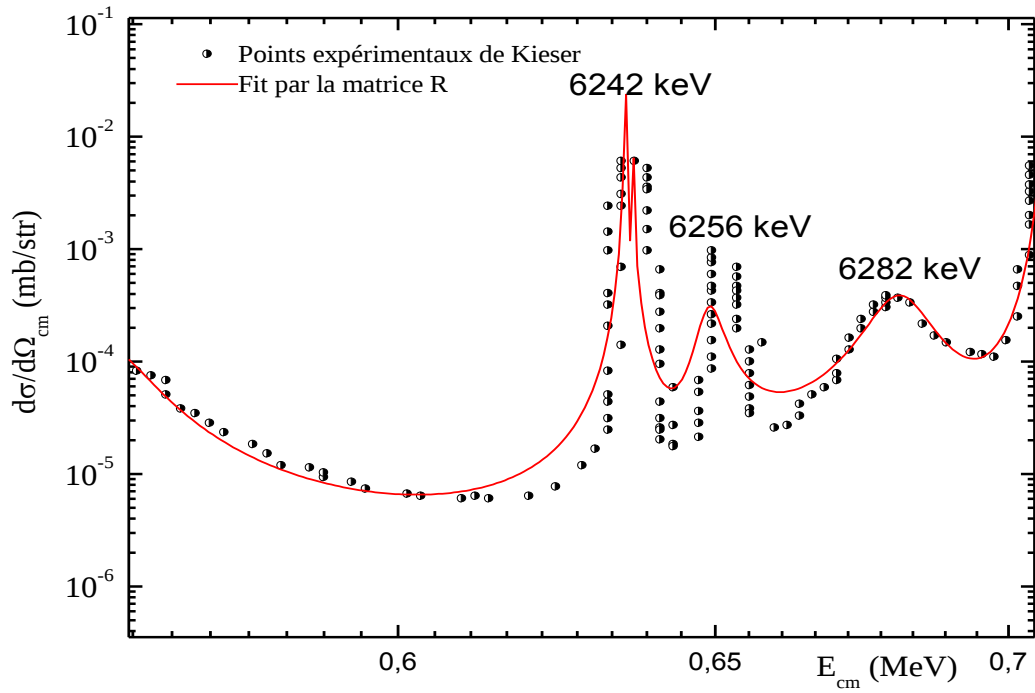


Figure III- 6 : Section efficace différentielle en fonction de l'énergie à 135° entre 0.55 et 0.7 MeV pour les valeurs expérimentales de Kieser (cercles) et matrice R (traits pleins)

La figure III- 7 donne l'évolution de la section efficace différentielle à 135° pour nos valeurs et celles Kieser dans le domaine 0.35 à 0.6 MeV on constate un bon accord entre les courbes de Kieser et celles données par le calcul de la matrice R. La méthode de la matrice R donne donc de très bons résultats pour l'étude de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$.

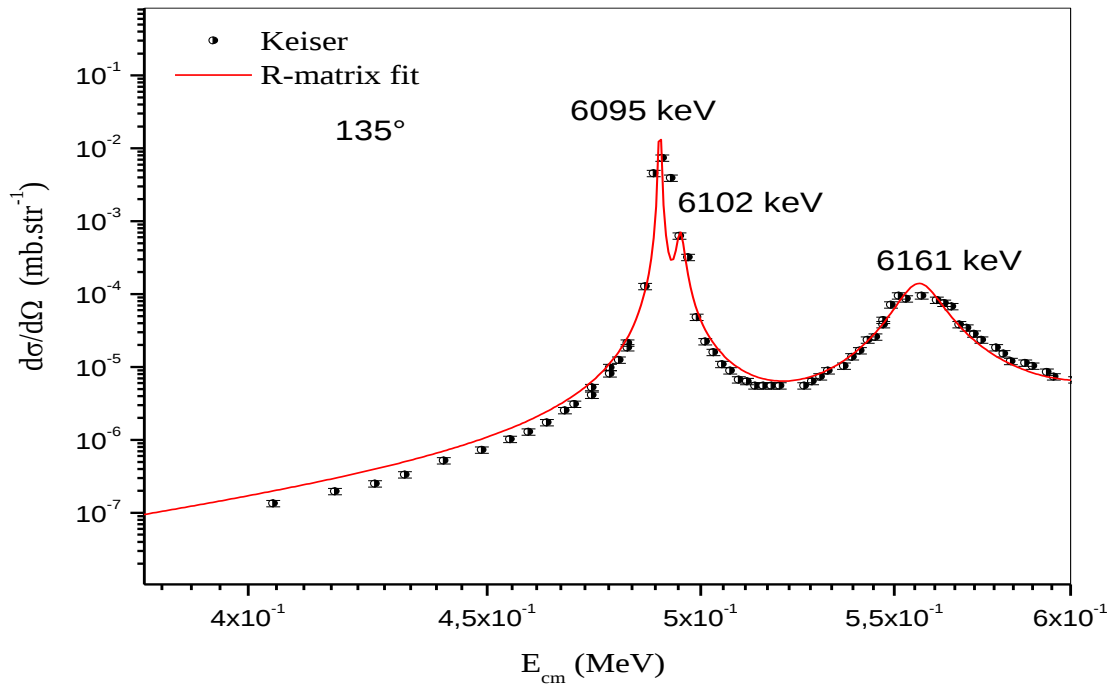


Figure III-7 : Section efficace différentielle en fonction de l'énergie à 135° pour les valeurs expérimentales de Kieser (étoiles) et matrice R (traits pleins) dans le domaine 0.35 -0.6 MeV.

La figure III-8 représente l'évolution de la section différentielle de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ à l'angle laboratoire à 90° pour les valeurs expérimentales de Kieser et celles calculées par la code de la matrice R dans la gamme d'énergie entre 1 et 1.9 MeV. Après ajustement des paramètres, que nous reportons sur le tableau III-4, nous constatons un assez bon accord entre les deux courbes, sauf pour la résonance à 1090 keV pour laquelle le fit reproduit bien son allure mais donne une valeur élevée du pic.

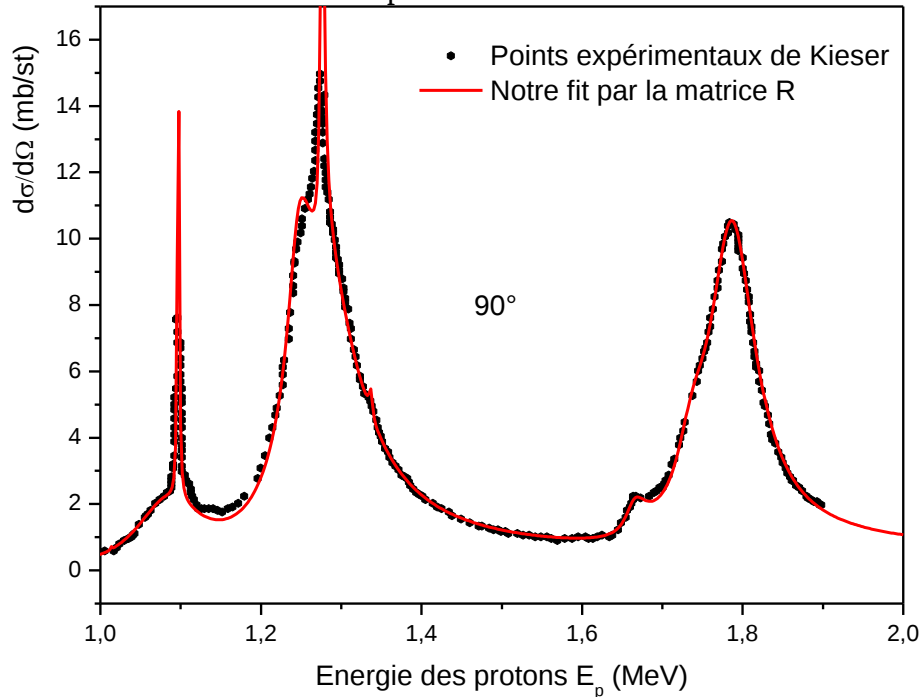


Figure III-8 : Section efficace différentielle à 90° : en étoiles les données de Kieser et en traits pleins le fit obtenu avec la matrice R.

b- Section efficace différentielle de Brown à 150° :

La figure III-9 représente la courbe de la section efficace différentielle à 150° avec les valeurs données par Brown et celle obtenues par la matrice R pour le domaine d'énergie entre 1.2 et 1.5 MeV. Les paramètres choisis donnent un assez bon accord, l'écart obtenu est dû au fait que Brown n'a pas donné les caractéristiques de toutes les résonances dans son travail, nous étions obligés de prendre les données existantes dans la littérature que nous avons ajustées par la matrice R.

La figure III-10 représente le même paramètre mais dans une gamme d'énergies comprise entre 0.8 et 1.2 MeV. Les mêmes remarques sont faites que pour la figure III-9.

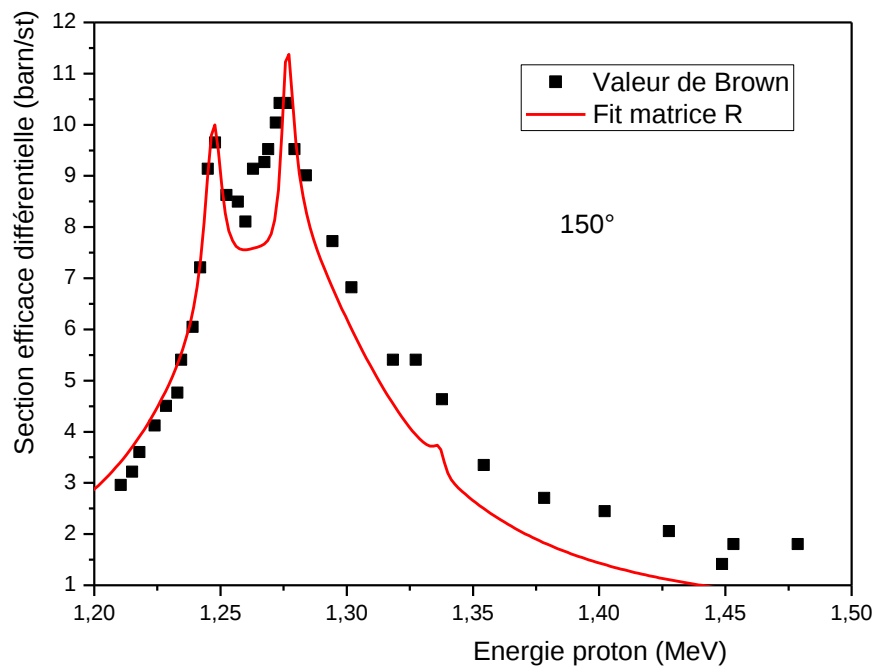


Figure III-9 : Section efficace différentielle dans la gamme 1.2 -1.5 MeV pour les données expérimentales de Brown en carrés et celles obtenues par la matrice R en traits pleins.

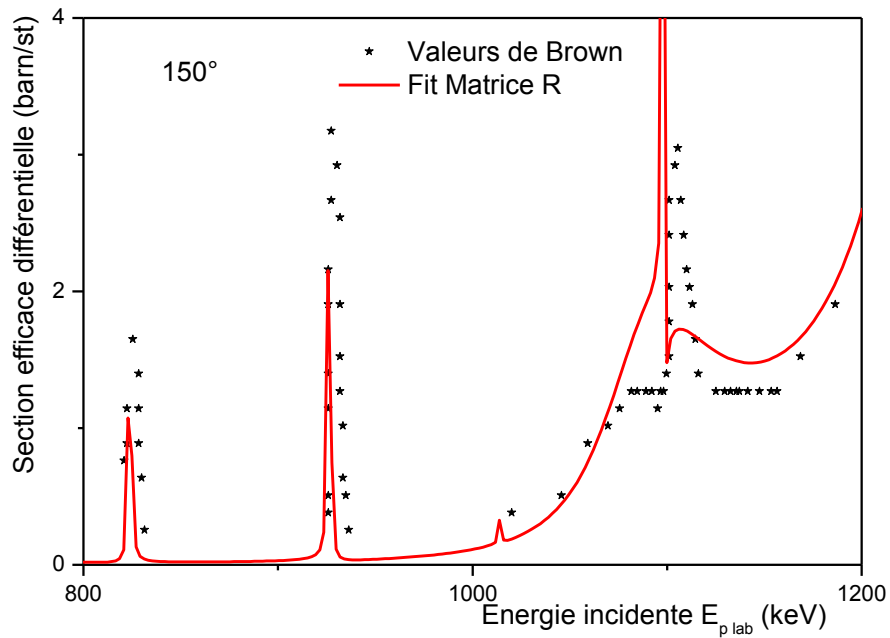


Figure III- 10 : Section efficace différentielle à 150° pour les données de Brown en étoiles et obtenues avec le code de la matrice R en traits pleins.

III-4-2 : Influence de la résonance à $E_{\text{Rc.m}} = 183.3 \text{ keV}$ sur les grandeurs astrophysiques**1- Facteur astrophysique :**

Avec les paramètres résonants que nous avons trouvés précédemment, nous avons calculé le facteur astrophysique $S(E)$ de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$, en prenant en compte l'effet des résonances à 65.1 et 183.3 keV sur ce facteur. Nous avons, pour cela, tracé le facteur astrophysique en prenant dans un premier temps les 22 résonances dans le ^{18}F puis nous avons supprimé une fois les paramètres de la résonance à 65.1 keV et une seconde fois ceux de la résonance à 183.3 keV. Ce travail nous permet d'observer l'influence de chacune de ces résonances sur ce facteur.

On observe sur la figure III-11-a, la courbe obtenue en tenant compte des 22 résonances dans le ^{18}F en étoiles, et sur laquelle on voit apparaître les pics des résonances à 65.1 et 183.3 keV très clairement, celle ne tenant pas compte de la résonance à 65.1 keV, en bleu et on voit sa disparition sur la courbe. De même que la courbe ne tenant pas compte de la résonance à 183.3 keV, en rouge. Nous voyons donc que la résonance à 183.3 keV a une influence plus importante sur ce paramètre que celle à 65.1 keV. des résonances à 65.1 et 183.3 keV et celle obtenue avec les nouvelles valeurs. Nous remarquons d'après la figure III-11 que les valeurs de facteur astrophysique $S(E)$ a augmenté considérablement avec les nouvelles valeurs des résonances. Nous constatons l'influence assez conséquente sur ce facteur des nouvelles valeurs des caractéristiques astrophysiques notamment pour la résonance à 183.3 keV.

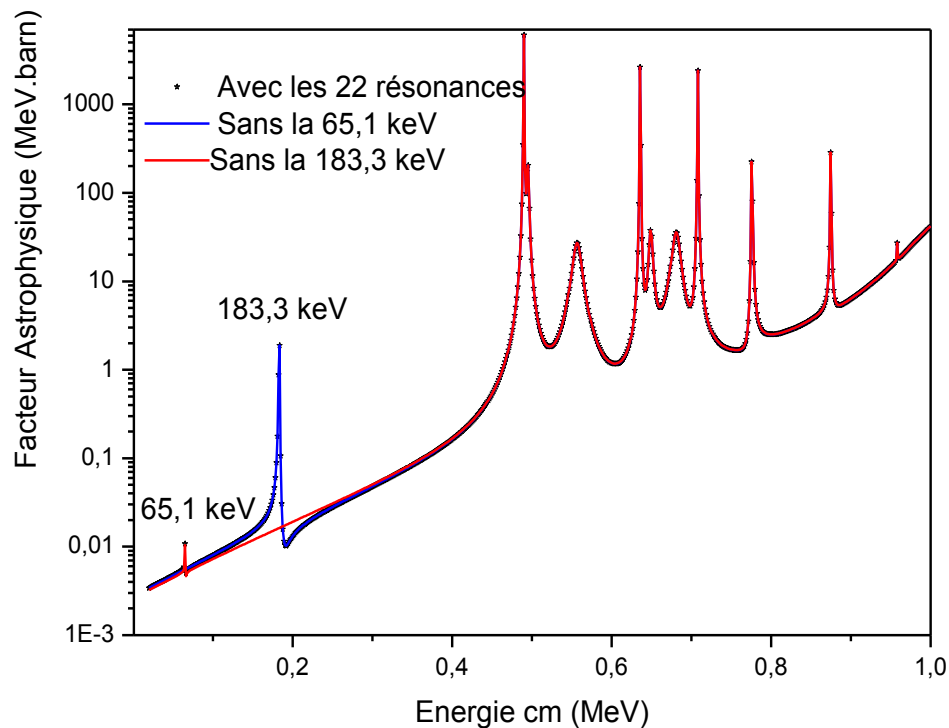


Figure III-11 : Influence des résonances à 65.1 et 183.3 keV sur le facteur astrophysique.

2- Influence de la résonance à 194.1 keV sur la section efficace totale et différentielle :

Nous représentons sur la figure III-12, les courbes des sections efficaces totales obtenues avec trois jeux de données. Le premier en prenant en compte les données des 22 résonances dans le ^{18}F avec les nouvelles valeurs des résonances à 65.1 et 183.3 keV, le second en supprimant la 65.1 keV et le dernier en supprimant les valeurs de la résonance à 183.3 keV. Nous constatons que les trois courbes coïncident dans tout le domaine d'énergie sauf au voisinage de la résonance à 183.3 keV où l'on remarque une forte augmentation de la section efficace totale. Sur la courbe en rouge on constate la disparition de ce pic. Par contre on ne voit pas le pic relatif à la résonance à 65.1 keV qui influe peu sur la section efficace totale.

Ceci montre clairement la forte contribution de la résonance à 183.3 keV à la section efficace différentielle.

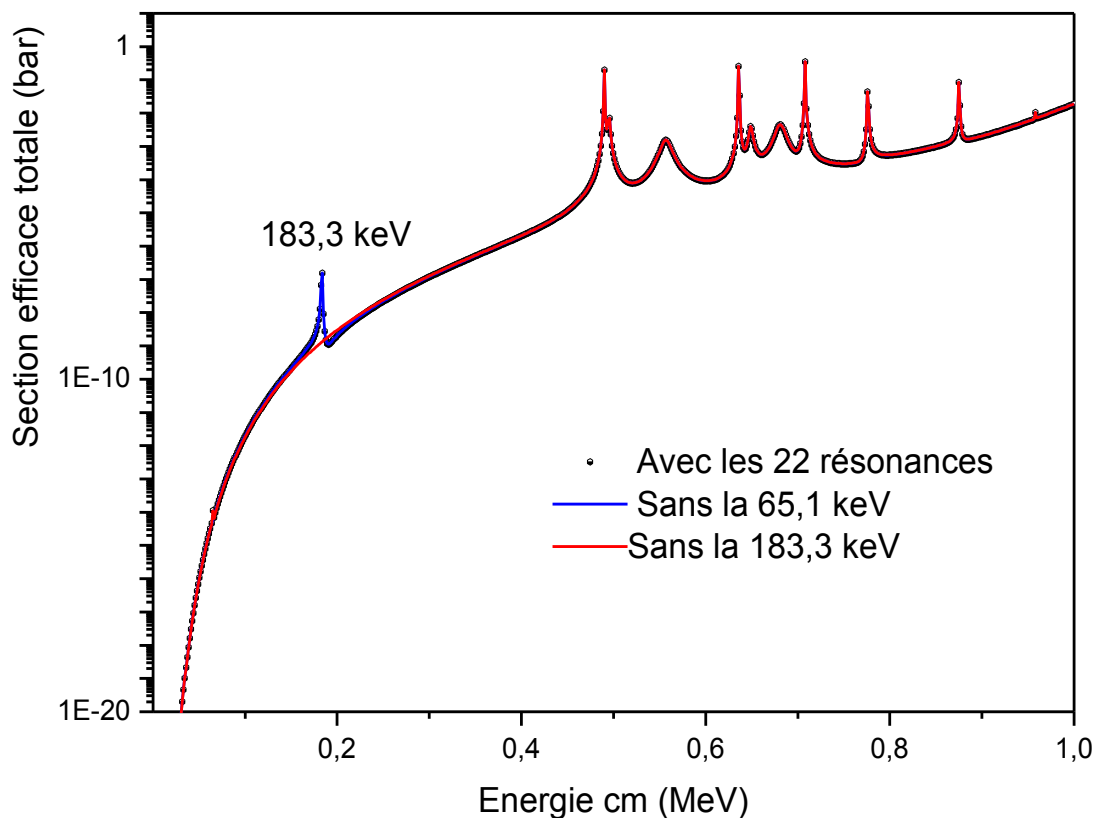


Figure III-12 : Section efficace totale.

Sur la figure III-13, nous effectuons le même travail mais en utilisant cette fois les valeurs de la section efficace différentielle données par NACRE [Ang99] d'un côté et les nouvelles valeurs de la résonance à 183.3 keV [Cha07] de l'autre. Nous observons également un bon accord dans tout le domaine d'énergie sauf au voisinage de cette résonance. Nous observons que les valeurs de la section efficace différentielle sont plus élevées avec les nouvelles valeurs de la résonance à 183.3 keV, d'où sa grande contribution à ce facteur dans son domaine d'énergie avec les nouvelles données de [Cha07] comparativement aux anciennes.

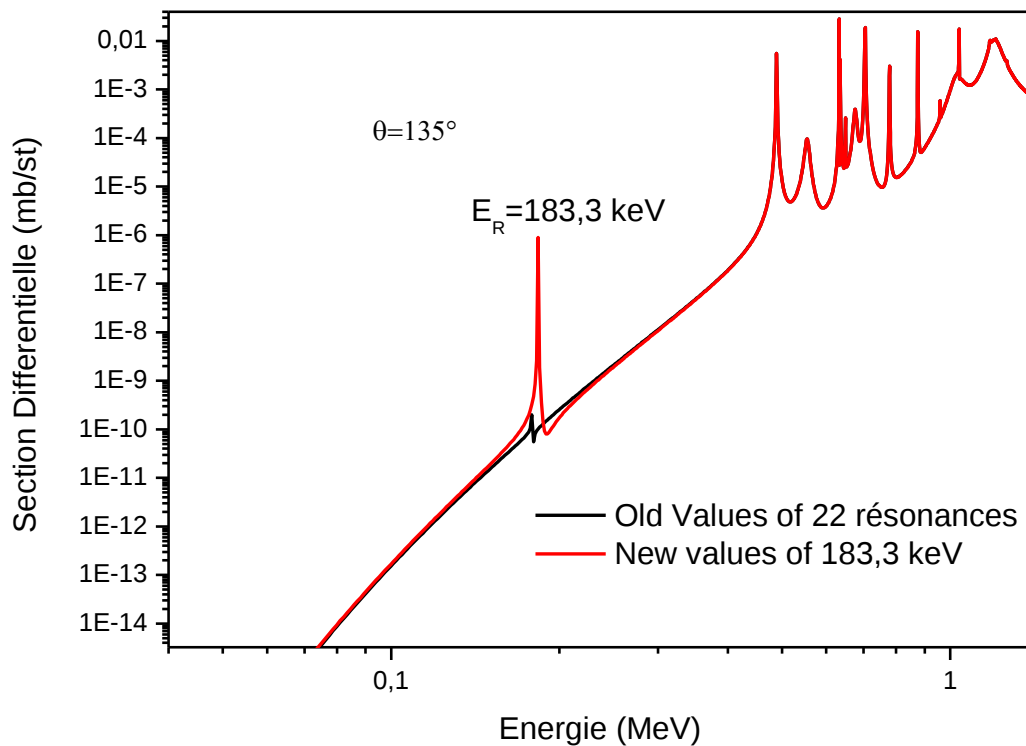


Figure III-13 : Section efficace différentielle à $\theta_{Lab} = 135^\circ$ avec les nouvelles et les anciennes résonances

3- Influence de la résonance à 183.3keV sur le taux de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$

Le paramètre astrophysique le plus important permettant l'étude des abondances stellaire est le taux de réaction, c'est pour cette raison que nous allons attarder un peu plus dans l'étude de ce paramètre.

Nous utilisons le code de la matrice R pour tracer sur la figure III- 14, l'évolution du taux de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ en fonction de la température en prenant les paramètres des 22 résonances du ^{18}F , en étoiles, puis en supprimant, dans un premier temps, ceux de la résonance à 65.5 keV, en bleu, ensuite, dans un second temps, ceux de la résonance à 183.3 keV, en rouge. Ceci nous permet d'observer l'importance de ces deux résonances sur le taux de réaction dans le domaine de températures des novae (0.1 – 0.4 GK°). Ce travail est fait en prenant les nouvelles valeurs données par [Cha07]

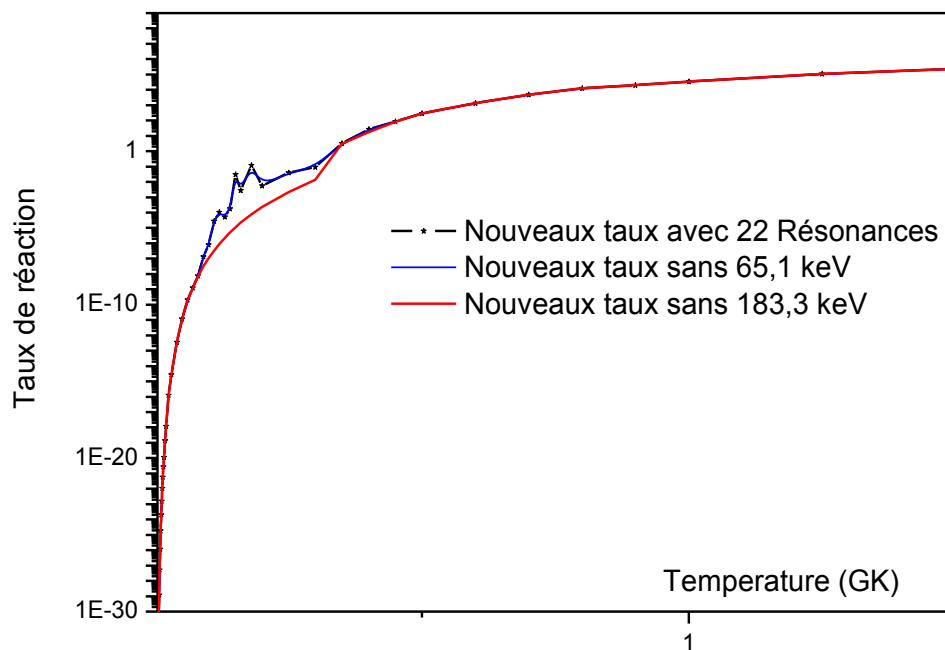


Figure III-14 : Taux de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ en utilisant les 22 résonances puis en supprimant respectivement la 65.1 et 183.3 keV

Afin de confirmer ce résultat, nous traçons la même courbe dans le domaine de températures de novae sur la figure III-15, en effectuant un zoom sur la figure III-14. Nous observons la forte contribution de la résonance à 183.3 keV entre 0.1 et 0.4 GK°. On constate bien que le taux de réaction diminue considérablement lorsqu'on supprime la résonance à 183.3 keV.

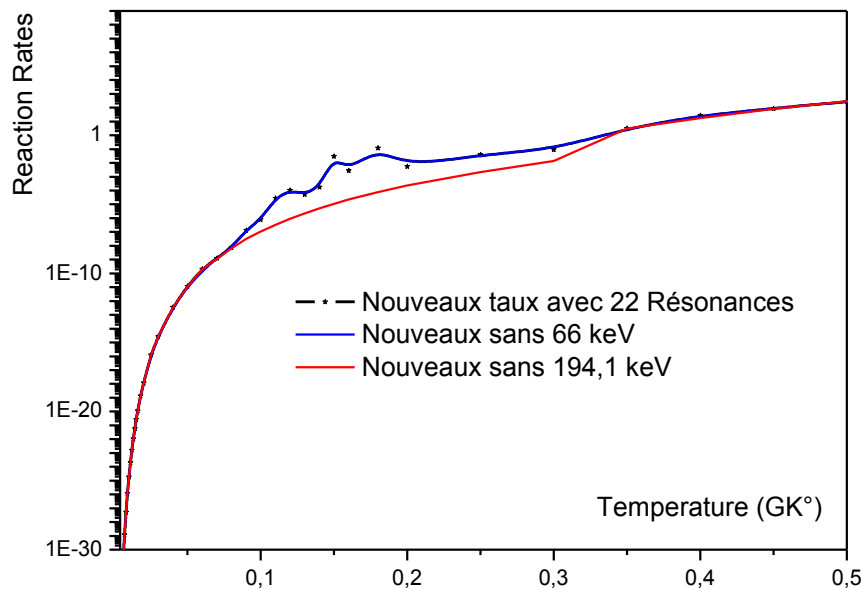


Figure III-15 : Taux de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ en utilisant les 22 résonances puis en supprimant respectivement la 66 et 194.1 keV entre 0.1 et 0.4 GK.

Pour confirmer cette forte contribution de la résonance à 183.3 keV, nous traçons sur la figure III- 16, les taux de la réaction avec les nouvelles valeurs de la résonance à 183.3 keV [Cha07] et les anciennes valeurs à 179 keV [Ang99]. Il est clair que nous parlons ici de la même résonance mais avec les valeurs données par différents auteurs, elle correspond, comme il a déjà été dit, au niveau dans le ^{18}F à $E_x = 5789.8$ keV. Nous traçons également sur le même graphe, les courbes sans ces valeurs pour l'un et l'autre. On constate qu'avec les anciennes valeurs l'influence de la résonance se situe dans le domaine en 0.05 et 0.09 GK° (qui n'est pas du tout celui des novae) alors qu'avec les nouvelles valeurs l'influence se situe bien entre 0.1 et 0.4 GK. Par contre l'influence de la résonance à 65.1 keV ne s'observe pas clairement sur cette figure. De plus, nous constatons que l'influence de la résonance avec les nouvelles valeurs est plus importante qu'avec les anciennes.

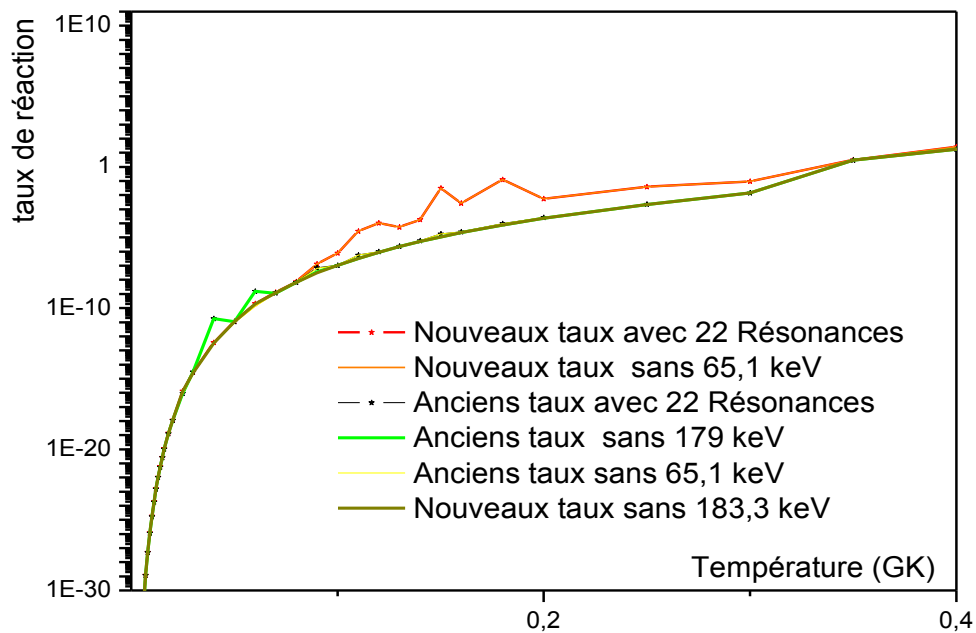


Figure III-16 : Taux de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ en utilisant les 22 résonances puis en supprimant respectivement la 65.1 et 183.3 keV avec les anciennes et les nouvelles valeurs

Ce travail nous a permis de montrer l'influence de la résonance à 183.3 keV sur la section efficace totale et différentielle, le facteur astrophysique ainsi que le taux de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$. Afin de confirmer ces résultats, nous traçons, sur la figure III-17, le rapport entre le taux global tenant compte des 22 résonances et le taux obtenu sans la résonance à 65.5 keV d'un côté et entre le taux global avec les 22 résonances et celui sans la 183.3 keV de l'autre. On observe ainsi, clairement, sur cette figure III-17, la contribution individuelle des résonances à 65.5 et 183.3 keV au taux global.

Dans le domaine des températures des novae, entre 0.1 et 0.4 GK°, c'est donc la résonance à 183.3 keV qui prédomine entièrement le taux de cette réaction.

La résonance à 65.5 keV est importante, quant à elle, à plus faibles températures entre 0.02 et 0.07 GK° comme on le voit sur la figure III-17.

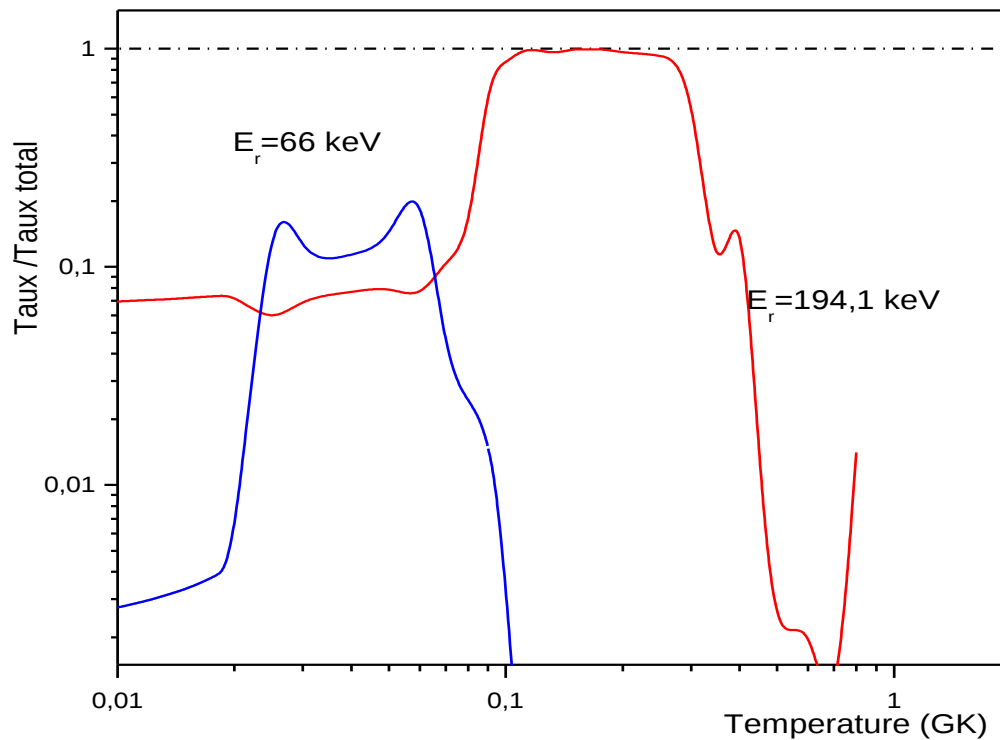


Figure III-17 : Rapport entre le taux global de la réaction $^{17}\text{O} (p, \alpha) ^{14}\text{N}$ et celui de la 66 keV d'un côté, et entre le taux global et la 194.1 keV de l'autre

Comme attendu, nous constatons d'une manière très évidente l'importance et la grande contribution de la résonance à 183.3 keV sur les différents paramètres astrophysiques.

Ce résultat confirme celui obtenu par Chafa et col [Cha07] qui montre une courbe expérimentale équivalente à celle obtenue sur la figure III-17.

L'interprétation majeure d'un point de vue astrophysique est l'introduction des valeurs des caractéristiques de la résonance à 183.3 keV données par Chafa et al [Cha07] dans un code hydrodynamique de l'équipe de Barcelone, qui simule l'évolution et l'explosion de novae ainsi que la prédiction des abondances des éléments chimiques éjectés dans le milieu interstellaire. Ce travail a montré que l'abondance du ^{18}F dans le milieu interstellaire a diminué d'un facteur 10 environ par rapport à ce qui était prévu par les études précédentes [Ang99]. Ceci influe considérablement sur la quantité de rayonnements gamma de 511 keV provenant de la désintégration β^+ du ^{18}F et détectés par les satellites embarqués tel que INTEGRAL.

Conclusion générale

Le travail effectué lors de cette étude a permis de mettre en évidence l'importance des résonances à $E_r = 65.1$ et 194.1 keV sur la section efficace différentielle, le facteur astrophysique ainsi que sur le taux de la réaction $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$. Ce résultat influe également sur les abondances des isotopes ^{17}O et ^{18}F , dans le milieu interstellaire, qui interviennent dans la nucléosynthèse. Le ^{18}F , radioactif et émetteur beta, est à l'origine des rayonnements gamma à 511 keV détectés par le satellite INTEGRAL.

A partir de ces différentes mesures, nous avons calculé de nouvelles valeurs de taux de la réaction nucléaire $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$ jusqu'à des températures de 1.5×10^9 K.

Dans ces calculs, nous avons introduit des éléments nouveaux concernant d'autres niveaux ou processus, à savoir essentiellement :

- une nouvelle valeur de l'énergie d'excitation du niveau à 5671.6 keV,
- une nouvelle estimation de la largeur proton réduite d'un niveau sous le seuil à 5.603 keV. La contribution de ce niveau au taux de réaction est sensible à basse température, jusqu'à $T_9 = 0.02$ environ,
- une nouvelle estimation de la capture radiative directe.

A l'occasion de cette analyse critique de la section efficace de capture radiative directe, il est apparu que de nouvelles mesures aussi bien à faible énergie (~ 200 à 300 keV) qu'à plus haute énergie (> 1 MeV) seraient très utiles pour clarifier une situation qui demeure expérimentalement assez floue et qui conduit à une incertitude assez importante sur ce taux de capture directe qui présente une contribution élevée au taux de réaction global jusqu'à des températures élevées (~ 0.4 GK).

Finalement notre étude conduit à une réduction considérable de l'incertitude sur le taux de la réaction $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$ dont on peut dire qu'il est maintenant connu et maîtrisé avec précision.

Nous avons également montré l'importance des résultats expérimentaux obtenus contribuant à une meilleure connaissance de la nucléosynthèse explosive dans les novae classiques. Les nouveaux taux de réactions ont été introduits dans des simulations hydrodynamiques d'explosions de novae classiques, avec comme résultat essentiel une production significativement moindre du noyau ^{18}F par rapport aux calculs antérieurs utilisant les anciens taux de réaction. L'estimation la plus précise possible de la production de ^{18}F dans ces explosions est importante car le rayonnement gamma de 511 keV, émis consécutivement à la désintégration radioactive du ^{18}F , est susceptible d'être observé par des ensembles de détection embarqués comme INTEGRAL.

Après avoir introduit les deux résonances précédentes dans le calcul des sections efficaces totales, sections efficaces différentielles, le facteur astrophysique et les taux, nous avons observé une augmentation considérable de ces grandeurs pour les données de Chafa au voisinage de la résonance à 194.1 keV. Cette augmentation est moins importante à plus basse énergie à cause de la contribution de la queue de cette même résonance. Cette variation est due aux nouvelles valeurs des largeurs de cette résonance.

Nous avons également étudié la contribution de ces deux résonances sur le taux de la réaction $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$. Nous observons une augmentation de ce facteur dans le domaine de température des novae (0.1- 0.4 GK) pour la courbe obtenue avec les valeurs de Chafa. Ce résultat est d'une grande importance pour la détermination des abondances du ^{17}O et ^{18}F dans les sites stellaires.

References

- [Ang99] C. Angulo and al, Nuclear Physics **A656** (1999) 3.
- [Arn99] M. Arnould and K. Takahashi, Rep. Prog. Phys. **62** (1999) 395.
- [Bet38] H.A. Bethe, C.L.Critchfield, Phys.Rev.**54**(1938) 248.
- [Bro62] R.E.Brown Phys. Rev. **125** (1962) 347
- [Bre36] G. Breit, *et E. P. Wigner*, Phys. Rev. **49** (1936), 519
- [BFH57] E.M.Burbidge, W.A.Fowler, F.Hoyle, Mod.Phys.**29** (1957)547.
- [Cha05] A. Chafa and al, Phys. Review Letters **95** (2005)031101.
- [Cha07] A. Chafa and al, Phys. Review **C75** (2007) 035810.
- [Cla83] D.D.Clayton, ‘In principles of stellar evolution and nucléosynthesis (University of Chicago Press, 1983).
- [Coc00] A. Coc and al, Astron. Astrophys. **357** (2000), 561-571.
- [Des03] P.Descouvemont et T.Rauscher, arXiv : astro-ph/**0402668 v1** 27 Feb 2004.
- [Fou04] M.Fouka, these de Magister, USTHB (2004).
- [Fow67] W.A.Fowler and al, Annual Rev. of Astron. And Astrophy. **5** (1967)525.
- [Fow75] W.A.Fowler and al, Annual Rev. of Astron. And Astrophy. **13** (1975) 69.
- [Fox04] C. Fox and al, Physical Review Letters **Vol 93**, 081102 (2004) 1.
- [Fox05] C. Fox and al, Physical Review **C 71**, 0055801(1962)1.
- [Kie79] W.E.Kieser, R.E. Azuma and K.P.Jackson Nucl.Phys.**A331**(1979) 155-179
- [Koz06] R.L. Kozub et al, Phys. Rev. **C 71** (2005) 032801
- [Lan58] A.M.Lane, R.G.Thomas, Rev. Mod. Phys. **30** (1958) 257.
- [Lan80] K.R.Lang.Astrophysical Formulae. Springer verlag, 1980
- [Lan89] V. Landre and al, Physical Review **C40**, N°5 (1989) 1972.
- [Rol73a] C. Rolfs and al, Nuclear Physics **A199** (1973) 257.
- [Rol73b] C. Rolfs and al, Nuclear Physics **A199** (1973) 306.
- [Rol73c] C. Rolfs and al, Nuclear Physics **A217** (1973) 29.
- [Rol74] C. Rolfs and R.E. Azuma, Nuclear Physics **A227** (1974) 291.
- [Rol75] C. Rolfs and al, Nuclear Physics **A250** (1975) 295.
- [Rol88] C. Rolfs, W.S.Rodney, Cauldrons in the cosmos, university of Chicago Press (1988).
- [Ser03a] N. De Serville, Thèse de Doctorat, Paris 7 (2003).

- N. De Serville et al, Phys. Review **C 67** (2003) 052801(R).
- [Sif02] R.Sifi, thèse de Magister,USTHB(2002).
- [Tra94] H.P.Trauttveter, G. Roters, C. Rolfs and S.Schmidt. Nucl. Phys. A621 (1997) 161c.
- [Til95] D.R. Tilley and al, Nuclear Physics **A595** (1995) 1.
- [Tho51] R.G. Thomas, Physical Review **81** (1951) 148.
- [Tho99] W.J. Thompson and al, Nuclear Physics **A647** (1999) 259.
- [Vog62] E.Vogt.Rev.Mod.Phys **34**(1962) 723 Vol4.
- [Wig47] E.P.Wigner,L.Eisenbud,Phys.Rev.**72**(1947) 29.
- [Wie01] J.Van der Wiele, Annales de Physique, **Vol 26** N°6 (2001).