

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA  
RECHERCHE SCIENTIFIQUE.

Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene (U.S.T.H.B)  
Faculté des Sciences – Physique

**Mémoire**

Présenté pour l'obtention du diplôme de Magister en Physique  
Spécialité : Sciences nucléaires

Par : **BENHABILES HINDA**

**Thème :**

**Etude de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  aux énergies d'intérêt  
astrophysique**

Soutenu publiquement le mercredi 28/04/04, devant le jury composé de :

<b>M<sup>r</sup> N. BENDJABALAH</b>	<b>Professeur (U.S.T.H.B)</b>	<b>Président</b>
<b>M<sup>r</sup> S. BARHOUMI</b>	<b>Professeur (U.S.T.H.B)</b>	<b>Directeur de thèse</b>
<b>M<sup>r</sup> M. DRIR</b>	<b>Professeur (U.S.T.H.B)</b>	<b>Examineur</b>
<b>M<sup>me</sup> F. MEKIDECHE-CHAFA</b>	<b>Maître de conférence (U.S.T.H.B)</b>	<b>Examinatrice</b>
<b>M<sup>r</sup> J. P. THIBAUD</b>	<b>Directeur de recherche (CNRS)</b>	<b>Examineur</b>
<b>M<sup>r</sup> J. KIENER</b>	<b>Chargé de recherche (CNRS)</b>	<b>Examineur</b>

## **Remerciements**

*Je tiens à exprimer toute ma gratitude et mes remerciements à Monsieur S. Barhoumi, mon directeur de thèse, qui m'a fait confiance en me suggérant ce travail. Je le remercie d'avoir toujours été disponible pour répondre à mes questions et me prodiguer les conseils qui, j'en suis persuadée, me serviront tout au long de ma carrière.*

*Je tiens à exprimer tous mes vifs remerciements à Monsieur N. Bendjaballah, Professeur à l'U.S.T.H.B, commissaire du COMENA et directeur du Laboratoire des Sciences Nucléaires, de m'avoir accueilli au sein du laboratoire et de m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider le jury de soutenance.*

*J'aimerais remercier, M<sup>r</sup> M. Drir professeur à l'U.S.T.H.B d'avoir accepté de juger ce travail. Mes remerciements s'adressent également à M<sup>r</sup> J. P. Thibaud directeur de recherche au CNRS et M<sup>r</sup> J. Kiener chargé de recherche au CNRS pour s'être intéressés à mon travail au prix d'un temps précieux et d'incomparables efforts malgré toutes leurs charges.*

*Je souhaiterais aussi remercier vivement M<sup>me</sup> F. Mekideche-Chafa maître de conférence pour m'avoir fait l'honneur d'examiner et de juger ce travail.*

*Je tiens également à remercier, tout particulièrement M<sup>r</sup> A. Chafa, dont les conseils m'ont été très bénéfiques et avec qui les discussions et débats m'ont beaucoup appris. Son amabilité et ses encouragements m'ont permis de m'intégrer plus facilement dans l'équipe.*

*Enfin, je remercie tous ceux que je n'ai pas cités et qui ont participé de près ou de loin à ce modeste travail.*

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	3
<b>CHAPITRE I : Introduction à l'astrophysique nucléaire</b>	
I-1 Introduction.....	5
I-2 Généralités sur les réactions nucléaires d'intérêt astrophysique.....	5
I-3 Section efficace de réaction thermonucléaire .....	8
I-4 Barrière coulombienne et pénétrabilité .....	8
I-5 Facteur astrophysique .....	10
I-6 Taux de réaction .....	11
I-6-1 Taux de réaction non résonnant ....	13
I-6-2 Taux de réaction résonnant .....	15
A- Cas des résonances étroites et isolées .....	15
B- Cas des résonances larges .....	18
<b>CHAPITRE II : Le rôle de la réaction <math>^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}</math> dans l'évolution stellaire</b>	
II-1 Introduction .....	19
II-2 Combustion de l'hydrogène .....	20
II-2-1 Chaînes p-p .....	20
II-2-2 Les cycles CNO .....	23
<b>CHAPITRE III : Synthèse et analyse des données expérimentales de la réaction <math>^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}</math></b>	
III-1- Introduction .....	26
III-2- Description du formalisme de la matrice R.....	26
III-2-1 Base de la théorie.....	26
III-2-2 Matrice de collision U.....	29
III-2-3 Matrice R.....	30
III-2-4 Sections efficaces différentielles et totales.....	30
A- Section efficace différentielle .....	30
B- Section efficace totale .....	32
III-3 Procédure et données expérimentales.....	32
III-3-1 H. Lorenz-Wirzba et coll.....	32

A- Les fonctions d'excitations de la réaction $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$ .....	34
B- Energies de résonance et largeurs totales.....	34
C- Les sections efficaces absolues.....	35
III-3-2 R. R. Carlson et <i>coll.</i> .....	37
III-3-3 Analyse des données expérimentales.....	40
A- Code de calcul.....	40
III- 4 Résultats et discussion.....	42
III-4-1 Cas des résonances étroites.....	46
• Résonance à $E_p = 94 \text{ keV}$ .....	47
• Résonance à $E_p = 153.2 \text{ keV}$ .....	48
• Résonance à $E_p = 978.5 \text{ keV}$ .....	48
• Résonance à $E_p = 1159.7\text{keV}$ .....	49
• Résonance à $E_p = 1403.5\text{keV}$ .....	49
• Résonance à $E_p = 1756.5 \text{ keV}$ .....	49
• Résonance à $E_p = 1927.7 \text{ keV}$ .....	50
III-4-2 Cas des résonances larges.....	54
• Résonance à $E_p = 840 \text{ keV}$ .....	54
• Résonance à $E_p = 1270 \text{ keV}$ .....	54
• Résonance à $E_p = 1620.9, 1659 \text{ et } 1740 \text{ keV}$ .....	55
• Résonance à $E_p = 2006 \text{ keV}$ .....	55
CHAPITRE IV : Facteur astrophysique et taux de la réaction $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$	
IV-1 Introduction .....	61
IV-2 Facteur astrophysique.....	61
IV-3 Evaluation du taux de réaction.....	63
• Résonance à $E_p = 21 \text{ keV}$ .....	65
• Résonance à $E_p = 94 \text{ keV}$ .....	66
• Résonance à $E_p = 153.2 \text{ keV}$ .....	66
• Résonance à $E_p = 216 \text{ et } 334 \text{ keV}$ .....	66
• Résonance à $E_p = 840 \text{ keV}$ .....	66
CONCLUSION GENERALE :.....	72
BIBLIOGRAPHIE.....	75

# Introduction

## **Introduction**

Depuis le début des années quarante, l'astrophysique nucléaire a connu un essor considérable. En effet, on a commencé à cette époque à comprendre la façon dont, des astres comme les étoiles produisent leur énergie. Parallèlement, la découverte de l'expansion de l'univers par Hubble a permis de développer des modèles théoriques dans le but d'étudier l'évolution des étoiles et plus globalement celle de l'univers.

La validité des modèles cosmologiques repose sur des critères précis (l'âge des étoiles, les abondances, la densité...). De fait la nucléosynthèse a lieu essentiellement dans le cœur des étoiles à travers les réactions nucléaires, il est donc nécessaire d'étudier ces réactions aux énergies d'intérêt astrophysique.

L'étude expérimentale en laboratoire des réactions nucléaires revêt une importance capitale dans la compréhension de l'évolution stellaire. En effet, les différents éléments chimiques du tableau périodique ont été synthétisés principalement au cœur des étoiles par divers processus nucléaires. La mesure des sections efficaces de ces réactions, permet à travers la détermination du facteur astrophysique de calculer le taux de ces réactions et d'en déduire les abondances des éléments au moyen de code de calcul spécifique [Rol88].

Il est bien connu que les énergies rencontrées dans les plasmas stellaires sont très petites par rapport à la barrière coulombienne. En conséquence, les sections efficaces entre particules chargées sont extrêmement faibles, et souvent impossibles à mesurer en laboratoire, [Rol88], malgré les développements expérimentaux. La détermination des sections efficaces aux énergies d'intérêt astrophysique nécessite presque toujours un complément théorique. Plusieurs modèles ont été appliqués aux réactions d'intérêt astrophysique, mais ils sont toujours plus au moins dépendants de l'existence de données expérimentales.

Dans ce travail nous nous sommes intéressé à l'étude de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  aux énergies d'intérêt astrophysique. Cette réaction joue un rôle important dans le cycle CNO [Wei80], elle a lieu dans le cœur des étoiles de

masse supérieure ou égale à une masse solaire. Elle conduit, à travers le cycle CNO, à la destruction du noyau  $^{18}\text{O}$  et à la synthèse du noyau  $^{15}\text{N}$ . Le cycle CNO a été introduit [Bet38] afin de rendre compte de l'importante quantité d'énergie produite par des étoiles massives, durant leur séquence principale. Nous verrons que cette réaction est la source principale de destruction et de production du noyau  $^{18}\text{O}$  d'une part et qu'elle contribue à la synthèse du  $^{19}\text{F}$  d'autre part. Notre analyse est d'autant plus importante que cette réaction a été très peu étudiée auparavant.

Notre travail consiste à analyser les fonctions d'excitation de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  obtenues par deux équipes de recherche indépendamment l'une de l'autre. En effet, Lorenz-Wirzba et *coll.* [Lor79] ainsi que Carlson et *coll.* [Car61] ont étudié cette réaction pour des domaines d'énergie variant de 72 - 935 keV et de 790 - 3550 keV et à des angles dans le référentiel du laboratoire égaux à  $90^\circ$ ,  $135^\circ$  et  $86.8^\circ$ ,  $159.5^\circ$  respectivement.

Différentes méthodes permettent d'analyser les sections efficaces différentielles et d'ajuster les points obtenus expérimentalement (courbes d'excitations). Certains modèles fournissent une extrapolation des données obtenues à plus hautes énergies, et utilisent les paramètres pour extrapoler la section efficace, la méthode de la matrice  $\mathbf{R}$  en est un exemple typique, [Lan58]. Notre analyse pour cette réaction est basée sur le formalisme de la matrice  $\mathbf{R}$  dans le modèle du noyau composé.

Le premier chapitre est consacré à l'introduction d'éléments de physique nucléaire qui interviennent dans l'astrophysique comme par exemple le facteur astrophysique et le taux de réaction. Le deuxième chapitre décrit les différents cycles de réactions nucléaires ayant lieu au sein des étoiles ainsi que l'importance de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  et le rôle qu'elle joue dans ces différents cycles. La troisième partie du travail est consacrée à l'analyse des données expérimentales et à l'ajustement des fonctions d'excitations en utilisant la théorie de la matrice  $\mathbf{R}$  ainsi qu'à la discussion de ces résultats. Le taux de réaction ainsi que le facteur astrophysique sont traités dans le dernier chapitre.

# Chapitre I

**Introduction à l'astrophysique nucléaire**

## **I-1- Introduction :**

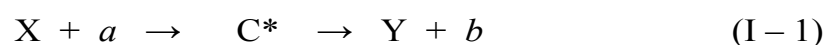
C'est vers les débuts des années quarante que Hans Bethe a émis l'hypothèse que la production de l'énergie dans les sites stellaires est provoquée par des réactions thermonucléaires. Ces réactions ont lieu au cœur des étoiles. Nous savons maintenant que tous les éléments chimiques se sont formés uniquement à partir des seuls protons, neutrons et électrons issus de la nucléosynthèse primordiale par des mécanismes de fusion nucléaire et de spallation [Bet38]. La détermination expérimentale de certaines grandeurs physiques importantes comme la section efficace de réaction, les taux de réaction, les durées de vie, les abondances ...etc., permet de vérifier la validité des modèles stellaires et par de là des modèles d'évolution cosmologique [Rol88]. D'autres grandeurs d'intérêt astrophysique telle les masses stellaires, la luminosité des étoiles etc. ... sont déduites de l'observation.

Ce chapitre est consacré au rappel des éléments d'astrophysique nucléaire nécessaires à la compréhension des processus cités plus haut. Nous définirons la section efficace, le facteur astrophysique dont l'introduction découle, comme nous le verrons, de la barrière coulombienne puis le taux de réaction.

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

Du fait que les températures centrales dans les sites stellaires sont relativement basses (la température au cœur d'une étoile de même masse que le soleil est de  $15 \cdot 10^6$  K) les énergies mises en jeu pour les réactions thermonucléaires sont souvent très faibles [Val75]. A ces énergies les réactions sont généralement dominées par le mécanisme du noyau composé.

Ce type de réaction peut être représenté comme suit :



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

La particule incidente représentée par le symbole  $a$  et le noyau cible représenté par  $X$  constituent ensemble la voie d'entrée, alors que  $b$  et  $Y$  représentent les noyaux résiduels qui constituent ensemble la voie de sortie.

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 :

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

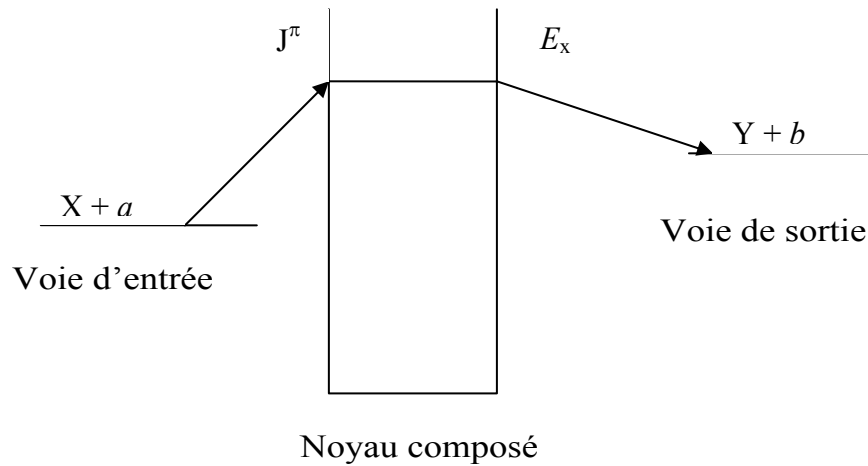
Lorsque  $Q$  est positif, il y a production d'énergie et la réaction est dite exothermique. Par contre, si  $Q$  est négatif, la réaction absorbe une quantité précise d'énergie et elle est dite endothermique. Les réactions les plus fréquentes dans les étoiles sont exothermiques. En effet, ce sont ces réactions qui 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 compte tenu de sa masse.

Aux basses énergies, les réactions nucléaires peuvent se regrouper en deux mécanismes : direct ou résonnant. Les réactions directes procèdent en une seule étape et le temps caractéristique ( $\sim 10^{-23}$  s) est du même ordre de grandeur que le temps de traversée du noyau par le projectile. Elles ne sont pas très importantes en astrophysique car leur évolution est lente en fonction de la température [Val75] mais elles sont importantes en l'absence de résonances. Dans ce même domaine d'énergie, ce sont plutôt les réactions résonnantes qui sont les plus fréquentes. Elles sont dominées par le mécanisme du noyau composé et s'effectuent en deux étapes: la formation d'un noyau composé excité  $C^*$  qui décroît par la suite (I - 1), c'est à dire les particules  $X + a$  de la voie d'entrée fusionnent pour donner lieu au noyau composé  $C^*$  qui au bout d'un temps caractéristique décroît pour donner lieu à la voie de sortie  $Y + b$ . Dans ce mécanisme la section efficace varie extrêmement rapidement au voisinage des résonances lorsque l'énergie disponible est voisine de celle d'un niveau du noyau composé.

L'énergie de la résonance  $E_R$  (dans le centre de masse) est reliée à l'énergie d'excitation  $E_x$  du niveau du noyau composé formé par la relation suivante :

$$E_R = E_x - M_a - M_X + M_{C^*} \quad (\text{I} - 3)$$

Où  $M_a$ ,  $M_X$  et  $M_C$  sont les masses atomiques respectives des particules  $a$ ,  $X$  et  $C^*$  [Coc96].



**Figure I – 1:** Description du mécanisme du noyau composé.

L'une des hypothèses de base du formalisme du noyau composé consiste en l'indépendance entre les deux processus de formation et de décomposition de l'état composé  $C^*$ . La section efficace s'exprime alors en termes de probabilité de formation du noyau composé à partir de la voie d'entrée et de la probabilité de décroissance de ce noyau dans la voie de sortie sous la forme [Coc96]:

$$\sigma_{a,b}(E) = \sigma_{a,c}(E)P_b(E_c) \quad (\text{I} - 4)$$

où  $\sigma_{a,c}(E)$  est la section efficace de formation du noyau composé  $C^*$  à partir d'une particule incidente  $a$  d'énergie  $E$  et du noyau cible  $X$  (dans le centre de

masse) et  $P_b(E_c)$  est la probabilité partielle de désexcitation du noyau composé selon le mode :  $C^* \rightarrow b + Y$ .

### **I-3- Section efficace de réaction thermonucléaire:**

La section efficace est l'une des grandeurs physique la plus importante caractérisant les réactions nucléaires. En général, la mesure des sections efficaces des réactions thermonucléaires  $\sigma(E)$  aux énergies de fusion (correspondant aux énergies thermiques dans les étoiles) est inaccessible aux techniques expérimentales. Il est bien connu que les énergies rencontrées dans les plasmas stellaires sont très petites par rapport à la barrière coulombienne [Rol88]. En conséquence les sections efficaces entre particules chargées sont extrêmement faibles, et souvent très difficile à mesurer en laboratoire.

### **I-4- Barrière coulombienne et pénétrabilité**

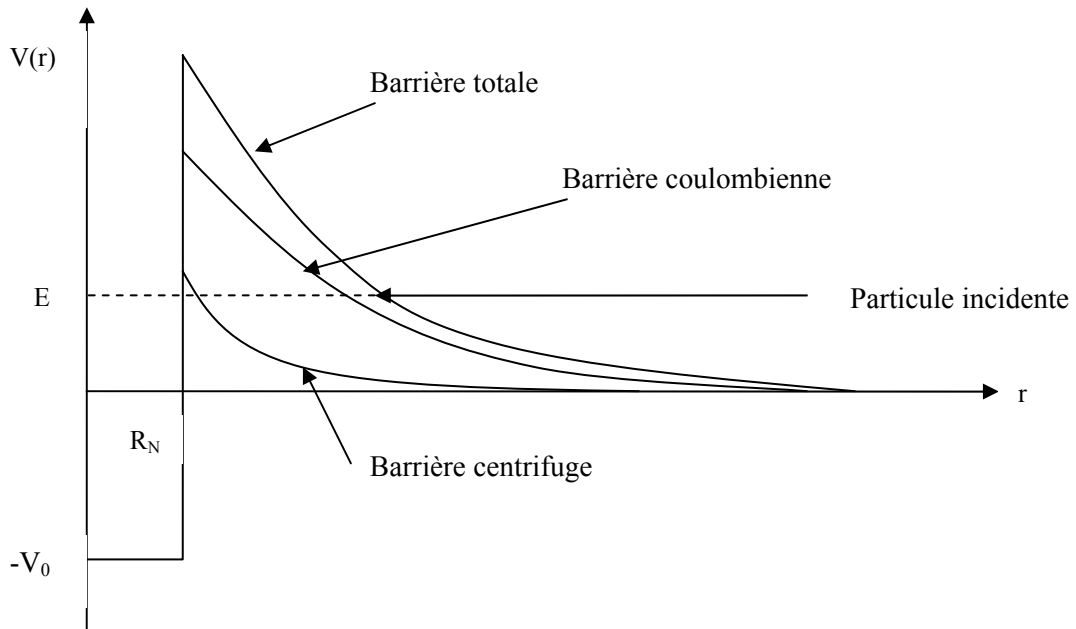
L'interaction, responsable de la fusion de deux noyaux de la voie d'entrée, est dominée par le processus d'interaction forte à très courte portée. Ceci implique que pour observer une réaction, il faudrait que la particule incidente puisse s'approcher suffisamment de la cible. Aux énergies d'intérêt astrophysique pour des particules chargées dans la voie d'entrée, la barrière coulombienne définie par la relation (I-5) s'oppose à cette fusion et le seul mécanisme d'approche reste l'effet tunnel (figure I-2).

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \quad (\text{I} - 5)$$

$Z_1$  et  $Z_2$  sont les charges respectives des deux particules en interaction,  $R$  est la distance séparant les deux particules, appelé rayon d'interaction et donné par :

$$R = R_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (\text{I} - 6)$$

avec  $R_0$  compris entre 1.2 et 1.5 fm [Rol88] pour les systèmes concernés par la fusion.



**Figure I – 2.** Représentation de la barrière coulombienne et centrifuge sur une particule incidente chargée.

L'effet tunnel est un mécanisme purement quantique. La probabilité de transmission de cette barrière coulombienne est donnée par le facteur de pénétrabilité qui peut, en première approximation, être interprété comme étant la probabilité de transmission à travers les barrières coulombienne et centrifuge. Il intervient toujours directement ou indirectement dans le calcul des sections efficaces. Il est déterminé par la théorie de la mécanique quantique [All74, Lan58] par la relation:

$$P_\ell = \frac{\rho}{F_\ell^2(\eta, \rho) + G_\ell^2(\eta, \rho)} \quad (\text{I} - 7)$$

où  $F_\ell$  et  $G_\ell$  sont respectivement les fonctions régulière et irrégulière de Coulomb,  $\ell$  le moment angulaire orbital et  $\rho$  est donné par :

$$\rho = \frac{R}{\tilde{\lambda}} = \frac{\sqrt{2\mu ER}}{\hbar} \quad (\text{I} - 8)$$

On désigne par  $\tilde{\lambda}$ ,  $\mu$ , la longueur d'onde de De Broglie et la masse réduite du système respectivement et  $\eta$  est le paramètre de Sommerfeld donné par :

$$\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v \quad (\text{I} - 9)$$

La dépendance en énergie est essentiellement déterminée par [Rol.88]:

$$P_\ell \sim e^{-2\pi\eta} \quad (\text{I} - 10)$$

ce qui justifie l'approximation :  $\sigma(E) \sim \frac{e^{-2\pi\eta}}{E}$ .

Ce facteur de pénétration est donc responsable de la décroissance très rapide des sections efficaces de réaction lorsque l'énergie diminue.

### **I-5- Facteur astrophysique**

L'astrophysique nucléaire expérimentale est un domaine vaste concentré autour des mesures des sections efficaces des réactions nucléaires aux énergies d'intérêt astrophysique. Cependant et comme nous l'avons déjà mentionné, de grandes difficultés [Rol88] subsistent lorsqu'il s'agit d'évaluer les taux de réaction. Ces difficultés, liées principalement à l'extrême faiblesse des valeurs de  $\sigma(E)$  dans les domaines d'énergies considérées, peuvent être levées en effectuant, lorsque c'est possible, des extrapolations à partir des données expérimentales disponibles. Cette procédure peut être facilitée par l'utilisation du facteur astrophysique  $S(E)$ , introduit pour la première fois par Bethe [Bet38] dans les années quarante. Il est défini par [Cla.83]:

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

où  $E$  désigne l'énergie disponible dans le centre de masse,  $\sigma(E)$  la section efficace de réaction.

$v$  étant la vitesse relative entre les deux particules.

Le facteur astrophysique  $S(E)$  contribue à une meilleure mise en évidence de la dépendance en énergie de  $\sigma(E)$ , il évolue beaucoup plus lentement que cette dernière. Il représente également, dans une première approximation, la contribution nucléaire à la section efficace [Rol.88, Coc96].

### **I-6- Taux de réaction**

La connaissance des taux de réaction thermonucléaires est primordiale pour certaines applications en astrophysique, telle que la compréhension du processus de production d'énergie et la synthèse des éléments dans les étoiles [Rol88]. En effet, il représente le nombre moyen de noyaux produits et permet de remonter aux abondances des éléments chimiques, permettant ainsi de mieux comprendre l'évolution stellaire.

Considérons un gaz stellaire constitué de particules chargées  $a$  et  $X$  représentant respectivement les noyaux projectiles et cibles. Les particules  $a$  se déplacent vers la cible de surface effective  $\sigma N_x$  avec un flux  $N_a v$ . Le nombre d'interaction par unité de temps et par unité de volume est donné par le produit de ces deux quantités, à savoir :

$$r = \sigma(v) v N_a N_x \quad (\text{I} - 12)$$

où  $N_a$ ,  $N_x$  désignent respectivement les nombres de noyaux  $a$  et  $X$  par unité de volume.

Une étoile est constituée de gaz qui localement peut être considéré comme un gaz parfait, en équilibre thermodynamique à la température  $T$ . Ainsi, les vitesses des particules sont déterminées par la distribution de Maxwell – Boltzmann [Cla83] et sont données par :

$$\Phi(v)dv = \left(\frac{\mu}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\left(\frac{\mu v^2}{2kT}\right)} 4\pi v^2 dv \quad (\text{I} - 13)$$

Avec la condition de normalisation :

$$\int_0^{\infty} \Phi(v)dv = 1$$

$\Phi(v)dv$  est la probabilité pour que les particules aient une vitesse relative  $v$  comprise entre  $v$  et  $v + dv$ .  $\mu$  est la masse réduite correspondant à la réaction étudiée et  $k$  est la constante de Boltzmann.

La quantité  $\sigma(v)v$  sera moyennée en utilisant la distribution  $\Phi(v)$  telle que :

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} \Phi(v)v\sigma(v)dv \quad (\text{I} - 14)$$

$$= 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi kT}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} v^3 \sigma(v) e^{-\left(\frac{\mu v^2}{2kT}\right)} dv \quad (\text{I} - 15)$$

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 (I - 14) peut finalement être exprimée en fonction de  $E$  :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{kT}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} \sigma(E) E e^{\left(\frac{-E}{kT}\right)} dE \quad (\text{I} - 16)$$

Le taux de réaction total en ( $\text{cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ mol}^{-1}$ ) sera donné par :

$$r = N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left(\frac{8}{\mu\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{kT}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} \sigma(E) E e^{\left(\frac{-E}{kT}\right)} dE \quad (\text{I} - 17)$$

où  $N_A$  est le nombre d'Avogadro. Cette équation caractérise le taux de réaction à une température stellaire donnée. En pratique, son évaluation pour une

réaction donnée ayant lieu au sein de l'étoile doit être faite pour chaque phase de son évolution

Le taux de réaction peut être exprimé en fonction du facteur astrophysique  $S(E)$  [Rol88] par :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left( \frac{8}{\mu\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} S(E) e^{\left( \frac{-E}{kT} - 2\pi\eta \right)} dE \quad (\text{I} - 18)$$

tel que :

$$2\pi\eta = \sqrt{\frac{E_G}{E}}$$

$E_G$  étant l'énergie de Gamow définie comme :  $E_G = \frac{1}{2} (2\pi\alpha Z_a Z_x)^2 \mu c^2$

Finalement :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \left( \frac{8}{\mu\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} S(E) e^{\left( \frac{-E}{kT} - \frac{\sqrt{E_G}}{\sqrt{E}} \right)} dE \quad (\text{I} - 19)$$

On distingue deux mécanismes de réaction ; résonnant et non résonnant.

### **I-6-1- Taux de réaction non résonnant**

Dans une réaction non résonnante, le facteur astrophysique  $S(E)$  varie lentement avec l'énergie. Dans ces conditions, des approximations appropriées peuvent être effectuées pour évaluer l'intégrale (I – 18).

Dans ce cas de figure, le facteur astrophysique  $S(E)$  peut être considéré constant.

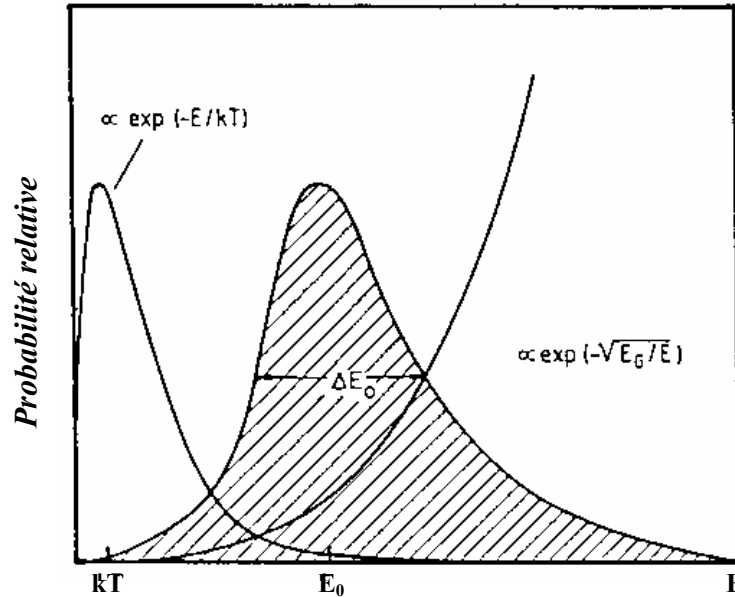
$$S(E) = S(E_0) \approx \text{cte} \quad (\text{I} - 20)$$

Le taux de réaction par paire de particule par  $\text{cm}^2$  et par seconde devient :

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\mu\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} S_0(E_0) \int_0^{+\infty} e^{-\left( \frac{E}{kT} + \sqrt{\frac{E_G}{E}} \right)} dE \quad (\text{I} - 21)$$

$E_G$  est l'énergie effective moyenne pour les réactions de fusion thermonucléaires à une température  $T$  donnée, elle est également appelée énergie de Gamow.

Le taux de réaction est principalement déterminé par le terme en exponentiel, qui varie rapidement avec l'énergie. Ce terme est composé de deux contributions ; celle de Maxwell – Boltzmann :  $\exp(-E/kT)$  qui tend rapidement vers zéro pour les hautes énergies, et celle de  $\exp[-(E_G/E)^{1/2}]$  qui exprime l'effet tunnel à travers la barrière coulombienne et qui tend quant à lui vers zéro pour les basses énergies (figure I – 3) [Rol88].



**Figure (I – 3) :** *Domaine de Gamow pour les réactions thermonucléaires [Rol88].*

La contribution essentielle de l'intégrand est issue de valeurs d'énergies centrées autour de  $E_0$ , [Cla.83, Rol88] pour laquelle le taux de réaction est maximal.

$$\frac{d}{dE} \left( \frac{E}{kT} + \sqrt{\frac{E_G}{E}} \right)_{E=E_0} = \frac{1}{kT} - \frac{1}{2} \sqrt{E_G} E_0^{-3/2} = 0 \quad (\text{I} - 22)$$

où

$$E_0(\text{keV}) = \left( \frac{\sqrt{E_G} kT}{2} \right)^{2/3} = 1.22 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^2)^{1/3} \quad (\text{I} - 23)$$

L'approximation reposant sur la diminution rapide de l'intégrand est équivalente au remplacement du terme en exponentielle  $\exp[-(E/kT) - (E_G/E)^{1/2}]$  par une fonction gaussienne ayant approximativement le même maximum  $E = E_0$  [Cla.83] et de même courbure.

L'intégrale sera donc évaluée en effectuant le changement suivant :

$$e^{-\left(\frac{E}{kT} + \sqrt{\frac{E_G}{E}}\right)} \approx C e^{-\left(\frac{E-E_0}{\Delta/2}\right)^2}$$

où

$$C = e^{-\left(\frac{E_0}{kT} + \sqrt{\frac{E_G}{E_0}}\right)} = e^{-\left(\frac{3E_0}{kT}\right)} \quad (\text{I} - 24)$$

et  $\Delta$  étant la largeur effective à 1/e de la hauteur du pic, là où le nombre de réactions nucléaires est le plus important, donnée par [Rol88]:

$$\Delta(\text{keV}) = \frac{4}{\sqrt{3}} \sqrt{E_0 kT} = 0.749 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^5)^{1/6} \quad (\text{I} - 25)$$

$\Delta$  détermine le domaine dit domaine des énergies d'intérêt astrophysique autour de  $E_0$  pour une réaction nucléaire particulière  $X(a, b)Y$  à la température  $T$ . Le taux de réaction par paire de particule par  $\text{cm}^2$  et par seconde est alors défini comme suit:

$$\langle \sigma v \rangle = \sqrt{\frac{2}{\mu}} \frac{\Delta}{(kT)^{3/2}} S(E_0) e^{-\frac{3E_0}{kT}} \quad (\text{I} - 26)$$

**I-6-2- Taux de réaction résonant****A- Cas des résonances étroites et isolées**

Aux basses énergies, les interactions de particules chargées résonnantes peuvent être traitées par le mécanisme du noyau composé. Pour le cas d'une résonance étroite isolée, la section efficace totale de réaction au voisinage de l'énergie de résonance  $E_R$  peut être paramétré par l'approximation de Breit et Wigner (BW) [Rol.88] à savoir :

$$\sigma(E) = \sigma_{BW}(E) = \pi \lambda^2 \frac{2j+1}{(2I_a+1)(2I_x+1)} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E-E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (\text{I} - 27)$$

où : -  $E$  est l'énergie incidente dans le système du centre de masse.

- $\mu$  est la masse réduite du système  $a + X$ .
- $I_a$  et  $I_x$  sont respectivement les spins intrinsèques des noyaux incident et cible.
- $J$  est le moment cinétique total de l'état excité atteint dans le noyau composé.
- $\Gamma_a, \Gamma_b$  sont les largeurs partielles des voies d'entrée ( $a + X$ ) et de sortie ( $b + Y$ ), respectivement.

Pour une résonance étroite ( $\Gamma \ll E_R$  et  $\Gamma \ll D$ , où  $D$  représente l'espacement entre les niveaux) suffisamment éloignée de tout autre niveau résonnant, la fonction de Maxwell – Boltzmann donnée par  $\varphi(E) = \exp(-E/kT)$  varie très peu au voisinage de l'énergie  $E_R$  [ROL.88] (figure (I-4)), ce qui permet d'approximer le taux de réaction moyen  $\langle \sigma v \rangle$  comme suit:

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\mu \pi} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} E_R e^{-\frac{E_R}{kT}} \int_0^{\infty} \sigma_{BW}(E) dE \quad (\text{I} - 28)$$

En remplaçant dans cette relation l'expression de  $\sigma_{BW}$  donnée par (I – 26) et en négligeant les variations des largeurs partielles ou totales avec l'énergie, on aboutit à :

$$\int_0^{\infty} \sigma_{BW}(E) dE = \pi^2 \lambda^2 \frac{2j+1}{(2I_a+1)(2I_b+1)} \Gamma_a \Gamma_b \int_0^{\infty} \frac{1}{(E - E_R)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} dE$$

$$\Rightarrow \langle \sigma \rangle = \left( \frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{3/2} \hbar^2 (\omega\gamma)_R e^{-\frac{E_R}{kT}} f \quad (I - 29)$$

où  $\omega\gamma$  désigne la force de la résonance.

$$\omega\gamma = \frac{2j+1}{(2I_a+1)(2I_b+1)} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} \quad (I - 30)$$

$f$  est un facteur qui tient compte de l'effet d'écran du nuage électronique entourant le noyau cible.

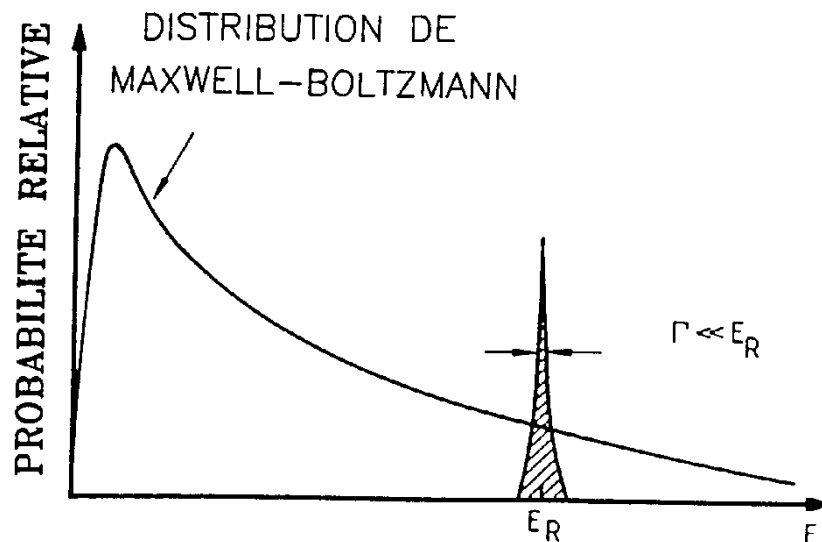


Figure I – 4 : Distribution de Maxwell – Boltzmann pour une température donnée et section efficace d'une résonance étroite.

Ainsi, la relation (I - 28) représente le taux de réaction par paire de particule par  $\text{cm}^2$  et par seconde pour une résonance étroite isolée. Dans le cas où il y a plusieurs résonances étroites isolées aux énergies de résonances  $E_i$  dans le domaine d'énergie considéré et lorsqu'il n'y a pas d'interférences entre les états résonnants, on doit sommer la contribution de chacune d'elle au taux de réaction totale.

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{3/2} \hbar^2 \sum_i (\omega\gamma)_i e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (\text{I} - 31)$$

### **B- Cas des résonances larges**

Dans les situations où on est en présence de résonances larges ( $\Gamma > E_R$ ) ou bien lorsque les effets d'interférences se manifestent entre les divers états résonnants, la section efficace s'étend sur un domaine d'énergie plus large. L'évaluation du taux de réaction donné par la formule (I - 15) doit explicitement prendre en compte la dépendance en énergie de la section efficace de résonance  $\sigma(E)$  pour le calcul du taux :

$$\sigma(E) = \sigma_R \frac{E_R}{E} \frac{\Gamma_a(E)}{\Gamma_a(E_R)} \frac{\Gamma_b(E)}{\Gamma_b(E_R)} \frac{(\Gamma_R/2)^2}{(E - E_R)^2 + \left[ \frac{\Gamma(E)}{2} \right]^2} \quad (\text{I} - 32)$$

Le calcul de  $\sigma(E)$  nécessite la connaissance de la dépendance en énergie des largeurs partielles et totales. En général ce calcul est effectué par des méthodes numériques qui sont plus faciles.

# Chapitre II

**Le rôle de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  dans  
l'évolution stellaire**

## **II-1- Introduction**

Les étoiles se forment dans des sites riches en gaz interstellaires, constitués en majorité d'hydrogène et d'hélium. Des perturbations gravitationnelles au sein de ces nuages gigantesques, provoquées par un agent extérieur comme l'interaction avec un autre nuage ou la pression radiative de supernovas explosant dans leur voisinage, entraînent leur effondrement sous l'effet de leur propre poids [Cla83]. Au fur et à mesure que le volume de ces nuages se réduit, la température et la pression augmentent jusqu'à atteindre des valeurs critiques permettant aux réactions de fusion de l'hydrogène de s'amorcer [Cla83]. Un équilibre s'établit alors au sein de la protoétoile entre deux forces antagonistes ; la force gravitationnelle et la pression thermique pour donner naissance à une étoile dans sa phase ou séquence principale avec des densités et des températures centrales de l'ordre de  $150 \text{ g/cm}^2$  et  $15 \cdot 10^6 \text{ K}$  [Rol88] dans le cas d'une étoile de masse voisine de la masse solaire.

La phase de combustion de l'hydrogène débute dès la naissance d'une étoile [Cla83]. D'autre part, on s'est vite rendu compte que l'énergie produite durant ce cycle était loin d'expliquer l'énorme quantité d'énergie produite par certaines étoiles du type géante bleue [Rol88], ou d'étoile en phase finale (géante rouge). En essayant alors les réactions mettant en jeu les éléments chimiques du tableau périodique et en comparant les énergies produites avec celles observées, H. Bethe [Bet39] mit à jour un cycle CN de réactions dont le carbone, l'azote et l'oxygène sont les principaux acteurs. D'autres réactions sont venues depuis compléter ce cycle qui porte le nom de cycle CNO.

L'étude des différentes réactions de ce cycle permet d'estimer avec plus de précision le taux de production d'énergie dans les étoiles mais également d'expliquer la nucléosynthèse des différents éléments chimiques [Val75]. Ces derniers sont en effet produits dans le cœur des étoiles puis éjectés vers le milieu interstellaire au fur et à mesure de leurs évolutions.

Nous nous intéresserons dans ce travail tout particulièrement aux étoiles de seconde génération qui produisent leur énergie à travers les réactions

appartenant au cycle CNO, pour mieux comprendre de quelle façon intervient la réaction que nous étudions ainsi que les données qui en découlent concernant la production du  $^{19}\text{F}$ , la destruction du  $^{18}\text{O}$  et la synthèse du  $^{15}\text{N}$ .

## **II-2- Combustion de l'Hydrogène**

### **II-2-1- Chaînes p – p.**

En 1926, Eddington était persuadé que l'énergie des étoiles provenait des réactions nucléaires sans pouvoir affirmer lesquelles [Kit87]. Ce n'est qu'avec les travaux presque simultanés de B. Strömngren et A. Unsöld [Kit87] et l'observation des raies spectrales du soleil qu'on s'aperçut que le constituant essentiel des étoiles est l'hydrogène [Kit87].

Carl Von Weizsäcker [Wei37, Wei38] en Allemagne avait fait le calcul le plus simple qui consiste à combiner deux noyaux d'hydrogène, mais il obtenait une énergie trop faible pour le soleil. H. Bethe et C. Critchfield [Bet38] ont repris le calcul de Weizsäcker en y introduisant les effets quantiques et découvrirent que la réaction proton – proton était largement suffisante pour expliquer la luminosité solaire.

Ainsi, les étoiles jeunes sont constituées essentiellement d'hydrogène. Lorsque le cœur de ces étoiles (la densité centrale du soleil  $\cong 100 \text{ g/cm}^3$  [Kit87]) atteint une température de l'ordre de  $1.5 \cdot 10^7 \text{ K}$  (soit une énergie équivalente à environ 1,3 keV) les protons commencent à fusionner à travers la réaction exothermique suivante :

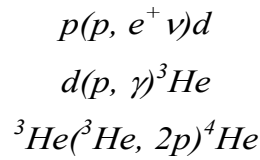


Le bilan énergétique de cette réaction est de  $Q = 1.44 \text{ MeV}$ . Sa section efficace est très petite non seulement en raison de la barrière coulombienne mais encore et surtout, parce qu'il s'agit d'un processus d'interaction faible [Bet38].

Les noyaux deutérium ainsi formés, subissent plusieurs réactions (tableau II-1). La plus importante mène à la production du noyau  $^3\text{He}$  [Rol88].



L'ensemble des réactions mettant en jeu le noyau  $^3\text{He}$  est résumé dans le tableau (II - 2). Les noyaux de  $^3\text{He}$  synthétisés par la réaction (II - 2) sont détruits suivant deux processus prédominants possibles :  $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$  et  $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$  [Rol88], à cause de leurs grands taux de réaction. Du fait de la faible abondance du deutérium dans les étoiles, la réaction prédominante est:  $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$ . Elle achève l'une des chaîne de formation de l'hélium dite chaîne p - p I.



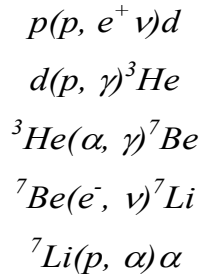
**Tableau II - 1.** Combustion du deutérium [Rol88].

Réaction	$Q(\text{MeV})$	$S(0)(\text{keV b})$	Références
$d(p, \gamma)^3\text{He}$	5.494	$0.25 \cdot 10^{-3} \text{ b}$	Gri63, Bai70
$d(d, \gamma)^4\text{He}$	23.847	$\approx 0.03 \cdot 10^{-3}$	Bia69
$d(d, p)T$	4.033	39	Arn54
$d(d, n)^3\text{He}$	3.269	37	Arn54
$d(^3\text{He}, p)^4\text{He}$	8.354	6240	Arn54
$d(^3\text{He}, \gamma)^5\text{Li}$	16.388	$\approx 0.3$	Bia68, Bus68
$d(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$	1.472	$\leq 0.03 \cdot 10^{-3}$	Rob81

**Tableau II – 2.** Ensemble des réactions mettant en jeu le noyau  $^3\text{He}$ .

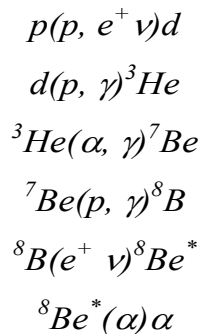
Réaction	$Q(\text{MeV})$	$S(0)(\text{keV b})$	Références
$^3\text{He}(d, \gamma)^5\text{Li}$	16.388	$\approx 0.3$	Bia68, Bus68
$^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$	18.354	6240	Arn54
$^3\text{He}(^3\text{He}, \gamma)^6\text{Be}$	11.497	$\approx 0.8$	Har67a
$^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$	12.860	5500	Wan66, Dwa71, 74, Kav82
$^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$	1.587	0.53	Par63, Nag69, Krä82

Lorsque l'étoile possède un taux assez élevé de noyaux  $^4\text{He}$  [Rol88] en plus de celui acquis à travers la chaîne p – p I, ces derniers interagissent avec les noyaux  $^3\text{He}$  à travers la réaction  $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$  produisant ainsi du  $^7\text{Be}$ . Ce dernier est détruit en grande majorité par capture électronique donnant ainsi du  $^7\text{Li}$  :  $^7\text{Be}(e^- \nu)^7\text{Li}$  [Rol88]. Le  $^7\text{Li}$  conduit finalement à la production du noyau  $^4\text{He}$  en interagissant avec un proton. Cette chaîne qui peut être résumée ainsi :



est appelée chaîne p – p II.

Le  $^7\text{Be}$  rescapé de la chaîne p – p II, permet de produire le noyau  $^4\text{He}$  à travers une autre série de réaction appelée chaîne p – p III, résumée ci dessous [Rol88]:



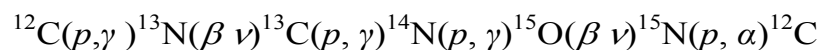
L'étoile (\*) en haut de  $Be^*$ , signifie que le noyau est formé dans un état excité. Ces trois chaînes de combustion de l'hydrogène ont lieu durant la première phase d'évolution d'une étoile, elle est appelée séquence principale.

### **II-2-2- Les cycles CNO**

Pour une étoile de seconde génération, durant sa séquence principale, la combustion d'hydrogène se fait également à travers le cycle CNO figure (II – 1). Dans ce type d'étoile, de masse supérieure ou égale à une masse solaire, les noyaux C, N et O existent sous forme de traces et permettent au bout du cycle, la fusion de quatre protons en un noyau de hélium [Rol88]. Cette combustion s'effectue en général dans un état d'équilibre thermodynamique, c'est la phase dite de combustion hydrostatique de l'hydrogène. Dans cette phase la température du cœur de l'étoile est typiquement comprise entre  $T_6 = 8$  et  $T_6 = 50$  [Kip94].

Durant ce cycle, se succèdent des captures de protons et des désintégrations  $\beta^+$  sur les noyaux C, N et O présents à l'état de traces dans la matière stellaire. La première boucle du cycle CNO figure (II – 1, I), appelée cycle CN ou cycle froid, fournit l'essentiel de l'énergie nucléaire de la vie de l'étoile à des températures  $T < 3 - 4 \cdot 10^7$  °K [Rol78, Bur57] et provoque l'accroissement de l'abondance du noyau  $^{14}\text{N}$ , compte tenu de la faible section efficace de sa destruction par la réaction  $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$  par rapport aux autres réactions du cycle. Pour les sites explosifs (novae et super novae) et les étoiles massives ou super massives ( $M \geq 10^5$  à  $10^8 M_\odot$ ; [Hoy65, Fri73, Fri80]) et pour des températures de l'ordre de  $10^8$  à  $10^9$  °K, l'hydrogène serait brûlé à travers le cycle CNO chaud [Hoy65, Cau77, Wal81, Wie82]. Le passage entre les deux cycles froid et chaud est limité par la compétition entre la décroissance  $\beta^+$  du noyau  $^{13}\text{N}$ , de période 10 mn et la réaction  $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ , dont le taux augmente avec la température [Bar92].

La base du cycle CN est la suivante, (figure II-1,I) :



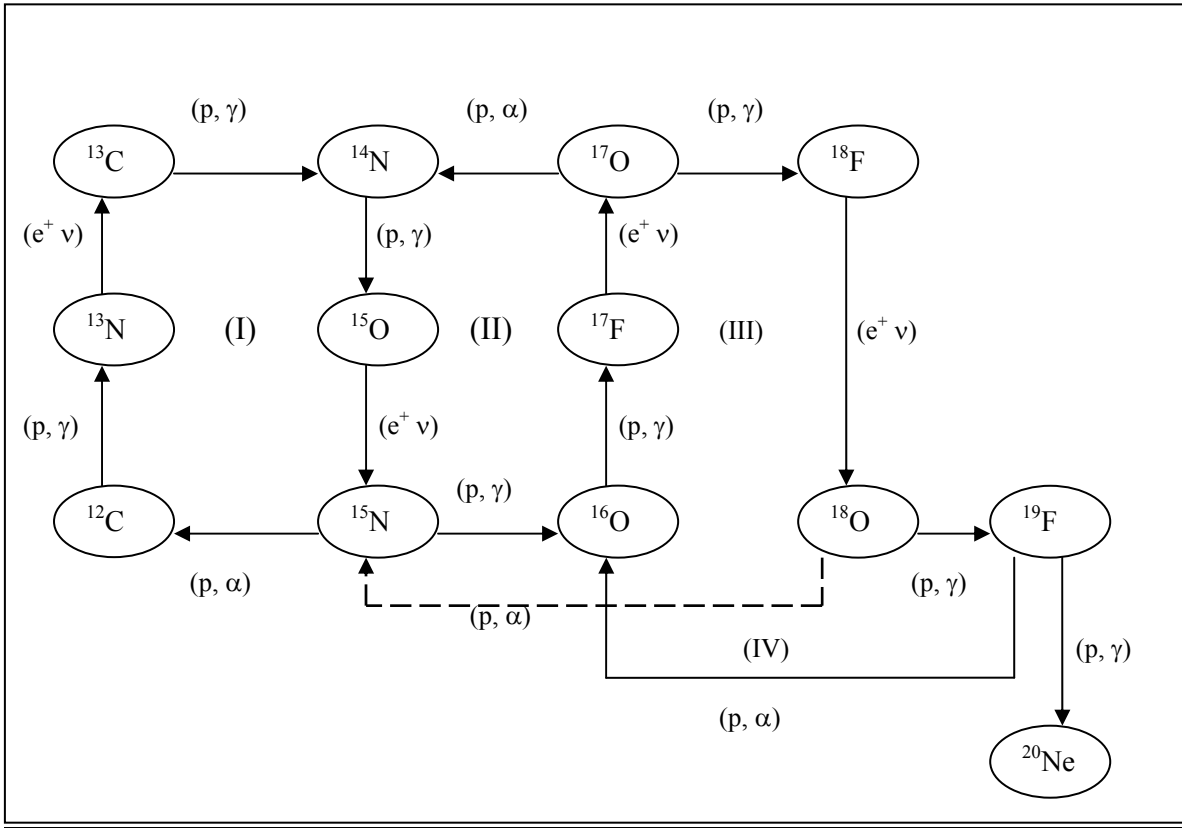
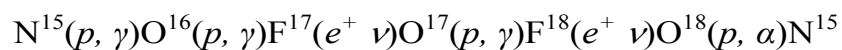
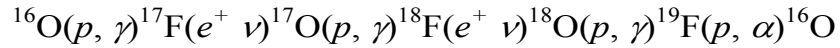


Fig. II – 2. Représentation des quatre cycles CNO.

Le noyau  $^{18}\text{O}$  se forme essentiellement à partir de la réaction  $^{18}\text{F}(\beta^+ \nu)^{18}\text{O}$  à travers la troisième boucle du cycle CNO. Si on considère que la combustion de l'hydrogène par le noyau  $^{18}\text{O}$ , issue de la décroissance  $\beta^+$  du  $^{18}\text{F}$ , se fait surtout à travers la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ , il a été conclu alors l'existence d'un troisième cycle CNO (figure II-2 ; III) [Rol88]. Afin de vérifier cette supposition, les deux réactions en compétition :  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  et  $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$  ont été étudiées [Lor79, Wei80] et les résultats indiquent que la combustion de l'hydrogène par l'oxygène  $^{18}\text{O}$  se fait le plus souvent à travers la réaction  $(p, \alpha)$  pour les températures  $T_9 \leq 0.02$  et  $T_9 \geq 0.7$  [Wei80, Rol88]. La troisième boucle du cycle CNO est donnée par la chaîne de réaction suivante :



Dans le cas où la combustion de l'hydrogène du  $^{19}\text{F}$  procède de manière prédominante à travers la réaction  $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ , les catalyseurs dans le cycle CNO demeurent dans ce cycle, impliquant une quatrième boucle [Rol88] (figure II – 2) qu'on peut résumer par :



Les chaînes p – p et les cycles CNO sont l'une des principaux mécanismes de production d'énergie et de nucléosynthèse des éléments allant du carbone au fluor. D'autres réactions intervenant dans des cycles supplémentaires (cycle NeNa, cycle MgAl) produisent de l'énergie par conversion de l'hydrogène en hélium dans des étoiles de seconde génération à des températures très élevées  $T > 10^8$  K [Coc96]. Cependant, du fait de l'importance de la barrière coulombienne, l'énergie produite n'est pas aussi importante que celle produite durant les cycles CNO et les chaînes p – p, mais elles sont importantes pour la nucléosynthèse des éléments entre  $^{20}\text{Ne}$  et  $^{27}\text{Al}$  [Rol88].

# Chapitre III

**Synthèse et analyse des données expérimentales  
de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$**

### **III-1- Introduction**

Après avoir discuté l'importance de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  dans l'évolution stellaire à travers son rôle dans les cycles CNO, nous consacrons ce chapitre à l'analyse des résultats expérimentaux obtenus par, Lorenz-Wirzba et *coll.* [Lor79] d'une part et d'autre part par Carlson et *coll.* [Car61].

En effet, la détermination de l'abondance des différents éléments chimiques dans les sites stellaires nécessite la connaissance des taux de réaction avec le plus de précision possible. Notre étude est d'autant plus importante que la réaction ci dessus a été très peu étudiée, surtout aux énergies d'intérêt astrophysique.

L'exposé sera organisé comme suit : Dans un premier temps, nous rappelons brièvement le formalisme de la matrice  $\mathbf{R}$ . Puis nous présenterons les travaux à partir desquels nous avons pris les données expérimentales. Nous décrirons brièvement les expériences et les conditions dans lesquelles les fonctions d'excitation ont été obtenues. Nous donnerons par la suite les résultats que nous obtenons en utilisant le formalisme de la matrice  $\mathbf{R}$ , puis nous les discuterons.

### **III-2- Description du formalisme de la matrice $\mathbf{R}$**

#### **III-2-1- Base de la théorie**

Le mécanisme du noyau composé est basé sur la formation d'un noyau à partir d'une voie d'entrée, ce noyau se désintègre au bout d'un temps  $\tau$  dans l'une des voies de sorties possibles. Dans la voie d'entrée, notée  $C$ , les particules incidente et cible se trouvent initialement à l'infini et se rapprochent l'une de l'autre jusqu'à ce qu'elles se confinent dans un volume  $V$  [Lan58]. Ce volume est le siège d'interactions fortes, il renferme le noyau composé. Ces interactions sont telle que les particules perdent leurs identités pour former le noyau composé. Par la suite, ce noyau se désintègre dans diverses voies de sortie (y compris la voie initiale), notée  $C'$ , selon des probabilités de

désexcitation qui dépendent des caractéristiques de l'état composé formé. Nous nous limiterons aux voies d'entrée et de sortie constituées d'un système de deux particules (il s'agit du schéma le plus probable aux basses énergies).

Le formalisme de la matrice  $\mathbf{R}$ , basé sur le modèle du noyau composé a été proposé en 1947 par Wigner et Eisenbud [Wig47]. La théorie initiale de Wigner ne contient aucune information sur la structure du noyau en dehors de l'existence d'un hamiltonien  $H$  hermitique. Elle consiste à représenter la fonction d'onde dans la région intérieure par un développement en série dont les fonctions de base  $\chi_\lambda$  sont les solutions de l'équation de Schrödinger et qui satisfont à certaines conditions aux limites dans chacune des voies sur la surface renfermant les nucléons du noyau composé. A ces fonctions d'onde  $\chi_\lambda$ , on associe les valeurs propres  $E_\lambda$  qui constituent un système complet. Ainsi, le calcul des sections efficaces se fait en deux étapes. La première, consiste à relier ces sections efficaces à l'aide d'une matrice de collision  $U_{cc'}$ , aux parties asymptotiques de la fonction d'onde. La deuxième étape permet de relier la fonction d'onde aux paramètres des états nucléaires en utilisant la matrice  $\mathbf{R}$ .

La paire de particules en interaction obéit à l'équation de Schrödinger,  $H\psi = E\psi$ . Cette équation est valable aussi bien dans la région des voies (dites région externe) que dans la région interne zone d'interactions nucléaires fortes et qui définit le noyau composé.  $\psi$  étant la fonction d'onde totale décrivant le système. Elle peut être développée sur une base construite à partir des fonctions propres  $\chi_\lambda$  qui vérifient :

$$\int_V \chi_\lambda^* \chi_\lambda dV = \delta_{\lambda\lambda'} \quad (\text{III-1})$$

ainsi :  $\psi = \sum_\lambda C_\lambda \chi_\lambda$  ; et  $H\chi_\lambda = E_\lambda \chi_\lambda$

La section efficace  $\sigma_{cc'}$ , est proportionnelle à  $|U_{cc'}|^2$  [Lan58],  $U$  étant une matrice unitaire et symétrique. Elle est exprimée en termes des matrices  $\mathbf{L}$ ,  $\mathbf{\Omega}$  et  $\mathbf{R}$ . Les deux premières sont diagonales et prennent en compte les interactions non

polarisées. La matrice  $\mathbf{R}$  est non diagonale et prend en compte toutes les autres interactions, c'est à dire celles ayant lieu dans le noyau.

La théorie de la matrice  $\mathbf{R}$ , est basée sur les hypothèses suivantes [Lan58]:

- a) Application de la mécanique quantique non relativiste où le système est régi par l'équation standard de Schrödinger  $H\psi = E\psi$ . Cela est justifié par le fait que les énergies cinétiques dans le noyau composé sont très faibles par rapport à sa masse.
- b) L'hermiticité de  $H$  (Hamiltonien d'interaction) entraîne que la matrice de collision doit être unitaire et symétrique.
- c) On suppose qu'aux basses énergies, seules deux particules interviennent aussi bien dans la voie d'entrée que dans les voies de sorties. Les processus faisant intervenir plus de deux particules sont très peu probables aux basses énergies. Ils ne peuvent être décrits par la Matrice  $\mathbf{R}$ .

Les différents développements mathématiques relatifs à cette théorie ont été donnés en détails par Lane et Thomas [Lan58]. Nous nous contenterons de donner que les expressions finales de la matrice de collision  $U_{cc}$ , de la matrice  $\mathbf{R}$  et des sections efficaces différentielle et totale. Mais avant cela, nous donnons les caractéristiques des voies d'entrée et de sortie ainsi que les notations utilisées.

Lors d'une interaction par le biais du noyau composé, l'espace peut être décomposé en deux régions :

- La région extérieure (région des voies) : où les nucléons du noyau composé sont répartis dans chaque voie ouverte en deux groupes de nucléons. La distance entre les centres de gravité de chaque groupe, dans une voie donnée, est définie comme étant le rayon d'interaction de la voie. A cette distance, seule l'interaction coulombienne peut subsister entre les deux groupes de nucléons [Lan58].

- La région interne ( $V$ ), délimitée par la surface  $S$  : c'est la force nucléaire qui détermine l'interaction entre les nucléons ; ces derniers interagissent fortement les uns avec les autres, formant le noyau composé [Lan58].

Chacune des paires de particules intervenant dans la réaction peut être caractérisée par les nombres quantiques suivants :

$s$  : spin de la voie tel que  $\vec{S} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2$ ,  $\vec{I}_1$  et  $\vec{I}_2$  sont les opérateurs de spin intrinsèque des deux paires de particules respectivement dans la voie d'entrée et les voies de sorties.

-  $\nu$  : la projection du spin selon l'axe de quantification.

-  $\vec{L}$  : L'opérateur moment angulaire relatif de nombre quantique  $\ell$  tel que :

$$L^2 = \hbar^2 \ell(\ell+1)$$

-  $m$  : projection de  $\ell$  sur l'axe de quantification, c'est le nombre quantique azimutal

Le spin totale est donc donné par :  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  et sa projection sur l'axe de quantification est représentée par  $M$ .

Le rayon d'interaction est défini comme  $a_c = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$  ; avec  $1.2 < r_0 < 1.5 \text{ fm}$  [Lan58].

-  $E_\alpha$  : énergie relative des particules dans la voie  $c$ .

-  $\mu_c = \mu_\alpha = \frac{M_{1\alpha} M_{2\alpha}}{M_{1\alpha} + M_{2\alpha}}$  : masse réduite du système.

-  $k_\alpha = \left( \frac{2\mu_\alpha |E_\alpha|}{\hbar^2} \right)^{1/2}$  : nombre d'onde.

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

Sommerfeld.

-  $v_c = v_\alpha = \frac{\hbar k_\alpha}{\mu_\alpha}$  : vitesse relative.

### **III-2-2- Matrice de collision U**

La matrice de collision  $U$  est définie par ses éléments de matrice  $U_{cc'}$ , dont l'expression est donnée par [Lan58] :

$$U_{cc'} = e^{i(\Omega_c + \Omega_{c'})} \left[ \delta_{cc'} + i \sum_{\lambda\lambda'} \frac{\Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda' c'}^{1/2}}{(E_\lambda - E) \delta_{\lambda\lambda'} + \Delta_{\lambda\lambda'} - i(\Gamma_{\lambda\lambda'} / 2)} \right] \quad (\text{III-2})$$

- $\Gamma_{\lambda c}$  est la largeur du niveau  $\lambda$  dans la voie  $c$  telle que :  $\Gamma_{\lambda} = \sum_c \Gamma_{\lambda c}$  est la largeur totale de l'état composé.
- $\Omega_c = \omega_c - \Phi_c$  est le déphasage total.  $\omega_c$  et  $\Phi_c$  sont respectivement le déphasage coulombien et le déphasage potentiel ou de sphère dure.
- $\Delta_{\lambda\lambda'} = -\sum_c \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda' c} S_c$  où  $S_c$  est le facteur de déplacement de niveau.

Le symbole de Kronecker  $\delta_{cc'}$  différencie entre une interaction élastique ( $c = c'$ ,  $\delta=1$ ) et une interaction inélastique ( $c \neq c'$ ,  $\delta=0$ ).

### **III-2-3- Matrice $R$**

Les éléments de la matrice  $R$  sont donnés par [Lan58]:

$$R_{cc'} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E} \quad (\text{III-3})$$

où

$$\gamma_{\lambda c} = \left( \frac{\hbar^2}{2\mu_c r_c} \right)^{1/2} \int_{S_c} \chi_{\lambda}^* \psi_c dS_c \quad (\text{III-4})$$

$\gamma_{\lambda c}$  appelée largeur réduite est également l'amplitude réelle de la fonction d'onde  $\chi_{\lambda}$  dans la voie  $c$ .

### **III-2-4- Sections efficaces différentielle et totale**

#### **A - Section efficace différentielle**

L'expression de la section efficace différentielle est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega_{\alpha' (\alpha \rightarrow \alpha')}} &= \frac{1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{ss'} (2s + 1) \frac{d\sigma}{d\Omega_{\alpha' (\alpha s \rightarrow \alpha' s')}} \\ &= \frac{1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{ss', vv'} |A_{\alpha' s' v', \alpha s v}(\Omega_{\alpha'})|^2 \end{aligned} \quad (\text{III-5})$$

où le terme  $A_{\alpha's'v',\alpha s v}$  représente l'amplitude des ondes sortantes  $\alpha's'v'$  associées à l'onde incidente,  $I_1$  et  $I_2$  sont les spins intrinsèques des particules formant la paire  $\alpha$ .

Cette section efficace différentielle peut être décomposée en trois contributions telles que :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A_1 + A_2 + A_3 \quad (\text{III-6})$$

Le premier terme  $A_1$ , décrit l'interaction purement coulombienne, donné par la loi de Rutherford en assimilant les noyaux en interaction à des charges ponctuelles localisées en leurs centres :

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{\pi}{k_\alpha^2 (2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{ss',vv'} |C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'})|^2 \delta_{\alpha's'v',\alpha s v} \\ &= \frac{\eta_\alpha^2}{4k_\alpha^2 \sin^4(\theta_2/2)} \delta_{\alpha\alpha'} \end{aligned} \quad (\text{III-7})$$

$A_2$  représente le terme nucléaire, il s'exprime comme :

$$A_2 = \frac{1}{k_\alpha^2 (2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{ss',L} B_L(\alpha's',\alpha s) P_L(\cos\theta_{\alpha'}) \quad (\text{III-8})$$

$P_L(\cos\theta_{\alpha'})$  sont les polynômes de Legendre d'ordre  $L$ .

$B_L(\alpha's',\alpha s)$  est un terme qui a été calculé par Blatt et Biedenharn [Bla52].

Le dernier terme  $A_3$ , décrivant l'interférence entre les deux contributions précédentes, s'écrit :

$$\begin{aligned} A_3 &= \frac{2}{k_\alpha^2 (2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{JM\ell\ell'm'ss'vv'} (2\ell + 1)^{1/2} \langle s\ell v 0 | JM \rangle \langle s'\ell'v'm' | JM \rangle \\ &\quad \times \delta_{\alpha's'v',\alpha s v} 2\text{Re} \left[ -iT_{\alpha'\ell's',\alpha\ell v}^{JM} Y_{m'}^{\ell'}(\Omega_{\alpha'}) C_{\alpha'}^*(\theta_{\alpha'}) \right] \end{aligned} \quad (\text{III-9})$$

### **B - Section efficace totale**

La section efficace totale s'obtient en intégrant la section efficace différentielle sur toute la partie sphérique  $\Omega$ .

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \int \frac{d\sigma_{\alpha\alpha'}}{d\Omega_{\alpha'}} d\Omega_{\alpha'} = \frac{4\pi}{k_{\alpha}^2(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{ss'} B_0(\alpha's', \alpha s) \quad (\text{III-10})$$

ainsi

$$\sigma_{\alpha \rightarrow \alpha'} = \frac{\pi}{k_{\alpha}^2} \sum_{j\ell\ell's's'} g_j \left| T_{\alpha'\ell's', \alpha\ell s}^J \right|^2 \quad (\text{III-11})$$

l'élément de matrice  $T_{\alpha'\ell's', \alpha\ell s}^J$  est la superposition des amplitudes des effets nucléaires comprenant les effets potentiels et résonnants.

où

$$g_j = \frac{2J + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \quad (\text{III-12})$$

est le facteur statistique de spin

### **III-3- Procédure et données expérimentales :**

Les résultats expérimentaux correspondant aux fonctions d'excitations que nous avons analysées proviennent des travaux expérimentaux de deux équipes différentes, ayant chacune étudié la réaction pour des angles distincts et des gammes d'énergies spécifiques.

#### **III-3-1- H. Lorenz-Wirzba et coll.**

La réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  a été étudiée dans la gamme d'énergie  $72 \leq E_p \leq 935$  keV [Lor79]. Ces travaux ont été réalisés dans plusieurs laboratoires avec : un accélérateur de 350 KV à l'université de Münster qui fournit un faisceau de proton d'intensité de l'ordre de 250 à 300  $\mu\text{A}$  aux

énergies  $E_p = 70 - 350$  keV et l'accélérateur de 1 MV de l'université du Mainz pour le domaine d'énergie  $E_p = 280 - 935$  keV (calibration de 2keV).

Des essais préliminaires ont été effectués en utilisant l'accélérateur de l'institut de technologie de Californie de 700 KV pour les énergies  $E_p = 300 - 665$  keV et l'accélérateur dynamitron de 4MV de l'université de Stuttgart pour des protons incidents d'énergies comprises entre  $E_p = 590$  et 840 keV.

Pour l'ensemble du domaine d'énergie étudié et pour tous les accélérateurs utilisés, le faisceau de proton passe à travers un collimateur en Ta de 1 cm de diamètre, il est ensuite focalisé sur une région de la cible de 0.7 cm de diamètre. Deux détecteurs à barrière de surface Si (avec une surface active de 300 mm<sup>2</sup>) sont positionnés à 90° et 135° par rapport à la direction du faisceau, dans une géométrie fermée (à une distance de 7 cm de la cible) et sont électriquement isolés de la chambre où se trouve la cible.

Pour des mesures à  $E_p \leq 850$  keV, des feuilles de Ni<sup>+</sup> d'épaisseur de 2μm ont été placées devant le détecteur pour stopper les protons produits de la diffusion élastique. On observe en conséquence une dégradation de la résolution en énergie du système de détection de 20 à 70 keV. Pour les distributions angulaires des particules α, une chambre de diffusion a été utilisée. Ces particules sont observées grâce à un détecteur Si fixe, placé à  $\theta = 135^\circ$  ( $d = 15\text{cm}$ ) ainsi que par un détecteur mobile placé à un angle  $\theta$  variant entre 20° et 160° ( $d = 8\text{cm}$ ). Des cibles de Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> sont positionnées au centre de la chambre de diffusion, faisant un angle de 15° par rapport au faisceau. Elles sont fabriquées par un processus d'électrolyse des feuilles de tantale de 0.2 mm d'épaisseur dans de l'eau enrichie en <sup>18</sup>O à 99.9%. Ces cibles de 3 à 20 keV d'épaisseur à  $E_p = 150$  keV sont capables de résister à des faisceaux de grande intensité durant des périodes supérieures à plusieurs jours sans détérioration sensible. Elles ont également été utilisées dans les mesures des fonctions d'excitations.

Aux énergies  $E_p \geq 850$  keV, les pouvoirs d'arrêt pour les particules α et ceux de la diffusion élastique des protons dans les feuilles de Ni<sup>+</sup> sont égaux. Par

conséquent, pour la gamme d'énergie  $E_p = 850\text{-}935$  keV, la feuille de Ni n'est pas utilisée. La mesure de courant est obtenue au moyen d'une cage de Faraday placée à 50 cm de la cible. Concernant les mesures des fonctions d'excitations, Lorenz-Wirzba et coll. [Lor79] ont utilisé une cible d'oxyde de calcium posée sur un support en carbone d'une épaisseur de  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Ces cibles sont fabriquées par la vaporisation du Ca sur un support en carbone puis par oxydation en utilisant le gaz d'oxygène enrichi à 99.5% de  $^{18}\text{O}$ .

### **A- Les fonctions d'excitations de la réaction $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$**

La détermination des fonctions d'excitations a été effectuée simultanément aux angles  $\theta = 90^\circ$  et  $135^\circ$  (fig.III-1). Les mesures ont débutés au niveau de l'accélérateur 350 KV à l'université de Münster à  $E_p = 72\text{-}350$  keV et se sont poursuivies avec une installation identique auprès de l'accélérateur 1MV à l'université de Mainz pour  $E_p = 280\text{-}850$  keV. Les pas en énergie du faisceau varient de 0.5 à 10 keV [Lor79].

### **B- Energies de résonance et largeurs totales**

Les énergies des protons et les largeurs totales des résonances sont déterminées à partir des cibles épaisses, ainsi qu'à partir des cibles minces. Les résultats sont résumés dans le tableau (III-1) [Lor79].

$^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$				$^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$				Compilations <sup>b)</sup>		
$E_p(\text{lab})$ (keV)	$\Gamma(\text{lab})$ (keV)	$\omega_\gamma$ (eV)	$E_X$	$E_X$	$\Gamma(\text{lab})$	$\omega_\gamma$ (eV)	$J^\pi$	$E_X$	$\Gamma(\text{lab})$	$J^\pi$
95±3	≤ 3	$(1.6\pm 0.5)\times 10^{-7\text{c}}$	8083±4					8086±5		
152±1	≤ 0.5	0.17±0.02	8137±2					8135±5	≤ 5	1/2 <sup>+</sup>
216±1	≤ 1	$(2.3\pm 0.6)\times 10^{-3\text{c}}$	8198±2					8198±5	≤ 8	(5/2 <sup>+</sup> )
334±1	≤ 1	0.057±0.01 <sup>c)</sup>	8309±2	8306±4		2.1±0.5	5/2 <sup>+</sup>	8310±5		
629±2	≤ 3	420±80 <sup>c)</sup>	8589±3	8587±3		1.6±0.4	3/2 <sup>+</sup>	8591±1	2.1±0.1	3/2 <sup>-</sup>
≅ 695	≅ 342	≅ $1.22\times 10^5\text{e)}$	≅ 8651					≅ 8637	≈ 100	1/2 <sup>+</sup>
846 <sup>d)</sup>	47 <sup>d)</sup>	$(4.1\pm 1.0)\times 10^4\text{e)}$	8795 <sup>d)</sup>		< 1			8795.0±2.5	47±1	1/2 <sup>+</sup>

**Tableau III-1 :** Résumé des caractéristiques des différentes résonances étudiées par Lorenz et comparées à d'autres travaux ; a): [Sym78] ; b): [Ajz78] ; c): extraites des données de [Lor79] à  $\theta=90^\circ$  ; d): [Yag62] ; e): calculer à partir de sections efficaces des résonances observées dans la figure (III-1)

### **C- Les sections efficaces absolues**

Pour les calculs des sections efficaces absolues, un système de cible gazeuse enrichi à 99.5 % en  $\text{O}^{18}$ , à pompage différentiel sous une pression de 2 Torr a été utilisé pour mesurer aux basses énergies ( $E_p = 310 - 336$  keV) les sections efficaces de retrodiffusion des protons simultanément avec les particules  $\alpha$  émises par la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  [Lor79].

Les sections efficaces différentielles de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  ont donc été déterminées compte tenu de la section efficace de Rutherford pour la retrodiffusion coulombienne des protons de  $^{18}\text{O}(p, p)^{18}\text{O}$  à travers la relation :

$$\left[ \frac{d\sigma}{d\Omega}(135^\circ) \right]_{\alpha_0} = \frac{I_{\alpha_0}}{I_p} \left[ \frac{d\sigma}{d\Omega}(135^\circ) \right]_{\text{Ruth}} \quad (\text{III-13})$$

-  $I_{\alpha}$  est l'intégrale du pic de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  et  $I_p$  celle de la retrodiffusion coulombienne  $^{18}\text{O}(p, p)^{18}\text{O}$ .

où  $\left[ \frac{d\sigma}{d\Omega}(135^\circ) \right]_{\alpha_0}$  désigne la section efficace différentielle de la réaction

$^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  à  $\theta = 135^\circ$  et  $\left[ \frac{d\sigma}{d\Omega}(135^\circ) \right]_{\text{Ruth}}$  désigne la section efficace

différentielle de Rutherford de la réaction  $^{18}\text{O}(p, p)^{18}\text{O}$  au même angle.

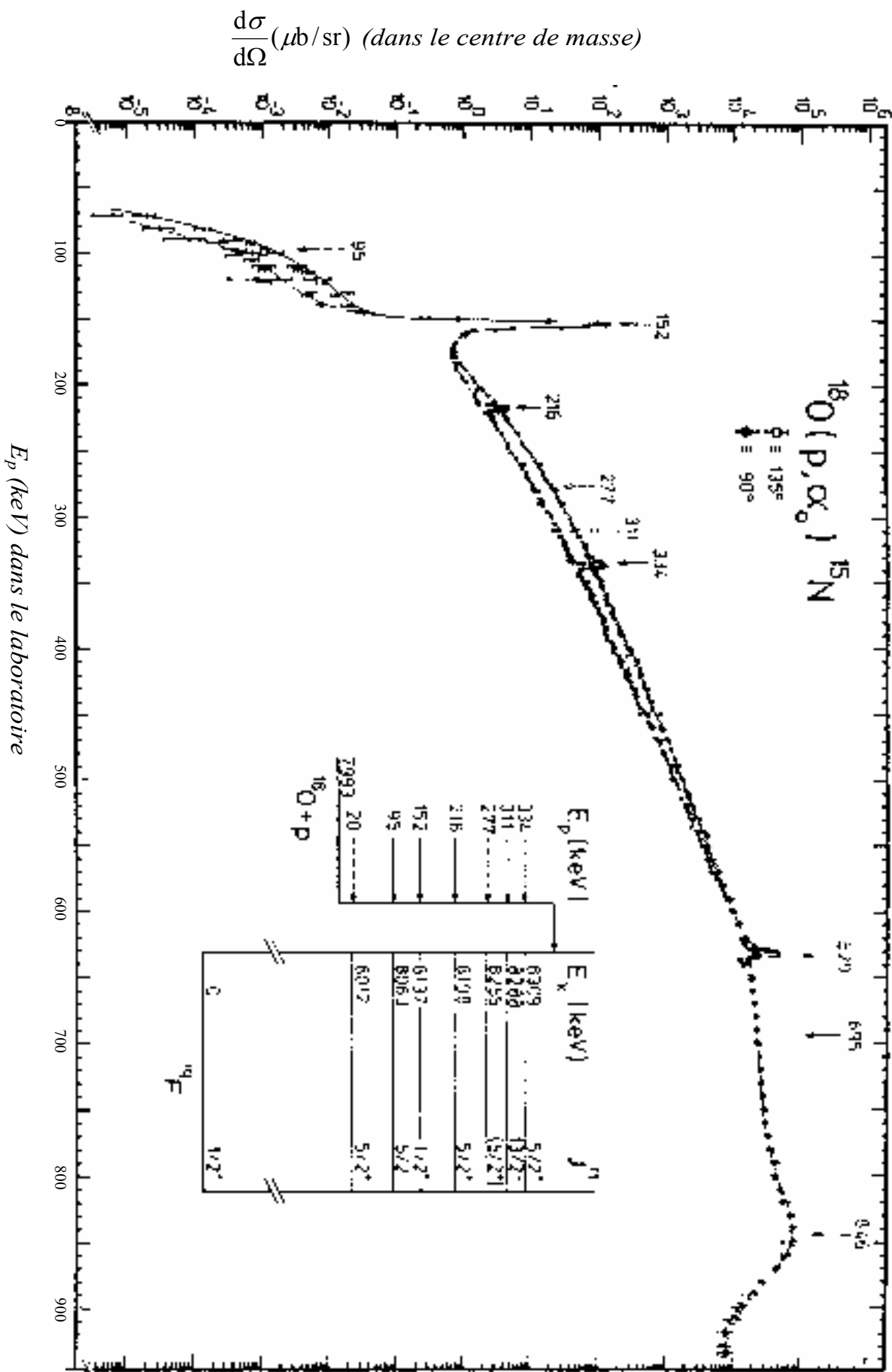


Fig III-1. Fonctions d'excitations de Lorenz et coll. aux angles  $90^\circ$  et  $135^\circ$

**III-3-2- R. R. Carlson et coll**

Les réactions  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  ont été étudiées en utilisant des cibles gazeuses minces et un faisceau de protons incidents fourni par le générateur électrostatique de l'Université de l'Iowa. Les sections efficaces différentielles ont été mesurées à des angles dont les valeurs dans le référentiel du laboratoire sont  $86.8^\circ$  et  $159.5^\circ$ , pour des énergies de protons incidents variant entre 790 keV et 3550 keV [Car61].

Le faisceau de protons produit par le générateur électrostatique de l'université de l'état de l'Iowa passe à travers une épaisseur de 1000  $A^\circ$  d'une feuille de Nickel, ensuite il sort de la chambre en traversant encore une fois une feuille de Nickel de 3750  $A^\circ$  d'épaisseur et rentre dans une cage de Faraday sous vide [Car61]. Les produits de la réaction, passent à travers un détecteur de particules chargées (CsI (Tl)).

La température et la pression de la cible, dont les valeurs respectives sont de  $270^\circ\text{K}$  et  $2.5 \text{ mm Hg}$  [Car61], sont mesurées à l'aide d'un thermocouple et d'un manomètre. Un système d'électrolyse est utilisé pour obtenir le gaz de la cible à partir d'une eau enrichie en  $^{18}\text{O}$ , obtenue à l'institut Weizmann. La composition isotopique de la cible est : 90% de  $^{18}\text{O}$ , 1.2% de  $^{17}\text{O}$  et 8.8% de  $^{16}\text{O}$  [Car61].

Les figures (III-2) et (III-3) montrent les fonctions d'excitations de la diffusion élastique  $^{18}\text{O}(p, p)^{18}\text{O}$  et de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  pour des domaines d'énergie de 790 à 3550 keV et à des angles dans le référentiel du laboratoire égaux à  $86.8^\circ$  et  $159.5^\circ$  respectivement. L'épaisseur de la cible, pour ce travail, est de 4.5 keV pour des protons de 2 MeV.

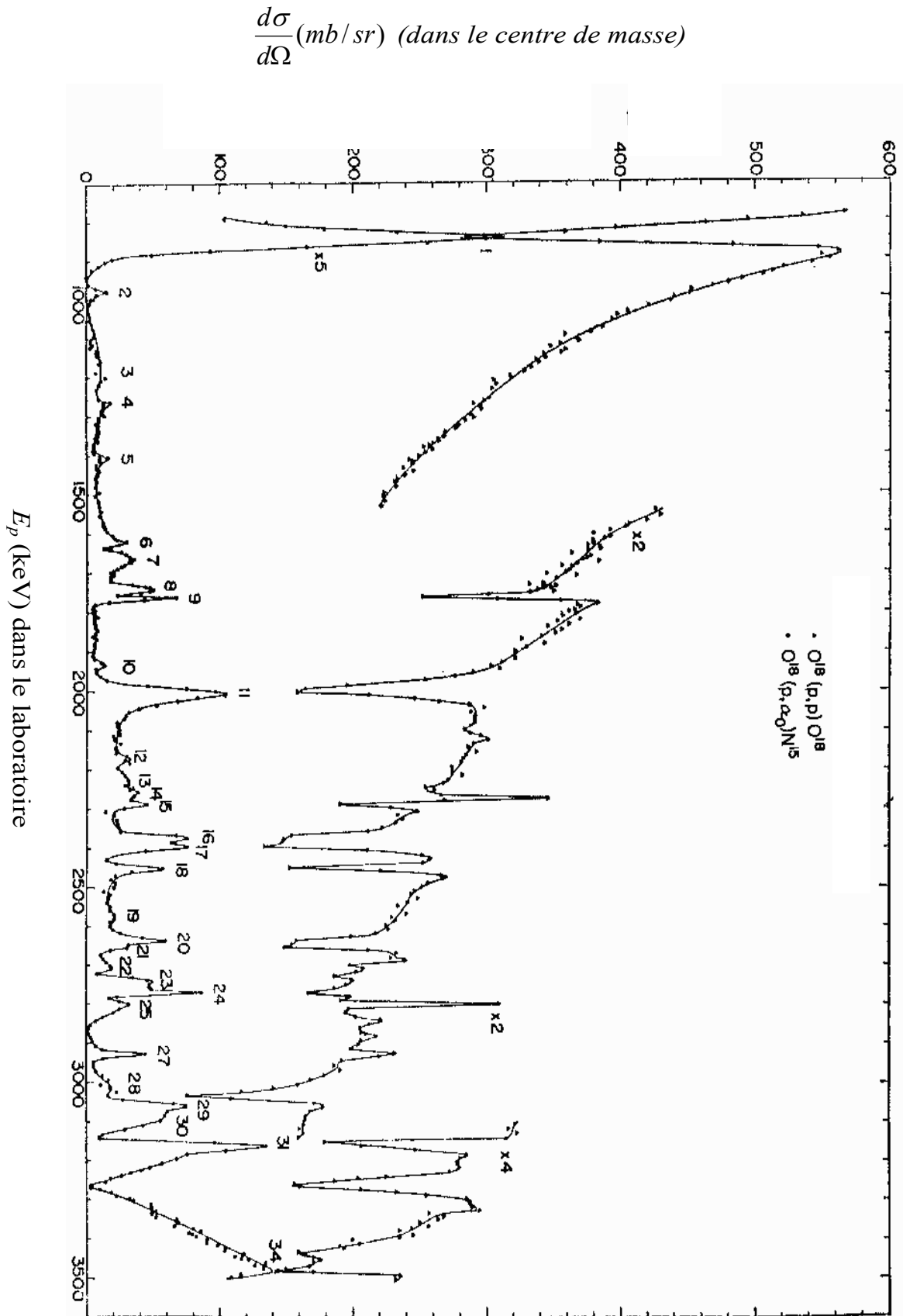


Fig III-2. Fonctions d'excitation de Carlson et coll. à  $\theta_{lab} = 86.8^\circ$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{mb/sr}) \text{ (dans le centre de masse)}$$

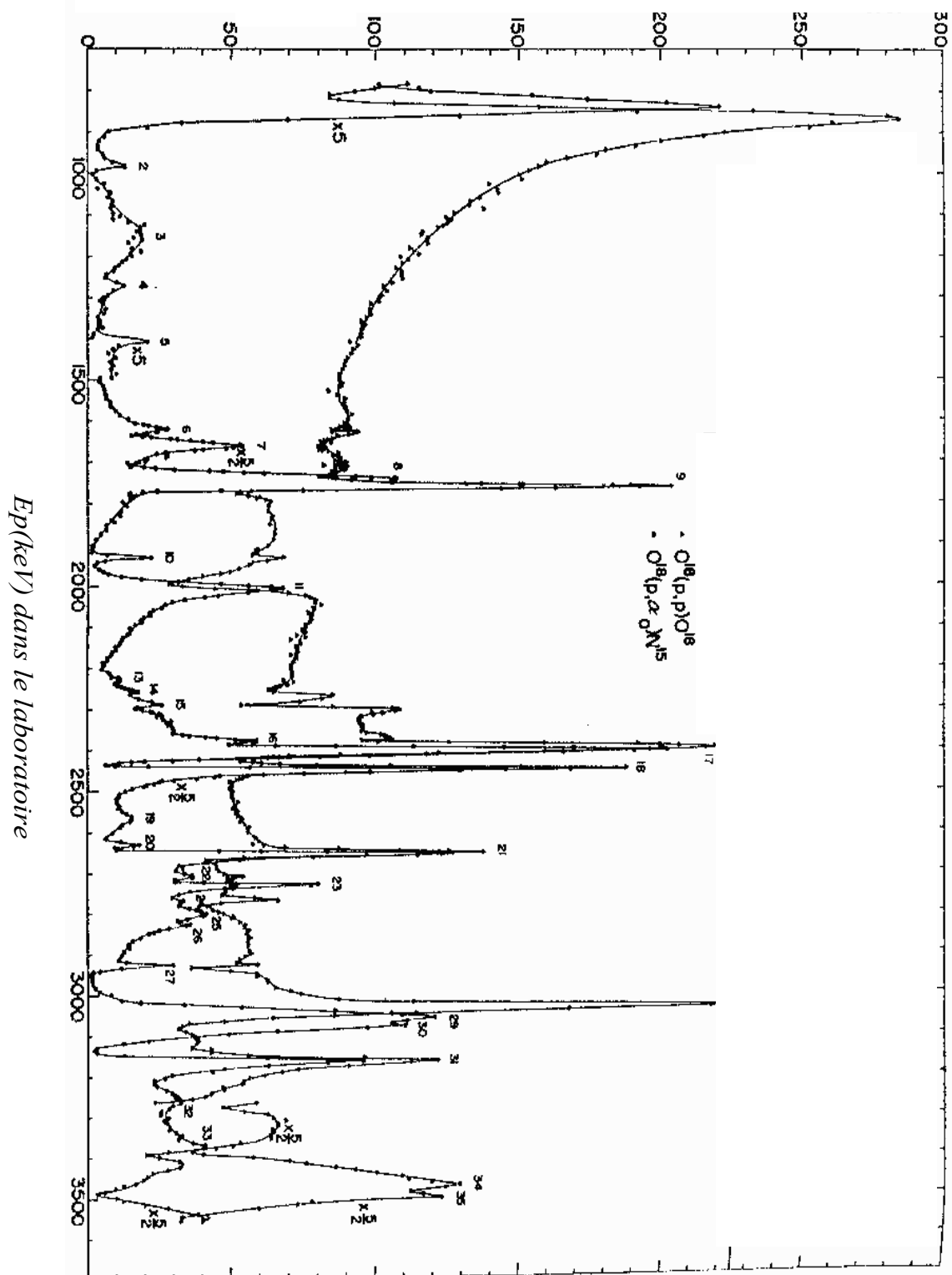


Fig III - 3 : Fonction d'excitation de Carlson et coll. à  $\theta_{lab} = 159.5^\circ$

### **III-3-3- Analyse des données expérimentales**

Dans cette partie nous allons présenter et discuter les résultats que nous avons analysés à partir des mesures expérimentales (fonctions d'excitations) de Lorenz et *coll.* ainsi que celles de Carlson et *coll.* [Car61], dans les domaines d'énergies suivants  $72 \leq E_p \leq 160$  keV et  $790 \leq E_p \leq 2200$  keV et à des angles laboratoire respectifs fixés à  $90^\circ - 135^\circ$  et  $86.8^\circ - 159.5^\circ$ .

Nos analyses nous ont permis de déterminer l'ensemble des caractéristiques des états composés étudiés, à savoir les énergies de résonance des états composés atteints, les spins  $J^\pi$ , ainsi que les largeurs partielles et totales des niveaux résonnants observés. L'analyse des résultats expérimentaux est basée sur le mécanisme du noyau composé dans le formalisme de la matrice  $R$ .

Les calculs ont été effectués à l'aide du code de calcul *REB*.

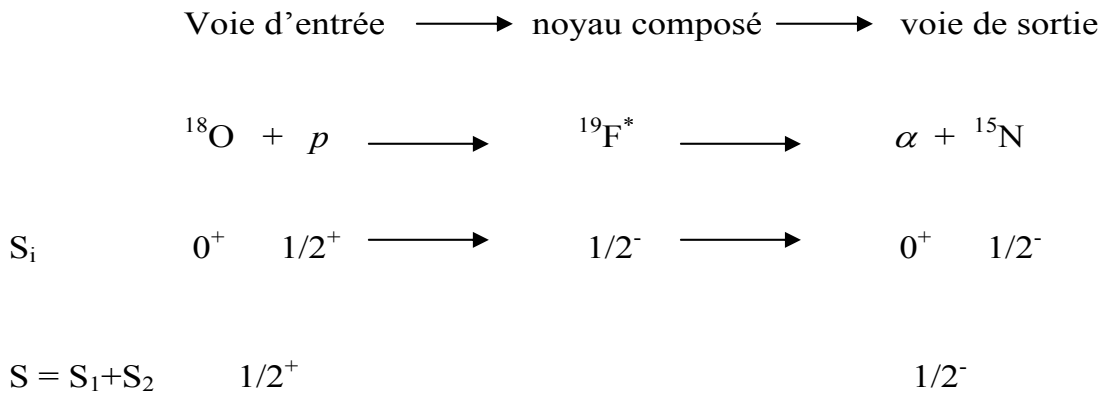
#### **A- Code de calcul**

Le programme *REB* sert à calculer les sections efficaces différentielles de réaction et le facteur astrophysique de réaction pour deux particules sortantes différentes, dans le formalisme de la matrice  $R$ .

Ce programme fait appelle aux énergies dans le laboratoire et les sections efficaces différentielles expérimentales correspondantes dans le centre de masse, à divers angles, compte tenu des caractéristiques des niveaux théoriques proposées et dont les valeurs sont à affiner au fur et à mesure que l'analyse progresse.

Pour calculer les sections efficaces différentielles théoriques, il faut introduire les différents paramètres résonnants des niveaux du noyau composé étudié, à savoir les énergies de résonances  $E_R$ , les largeurs totales  $\Gamma$ , les largeurs partielles  $\Gamma_i$ , les spins  $S$  et les moments orbitaux  $\ell$  dans la voie d'entrée ainsi que ceux de la voie de sortie et les spin et parité  $J^\pi$  de l'état résonnant formé.

Dans le cas de notre réaction, ces caractéristiques sont :



où S est le spin de la voie.

La combinaison des moments angulaires orbitaux  $\ell$  et des spins S des voies d'entrée et de sortie est représentée sur les tableaux ci dessous, où  $J^\pi$  représente le spin et parité des états composés formés à partir de la voie d'entrée  $^{18}\text{O} + p$ .

a) voie d'entrée

$S=1/2^+, \ell$	0	1	2	3	4
$J^\pi$	$1/2^+$	$1/2^-, 3/2^-$	$3/2^+, 5/2^+$	$5/2^-, 7/2^-$	$7/2^+, 9/2^+$

b) voie de sortie : il s'agit de la voie de sortie  $^{15}\text{N} + \alpha$ .

$S=1/2^-, \ell$	0	1	2	3	4
$J^\pi$	$1/2^-$	$1/2^+, 3/2^+$	$3/2^-, 5/2^-$	$5/2^+, 7/2^+$	$7/2^-, 9/2^-$

### **III-4- Résultats et discussion**

Les ajustements des courbes théoriques aux points expérimentaux des différentes courbes d'excitations sont représentés sur les figures (III - 4) et (III - 5) pour les données de Carlson et *coll.* aux angles  $\theta = 86.8^\circ$  et  $159.5^\circ$  et sur les figures (III - 6) et (III - 7) pour les données de Lorenz - Wirzba et *coll.* [Lor79] aux angles  $90^\circ$  et  $135^\circ$ . Le tableau (III-2) regroupe tous les résultats de l'analyse et montre une comparaison de nos résultats avec ceux des publications antérieures.

Nous exposerons les résultats en considérant dans un premier temps le cas des résonances étroites, puis le cas des résonances larges.

Sur les figures (III-8), (III-9), (III-10) et (III-11), nous représentons pour les différents domaines d'énergies, les courbes d'excitations de Carlson et *coll.* [Car61] pour les angles  $159.5^\circ$  et  $86.8^\circ$ . Nous avons introduit sur ces figures les incertitudes expérimentales commises relativement aux sections efficaces différentielles et celles des énergies des protons incidents.

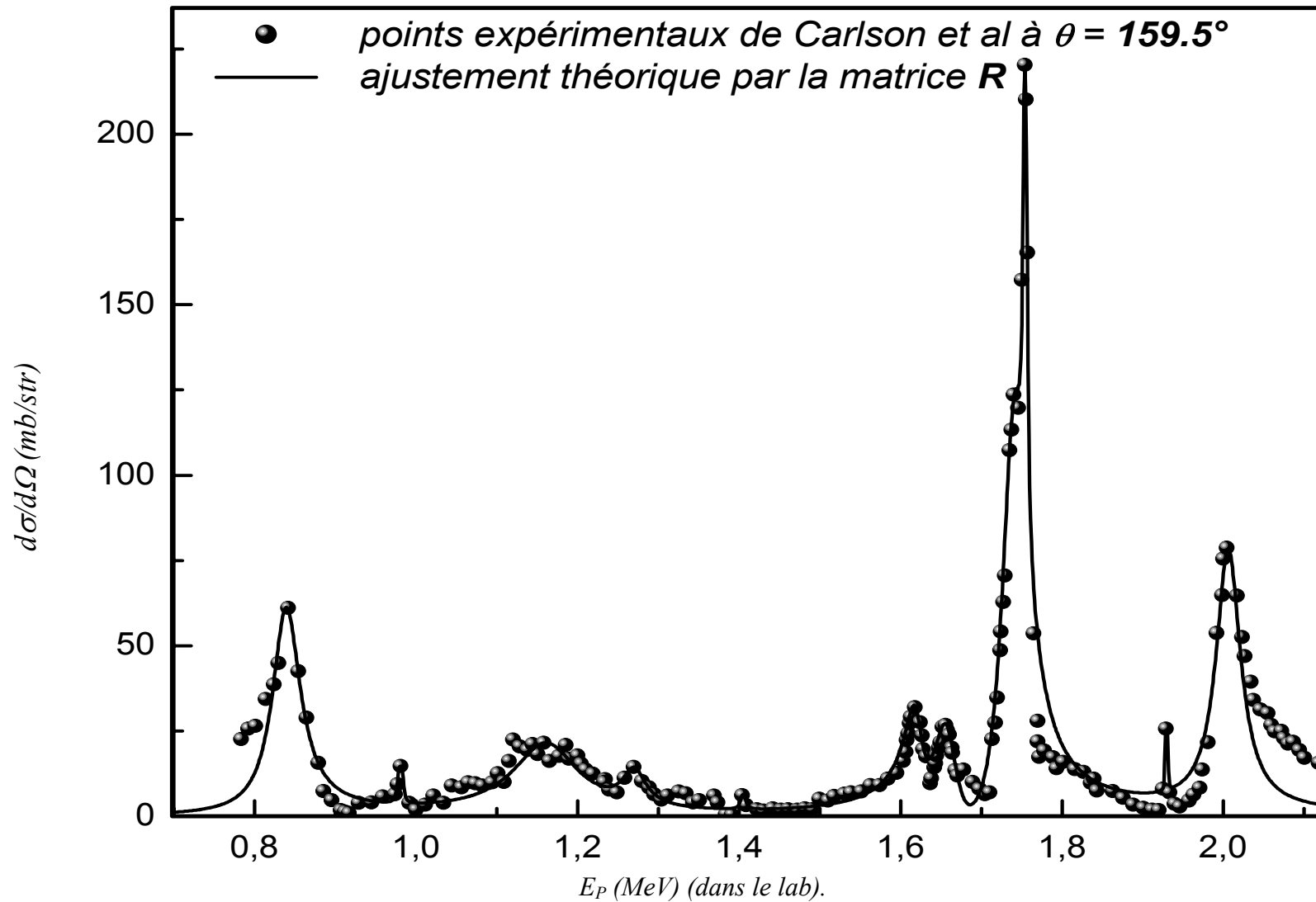


Fig III-4. Courbe d'excitation de Carlson et coll. Pour  $\theta = 159.5^\circ$  (points), ajustement théorique de la matrice  $R$  matérialisé par le trait plein.

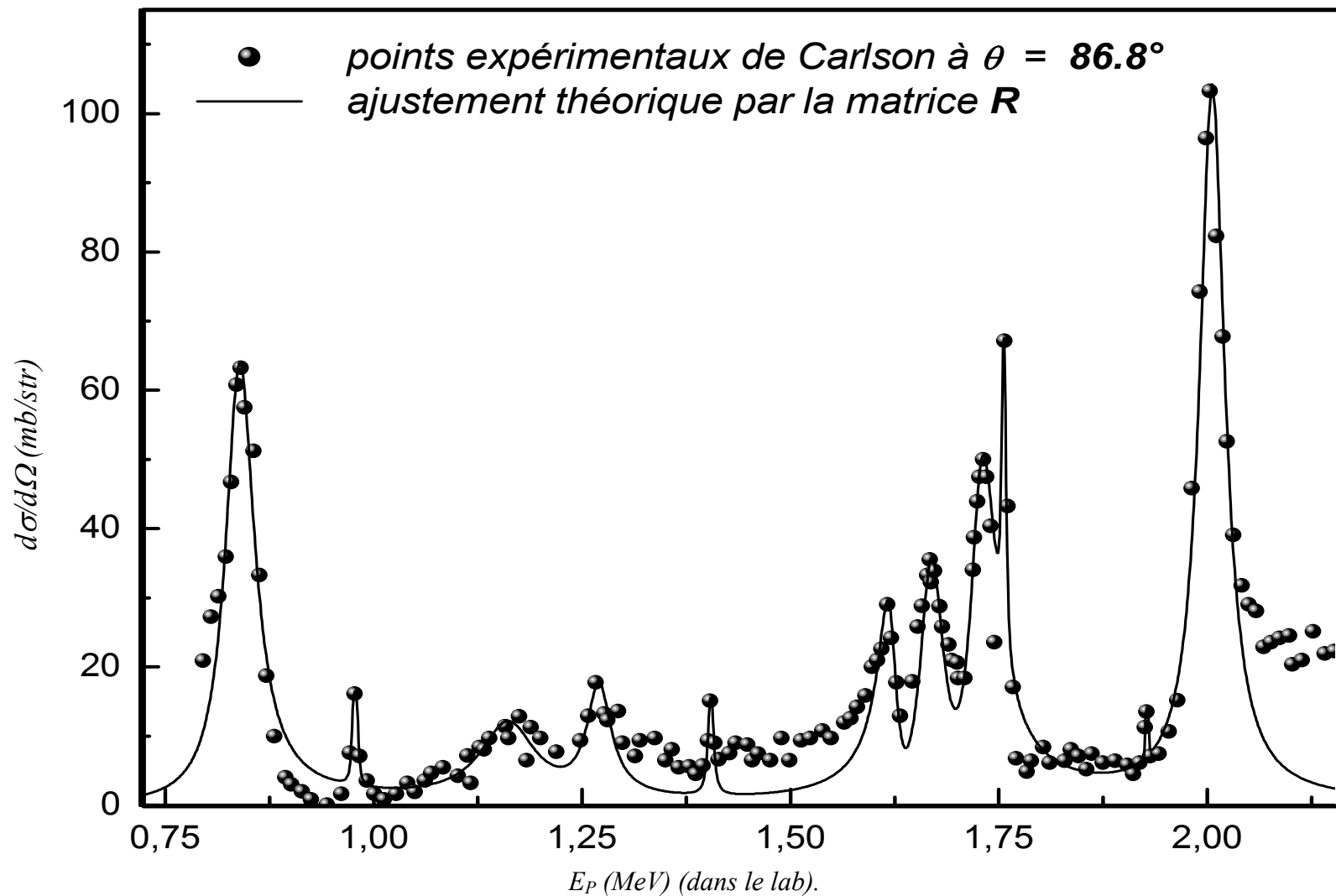


Fig III-5. Courbe d'excitation de Carlson et coll. pour  $\theta = 86.8^\circ$  (points), l'ajustement théorique de la matrice  $R$  matérialisé par le trait plein.

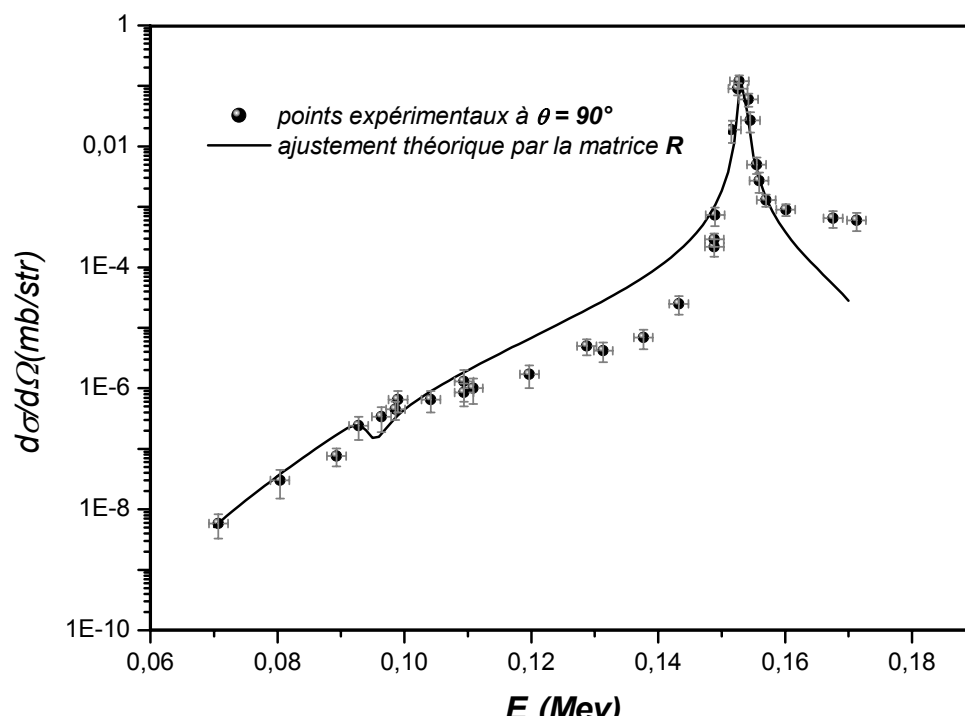


Fig III-6. Courbe d'excitation donnée par Lorenz-Wirzba et coll. à  $\theta = 90^\circ$  (points), ajustement théorique par la matrice R (trait plein)

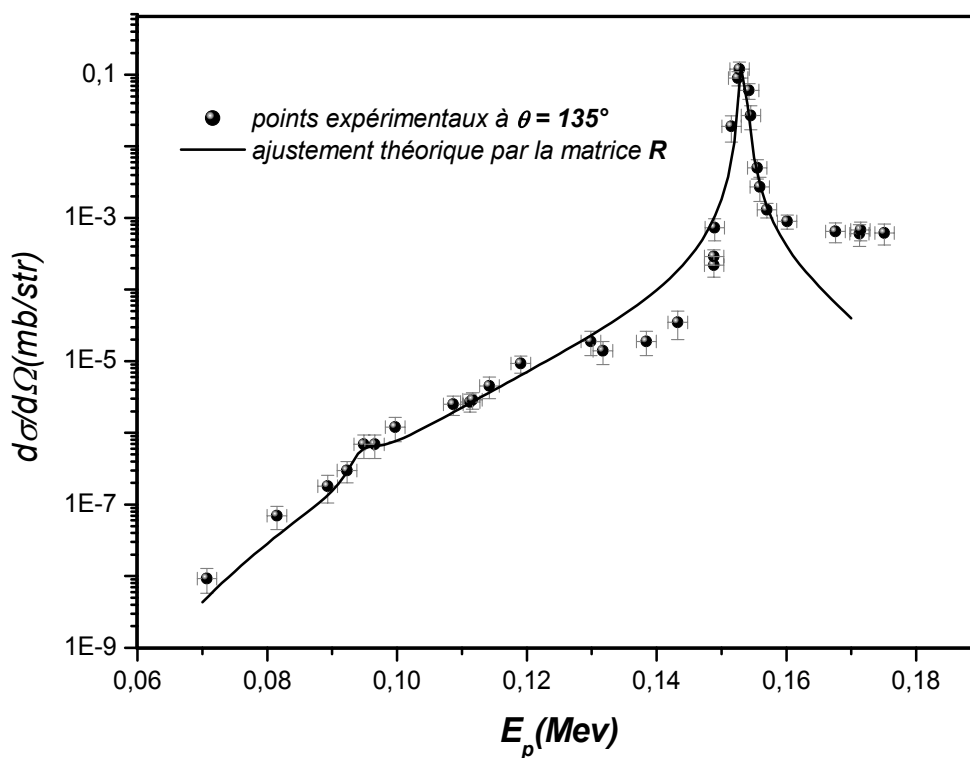


Fig III-7. Courbe d'excitation donnée par Lorenz-Wirzba et coll. à  $\theta = 135^\circ$  (points), ajustement théorique par la matrice R

### **III-4-1- Cas des résonances étroites**

Les résonances étroites sont traitées différemment des résonances larges. En effet, du fait que  $\Gamma \leq \Delta E$ , il faut dans ces conditions prendre en considération la perte d'énergie due à l'épaisseur de la cible qui ne peut être négligée, nous intégrons ainsi la section efficace différentielle sur toutes les énergies comprises entre  $E_p - \Delta E_p$  et  $E_p$  où  $E_p$  et  $\Delta E_p$  désignent respectivement l'énergie des protons incidents et la perte d'énergie dans la cible.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_p, \Delta E_p) = \int_{E_p - \Delta E_p}^{E_p} \frac{1}{n\Delta x \varepsilon(E)} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) dE \quad (\text{III-14})$$

où  $n$  est le nombre d'atome par unité de volume,  $\Delta x$  est l'épaisseur de la cible et  $\varepsilon(E)$  est le pouvoir d'arrêt.

Dans le cas des résonances étroites  $\Delta E_p \gg \Gamma$ , le pouvoir d'arrêt est supposé constant, soit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_p, \Delta E_p) = \frac{1}{n\Delta x \varepsilon(E_p)} \int_{E_p - \Delta E_p}^{E_p} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) dE \quad (\text{III-15})$$

Nous assimilons alors les résonances à des Lorentziennes données par une relation de Breit et Wigner ou par la somme de deux Breit et Wigner selon le cas.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{f_a}{4\pi} \left[ \pi \tilde{\kappa}^2 \frac{2J}{(2s_p + 1)(2s_o + 1)} \frac{\Gamma_p(E)\Gamma_\alpha(E)}{(E_p - E_R)^2 + \Gamma^2(E)/4} \right] \quad (\text{III-16})$$

où le terme

$$f_a = \frac{4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)}{\int \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) d\Omega} \quad (\text{III-17})$$

désigne le facteur d'anisotropie [Bro62].

Pour une certaine direction  $\theta$  fixe, la section efficace différentielle est donnée par [Rol88] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_p, \Delta E_p) = \frac{f_a}{4\pi} \frac{1}{2\pi} \lambda^2 \omega_\gamma \frac{M+m}{M} \frac{1}{n\Delta x \varepsilon(E_p)} \left[ \arctg\left(\frac{E_p - E_R}{\Gamma/2}\right) - \arctg\left(\frac{E_p - E_R - \Delta E_p}{\Gamma/2}\right) \right] \quad (\text{III-18})$$

- $\omega_\gamma$  est la force de résonance.
- $J$  est le moment cinétique du niveau.
- $s_p$  et  $s_o$  sont respectivement les spins du proton et de l'oxygène.
- $m$  et  $M$  sont les masses du proton et du noyau  $^{18}\text{O}$ , respectivement.
- $\Gamma$ ,  $\Gamma_p$ ,  $\Gamma_\alpha$  sont les largeurs totale et partielles dans les voies proton et alpha.

- **Résonance à  $E_p = 94 \text{ keV}$ .**

Nos analyses avec le spin et parité  $J^\pi = 5/2^+$  reproduisent bien la forme de cette résonance. La limite de sa largeur  $\leq 3 \text{ keV}$  a été donnée par différents travaux [Lor79], [Wie80] ainsi que par les compilations de Tilley [Til95]. Cette résonance observée dans les courbes de Lorenz et *coll.*, ne fait pas partie de la gamme d'énergie étudiée par Carlson et *coll.*. Lorenz et *coll.* furent les premiers à lui assigner le spin et parité  $J^\pi = 5/2^+$ .

Il s'agit d'une résonance étroite. En effet, sa largeur totale, dont la limite supérieure vaut  $3 \text{ keV}$ , est du même ordre de grandeur que la perte d'énergie des protons incidents qui vaut  $3 \text{ keV}$  à  $E_p = 152 \text{ keV}$ . En prenant en compte la perte d'énergie, nous reproduisons bien les points expérimentaux.

Concernant les rapports des largeurs partielles sur les largeurs totales, nous remarquons sur le tableau (III-2) qu'il y a un bon accord avec les données de [Wie80]. Par contre, celles données par [Lor79], ne sont pas du même ordre que celles trouvées par notre analyse, ces dernières nous permettent le meilleur ajustement, figures (III-6), (III-7).

- **Résonance à  $E_p = 153.2 \text{ keV}$ .**

Concernant le spin et parité de cet état résonnant nos ajustements nous permettent d'obtenir la valeur  $J^\pi = 1/2^+$ , en accord avec celle donnée par [Wie80]. Dans notre analyse, cette valeur reproduit bien les points expérimentaux, figures (III-6 et III-7). Pour la largeur totale, notre analyse nous permet de lui assigner une valeur égale à 0.5 keV.

Nous remarquons, sur la figure que nos ajustements reproduisent très bien la résonance en prenant en compte l'effet de la perte d'énergie. Les valeurs des largeurs totales et partielles que nous avons déterminées sont en bon accord avec les valeurs proposées par [Lor79], [Wie80] et celles de [Ang99] (tableau (III-2)).

- **Résonance à  $E_p = 978.5 \text{ keV}$ .**

La valeur  $J^\pi = 3/2^-$  est celle qui permet d'avoir le bon fit théorique pour ajuster ces données. En ce qui concerne sa largeur totale nous lui assignons une valeur égale à 3.7 keV. Les compilations de NACRE [Ang99] proposent 3.6 keV, celles de Tilley proposent 3.8 keV, valeur également proposée dans les travaux de Yagi et *coll.* [Yag62]. Toutes ces valeurs sont portées sur le tableau (III-2). D'autre part, cette résonance a été observée par Carlson et *coll.* qui lui ont attribué la même valeur de spin. Comme pour les résonances précédentes, nous avons pris en compte la perte d'énergie, qui est de l'ordre de 4.5 keV à  $E_p = 2000 \text{ keV}$  dans les travaux de Carlson et *coll.*

On remarque ainsi un meilleur ajustement, figure (III-9). Un très bon accord est à souligner entre les rapports des largeurs partielles sur les largeurs totales que nous obtenons et ceux données dans les compilations de [Til95] et [Ang99] et les travaux antérieurs [Yag62].

- **Résonance à  $E_p = 1159.7$  keV.**

Pour cette résonance dont le spin vaut  $7/2^+$ , un désaccord important a été observé. En effet, la valeur de la largeur totale, 80 keV, que nous proposons est celle qui permet d'avoir le bon fit théorique qui reproduit bien les données expérimentales. Elle est largement supérieure à celle connue à ce jour 0.6 keV [Ang99], [Til95] et [Yag62]. Signalons toute fois que Carlson et *coll.* [Car61] estiment que la largeur de cette résonance devrait être largement supérieure à celle proposée dans les divers travaux connus à ce jour.

La figure (III-9) montre le résultat de notre analyse qui ajuste très bien la section efficace de ce niveau résonnant à  $\theta = 159.5^\circ$ . Un bon accord est à noter pour ce qui est des rapports des largeurs partielles et totales comparées à celles de [Yag62], [Ang99] et [Til95], (tableau III-2).

- **Résonance à  $E_p = 1403.5$  keV.**

La valeur de  $J^\pi = 1/2^+$  donne un bon ajustement des points expérimentaux. La largeur totale déduite (6 keV) est proche de celle donnée dans les compilations (5 keV) [Ang99] elle est identique à celle donnée par Karadzhev [Kar64], figure (III-12). Concernant les largeurs partielles, nos valeurs des rapports  $\Gamma_p / \Gamma$  et  $\Gamma_\alpha / \Gamma$ , valent 0.025 et 0.9750 respectivement, elles sont proches (bon accord) de celles données par [Kar64] et du même ordre que celles existantes dans d'autres travaux, (voir tableau III-2).

Soulignons également que toutes les études attribuent à cette résonance la valeur de  $1/2^+$  pour le spin et la parité.

- **Résonance à  $E_p = 1756.5$  keV.**

Sur la figure (III-13), l'ajustement théorique épouse bien la forme de la résonance. La valeur de spin  $J^\pi = 3/2^+$  obtenue dans nos analyses permet le meilleur ajustement. En ce qui concerne la largeur totale, elle est de 4 keV. Nous proposons cette valeur compte tenu de la perte d'énergie du faisceau dans la cible. La figure (III – 10) montre le résultat de l'analyse que nous avons

effectués avec le jeu de paramètres ( $J^\pi$ ,  $\Gamma$ ,  $\Gamma_p$ ,  $\Gamma_\alpha$  et  $E_R$ ) que nous avons introduit. Cette résonance a été observée par Carlson et *coll.* [Car61] qui proposent également la valeur de  $3/2^+$  pour les spin et parité de ce niveau résonnant. Pour les rapports des largeurs partielles, on remarque qu'il y'a un désaccord, si on compare avec les compilations de Tilley [Til95] et NACRE [Ang99] et une légère différence comparée à celle de Karadzhev [Kar64].

- **Résonance à  $E_p = 1927.7$  keV.**

Pour notre analyse, la valeur de spin  $5/2^-$  nous a permis d'avoir un meilleur ajustement, figure (III-14). La valeur que nous proposons (0.8 keV), pour la largeur de cette résonance, est comparable à celles des travaux précédents. S'agissant d'une résonance très étroite, nous avons pris en compte la perte d'énergie du faisceau dans la cible. La valeur du spin est incertaine puisque les compilations de NACRE [Ang99] lui donnent une valeur de  $5/2$  sans précision sur la parité, alors que celle de Tilley [Til95] lui attribue deux valeurs possibles, soit  $5/2^-$  et  $7/2^-$ .

Concernant les rapports des largeurs partielles, un désaccord perceptible est à signaler, voir tableau (III-2). Cependant, les valeurs de ces rapports n'ont été données que par Tilley et [Ang99], avec un spin et parité qui n'étaient pas fixés dans ces travaux.

**Tableau III-2** : Les résultats de nos travaux (a), comparés à ceux d'autres travaux antérieurs : (b) : [Lor79] ; (c) : [Wie80] ; (d) : [Yag62] ; (e) : compilations de NACRE ; (f) : [Kar64] ; (g) : compilation de [Til95] ; (h) : [Car61] ; (i) : [Ajz83].

$E_x(\text{Mev})$	$E_p(\text{Mev})$	$\Gamma(\text{Mev})$	$\Gamma_p/\Gamma$	$\Gamma_\alpha/\Gamma$	$J^\pi$
8.014	0.0211(e)	0.0025	$2.65 \cdot 10^{-22}$	$\approx 1$	$5/2^+$
	<b>0.0940±0.0005 (a)</b>	<b>0.003±0.0004</b>	<b><math>10^{-11}</math></b>	<b><math>\approx 1</math></b>	<b><math>5/2^+</math></b>
8.084	0.0947 (b)	$\leq 0.003$	$5.33 \cdot 10^{-8}$	$\approx 1$	?
8.084	0.0950 (c)	$\leq 0.003$	$2.5 \cdot 10^{-11}$	$\approx 1$	$5/2^+$
8.083	0.0950 (g)	$\leq 0.003$	-	-	(5/2)?
	<b>0.1532±0.0004 (a)</b>	<b>0.0005±0.0001</b>	<b><math>1.15 \cdot 10^{-4}</math></b>	<b>0.999885</b>	<b><math>1/2^+</math></b>
8.1377	0.1514(b)	$\leq 0.0005$	$3.40 \cdot 10^{-4}$	0.999659	$1/2^+$
8.138	0.1520(c)	0.0002	$7.67 \cdot 10^{-4}$	0.993362	$1/2^+$
8.137	0.1525 (e)	$\leq 0.0005$	$3.34 \cdot 10^{-4}$	0.999665	$1/2^+$
8198±2	0.216(e)	$\leq 0.001$	$2.3 \cdot 10^{-9}$	$\approx 1$	$5/2^+$
8309±2	0.333(e)	$\leq 0.001$	$1.66 \cdot 10^{-8}$	$\approx 1$	$5/2^+$
8589±3	0.6309(e)	$\leq 0.003$	$1.94 \cdot 10^{-9}$	$\approx 1$	$3/2^-$
8651	0.695(e)	$\approx 0.342$	$3.22 \cdot 10^{-8}$	$\approx 1$	$1/2^+$
	<b>0.840±0.0007 (a)</b>	<b>0.049±0.0015</b>	<b>0.6432</b>	<b>0.3568</b>	<b><math>1/2^+</math></b>
8.765	0.846±0.0015 (d)	0.047±0.001	0.5531±0.03	0.4468±0.02	$1/2^+$
8.793	0.843 (e)	0.047	0.6082	0.3918	$1/2^+$
8.787	0.844 (h)	0.052	0.62	0.38	$1/2^+$
	<b>0.9785±0.0005 (a)</b>	<b>0.0037±0.0003</b>	<b>0.0280</b>	<b>0.9766</b>	<b><math>3/2^-</math></b>
8.899	0.987±0.007(d)	0.0038±0.0002	0.0210±0.001	0.9737±0.008	$3/2^-$
8.926	0.984 (e)	0.0036	0.0208	0.9739	$3/2^-$
8.929	0.987(g)	0.0038	0.0210	0.9736	$3/2^-$
	<b>1.1597±0.0003 (a)</b>	<b>0.080±0.005</b>	<b>0.0085</b>	<b>0.9914</b>	<b><math>7/2^+</math></b>
9.0710	1.1685±0.0005 (d)	0.0006±0.00003	0.0083±0.001	0.9916±0.002	$7/2^+$
9.0997	1.1680±0.0005 (e)	0.0006	0.0076	0.9923	$7/2^+$
9.0990	1.1685 (g)	0.0006	0.0083	0.9916	$7/2^+$
	<b>1.270±0.0007 (a)</b>	<b>0.035±0.001</b>	<b>0.0295</b>	<b>0.9499</b>	<b><math>3/2^-</math></b>
9.199	1.275 (f)	0.035	0.0023	0.9771	(5/2)

	<b>1.4035±0.0007 (a)</b>	<b>0.006±0.0003</b>	<b>0.025</b>	<b>0.9750</b>	<b>1/2<sup>+</sup></b>
9.322	1.4025±0.001(d)	0.0052±0.00002	0.0442±0.002	0.9615±0.003	1/2 <sup>+</sup>
9.321	1.4005 (e)	0.005	0.0445	0.9555	1/2 <sup>+</sup>
9.320	1.4020 (f)	0.0060	0.02166	0.9783	1/2 <sup>+</sup>
	<b>1.6209±0.0006(a)</b>	<b>0.028±0.0015</b>	<b>0.025</b>	<b>0.975</b>	<b>5/2<sup>-</sup></b>
9.536	1.630(f)	-	-	-	(5/2)
9.528	1.6200(g)	0.030	-	-	5/2
9.527	1.620(i)	0.030	-	-	5/2
	<b>1.659±0.0005 (a)</b>	<b>0.037±0.0017</b>	<b>0.0545</b>	<b>0.9455</b>	<b>3/2<sup>-</sup></b>
9.573	1.670(f)	-	-	-	3/2
9.574	1.668(g)	0.027	-	-	3/2
9.575	1.660± 0.003(i)	0.027±0.003	-	-	3/2 <sup>-</sup>
	<b>1.740±0.0006 (a)</b>	<b>0.0420±0.0001</b>	<b>0.5300</b>	<b>0.4699</b>	<b>3/2<sup>-</sup></b>
9.642	1.737(e)	-	-	-	3/2,5/2
9.645	1.745 (f)	-	-	-	3/2 <sup>-</sup>
	<b>1.7565±0.0002 (a)</b>	<b>0.004±0.0003</b>	<b>0.1670</b>	<b>0.8329</b>	<b>3/2<sup>+</sup></b>
9.6675	1.7660 (e)	0.0036	0.4387	0.5612	3/2 <sup>+</sup>
9.663	1.7640 (f)	0.0050	0.28	0.72	3/2 <sup>+</sup>
9.666	1.7660 (g)	0.0036	0.5833	0.4166	3/2 <sup>+</sup>
	<b>1.9277±0.0009 (a)</b>	<b>0.0008±0.0001</b>	<b>0.0310</b>	<b>0.979</b>	<b>5/2<sup>-</sup></b>
9.820	1.9270 (e)	0.0003	0.1700	0.84	5/2
9.823	1.934 (f)	0.0015	-	-	(5/2)
9.820	1.928 (g)	0.00016	0.5625	0.4375	(5/2,7/2) <sup>-</sup>
	<b>2.006±0.0007 (a)</b>	<b>0.037±0.0015</b>	<b>0.3287</b>	<b>0.6712</b>	<b>1/2<sup>+</sup></b>
9.891	2.005 (f)	0.035	0.3428	0.6571	1/2 <sup>+</sup>
9.889	2.001(g)	0.031	0.3870	0.6129	1/2 <sup>+</sup>
9.895	2.007 (h)	0.032	0.3400	0.6599	1/2 <sup>+</sup>

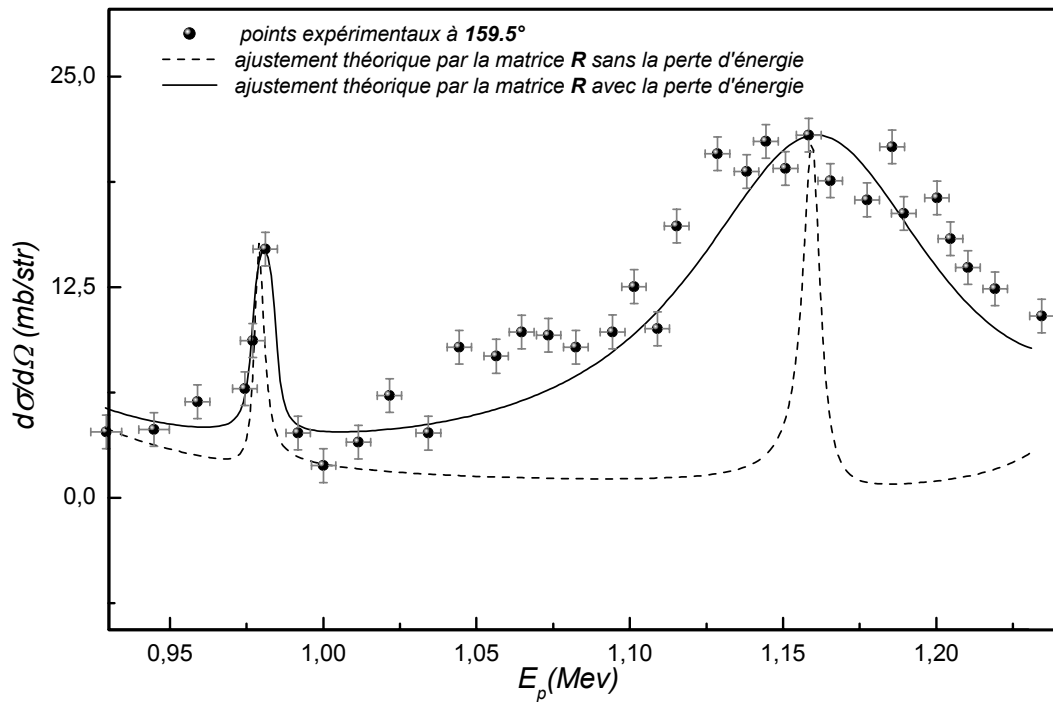


Fig III-9. Courbe d'excitation de Carlson (point), la courbe en pointillés ne prend pas en compte la perte d'énergie, celle en trait plein est proposée compte tenu de la perte d'énergie pour les résonances situées à  $E_p=978.5$  et  $1159.7$  keV

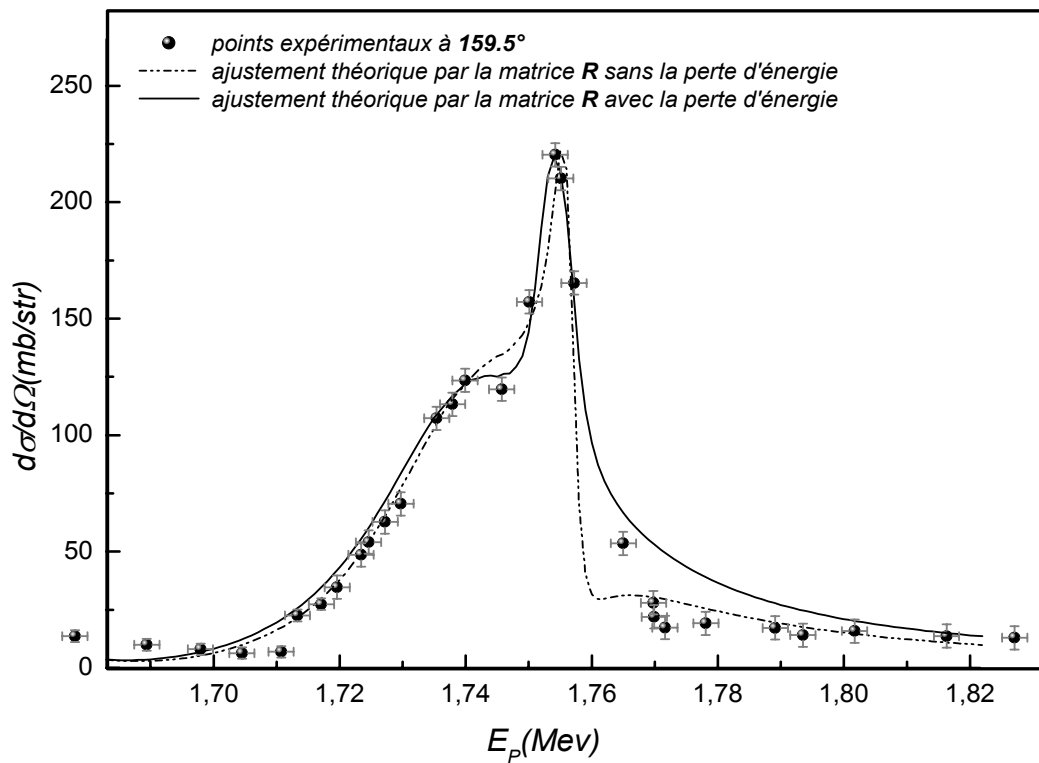


Fig III-10. Courbe d'excitation de Carlson (point), la courbe en trait pointillé sans tenir compte de la perte d'énergie, celle en trait plein est proposée compte tenu de la perte d'énergie pour la résonance située à  $E_p=1756.5$  keV

### **III-4-2- Cas des résonances larges**

Dans ces cas, les pertes d'énergie sont négligeables devant les largeurs totales des résonances ( $\Delta E \ll \Gamma$ ). L'ajustement obtenu par la matrice R est représenté sur les figures (III-4) et (III-5).

- **Résonance à  $E_p = 840 \text{ keV}$**

D'après nos analyses, la valeur du spin et parité trouvée  $1/2^+$ , nous donne un bon ajustement des points expérimentaux, figure (III-11). A partir de l'étude des distributions angulaires de la réaction ( $p, \alpha$ ), Cohen [Coh53] en déduit que  $J^\pi = 1/2$ , sans fixer la parité. Cependant, Carlson et *coll.* ont attribué une parité positive à ce niveau à partir de l'étude des distributions angulaires.

Les largeurs totales et partielles que nous proposons sont en bon accord avec celles de [Ang99] et [Car61] mais elles sont différentes de celles introduites par Yagi et *coll.* [Yag62], sachant que pour ce dernier, les analyses ont été basés sur l'approximation à deux niveaux dans la théorie de la matrice R, à des angles égaux à  $90^\circ$  et  $140.8^\circ$  par contre, notre analyse est faite pour tout les niveaux au même temps.

- **Résonance à  $E_p = 1270 \text{ keV}$**

La valeur  $3/2^-$  est celle qui nous permet d'avoir le meilleur ajustement avec une parité négative, figure (III-11). Pour les rapports des largeurs partielles sur les largeurs totales, les valeurs que nous avons attribuées reproduisent bien les points expérimentaux. Cependant elles sont en désaccord avec celles données par [Kar64], qui les calcule en considérant que le spin est égale à  $5/2$ , valeur déduite à partir de l'analyse des distributions angulaires sans préciser sa parité, tableau (III-2). Aucune donnée sur ses caractéristiques n'existe en dehors de celles-ci.

- **Résonances à  $E_p = 1620.9, 1659$  et  $1740$  keV**

Les spins et parités respectifs de ces trois résonances sont d'après nos analyses :  $5/2^-$ ,  $3/2^-$  et  $3/2^-$ . Ces valeurs ajustent bien les points expérimentaux figures (III-12) et (III-13). Des estimations sur les valeurs des spin ont été fourni par les compilations de NACRE [Ang99], de Tilley [Til95] et de [Kar64], sans en préciser la parité dans le cas de la première et de la troisième résonance.

Les valeurs des largeurs totales que nous obtenons, à savoir 28 et 37 keV sont en très bon accord avec les valeurs 30 et 27 keV telles que données dans le tableau (III-2), respectivement. Ces caractéristiques n'existent pas pour la troisième résonance. Les rapports des largeurs partielles sur les largeurs totales ne sont fournis par aucune étude.

Les résultats que nous obtenons pour ces résonances sont d'une grande importance, puisqu'ils fournissent à travers le formalisme de la matrice R, une première estimation de ces grandeurs et qui seront à confirmer ou à infirmer par d'éventuels travaux futurs.

- **Résonance à  $E_p = 2006$  keV**

Nos analyses nous fournissent des valeurs de spin et de largeurs en bon accord comparativement à d'autres travaux (tableau III-2). Pour cette résonance, toutes les caractéristiques ont déjà été établies par: [Kar64], [Til95] et [Car61], Sur la figure (III-14), on remarque l'excellent accord entre nos travaux et ceux des trois autres.

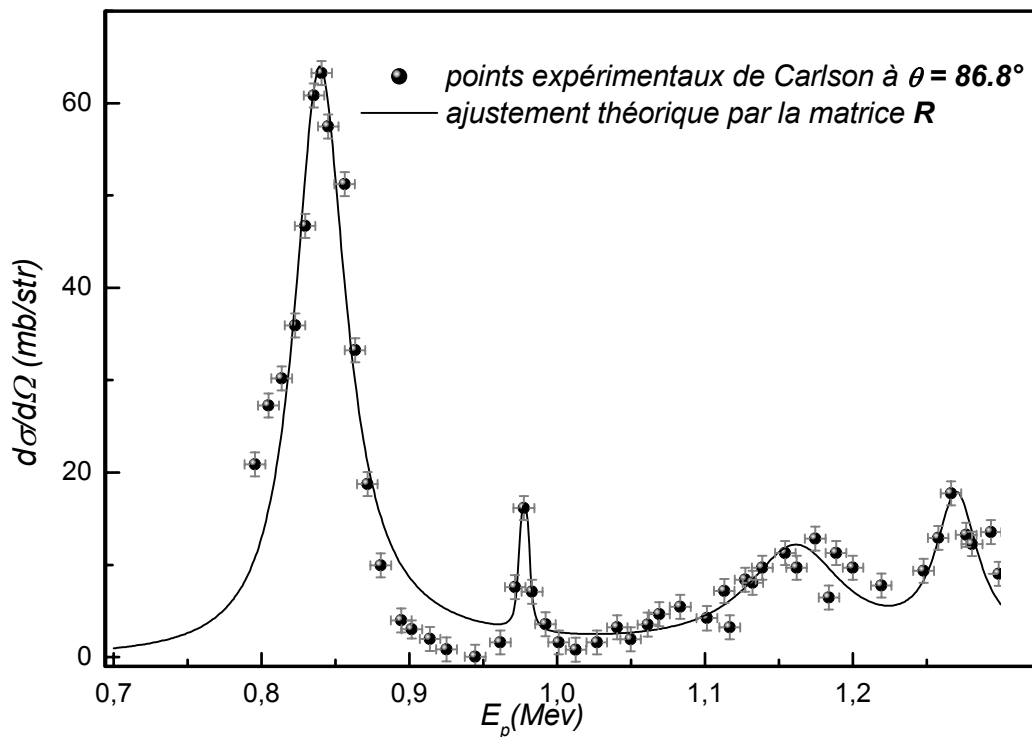


Fig III-11-a-. Représentation agrandie des courbes de Carlson à  $\theta = 86.8^\circ$  pour les résonances situées à  $E_p = 840, 978.5, 1159.7, 1270$  keV

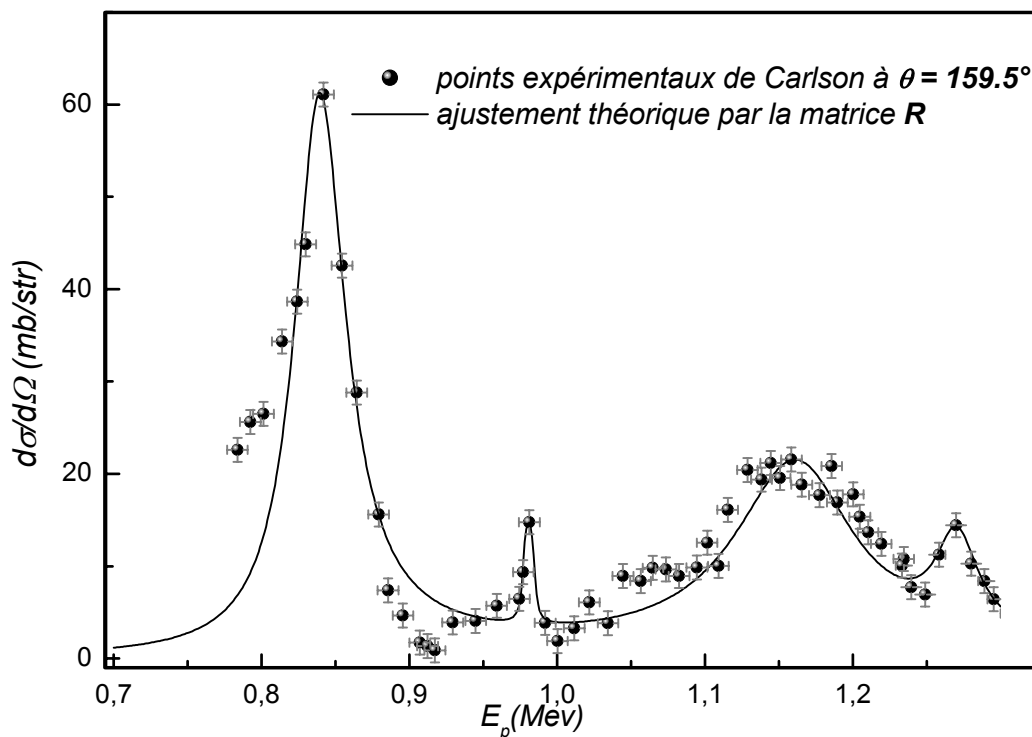


Fig III-11-b-. Représentation agrandie des courbes de Carlson à  $\theta = 159.5^\circ$  pour les résonances situées à  $E_p = 840, 978.5, 1159.7, 1270$  keV

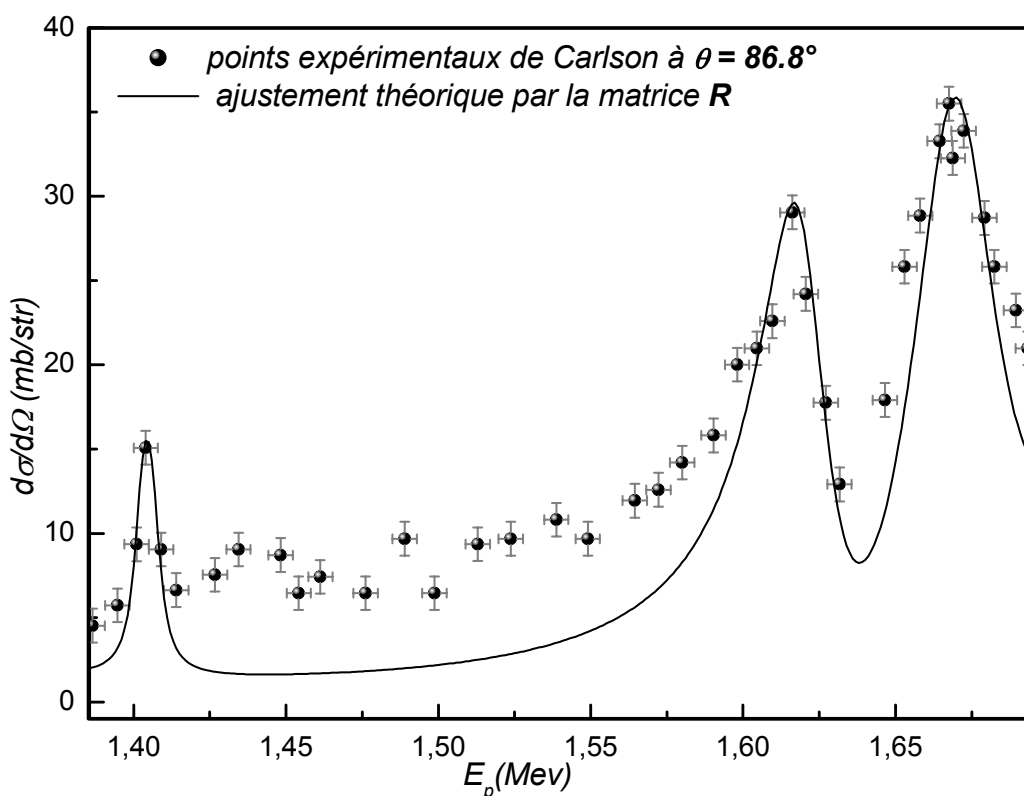


Fig III-12-a-. Représentation agrandie des courbes de Carlson à  $\theta = 86.8^\circ$  pour les résonances situées à  $E_p = 1403.5, 1620.9, 1659$  keV

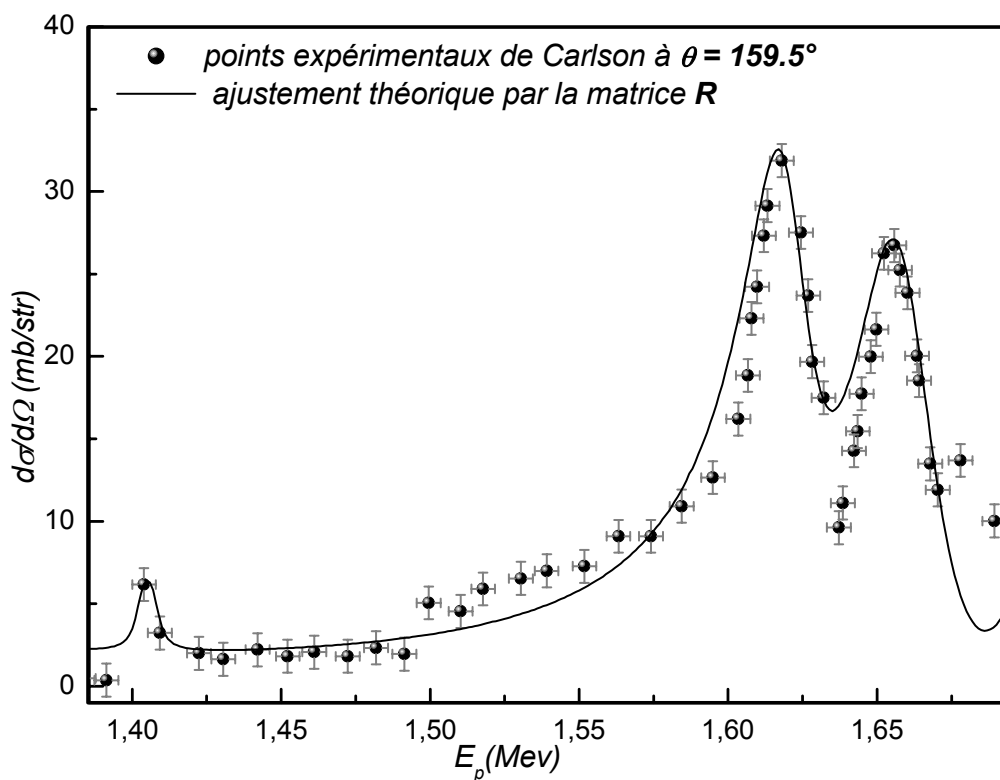


Fig III-12-b-. Représentation agrandie des courbes de Carlson à  $\theta = 159.5^\circ$  pour les résonances situées à  $E_p = 1403.5, 1620.9, 1659$  keV

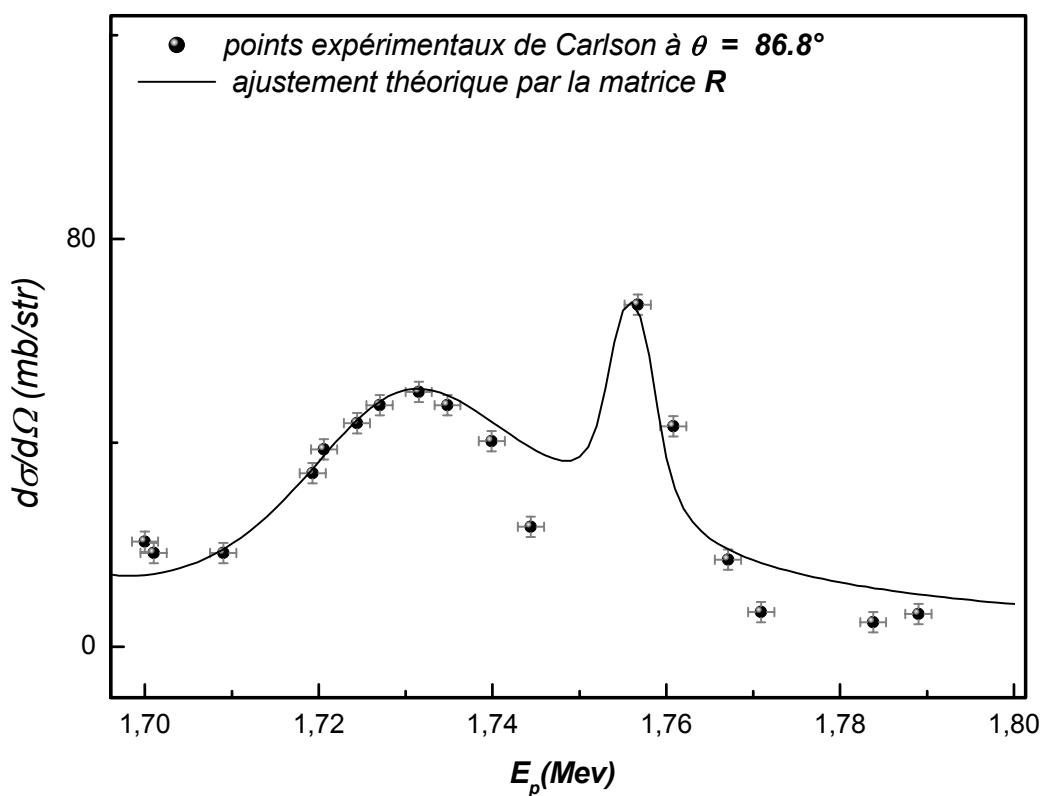


Fig III-13-a-. Représentation agrandie des courbes de Carlson à  $\theta = 86.8^\circ$  pour les résonances situées à  $E_p = 1740, 1756.5 \text{ keV}$

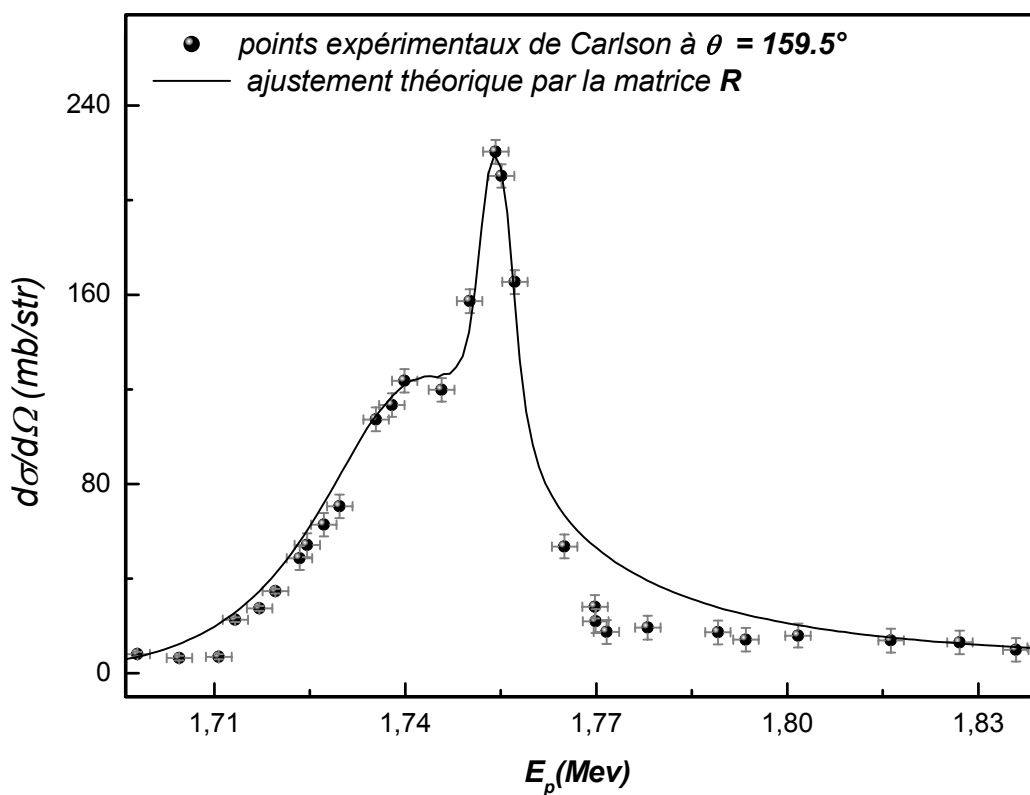


Fig III-13-b-. Représentation agrandie des courbes de Carlson à  $\theta = 159.5^\circ$  pour les résonances situées à  $E_p = 1740, 1756.5 \text{ keV}$

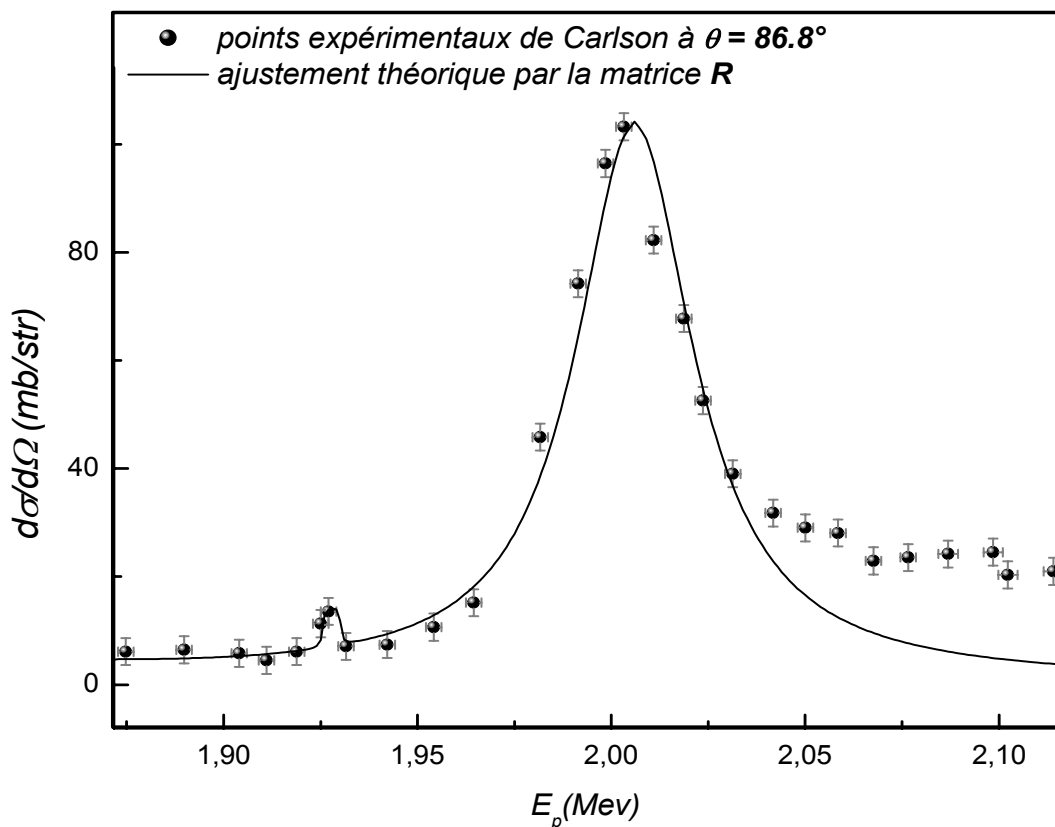


Fig III-14-a-. Représentation agrandie des courbes de Carlson à  $\theta = 86.8^\circ$  pour les résonances situées à  $E_p = 1927.7$  et  $2006$  keV

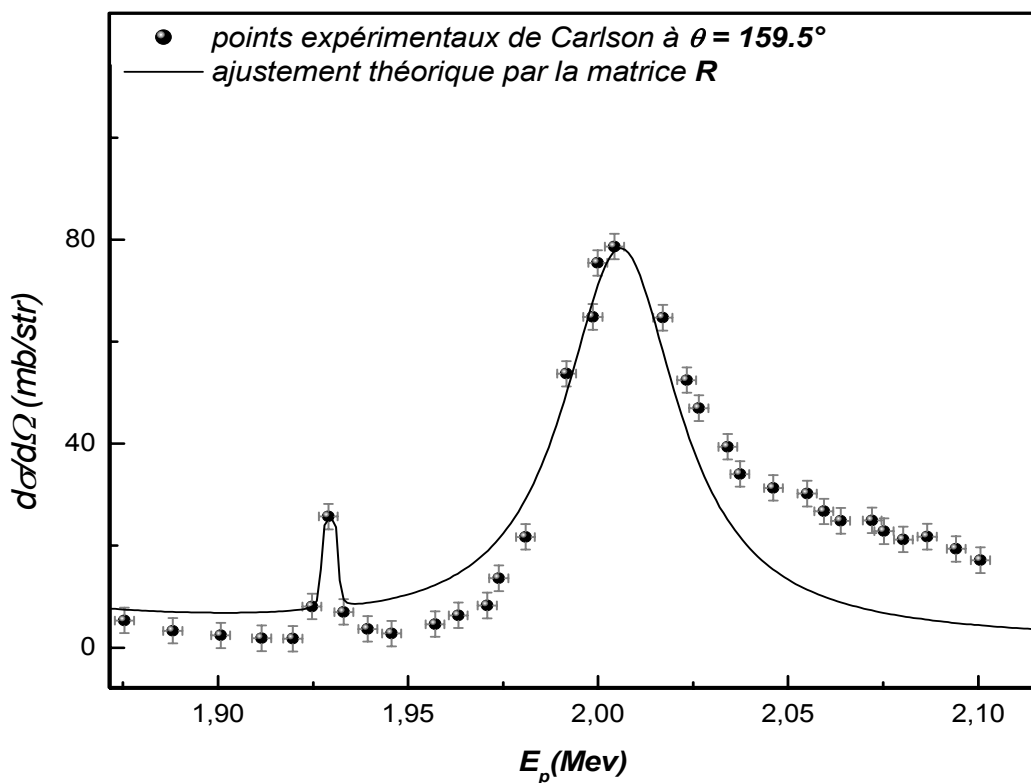


Fig III-14-b-. Représentation agrandie des courbes de Carlson à  $\theta = 159.5^\circ$  pour les résonances situées à  $E_p = 1927.7$  et  $2006$  keV

Des points importants ressortent de notre présente étude. L'analyse des données expérimentales par la méthode de la matrice R conduit à des résultats en très bon accord avec ceux des compilations de Tilley et de NACRE et ceux d'autres travaux tels que [Lor79], [Yag62] et Karadzhev [Kar64].

D'autre part, comme nous l'avons vu dans la discussion de ces résonances, certaines d'entre elles n'ont jamais été étudiées en détails. En effet, notre analyse nous a donc permis de proposer des valeurs des largeurs totales et partielles pour les résonances se trouvant à  $E_p = 1620.9, 1659$  et  $1740$  keV.

# Chapitre IV

**Facteur astrophysique et Taux de la réaction**  
 **$^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$**

## **IV-1- Introduction**

Le taux de réaction est une grandeur physique d'une très grande importance puisqu'il indique en fait le taux de production ou de destruction des éléments chimiques concernés par une réaction donnée. Ces éléments synthétisés dans le cœur des étoiles sont par la suite dispersés dans le milieu interstellaire, augmentant ainsi au fur et à mesure de l'évolution de l'univers, l'abondance en éléments de plus en plus lourds [Cla83]. Ainsi la connaissance du taux de réaction avec le plus de précision possible est un précieux indicateur de la validité des modèles d'évolution stellaire.

Les données de ce travail présent permettent une étude du taux de réaction stellaire de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  dans la gamme de température  $T_9 = 0.007 - 10$ . Les résultats sont comparés aux taux de réaction fournis par les compilations de NACRE [Ang99].

## **IV-2- Facteur astrophysique**

Les sections efficaces différentielles aux énergies d'intérêt astrophysique sont généralement difficiles à étudier en laboratoire à cause de la barrière coulombienne. De ce fait, l'introduction du facteur astrophysique permet de masquer partiellement ces effets de répulsion coulombienne. Ce facteur permet d'effectuer des extrapolations plus précises des résultats expérimentaux dans des domaines de basses énergies souvent inaccessibles aux mesures expérimentales.

Nous avons calculé le facteur astrophysique de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  en utilisant les paramètres des résonances déterminés dans le chapitre précédent (tableau III-2). Nous avons également fait le calcul en occultant certaines résonances une à une afin de déduire leur contribution individuelle au taux de réaction.

La figure (IV-1) donne les variations du facteur astrophysique  $S(E)$ , en fonction de l'énergie  $E$ , calculé avec la contribution de l'ensemble des niveaux se trouvant dans le tableau (III-2) (courbe noire), ainsi que ceux calculés sans la contribution des résonances importantes.

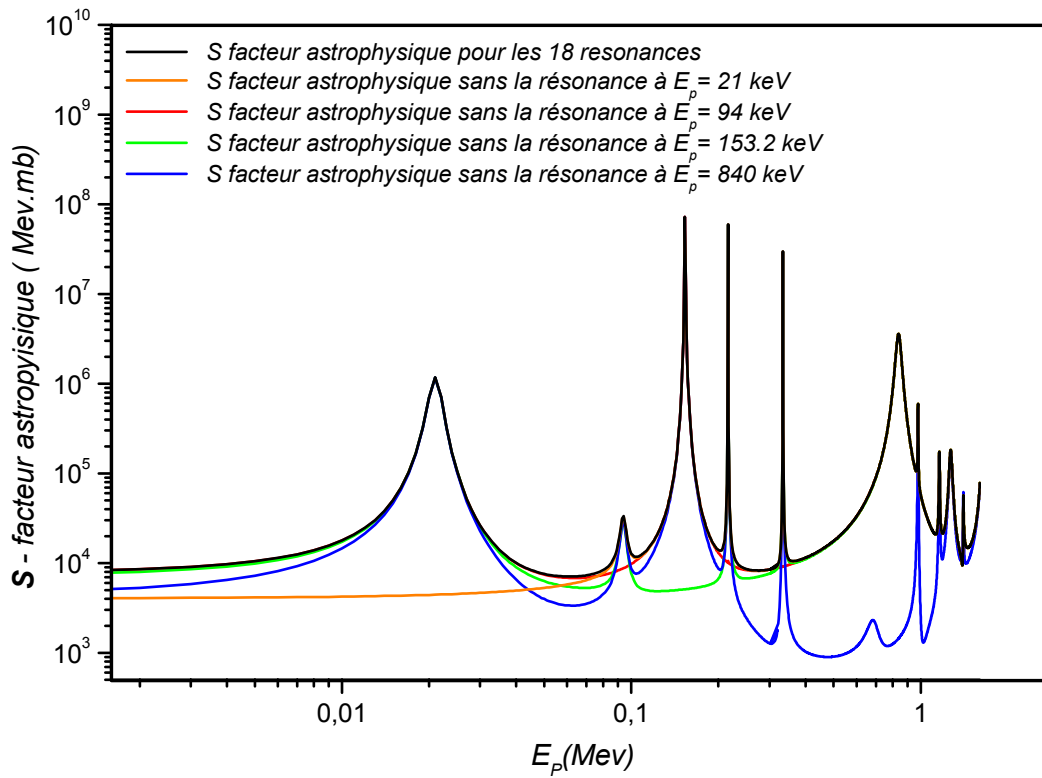


Fig IV-1. Facteur astrophysique  $S(E)$  de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$

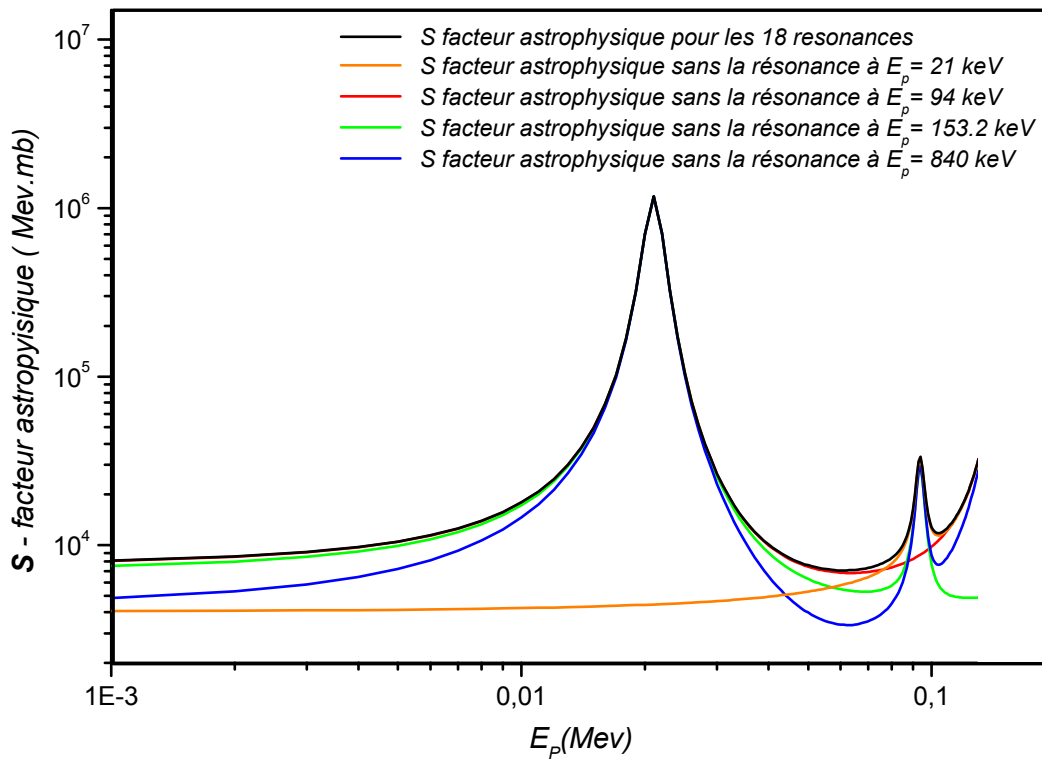


Fig IV-2. Facteur astrophysique  $S(E)$  de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  (agrandissement de la région basse énergie)

On remarque sur les deux figures l'importante contribution des niveaux à  $E_p = 21$  en orange, 94 en rouge, 153.2 en vert et 840 keV en bleu. Cette importante contribution est évidente sur la figure (IV-2) pour une énergie tendant vers 0.

La courbe  $S(E)$  des résonances se trouvant dans la gamme d'énergie  $E_p < 850$  keV, montre que la queue à faible énergie ( $E_p = 21, 94$  et  $153.2$  keV), fournit une contribution significative au facteur astrophysique total.

En effet, il apparaît clairement à travers la figure (IV-2) que le niveau correspondant à  $E_p = 21$  keV joue un rôle prédominant dans le calcul du facteur astrophysique, particulièrement aux énergies  $< 100$  keV, ainsi que dans celui du taux de réaction thermonucléaire. Cependant, le rôle de la résonance à  $94$  keV est moins important que celui de la première. Son influence est importante entre  $80$  et  $100$  keV. La résonance à  $E_p = 153.2$  keV joue un rôle dominant à  $E_p < 300$  keV, alors que la contribution de celle à  $840$  keV, qui s'étend sur une large gamme d'énergie ( $200 - 1250$  keV figure (IV-1)) est très importante et influe significativement sur le calcul du taux de réaction.

La contribution des niveaux à  $21$  et  $840$  keV est très importante aux basses énergies alors qu'elle est moindre pour les niveaux à  $94$  et  $153.2$  keV. Il est donc évident à partir de ces résultats que la prise en compte du niveau à  $21$  keV est nécessaire pour obtenir des résultats fiables lors du calcul du taux de réaction. De ce fait nous avons jugé qu'il est nécessaire d'introduire tous les niveaux résonnant pour le calcul du taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  en fonction des températures stellaires

### **IV-3- Evaluation du taux de réaction**

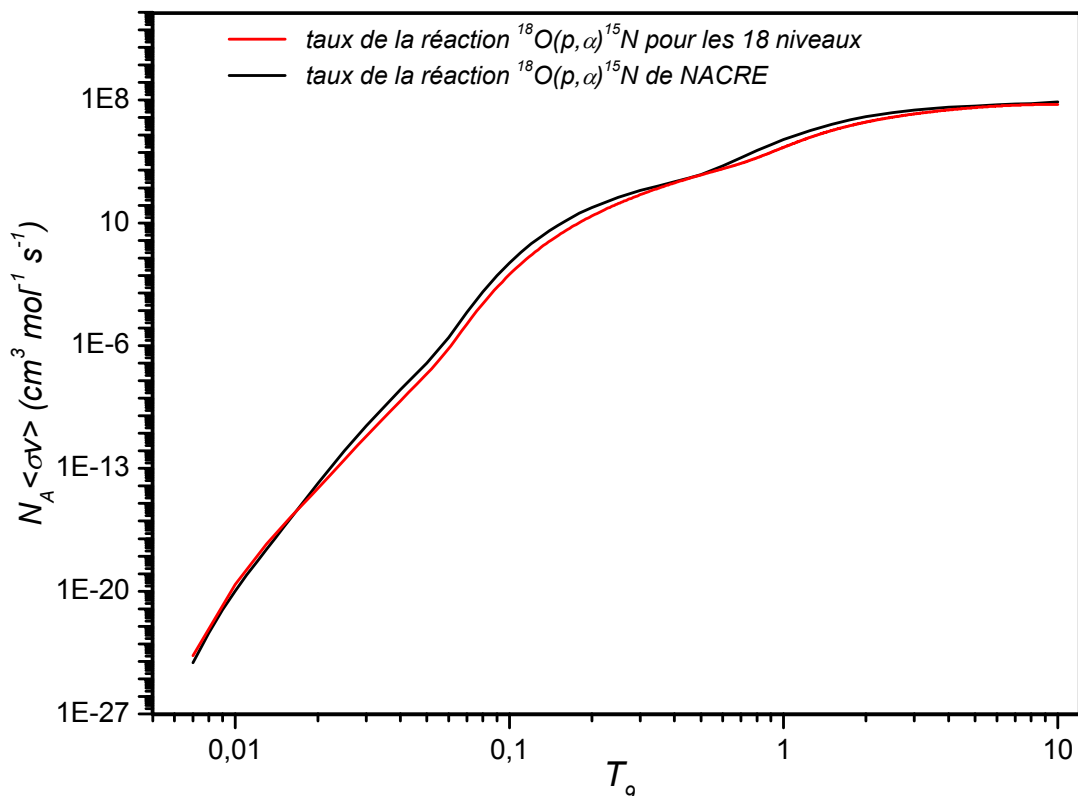
L'expression analytique du taux de réaction est donnée par la relation (I-16) :

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

En utilisant cette expression, nous avons calculé le taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  afin d'en tirer des conclusions concernant le taux de destruction de  $^{18}\text{O}$  ainsi que la synthèse du  $^{15}\text{N}$  et  $^{19}\text{F}$ . Puis nous avons discuté également l'influence de certaines résonances sur ce taux de réaction dans tout le domaine de température d'intérêt astrophysique.

Le taux de réaction a été calculé en utilisant les sections efficaces obtenues avec l'analyse par la matrice R. Notre analyse des sections efficaces a porté sur 13 résonances (chapitre III). Cependant, dans nos calculs, nous avons introduit les caractéristiques de 18 résonances existantes dans le domaine d'énergie  $E_p = 20 - 2200$  keV (tableau III-2). Pour les résonances situées à  $E_p = 21, 216, 333, 631$  et  $695$  keV que nous n'avons pas analysées dans ce travail, nous avons pris les caractéristiques fournies par les compilations de NACRE [Ang99].

La figure (IV-3) montre le taux de réaction que nous avons calculé en introduisant les 18 niveaux. Nous l'avons ensuite comparé à celui donné dans les compilations de NACRE.



**Fig IV-3.** Taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  calculé avec tous les niveaux et comparé à celui des compilations de NACRE.

Nous constatons à partir de cette figure que les résultats que nous obtenons sont en bon accord avec ceux des compilations. Cependant, une légère différence est à noter dans les gammes  $T_9 = 0.018 - 0.28$  et  $T_9 = 0.62 - 2.4$ . Ceci est dû au fait que pour ces gammes de température, les paramètres que nous avons déduits de notre analyse ont été pris en compte, ils sont dans certains cas différents de ceux pris en considération dans les compilations de NACRE [Ang99].

Il est évident que l'influence de certains niveaux est plus importante que celle des autres. Afin d'isoler les résonances correspondant à ces niveaux, nous avons fait le calcul du taux de réaction en omettant d'introduire progressivement certains niveaux résonnants. Dans ce qui suit, nous exposons uniquement celles dont l'influence est importante, figures (IV-4a), (IV-5a), (IV-6a), (IV-7a), (IV-8a) et (IV-9a). Le calcul des rapports entre le taux de réaction sans la résonance étudiée et celui comportant l'ensemble des 18 résonances, permet de mieux visualiser cette influence, figures, (IV-4b), (IV-5b), (IV-6b), (IV-7b), (IV-8b) et (IV-9b).

- **Résonance à  $E_p = 21 \text{ keV}$**

L'état du  $^{19}\text{F}$ ,  $J^\pi = 5/2^+$  et  $E_x = 8015 \text{ keV}$  correspondant à  $E_p = 21 \text{ keV}$  est un état résonnant pour les deux réactions  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  et  $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$  [Wei80] et il serait difficile à mettre en évidence expérimentalement du fait de sa faible énergie.

La figure (IV-4a) montre l'importance de cette résonance à travers son influence sur le taux de réaction aux températures stellaires  $T_9 \leq 0.035$ . Le calcul est fait en utilisant des paramètres déterminés par les travaux de [Ang99]. Il est clair sur la figure (IV-4b) décrivant le rapport entre les deux taux de réaction calculés avec et sans la résonance, que la différence est d'un ordre 100 aux basses températures. Ainsi, on en conclut qu'elle joue un rôle extrêmement important dans la détermination du taux de réaction.

- **Résonance à  $E_p = 94 \text{ keV}$**

L'influence de ce niveau est illustrée par les figures (IV-5a) et (IV-5b). Elle s'étend entre  $T_9 = 0.18 - 1.5$ . Cependant, sa détermination contribue beaucoup aux calculs du taux de réaction.

- **Résonance à  $E_p = 153.2 \text{ keV}$**

Le calcul de la contribution à  $N_A \langle \sigma v \rangle$  de la résonance  $E_p = 153.2 \text{ keV}$  est décrit dans les figures (IV-6a) et (IV-6b). Pour la gamme de température  $0.02 < T_9 < 0.6$ , il est clair que cette résonance joue un rôle dominant qui est plus important que celui à  $E_p = 94 \text{ keV}$ .

- **Résonances à  $E_p = 216 \text{ keV}$  et  $334 \text{ keV}$**

Ces deux niveaux n'ont pas été analysés dans notre étude, leurs données ont été prises des compilations de NACRE. Nous remarquons à partir des figures (IV-7a), (IV-7b), (IV-8a) et (IV-8b) qu'ils ont une influence moins importante par rapport aux résonances précédentes sur le taux de réaction total.

- **Résonance à  $E_p = 840 \text{ keV}$**

La contribution de ce niveau au taux de réaction est importante surtout dans la gamme de température  $T_9 = 0.8 - 10$  correspondant à la combustion explosive des sites stellaires. Une faible influence dans la gamme  $T_9 = 0.018 - 0.07$  est à noter et qui est due à la queue de faible énergie, figures (IV-9a) et (IV-9b). A haute énergie, c'est le niveau à  $840 \text{ keV}$  qui domine le taux de réaction.

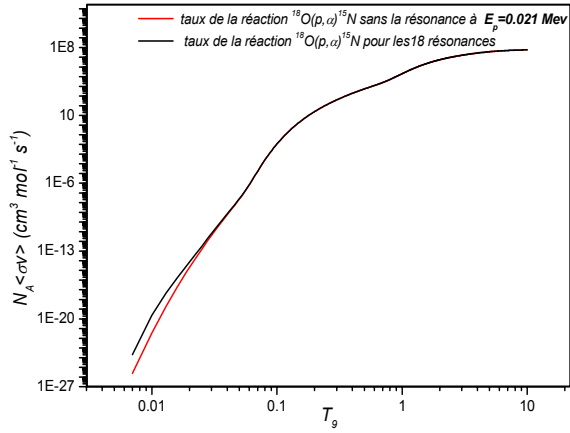


Fig IV- 4a. Taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  total et celui sans la résonance à  $E_p = 0.021$  Mev

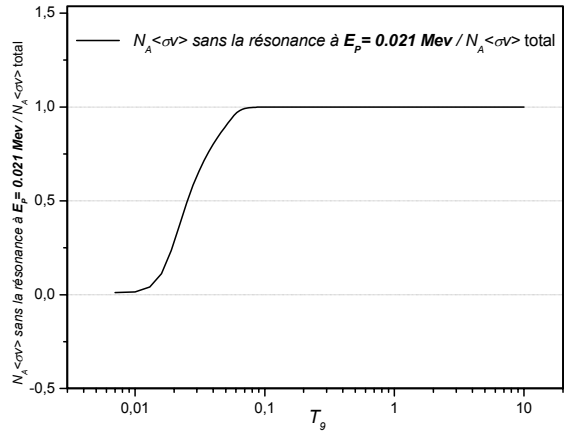


Fig IV-4b. Rapport du taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  sans la résonance à  $E_p = 0.021$  Mev sur le taux total.

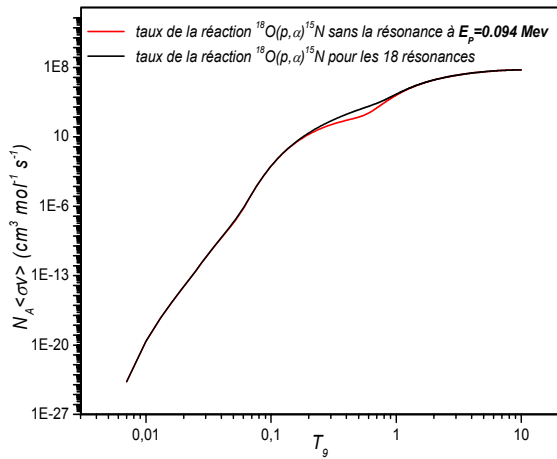


Fig IV- 5a. Taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  total et celui sans la résonance à  $E_p = 0.094$  Mev

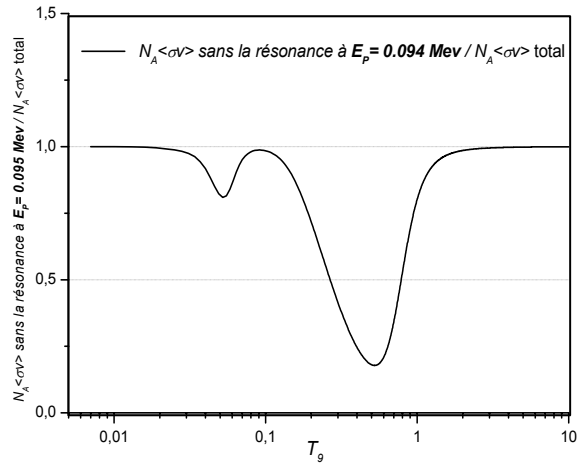


Fig IV-5b. Rapport du taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  sans la résonance à  $E_p = 0.094$  Mev sur le taux total.

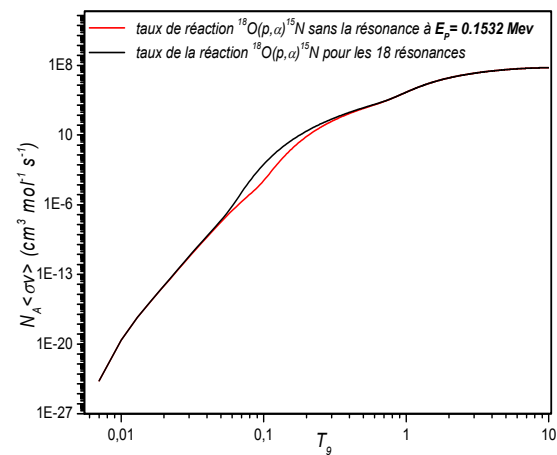


Fig IV- 6a. Taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  total et celui sans la résonance à  $E_p = 0.1532$  Mev

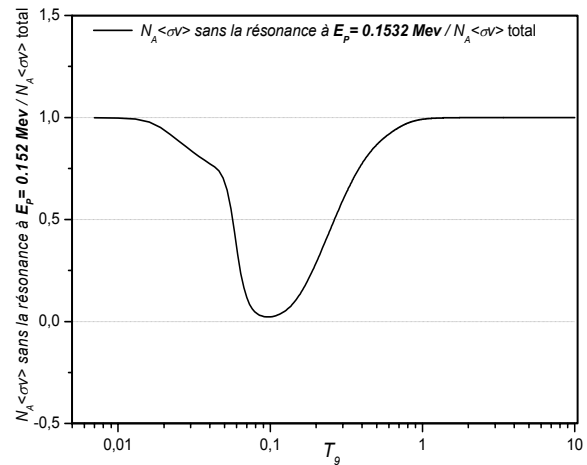


Fig IV-6b. Rapport du taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  sans la résonance à  $E_p = 0.1532$  Mev sur le taux total.

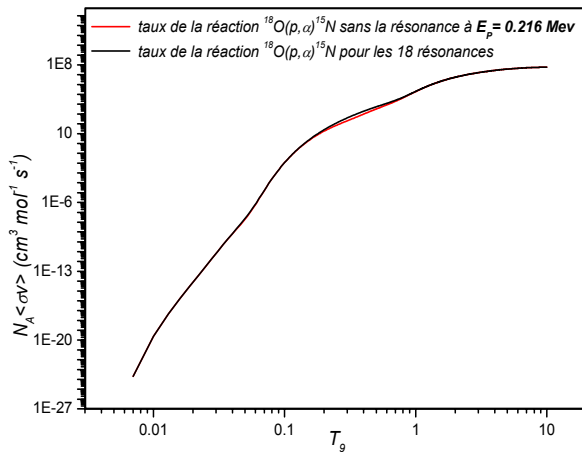


Fig IV- 7a. Taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  total et celui sans la résonance à  $E_p = 0.216 \text{ Mev}$

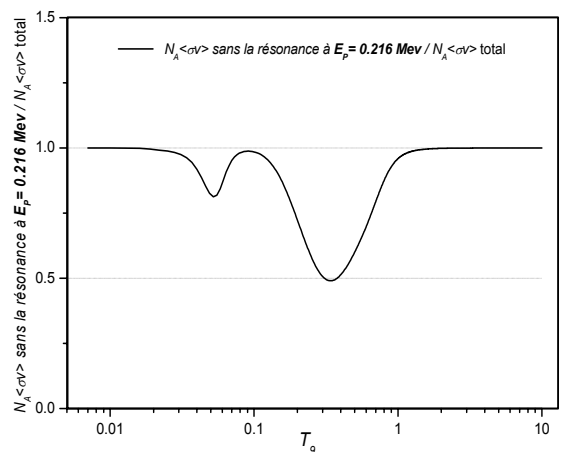


Fig IV-7b. Rapport du taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  sans la résonance à  $E_p = 0.216 \text{ Mev}$  sur le taux total.

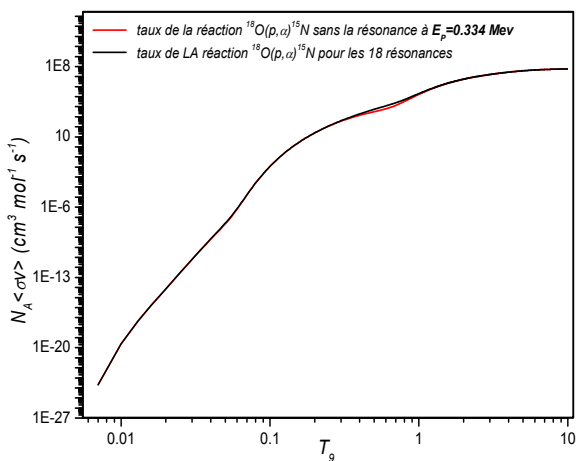


Fig IV- 8a. Taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  total et celui sans la résonance à  $E_p = 0.333 \text{ Mev}$

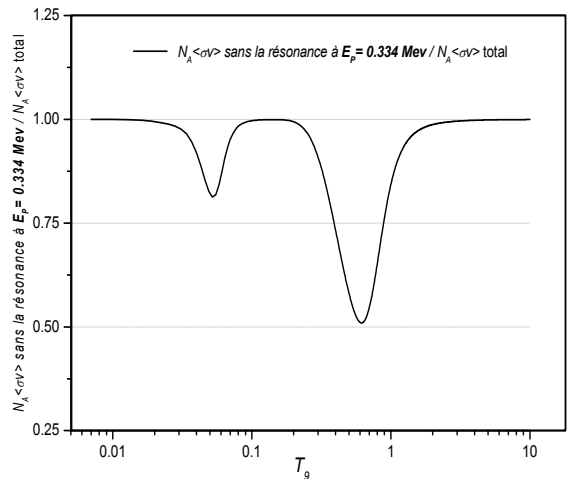


Fig IV-8b. Rapport du taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  sans la résonance à  $E_p = 0.333 \text{ Mev}$  sur le taux total.

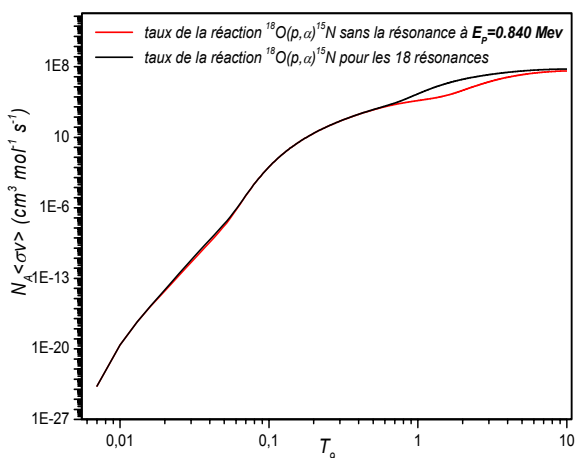


Fig IV- 9a. Taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  total et celui sans la résonance à  $E_p = 0.840 \text{ Mev}$

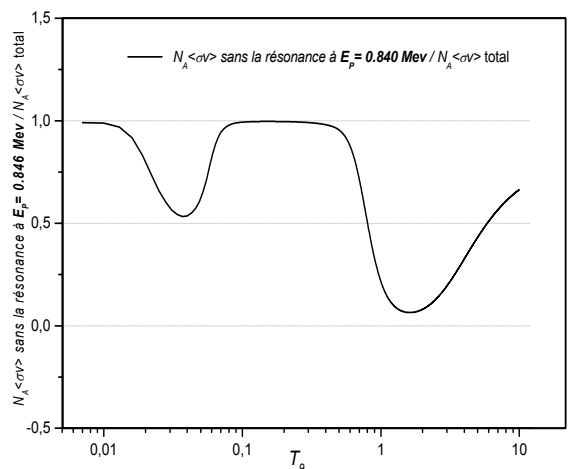


Fig IV-9b. Rapport du taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$  sans la résonance à  $E_p = 0.840 \text{ Mev}$  sur le taux total.

Dans les étoiles de seconde génération de masse  $M \geq M_{\odot}$ , la combustion de l'hydrogène procède principalement à travers l'opération du tricycle CNO figure (II-2) [Lor79, Wie80]. Toutes les réactions impliquées dans ce cycle ont été largement étudiées [Lor79, Wie80, Car61, ..] dans un large domaine d'énergie pour des protons d'énergie comprise entre 75 et 3500 keV.

La destruction du noyau  $^{18}\text{O}$  produit par la décroissance  $\beta^+$  du  $^{18}\text{F}$  à travers les réactions  $^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+ \nu)^{18}\text{O}$ , peut procéder à travers les deux réactions en compétition  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  et  $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$ . Pour un domaine d'énergie important  $\leq 850$  keV, nous avons pu mettre en évidence la contribution des niveaux excités du  $^{19}\text{F}$  atteints aux taux de réaction stellaires. Ces deux réactions qui possèdent les mêmes caractéristiques résonnantes, ne diffèrent que par les largeurs partielles  $\Gamma_{\gamma}$  et  $\Gamma_{\alpha}$  sont en compétition. Leurs études nous fournissent des informations nécessaires et considérables dans la compréhension de la synthèse du  $^{15}\text{N}$  et du  $^{19}\text{F}$ . Pour cela nous avons tracé les variations du taux de ces deux réactions en fonction de la température stellaire. Pour la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ ; le taux est calculé avec les paramètres issus de nos analyse. En ce qui concerne celui de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$ , Le calcul a été fait avec les paramètres des compilations de NACRE. Sur les figures (IV-10) et (IV-11) nous représentons le taux des deux réactions en compétition ainsi que leur rapport respectivement.

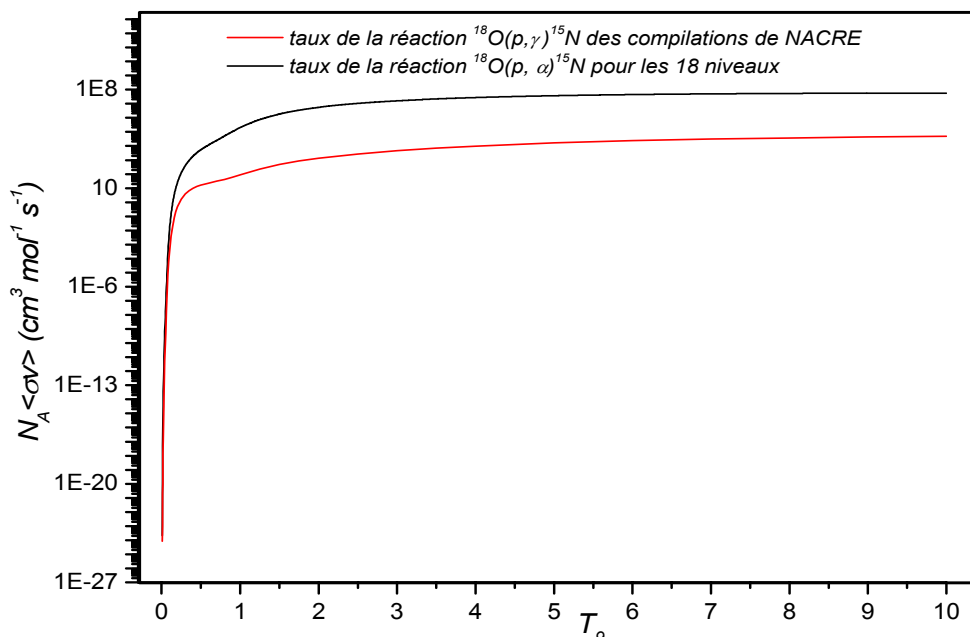
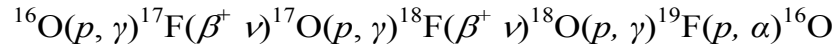


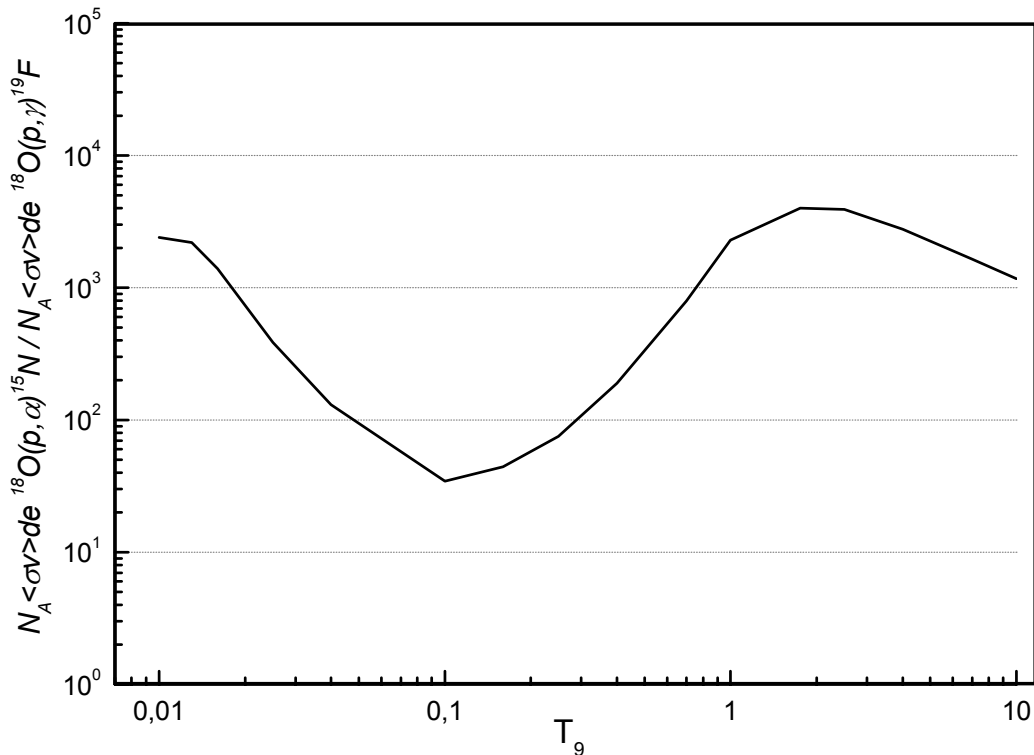
Fig IV-10. Taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  comparé avec celui de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$  donné par NACRE.

Il ressort de ces deux figures que le processus de destruction de l'élément  $^{18}\text{O}$  à travers la voie  $^{15}\text{N} + \alpha$  est le processus dominant.

Les résultats sur la figure (IV-11), indiquent que l'hypothèse relative à la combustion de l'hydrogène à travers la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  est favorisée par rapport à celle s'effectuant à travers la réaction  $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$ , principalement aux domaines de températures extrêmes  $T_9 \leq 0.02$  et  $T_9 \geq 0.7$ . Ainsi, dans ces gammes de températures, la synthèse du noyau  $^{15}\text{N}$  est plus importante que celle du noyau  $^{19}\text{F}$ . Toute fois, la réaction  $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$  mène à la synthèse du noyau  $^{19}\text{F}$  à travers le cycle :



même si son taux de réaction est plus faible que celui de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ .



**Fig (IV-11).** Le rapport des taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  calculé avec nos paramètres sur le taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$  calculé par les compilations de NACRE.

Le calcul du taux de réaction pour le système  $^{18}\text{O} + p$  des deux réactions en question aux températures de combustion stellaire de l'hydrogène, fournit une information importante quant à la destruction de l'hydrogène. Ainsi, il nous permet d'évaluer les abondances des éléments mis en jeu soit  $^{18}\text{O}$ ,  $^{15}\text{N}$  et  $^{19}\text{F}$ . A partir de cette étude nous pouvons conclure que la voie  $^{18}\text{O} + p$  conduit principalement à la synthèse du  $^{15}\text{N}$  et cela pour différentes gammes de températures, tout comme elle représente la source unique de formation du  $^{19}\text{F}$  dans le cycle CNO.

La détermination des caractéristiques des niveaux aux basses énergies du  $^{19}\text{F}$  est primordiale pour l'évaluation du taux de réaction. Cependant, le niveau se trouvant à  $E_p = 21$  keV a une influence très importante sur le calcul du taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ . Ainsi, la connaissance des caractéristiques de ces niveaux contribue de manière importante au calcul de ce taux. Il en est de même pour les niveaux situés à  $E_R = 94, 153.2$  et  $840$  keV. En effet, leur influence est importante sur la détermination du taux de réaction.

# Conclusion Générale

Notre but dans ce travail a été l'étude de la réaction nucléaire  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  afin de déterminer les caractéristiques des résonances des états composés du  $^{19}\text{F}$  et d'en déduire ses sections efficaces aux énergies d'intérêt astrophysique.

En astrophysique nucléaire, la détermination des taux de réaction est très importante du fait qu'ils donnent accès aux abondances des différents éléments chimiques. En effet, les éléments formés durant les processus de fusion thermonucléaires au sein des étoiles pendant les différentes phases qui caractérisent sa vie sont éjectés et contribuent ainsi à enrichir le milieu interstellaire d'éléments de plus en plus lourds [Rol88]. L'évaluation des abondances de ces éléments en vue de les comparer à celles déduite de l'observation passe par la détermination des taux des différentes réactions ayant lieu dans le cœur des étoiles ainsi que dans le milieu interstellaire.

Nous avons vu (chapitre II) que les travaux précédents ont montré que cette réaction qui fait partie du cycle CNO [Rol88] est la principale voie de destruction du noyau  $^{18}\text{O}$  et de synthèse du noyau  $^{15}\text{N}$  et qu'elle contribue également à la synthèse du  $^{19}\text{F}$ .

L'étude de cette réaction nous a permis de déterminer avec plus de précision les caractéristiques résonnantes de 13 états excités du fluor  $^{19}\text{F}$  à partir des données expérimentales de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ , obtenues par Lorenz et *coll.* [Lor79] et par Carlson et *coll.* [Car61] aux énergies d'intérêt astrophysique. Les sections efficaces de cette réaction ont été mesurées à des énergies de protons incidents comprises entre 72 et 2200 keV, correspondant à des énergies d'excitation du noyau composé  $^{19}\text{F}$  comprises entre 8 et 9.891 MeV.

Nous avons analysé les données expérimentales de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  en utilisant le formalisme de la matrice R basé sur le modèle du noyau composé. Cette analyse nous a permis de déterminer les caractéristiques des états du  $^{19}\text{F}$ , à savoir le spin, les largeurs totales et partielles et les énergies de résonance correspondantes. L'ensemble des caractéristiques des résonances que nous avons étudié a été résumé dans le tableau (III-2). Nous constatons ainsi, que les paramètres conduisant au meilleur ajustement, par la matrice R, des différentes fonctions d'excitation sont en bon accord avec ceux des études

précédentes. Ce travail nous a également permis de déterminer les caractéristiques résonnantes ( $\Gamma_T, \Gamma_p, \Gamma_\alpha, J^\pi \dots$ ) qui n'étaient pas connues à ce jour pour les résonances situées à  $E_p = 1620.9, 1659$  et  $1740$  keV.

La comparaison de nos résultats avec ceux d'autres travaux, nous a permis de situer notre analyse qui laisse apparaître quelques désaccords, surtout pour les résonances situées à  $E_p = 1270, 1756.5$  et  $1927.7$  keV en ce qui concerne les largeurs partielles, mais également pour le spin de la résonance située à  $E_p = 1270$  keV.

Nous avons également, calculé le facteur astrophysique de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ , en utilisant les paramètres des niveaux analysés dans ce travail. Nous avons ainsi fait le calcul en supprimant certains niveaux un à un afin de déduire leurs contributions individuelles au taux de réaction. A partir de l'ensemble des paramètres déduit de cette étude, nous avons pu calculer le taux de cette réaction dans le domaine de température  $T_9 = 0.007 - 10$ , puis nous l'avons comparé à celui donné par les compilations de NACRE. Le taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ , a été calculé en utilisant les sections efficaces totales obtenues à partir de nos analyses. Dans ce travail, nous avons introduit les caractéristiques de 18 niveaux existants dans le domaine d'énergie  $20 \leq E_p \leq 2200$  keV.

Nous constatons ainsi, que l'accord entre nos résultats et celui des compilations de NACRE est relativement bon. En effet, une légère différence est à noter dans le domaine  $T_9 = 0.5 - 2.5$ . Ceci est dû au fait dans cette région de température, les paramètres que nous avons déduits de nos analyses sont dans certains cas différents de ceux pris en considération dans les compilations de NACRE [Ang99]. Nous avons, également pu isoler les niveaux dont l'influence est importante sur ce taux de réaction. Les courbes (IV-4b), (IV-5b), (IV-6b), (IV-7b), (IV-8b) et (IV-9b), représentant les rapports entre les taux de réaction calculés avec et sans la prise en compte de certains niveaux, montrent bien l'importance de ces états composés, surtout aux températures stellaires,  $T_9 \leq 0.035$  ou la contribution du niveau à  $E_p = 21$  keV situé à  $E_x = 8015$  keV apparaît nettement. Une autre contribution assez

importante est à noter pour le niveau situé à  $E_p = 840$  keV, son influence est en effet très importante particulièrement aux températures  $T_9 = 0.8$  à  $10$  mais également dans le domaine  $T_9 = 0.018-0.07$ .

Nous avons également discuté le taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$  dans le même domaine de températures en utilisant les résultats des compilations de NACRE [Ang99]. Cette réaction qui dépend des mêmes caractéristiques résonnantes que celles de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  est en compétition avec cette dernière quant à la synthèse des deux noyaux  $^{15}\text{N}$  et  $^{19}\text{F}$ . Il en ressort de cette comparaison que le taux de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  est plus élevé que celui de la réaction  $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$  quelle que soit la température.

Il apparaît donc la combustion de l'hydrogène à travers la voie d'entrée  $^{18}\text{O}+p$  favorise particulièrement la formation de l'élément  $^{15}\text{N}$  au détriment du noyau  $^{19}\text{F}$ . Cependant, il est utile de signaler que la réaction  $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$  représente l'unique source de formation du  $^{19}\text{F}$  dans le cycle CNO.

# Bibliographie

*Bibliographie*

- [Ajz78] : F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A 300 (1978) 1
- [Ajz83] : F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A392 (1983) 1
- [All74] : M. Allab, Thèse : 'Etude des mécanismes ...', USTHB, Alger (1974).
- [Ang99] : C. Angulo et al, Nucl. Phys. A 656 (1999) 3-183
- [Arn54] : W.R. Arnould, J.A.Sawyer, E.J. Stovall and J.L. Tuck,  
Phys. Rev. 93 (1954) 483.
- [Bai70] : G. M. Bailey, G. M. Griffiths, M. A. Olivo and R.G. Helmer,  
Can. J. Phys. 48 (1970) 3059
- [Bar92] : S. Barhoumi thèse pour l'obtention du grade de Docteur ES  
sciences : 'contribution à l'étude de la nucléosynthèse primordiale et  
explosive à travers l'étude expérimentale des réactions  
 $^3\text{H}(^7\text{Li}, \text{N}_0)^9\text{Be}$  et  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, \text{N}_1\gamma)^{14}\text{O}$ ', USTHB, Alger 1992.
- [Bet38] : H. A. Bethe and C. L. Critchfield, Phys. Rev. 54 (1938) 248 et 862
- [Bet39] : H. A. Bethe Phys. Rev. 55 (1939) 103 et 434.
- [Bia68] : W. D. Bianco, F.Leirme, R. J. A. Levesque and M. M. Poutissou,  
Can. J. Phys. 46 (1968) 1585
- [Bia69] : W. D. Bianco, M. J. Poutissou, Phys. Lett. 29 (1969) 299.
- [Bla52] : J. M. Blatt et L. C. Biedenharn, Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 258.
- [Bro62] : R. E. Brown, Phys. Rev. 125(1962) 347.
- [Bur57] : E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler and F. Hoyle,  
Rev. Mod. Phy. 29 (1957) 547.
- [Bus68] : W. Buss, W. D. Bianco, H. Waffler and B. Zeigler, Nucl. Phys.  
A 112 (1968) 47.

- [Car61] : R. R. Carlson, C. C. Kim, J. A. Jacobs and A. C. L. Barnard,  
Phys Rev 122 (1961) 607.
- [Cau77] : R. G. Caughlan, in CNO isotopes in Astrophysics, ed. J. Audouze  
(Dordrecht : Reidel, 1977), p. 121.
- [Cla.83] : D.D. Clayton ; ‘Principles of stellar evolution and nucleosynthesis’,  
The University of Chicago Press (1983).
- [Coc96] : A. Coc, ‘Physique nucléaire et astrophysique’, CSNSM,  
France (1996).
- [Coh53] : A. V. Cohen, Phil. Mag 44(1953) 583.
- [Dwa71] : M. R. Dwarakanath and H. Winkler, Phys. Rev. C 4 (1971) 1532.
- [Dwa74] : M. R. Dwarakanath, Phys. Rev. C 9 (1974) 805
- [For92] : M. Forestini, S. Goriely, A. Jorissen, M. Arnould,  
Astrophys & Space Sci (1992) 261, 157.
- [Fow75] : W. A Fowler et al, Ann. Rev. of Astronomy and Astrophysics  
13 (1975) 69.
- [Fri73] : K. J. Fricke, *Ap. J.* 183(1973)941 and 189(1974)535
- [Fri80] : K. J. Fricke, W. Ober, Ann. N. Y. Acad. Sci 336(1980)399.
- [Gri63] : G.M. Griffiths, M.Lal and C.D. Scarfe, Can. J. Phys.41(1963) 724.
- [Har67a] : W. D. Harisson, W. E. Stephaens, T. A. Tombrello and H. Winker,  
Phys. Rev. 160 (1967) 752.
- [Hoy65] : F. Hoyle and W. A. Fowler, in ‘quasi-stellar sources and  
Gravitational collapse’, ed. I. Robinson, A. Schild, and E. L.  
Schucking (Chicago: University of Chicago Press, 1965) p.62.
- [Jor92] : A. Jorissen, V. V. Smith, D. L. Lambert,  
Astronomy & Astrophysics (1992) 261, 164.
- [Kar64] : K. V. Karadzhev, V. I. Man’ko et F. E. Chukreev, J. Exptl. Theoret,

- Phys. (USSR), 47 (1964) 800.
- [Kav82] : R. W. Kavanagh, in *Essays in Nuclear Astrophysics*, ed. C. A. Barnes, D. D. Clayton and D. N. Schramm (Cambridge: Cambridge University Press, 1982), p. 159.
- [Kip94] : R. Kippenhahn, A. Wrigert “*Stellar structure and evolution*,” Springer-Verlag (1994).
- [Kit87] : C. R. Kitchin, “*Stars, Nebulae and the interstellar medium*” Adam Hilger, Bristol and Boston (1987).
- [Krä82] : H. Kräwinkel, H. W. Becker, L. Buchmann, J. Goerres, K. U. Kettner, W. E. Keiser, R. Santos, P. Schmalbrock, H. P. Trautvetter, A. Vlieks, C. Rolfs, J. W. Hammer, R. E. Azuma and W. S. Z. Rodney, *Phys. A* 304 (1982) 307.
- [Lan58] : A. M. Lane, R. G. Thomas, *Rev. Mod. Phys.* 30 (1958) 257.
- [Lor79] : H. Lorenz-Wirzba, P. Schmalbrock, H. P. Trautvetter, M. Wiescher et C. Rolfs, *Nucl. Phys. A* 313 (1979) 346 – 362.
- [Mey93a] : G. Meynet, M. Arnould 1993a in *Nuclei in the cosmos* Ieds. F. Käppeler, K. Wisshak. (eds). IOP, Pbristol 503.
- [Mey00] : G. Meynet et M. Arnould. LANL. arXiv : astro-ph/0001170.
- [Mow96] : N. Mowlavi, A. Jorissen, M. Arnould, arXiv :astro-ph/9602138 v1.
- [Nag69] : K. Nagatani, M. R. Dwarakanath and D. Ashey, *Nucl. Phys. A* 128 (1969)325
- [Par63] : P. D. Parker and R. W. Kavanagh *Phys. Rev.* 131 (1963) 2578
- [Rob83] : R. G. Robertson, P. Dyer, T. J. Bowles, R. E. Brown, N. Jarmie G. J. Maggiore and S. M. Austin *Phys. Rev. C* 27 (1983) 11
- [Rol75] : C. Rolfs et al, *Nucl. Phys. A* 241 (1975) 460.
- [Rol78] : C. E. Rolfs, J. Goerres, K. U. Kettner, H. Lorenz-Wirzba,

- P. Schmalbrock, H. P. Trautvetter and W. Verhoeven, Nucl. Instr. Meth. 157 (1978) 19.
- [Rol88] : C. E. Rolfs and William S. Rodney ‘Cauldrons in the cosmos’, the University of Chicago Press (1988).
- [Sym78] : T. J. M. Symons, L. K. Fifield, M. J. Hurt, F. Watt, C. H. Zimmerman et K. W. Allen, J. of Phys. G 4 (1978) 411
- [Til95] : D. R. Tilley, Nucl. Phys. (1995).
- [Val75] : L. Valentin, ‘Physique atomique : noyaux et particules’, nouvelle édition entièrement refondue office des publications universitaires, 1, place centrale de ben aknoun(Alger) (1988).
- [Wal81] : R. K. Wallace and S. E. Woosley, Ap. J. Suppl. 45 (1981) 389.
- [Wan66]: N. M. Wang, V. M. Novatskii, G. M. Osetinskii, N. K. Chien and I.A. Chepurchenko, Soviet. Nucl. Phys. 3 (1966) 777.
- [Wei37] : Weizsäcker, C. F. Von, Phys. Z. 38 (1937) 176.
- [Wei38] : Weizsäcker, C. F. Von, Phys. Z. 39 (1938) 633.
- [Wei80] : M. Wiescher, H. W. Becker, J. Görres, K. U. Kettner and H. P. Trautvetter, Nucl. Phys. A 349 (1980) 165-216.
- [Wig47]: E. P. Wigner, L. Eisenbud, Phys. Rev 72 (1947) 29.
- [Yag62]: K. Yagi, Jour of the Phys Society of Japan, 4 17 (1962) 60.