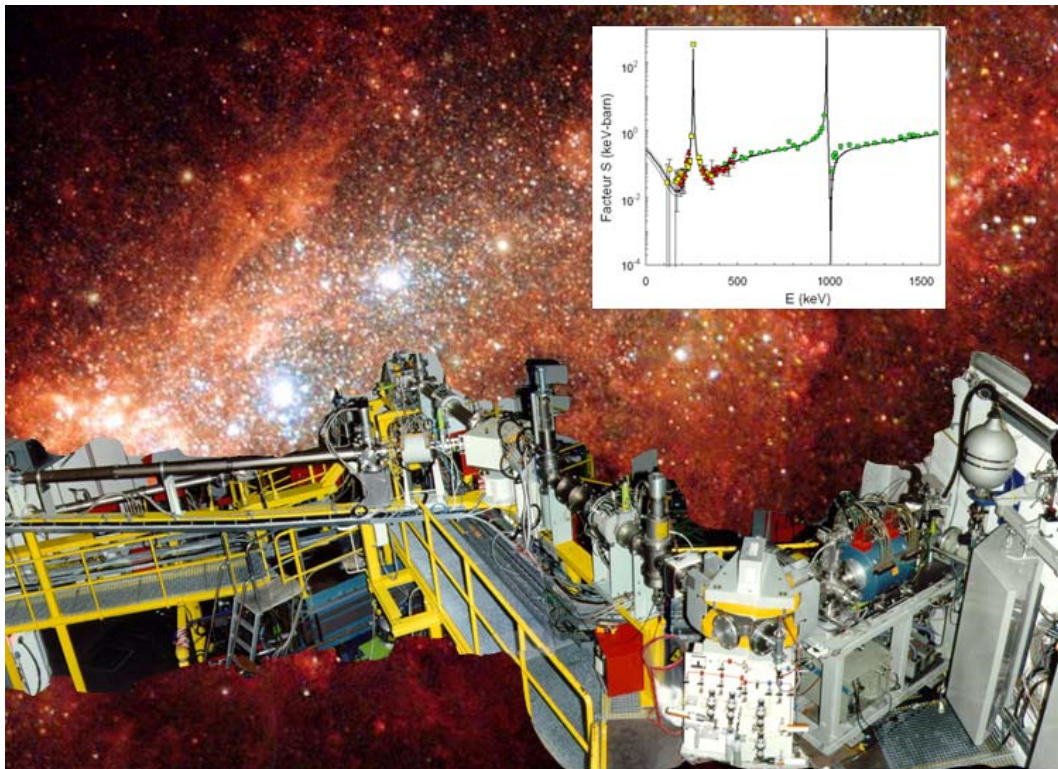




Université catholique de Louvain
Faculté des Sciences
Département de Physique

CONTRIBUTIONS RÉCENTES À L'ASTROPHYSIQUE NUCLÉAIRE



Dissertation présentée en vue de l'obtention du grade
d'Agrégée de l'Enseignement Supérieur par

Carmen Angulo Pérez

Mai 2006



Faculté des Sciences
Département de Physique

CONTRIBUTIONS RÉCENTES À L'ASTROPHYSIQUE NUCLÉAIRE

Dissertation présentée en vue de l'obtention du grade
d'Agrégée de l'Enseignement Supérieur par

Carmen Angulo Pérez

Docteur en Sciences Physiques

Mai 2006

REMERCIEMENTS

Les travaux repris dans cette dissertation sont le résultat de mes collaborations avec de nombreux physiciens de Belgique, France, Royaume-Uni, Italie, Roumanie, Allemagne, Espagne, et Etats-Unis. Je tiens à les remercier vivement. Beaucoup d'entre eux sont restés mes meilleurs amis.

Je remercie le personnel administratif et technique des différents groupes et laboratoires qui ont été, et sont toujours, plein de gentillesse envers moi et d'une grande efficacité lors des expériences.

Je remercie les dix membres du jury pour leur diligence dans la lecture de ce texte et pour leurs commentaires constructifs.

Certains de mes collègues ont contribué, ces dernières années, d'une manière particulière à définir mon parcours scientifique. Je remercie Christiane Leclercq-Willain qui, en 1997, m'a permis de rester dans la recherche en finançant mon séjour au PNTTPM/ULB dans le cadre d'un réseau PAI; Thierry Delbar qui, en 1998, m'a ouvert la porte de la recherche avec des faisceaux radioactifs; Guido Ryckewaert qui m'a accordé sa confiance en me permettant de m'occuper de multiples tâches de responsabilités au CRC/UCL; Jean Vervier qui, en me proposant comme coordinatrice d'un réseau européen, m'a permis d'ajouter mon grain de sel aux futurs programmes de recherche en astrophysique nucléaire; et Pierre Leleux qui a soutenu et soutient mes projets scientifiques, et qui m'accueille les lundis matins avec des nouvelles du Real Betis!

Je remercie Pierre Descouvemont, pour son support théorique important pour de nombreuses analyses de données. Je le remercie pour l'équilibre qu'il apporte à ma vie, qui m'est essentiel pour poursuivre mon parcours de combattant-chercheur.

Je remercie l'Université catholique de Louvain et la Communauté Française de Belgique pour m'avoir accordé en 1999 le grade de Chercheur Qualifié.

Louvain-la-Neuve, mai 2006

Todo pasa y todo queda, pero lo nuestro es pasar, pasar haciendo camino.
Tout passe et tout demeure, mais notre affaire est de passer, de passer en traçant des chemins.

Antonio Machado, poète (Séville 1875 – Collioure 1939)

TABLE DE MATIÈRES

Chapitre 1. Introduction	1
1.1 L'origine des éléments	1
1.2 Les réactions nucléaires entre noyaux légers	3
1.3 Présentation du travail	5
 Chapitre 2. Définitions et réactions importantes	 9
2.1 Grandeurs importantes aux énergies stellaires	9
2.1.1 Section efficace et facteur astrophysique	9
2.1.2 Le taux de réaction	10
2.1.3 L'écrantage électronique	16
2.2 Cycles de combustion stellaire	19
2.2.1 La combustion de l'hydrogène	21
2.2.2 Les cycles CNO	27
2.2.3 La combustion de l'hélium	29
2.2.4 La nucléosynthèse explosive	31
2.3 Annexe	33
 Chapitre 3. Modèles théoriques en astrophysique nucléaire	 35
3.1 Domaine d'application	35
3.2 Forme générale des sections efficaces	37
3.2.1 Diffusion élastique	37
3.2.2 Réactions de transfert	38
3.2.3 Réactions de capture radiative	38
3.3 Le modèle de la matrice R	39
3.3.1 Formalisme	40
3.3.2 Applications aux réactions de transfert	43
3.3.3 Applications aux réactions de capture radiative	47
3.4 Autres modèles	54
3.4.1 Le modèle de potentiel	54
3.4.2 Le modèle DWBA	54
3.4.3 Le modèle microscopique en amas	55
3.4.4 Le modèle de capture extranucléaire	55
3.4.5 Le modèle de la dissociation coulombienne	56
3.4.6 Le modèle en couches	56
Mes publications liées à ce chapitre	57

Chapitre 4. Méthodes expérimentales en astrophysique nucléaire	59
4.1 Développements techniques	59
4.1.1 Mise au point de l'accélérateur de protons PAPAP	60
4.1.2 Mise au point du séparateur de recul ARES et première expérience avec un faisceau radioactif	62
4.1.3 Réalisation de cibles solides implantées d'hélium	65
4.2 Étude de réactions avec des faisceaux stables	66
4.2.1 La réaction ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$	67
4.2.2 Étude des états du ${}^{19}\text{F}$ proches du seuil ${}^{15}\text{N}+\alpha$	68
4.2.3 La réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$	71
4.3 Étude de réactions avec des faisceaux radioactifs	72
4.3.1 Le détecteur LEDA	72
4.3.1 La diffusion élastique ${}^7\text{Be}+p$ et le facteur S de ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$	73
4.3.2 La réaction ${}^7\text{Be}(d,p){}^8\text{Be}$ et l'abondance du ${}^7\text{Li}$ primordial	76
4.3.3 Étude des états du ${}^{19}\text{Ne}$ proches du seuil ${}^{18}\text{F}+p$	78
4.3.4 Mesure directe de la réaction ${}^{18}\text{F}(p,\alpha){}^{15}\text{O}$	80
Mes publications liées à ce chapitre	81
Chapitre 5. Compilations de données en astrophysique	85
5.1 Un peu d'histoire	85
5.2 La compilation NACRE	86
5.3 La compilation BBN	89
5.4 Utilisation des compilations NACRE et BBN	91
5.4.1 La production de ${}^{22}\text{Na}$ et ${}^{26}\text{Al}$ dans les novae	92
5.4.2 La nucléosynthèse dans les étoiles AGB	92
5.4.3 Le problème du lithium primordial	93
5.5 Situation actuelle et perspectives	94
Mes publications liées à ce chapitre	96
Chapitre 6. Conclusions et perspectives	99
Références	103
Intitulé des thèses annexes	115

Chapitre 1

INTRODUCTION

1.1 L'origine des éléments

L'origine et la composition de la matière primordiale sont parmi les questions fondamentales de la physique. Cependant, si on considère la configuration actuelle de l'Univers comme le résultat de l'évolution de cette composition initiale [Cla68], il est fondamental de considérer la nucléosynthèse.

La plupart des questions sur la nucléosynthèse ont trouvé une réponse au XX^{ème} siècle par l'intermédiaire de la physique nucléaire. Dès les années 20, de nombreux auteurs ont tenté d'apporter une explication à l'origine des éléments [Hoy46, Alp53]. En 1937, Hans Bethe va finalement montrer comment les étoiles tirent leur énergie de réactions nucléaires dans leurs régions centrales [Bet38, Bet39]. Il explique le cycle CNO (dans les étoiles massives) et la chaîne proton-proton (dans les étoiles comme le Soleil), ce qui lui a valu le Prix Nobel de Physique en 1967 [Bet67]. En 1957, Margaret et Geoffrey Burbidge, William Fowler et Fred Hoyle, dans leur fameux article de revue "Synthesis of the Elements in Stars" [B²FH57], vont donner une explication complète de la nucléosynthèse à partir de différents mécanismes nucléaires. Ils expliquent la combustion de l'hydrogène dans le Big Bang¹ et dans les étoiles de la séquence principale, la combustion de l'hélium et le processus 3α dans les étoiles géantes rouges et dans les étoiles de la branche asymptotique, et la production des éléments au-delà du fer à partir des processus s (capture lente de neutrons), r (capture rapide de neutrons) et p (photodésintégration et capture de protons).

A présent, nous admettons que quelques minutes après le Big Bang, la quasi-totalité de la matière était constituée des deux éléments les plus légers, l'hydrogène et l'hélium. Presque tous les autres éléments existant actuellement dans l'Univers ont été produits à partir de cette matière première par des réactions nucléaires qui ont lieu dans le cœur des étoiles (voir, par exemple, les articles de revue en nucléosynthèse stellaire [Wal97, K p98, Arn99,

¹ Littéralement "Grande Explosion". La théorie du Big Bang, établie en 1927 par le belge Georges Lemaître (UCL), est actuellement quasi unanimement acceptée pour rendre compte de l'origine de l'Univers. Selon cette théorie, l'Univers aurait été créé à partir d'un état infiniment chaud et dense, d'une "explosion" d'où ont émergé la matière et l'espace-temps, il y a environ 15 milliards d'années. Depuis, l'Univers est en expansion et se refroidit. Les forces gravitationnelle, électromagnétique, nucléaire faible et nucléaire forte sont apparues après l'explosion.

Käp99]). Ces réactions nucléaires produisent également de l'énergie qui permet à l'étoile de contrebalancer la force gravitationnelle. La production d'énergie et des éléments explique à son tour la structure et l'évolution de l'Univers, avec ses étoiles 'tranquilles' qui vont progressivement se refroidir, et ses étoiles 'fougueuses', qui vont provoquer des explosions cataclysmiques, comme les novae, les supernovae et les sursauts X (Figure 1.1)

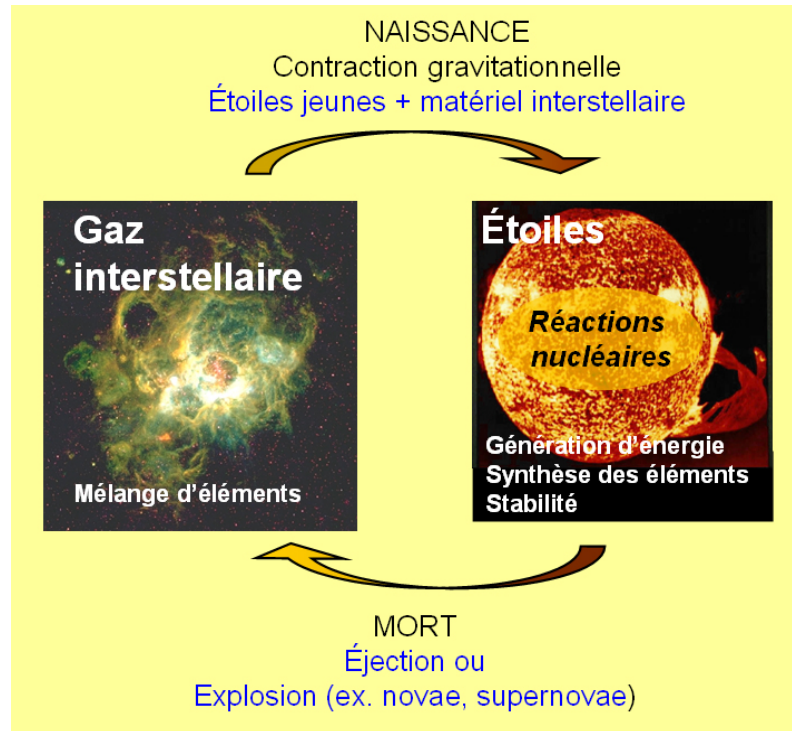


Figure 1.1: Représentation schématique de la vie d'une étoile (inspirée de [Fow84]).

L'astrophysique nucléaire moderne est ainsi née de la relation étroite entre la physique nucléaire et l'astrophysique. Les rôles de ces deux disciplines sont cependant bien délimités : la physique nucléaire s'occupe d'étudier les réactions et les quantités fondamentales entrant en jeu dans les processus stellaires (paramètres de résonances, masses, périodes de décroissance β ...), d'extrapoler les données aux énergies astrophysiques et d'interpréter les résultats expérimentaux en utilisant des modèles théoriques. Elle s'occupe également de calculer les taux des réactions qui permettront aux astrophysiciens de modéliser les divers scénarios stellaires et d'étudier l'évolution des étoiles. Réciproquement, la modélisation stellaire fournit des indicateurs sur les réactions les plus importantes et les quantités les plus fondamentales qui doivent être investiguées. L'astronomie entre enfin en jeu puisque les données nucléaires vont être confrontées aux observations astronomiques (radioactivité gamma de la galaxie, abondances des éléments obtenues par spectroscopie, courbes de

lumière des supernovae, ...) ainsi qu'aux analyses d'échantillons de météorites. L'interaction physique nucléaire ↔ astrophysique ↔ astronomie (Figure 1.2) est à présent tellement étroite qu'on peut difficilement se passer d'une d'entre elles pour une compréhension de l'Univers dans son intégralité.

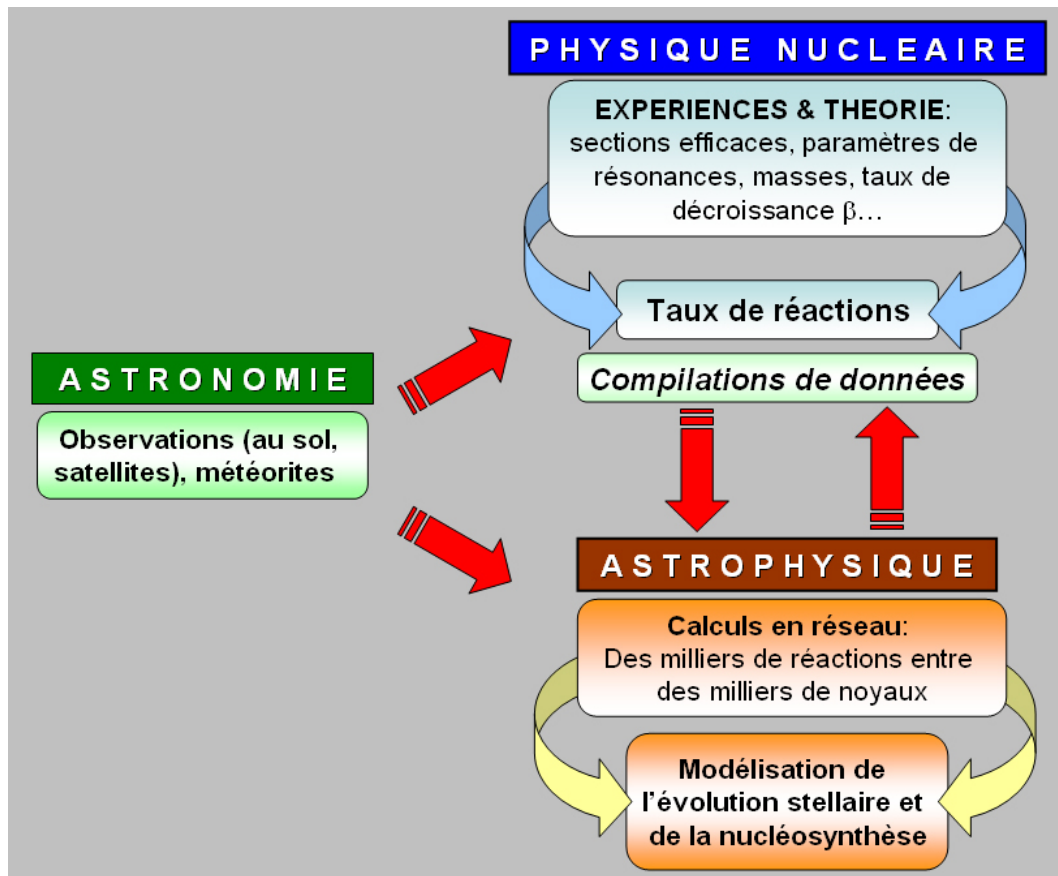


Figure 1.2: Liens entre la physique nucléaire, l'astrophysique et l'astronomie.

1.2 Les réactions nucléaires entre noyaux légers

Les réactions nucléaires entre noyaux légers ($A \leq 20-30$)², stables ou instables, et protons ou particules α à des énergies sous-coulombiennes interviennent au cœur des étoiles lors des phases de combustion de l'hydrogène et de l'hélium en équilibre hydrostatique. Elles jouent un rôle fondamental pour la compréhension de la production d'énergie et de la

² Nous ne discuterons pas dans ce travail des réactions nucléaires impliquant des noyaux plus lourds ($A > 20-30$) qui interviennent dans les processus s, r et p. Voir, par exemple, les références [Thi86, Arn99, Arn03] pour une discussion détaillée de ces processus et sur leur traitement théorique.

nucléosynthèse des éléments dans les étoiles [B²FH57, Cla68]. Quel que soit le processus considéré (nucléosynthèse primordiale, stellaire ou explosive), le calcul des abondances des éléments et les codes d'évolution stellaire requièrent la connaissance de nombreuses sections efficaces de réactions nucléaires. La plupart de ces réactions font intervenir des particules chargées dont l'énergie relative, qui dépend de la température de l'étoile, est en général beaucoup plus basse que l'énergie de la barrière coulombienne. Comme la probabilité de franchir la barrière coulombienne décroît très rapidement avec l'énergie, les sections efficaces d'intérêt astrophysique sont parmi les plus petites mesurées en laboratoire (moins de 10^{-9} barns), et restent très incertaines dans beaucoup de cas, principalement en raison des difficultés expérimentales [Rol88].

Un traitement rigoureux de la dépendance en énergie des sections efficaces est nécessaire pour l'extrapolation aux énergies caractéristiques des processus astrophysiques, à partir des sections efficaces expérimentales. Un des effets dont il faut corriger les sections efficaces avant de les utiliser dans les codes d'évolution est l'effet d'écrantage électronique dû aux électrons libres dans le plasma stellaire [Sal54, Sal69]. Cet effet, connu depuis plus de 50 ans, n'est important qu'à des énergies très basses ($< 10\text{-}20$ keV) et peut être évalué par des modèles théoriques de la physique des plasmas [Ich82, Ich84] mais des questions restent ouvertes [Dzi95]. En laboratoire, il existe un autre effet d'écrantage électronique, important également à des énergies très basses, dû aux électrons atomiques de la cible [Ass87]. Cet effet va gêner l'extrapolation des sections efficaces expérimentales. Les premières expériences qui étudient l'écrantage électronique en laboratoire datent des années 80. Il a été observé pour la première fois dans les réactions $^3\text{He}(^3\text{He},2p)^4\text{He}$ [Kra87a] et $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ [Eng88]. Depuis, d'autres expériences [Eng92, Ang93a, Ang93b, Pra94, Arp96, Zah97, Jun98, Ali01, Cru05] montrent invariablement des résultats en désaccord avec les calculs théoriques, qui sont basés sur des modèles de physique atomique [Ben89, Bra90]. A ce jour, il n'existe pas une explication concluante de ce phénomène [Rol95, Str01].

Dans les processus à température plus élevée (novae, supernovae, sursauts X), les temps d'interactions sont équivalents aux temps de décroissance des éléments radioactifs (radioactivité β), qui seront donc largement impliqués dans le réseau de réactions. Cette caractéristique dans des conditions de température et densité extrêmes ajoutent des problèmes spécifiques aux expérimentateurs, comme par exemple l'utilisation de faisceaux radioactifs, et de techniques de détection de plus en plus sophistiquées. En effet, la production et l'accélération de faisceaux radioactifs a complètement révolutionné l'astrophysique nucléaire ces dernières années. Depuis que le premier faisceau radioactif

d'ions lourds³ (^{13}N) a été accéléré à Louvain-la-Neuve en 1989 [Kit89, Dar90, Dec91, Del93], de nombreux laboratoires dans le monde ont commencé à développer la production et l'accélération des noyaux exotiques. Actuellement, la production de faisceaux radioactifs pour application dans l'astrophysique est un des piliers de la recherche en structure nucléaire. Cependant, et malgré des efforts importants, à l'heure actuelle, il existe encore peu de laboratoires qui produisent des faisceaux radioactifs avec des caractéristiques (domaine d'énergie, intensité, stabilité, pureté isobarique) susceptibles d'être utilisés dans les études de réactions d'intérêt astrophysique. Comme dans beaucoup de domaines scientifiques, les faisceaux d'ions exotiques se sont révélés également appropriés dans de nombreux autres sujets de recherche. Entre autres, l'étude des processus de fusion-fission aux énergies près de la barrière Coulombienne et des interactions avec des noyaux à halo (voir, par exemple, l'article de Raabe et al., dans la revue *Nature* [Raa04]), ou l'étude de noyaux légers instables [Ang03a, Cas06].

L'importance des bases de données en astrophysique est mise en évidence par le nombre exceptionnel de données utilisées dans la description des processus nucléaires et de nucléosynthèse dans les étoiles. En particulier, les compilations de masses nucléaires [Wap03], de durées de vie (décroissance β) [Aud03], et de taux de réaction [CF88, Ang99, Bao00, Des04a] font partie des données utilisées habituellement par les astrophysiciens. Le nombre de réactions nucléaires qui interviennent dans les processus stellaires est de l'ordre de quelques milliers. Fort heureusement pour le physicien nucléaire, seulement un nombre limité de ces réactions ont une contribution importante, soit parce que certaines résonances dominant leur taux de réaction, soit parce qu'elles sont les plus lentes et vont établir le rythme global des processus impliqués. En conséquence, en général, 'uniquement' quelques dizaines de réactions clés justifient une étude en laboratoire. Cependant, dans certains cas, comme, par exemple, dans les processus r de production des éléments riches en neutrons loin de la vallée de stabilité, les réactions clés resteront, encore pour de nombreuses années, inaccessibles à cause de difficultés techniques liées à la production de faisceaux radioactifs très exotiques.

1.3 Présentation du travail

Ce texte est un recueil des travaux expérimentaux et théoriques en astrophysique nucléaire que j'ai réalisés de janvier 1993 à janvier 2006, dans des laboratoires et institutions de France, d'Allemagne et de Belgique. Plus en détails, de janvier 1993 à décembre 1994 au Centre de Spectrométrie Nucléaire et Spectrométrie de Masse (CSNSM) à Orsay, France;

³ Des faisceaux de neutrons étaient disponibles auparavant (voir, par exemple, [Lel90]).

de janvier 1995 à juin 1997 à l'Institut d'Astrophysique et d'Astronomie, et d'octobre 1997 à septembre 1998 au Service de Physique Nucléaire Théorique et Physique Mathématique à l'Université Libre de Bruxelles; et depuis octobre 1998, à l'Institut de Physique Nucléaire (FYNU) et au Centre de Recherche du Cyclotron (CRC) à l'Université catholique de Louvain. Certains des résultats décrits font également partie des 6 thèses de doctorats auxquelles j'ai activement collaboré: F. de Oliveira Santos (CSNSM, 1995), D. Zahnow (Ruhr-Universität Bochum, 1996), F. Hammache (CSNSM, 1999), N. de Séréville (CSNSM, 2003), M. Couder (UCL, 2004), et F. Vanderbist (UCL, 2005). Ce texte se présente de la manière suivante.

Au chapitre 2, j'introduis brièvement les grandeurs fondamentales utilisées en astrophysique nucléaire. Une section de ce chapitre est consacrée à l'écrantage électronique dans le plasma stellaire et en laboratoire. Je présente les principaux cycles de combustion stellaire, ainsi qu'une discussion sur les incertitudes actuelles des taux des réactions les plus importantes.

Au chapitre 3, je discute des méthodes théoriques, et particulièrement de l'application de la théorie de la matrice R aux réactions de transfert non-résonantes, comme ${}^2\text{H}(\text{d},\text{p}){}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2\text{p}){}^4\text{He}$, et ${}^6\text{Li}(\text{p},\alpha){}^3\text{He}$ [Ang98], où l'effet d'écrantage électronique est aussi analysé, et aux réactions de capture ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$ [Ang00, Ang01b] et ${}^{14}\text{N}(\text{p},\gamma){}^{15}\text{O}$ [Ang01a, Ang01b, For04, Run05, Ang05a, Imb05].

Le chapitre 4 est consacré à mes travaux expérimentaux. En premier lieu, je discuterai brièvement divers problèmes techniques liés aux mesures des sections efficaces, et en particulier, le caractère spécifique de certains appareils (accélérateurs, spectromètres, cibles, etc.). Un premier exemple concerne la mise au point de l'accélérateur PAPAP de protons de 250 kV construit au CSNSM à Orsay (France), dont j'ai eu la responsabilité de la calibration [Bog94]. Ensuite je présente les tests du spectromètre de recul ARES construit au CRC/UCL [Ang01c, Cou03], ainsi que l'étude d'une réaction d'intérêt astrophysique avec le premier faisceau radioactif (${}^{19}\text{Ne}$) produit par le cyclotron CYCLONE44 [Cou04a, Cou05]. En second lieu, je discute des mesures des sections efficaces par des méthodes directes et indirectes. Dans le contexte des mesures avec des faisceaux stables et intenses, je présente les travaux sur la réaction ${}^9\text{Be}(\text{p},\gamma){}^{10}\text{B}$ [Zah95]. Je discute également la réaction ${}^7\text{Be}(\text{p},\gamma){}^8\text{B}$, qui pendant des années a joué un rôle primordial dans le problème des neutrinos solaires [Bah04]. Elle a été étudiée en utilisant des cibles radioactives de ${}^7\text{Be}$ et des faisceaux de protons [Ham98, Ham01]. Quand les valeurs des sections efficaces sont très petites et une mesure directe est techniquement impossible, il existe des méthodes indirectes, comme celle de peupler les états d'intérêt astrophysique à partir de réactions de transfert. Je discute

le cas de la réaction $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$ [Oli96]. Elle a été utilisée pour déterminer la largeur alpha d'un niveau dans le ^{19}F près du seuil $^{15}\text{N}+\alpha$, qui joue un rôle important dans la production du ^{19}F à partir de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$. A ce jour, l'origine du ^{19}F n'est pas encore complètement élucidée (voir, par exemple, [Woo88]).

Dans le cas de la nucléosynthèse explosive, la présence de noyaux instables s'ajoute à la difficulté expérimentale. Depuis 1998, et grâce à la possibilité de réaliser des expériences avec des faisceaux radioactifs “à la maison”, je me suis intéressée en particulier aux processus explosifs. Dans ce contexte, je discute quatre expériences réalisées au CRC/UCL dont j'ai été responsable ou fortement impliquée, comme la première étude expérimentale des longueurs de diffusion du système $^7\text{Be}+p$ [Ang03b], utilisant un faisceau radioactif de ^7Be , et son influence sur la détermination du facteur astrophysique de la réaction $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ [Des04b]. Un autre exemple de mesure avec le faisceau de ^7Be se rapporte à l'étude de la réaction $^7\text{Be}(d,p)^8\text{Be}$ et de son influence dans la nucléosynthèse primordiale [Ang05b, Ang05c, Coc04]. Finalement, je discute le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, qui est impliquée dans l'interprétation des données de rayonnements gamma des novae qui pourraient être détectés par des satellites dans un futur proche. On est intéressé par les propriétés des états au-dessus du seuil $^{18}\text{F}+p$ dans le noyau ^{19}Ne . Dans une première approche, nous avons peuplé les états du noyau miroir ^{19}F par la réaction de transfert $^{18}\text{F}(d,p)^{19}\text{F}$ [Ser03a]. En appliquant des modèles théoriques, nous avons obtenu les propriétés des niveaux d'intérêt astrophysique du ^{19}Ne . Une seconde expérience se rapporte à une étude directe de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ à basses énergies, et jusqu'à 400 keV, dans le but de déterminer les signes des interférences entre résonances à basse énergie.

Au chapitre 5, je discute de l'importance des bases de données pour l'astrophysique, et en particulier, des compilations de taux de réactions. Je présente la compilation de taux de réactions NACRE (Nuclear Astrophysics Compilation of REactions) [Ang99], que j'ai coordonnée pendant mon séjour à l'Université Libre de Bruxelles, dans le cadre d'une collaboration entre 10 laboratoires européens (cette publication a actuellement plus de 340 citations). Je présente aussi une compilation des réactions les plus importantes impliquées dans la nucléosynthèse du Big Bang [Des04a], où la méthode de la matrice R est utilisée pour la première fois pour interpréter les données. Trois exemples de modélisation de différents scénarios (novae [Jos99], étoiles AGB [Her06] et Big Bang [Coc04]) montrent l'importance des compilations en astrophysique.

Au chapitre 6, les conclusions situent ces travaux dans leur contexte actuel.

Chapitre 2

DEFINITIONS ET REACTIONS IMPORTANTES

2.1 Grandeurs importantes aux énergies stellaires

Dans la suite, j'introduis brièvement les grandeurs fondamentales utilisées en astrophysique nucléaire (section efficace, facteur astrophysique, force de résonance, taux de réaction, énergies de Gamow...). Je discute aussi de l'écrantage électronique dans le plasma stellaire et en laboratoire. Finalement, je présente les principaux cycles de combustion stellaire, ainsi qu'une discussion sur les incertitudes actuelles des taux des réactions les plus importantes.

2.1.1 Section efficace et facteur astrophysique

Les réactions de fusion font intervenir des noyaux qui sont chargés positivement (sauf pour les neutrons). En plus de la force nucléaire forte, l'interaction fait donc intervenir la force de répulsion électrostatique entre les deux noyaux. Cette répulsion se présente comme une barrière, la barrière coulombienne, en référence à la loi de Coulomb. Pour des énergies beaucoup plus basses que la barrière coulombienne, ce qui est le cas dans le domaine des énergies astrophysiques, la probabilité de pénétration de la barrière P_ℓ pour $\ell=0$, peut être approchée par le facteur de Gamow [Cla68]:

$$P_0 \approx \exp(-2\pi\eta(E)), \quad (2.1)$$

où E est l'énergie¹ et $\eta(E)$ est le paramètre de Sommerfeld,

$$\eta(E) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}, \quad (2.2)$$

avec Z_1 et Z_2 les charges des noyaux, e la charge de l'électron, $\hbar = h/2\pi$ (h est la constante de Planck), et v est la vitesse relative des noyaux. Numériquement, $\eta(E) = 0.1575 Z_1 Z_2 (\mu/E)^{1/2}$ (μ est la masse réduite, $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$, M_1 et M_2 étant les masses des noyaux en u , et l'énergie E étant en MeV). D'un autre côté, la section efficace, est proportionnelle à un facteur géométrique $\pi\tilde{\lambda}^2 \propto 1/E$, où $\tilde{\lambda} = \lambda/2\pi$ (λ est la longueur d'onde de de Broglie). Ces deux facteurs, P_0 et $\pi\tilde{\lambda}^2$, représentent explicitement les dépendances non nucléaires de la section efficace. Les sections efficaces de réaction aux

¹ Dans ce travail, E est l'énergie dans le système du centre de masse, sauf indication contraire.

énergies sous la barrière de Coulomb peuvent donc être décrites par le produit de trois termes [Sal52, Cla68]:

$$\sigma(E) = S(E) \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta(E)). \quad (2.3)$$

Cette équation définit le **facteur astrophysique S**, $S(E)$. Dans le domaine des énergies astrophysiques², si $\ell = 0$ est dominant et pour des sections efficaces non résonnantes, le facteur S dépend peu de l'énergie. Dans des réactions où la contribution d'autres ondes partielles ($\ell > 0$) est dominante comme, par exemple, $d(p,\gamma)^3\text{He}$, $d(d,\gamma)^4\text{He}$, et $d(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$ [Ang99], la dépendance en énergie du facteur astrophysique est plus importante. Dans des réactions résonnantes, les sections efficaces dépendent des propriétés des résonances, surtout si ces résonances sont à basse énergie. Des états liés, situés près du seuil de la réaction (énergie négative), peuvent également influencer fortement la section efficace. L'exemple le plus connu est celui de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ (voir chapitre 3). Dans tous les cas, la dépendance en énergie exponentielle du facteur coulombien “masque” le comportement nucléaire de la section efficace (résonances, états liés près du seuil, ...). En conséquence, le facteur astrophysique S représente d'une manière explicite les caractéristiques liées aux propriétés nucléaires des noyaux en interaction. Pour les énergies d'intérêt astrophysique, dans des réactions de la chaîne pp et le cycle CNO fondamentalement, les sections efficaces ont des valeurs très petites et sont, en conséquence, extrêmement difficiles à mesurer avec les techniques actuelles. Par exemple, la section efficace de la réaction $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ à l'énergie typique de 20 keV, est de l'ordre de 10^{-15} barn, alors que la valeur limite des sections efficaces accessibles à l'expérience est de l'ordre de 10^{-12} barn (voir, par exemple, [Bon99]).

2.1.2 Le taux de réaction

La quantité fondamentale utilisée dans les calculs de nucléosynthèse est le taux de réaction thermonucléaire. Ceci est une fonction de la densité des noyaux en interaction N_1 et N_2 , de leur vitesse relative v et de la section efficace de réaction $\sigma(v)$ [Cla68]:

$$r_{12} = N_1 N_2 (1 + \delta_{12})^{-1} \int_0^\infty \sigma(v) \phi(v) v dv = N_1 N_2 (1 + \delta_{12})^{-1} \langle \sigma(v) v \rangle. \quad (2.4)$$

Le symbole de Kronecker δ_{12} tient compte du fait que les particules 1 et 2 peuvent être identiques. La valeur moyenne du produit de la vitesse et de la section efficace $\langle \sigma(v) v \rangle$ est le

² Pour chaque réaction discutée ici, les énergies seront toujours celles d'intérêt astrophysique. Le domaine d'énergie d'intérêt dépend du processus de nucléosynthèse et du site astrophysique, et donc de la température. Par exemple, les énergies impliquées dans le Big Bang sont plus élevées (~ 0.1 - 0.5 MeV) et, dans la plupart des cas, les sections efficaces ont des valeurs suffisantes pour être mesurées expérimentalement.

taux de réaction par paire de particules. Dans la majeure partie de son existence, on peut supposer qu'une étoile est en équilibre hydrostatique: la pression gravitationnelle est équilibrée par la pression thermique due à la combustion nucléaire, le gaz est non dégénéré et les particules sont non relativistes. Dans ces conditions, la fonction $\phi(\mathbf{v})$ est décrite par une distribution des vitesses de Maxwell-Boltzmann:

$$\phi_{MB}(\mathbf{v}) = 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2k_B T} \right), \quad (2.5)$$

où T est la température à l'intérieur de l'étoile, et k_B la constante de Boltzmann. Avec ϕ_{MB} défini par (2.5), la définition du facteur S , et la transformation $E = \mu v^2/2$, le taux de réaction par paire de particules peut s'écrire comme:

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(k_B T)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{k_B T} - 2\pi\eta(E) \right) dE. \quad (2.6)$$

Nous verrons dans la suite comment évaluer le taux de réaction (2.6) d'une manière approchée pour la gamme d'énergie d'intérêt astrophysique. Cette définition implique la détermination d'une intégrale sur l'énergie de zéro à l'infini. Mais comme le facteur $\exp(-E/k_B T)$ décroît avec l'énergie, et que le facteur $\exp(-2\pi\eta(E))$ augmente très rapidement avec l'énergie, l'intégrand s'étend dans un intervalle d'énergie qui présente un maximum prononcé à l'énergie du **pic de Gamow**, E_0 , définie par [Cla68, Rol88]:

$$E_0 = \left[\pi \frac{e^2}{\hbar c} Z_1 Z_2 k_B T \left(\frac{\mu}{2} \right)^{1/2} \right]^{2/3}. \quad (2.7)$$

Numériquement, $E_0 = 0.122 \mu^{1/3} (Z_1 Z_2 T_9)^{2/3}$ MeV, où T_9 est la température exprimée en 10^9 K. Dans cet intervalle d'énergie, on peut considérer que le facteur S varie peu avec l'énergie. Le pic de Gamow peut être décrit par une gaussienne centrée à l'énergie E_0 , avec une largeur à $1/e$ du maximum donnée par:

$$\Delta E_0 = 4 \left(\frac{E_0 k_B T}{3} \right)^{1/2}. \quad (2.8)$$

Numériquement, $\Delta E_0 = 0.2368 (Z_1^2 Z_2^2 \mu)^{1/6} T_9^{5/6}$ MeV. Bien que les astrophysiciens parlent normalement en termes de température, les physiciens nucléaires utilisent plutôt les énergies. Les équations (2.7) et (2.8) montrent clairement le lien entre température et énergie. Aux énergies stellaires, l'énergie du pic de Gamow est toujours plus petite que l'énergie de la barrière de Coulomb (mais plus grande que l'énergie maximale de la distribution de Maxwell-

Boltzmann, $k_B T$). Par exemple, au cœur des étoiles du type AGB³, la réaction $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ se produit à la température typique de $T_9 = 0.05$, qui correspond à une énergie de l'ordre de 60 keV. Cette énergie est 23 fois plus basse que l'énergie de la barrière coulombienne, V_C , qui est de l'ordre de 1.4 MeV [Des82]⁴.

La Table 2.1 donne les valeurs de E_0 et de ΔE_0 ainsi que de leur rapport, pour certaines réactions de la chaîne pp (voir Section 2.4) à $T_6 = 15$. La valeur de la barrière coulombienne est aussi présentée pour comparaison. Remarquons que, pour une température donnée, le rapport $\Delta E_0/E_0$ est plus petit quand les charges et les masses des noyaux en interaction sont plus grandes, ce qui explique pourquoi la plupart des réactions stellaires ont lieu dans un domaine d'énergie assez étroit.

Table 2.1: Les valeurs de E_0 et $\Delta E_0/2$ en keV, ainsi que le rapport $\Delta E_0/E_0$, sont calculés pour les réactions de la chaîne pp (voir Section 2.4) à une température typique de $T_6 = 15$ (centre du Soleil). La barrière coulombienne et le rapport V_C/E_0 sont aussi présentés pour comparaison.

Réaction	$E_0 \pm \Delta E_0/2$ (keV)	$\Delta E_0/E_0$	V_C (keV)	V_C/E_0
$p(p,ve^+)d$	5.9 ± 3.2	1.08	~ 270	46
$d(p,\gamma)^3\text{He}$	6.5 ± 3.4	1.03	~ 260	40
$^3\text{He}(^3\text{He},2p)^4\text{He}$	21.4 ± 6.0	0.57	~ 910	43
$^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$	22.4 ± 6.2	0.55	~ 880	39
$^7\text{Li}(p,\alpha)^4\text{He}$	14.8 ± 5.0	0.68	~ 680	46
$^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$	17.9 ± 5.5	0.62	~ 900	50

La figure 2.1 montre la section efficace et le facteur $S(E)$ pour la réaction $^3\text{He}(^3\text{He},2p)^4\text{He}$. Elle est la première réaction de la chaîne pp qui a été mesurée en laboratoire aux énergies du pic de Gamow [Arp96, Jun98, Bon99]. L'avantage de représenter le facteur $S(E)$ est évident, puisque la section efficace ne montre pas les détails, bien que cette réaction soit typiquement non-résonnante et que le facteur $S(E)$ soit presque constant. La courbe continue représente une extrapolation théorique du facteur $S(E)$. Le pic de Gamow pour $T_9=0.015$ (centre du Soleil) et $T_9=0.5$ (Big Bang) est indiqué. Pour une réaction non-résonnante (comme $^3\text{He}(^3\text{He},2p)^4\text{He}$), l'intégrale (2.6) peut être approchée par [Fow67]:

³ Après les phases de combustion de l'hydrogène et de l'hélium, les étoiles de masses petites et moyennes évoluent vers des étoiles géantes avec combustion en couche, les étoiles AGB (Asymptotic Giant Branch).

⁴ $V_C = 0.938 Z_1 Z_2 e^2 / r_B$ MeV, avec $r_B = 1.128(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2.709$ fm.

$$\langle \sigma v \rangle_{NR} \cong \left(\frac{2}{\mu} \right)^{1/2} \frac{1}{k_B T} \left(\frac{E_0}{3} \right)^{1/2} S(0) \left(1 + \frac{5k_B T}{36E_0} \right) \exp \left(-\frac{3E_0}{k_B T} \right). \quad (2.9)$$

Cette expression dépend fondamentalement du facteur astrophysique à l'énergie zéro, $S(0)$, et du produit des charges des noyaux par l'intermédiaire de E_0 (eq. 2.7): le taux de réaction diminue très rapidement lorsque les charges augmentent.

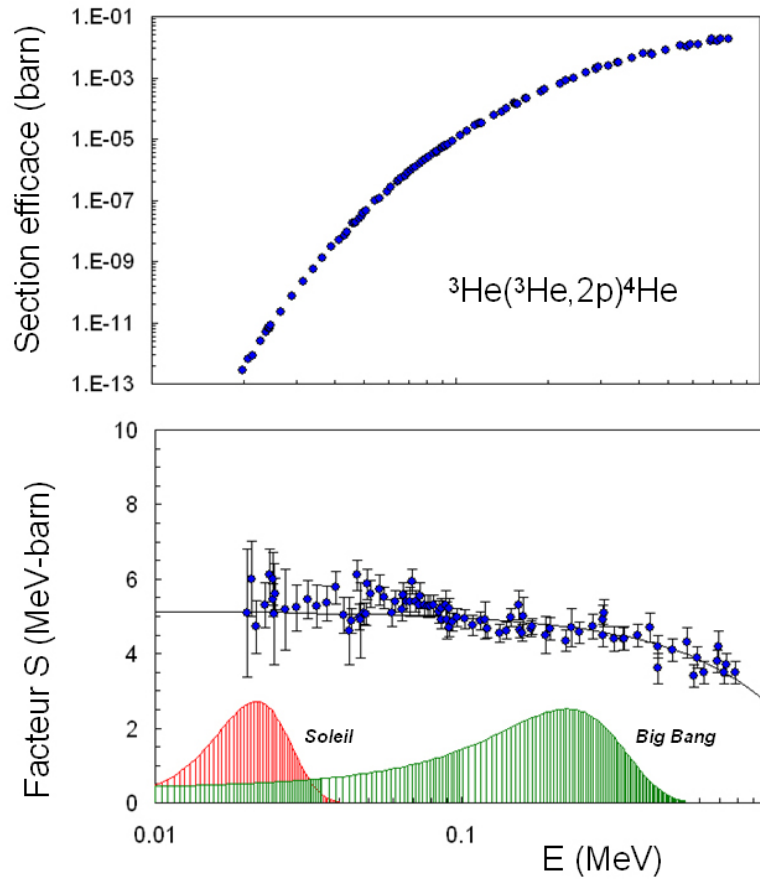


Figure 2.1: Section efficace et facteur astrophysique de la réaction ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2p){}^4\text{He}$ (données extraites de [Ang99]). La courbe correspond à une extrapolation théorique. Les pics de Gamow pour des températures typiques de $T_9 = 0.015$ (centre du Soleil) et $T_9 = 0.5$ (Big Bang) sont indiqués en rouge et vert, respectivement.

Pour une réaction résonnante, la section efficace peut être approchée par une fonction de Breit-Wigner, et le taux de réaction dépend exponentiellement de l'énergie de la résonance E_R et de la force de la résonance, $\omega\gamma$:

$$\langle \sigma v \rangle_R \cong \left(\frac{2\pi}{\mu k_B T} \right)^{3/2} \hbar^2 (\omega \gamma) \exp\left(-\frac{E_R}{k_B T}\right), \quad (2.10)$$

avec $\omega \gamma$ définie par:

$$\omega \gamma = (1 + \delta_{12}) \frac{(2J + 1)}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{\Gamma_{tot}}. \quad (2.11)$$

Dans cette définition, J est le spin de la résonance, I_1 et I_2 les spins des noyaux en interaction, Γ_i et Γ_f sont les largeurs initiale et finale, respectivement, et $\Gamma_{tot} = \Gamma_i + \Gamma_f + \dots$ est la largeur totale de l'état, qui tient compte éventuellement d'autres voies ouvertes. Le spin J est le résultat du couplage des spins des noyaux avec le moment angulaire du mouvement relatif: $\vec{J} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2 + \vec{\ell}$. L'équation (2.10) est valable seulement si la résonance est étroite ($\Gamma_{tot} \ll \Delta E_0$). Pour des résonances larges, le calcul du taux de réaction doit se faire numériquement [Des03]. A basse énergie, le taux résonnant dépend principalement des résonances avec les moments cinétiques orbitaux relatifs les plus bas, généralement $\ell = 0$. Par exemple, le taux de la réaction $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ est dominé à basses températures ($T_9 < 1$) par la contribution d'une résonance $J^\pi = 1^-$ ($\ell = 0$) à $E_R = 528.4$ keV [Ang99]. Par contre, la résonance $J^\pi = 1^+$ ($\ell = 1$) de $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ est négligeable aux énergies $E < 300$ keV [Des94, Des04b]. Pour illustrer ces exemples, la figure 2.2 montre les schémas des niveaux à basse énergie des noyaux ^{14}O et ^8B avec les seuils $^{13}\text{N}+p$ et $^7\text{Be}+p$, respectivement.

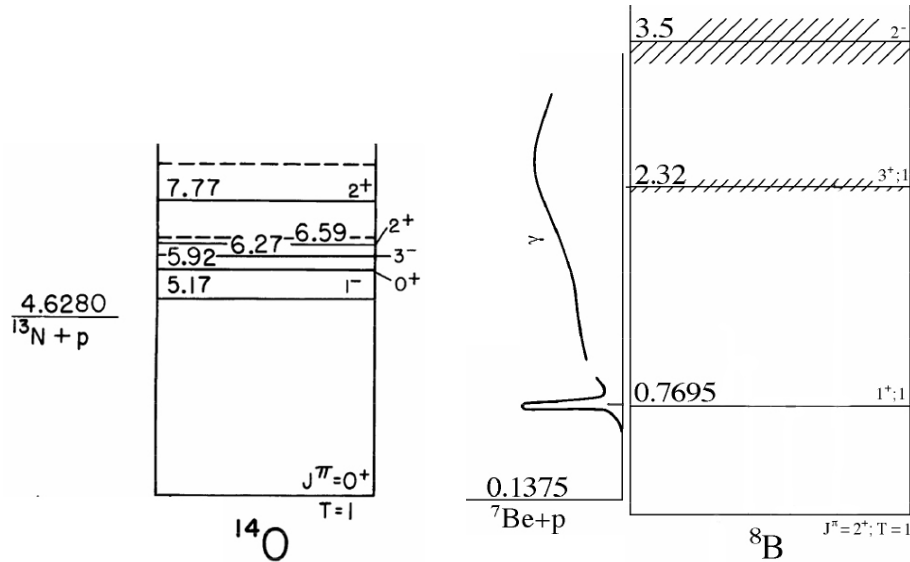


Figure 2.2: Schémas des niveaux des noyaux ^{14}O et ^8B relatifs à la discussion sur les réactions $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ et $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$, respectivement [TUN06].

L'équation (2.10) montre que, pour une réaction donnée, le taux résonant augmente avec la température. Le nombre de résonances qui contribuent au taux d'une réaction dépend fortement de la température de l'étoile, qui est en rapport avec son âge et sa composition. Un exemple typique de réaction résonnante est $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ [Ang99]. Pour des températures $T_9 < 6$, plus de 20 résonances contribuent au taux de cette réaction. Pour $T_9 = 0.02 - 0.1$, le taux est dominé par une résonance $J^\pi = 1^-$ située à l'énergie $E_r = 66$ keV. Pour des températures plus basses que $T_9 = 0.02$, la contribution d'un état $J^\pi = 1^+$ sous le seuil ($E_r = -3$ keV) doit être prise en compte. Ceci complique fortement l'étude de $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ et $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$. La figure 2.3 montre le schéma de niveaux du ^{18}F et le seuil $^{17}\text{O}+p$. La densité de niveaux est très élevée (12 états observés entre 0 et 1 MeV au-dessus du seuil).

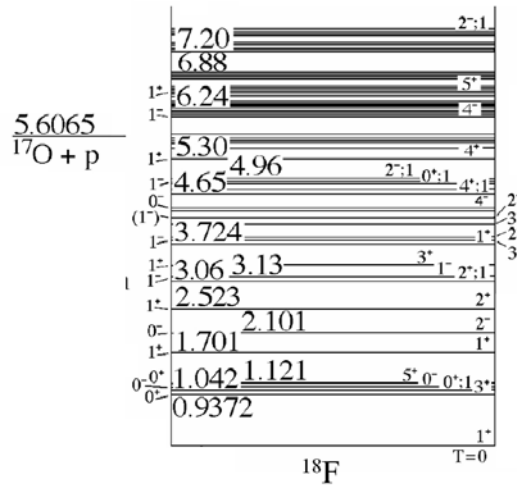


Figure 2.3: Schéma de niveaux du ^{18}F relatif à la discussion sur la réaction $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ et $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ [TUN06].

Dans une section efficace intégrée, les résonances avec des valeurs de ℓ différentes n'interfèrent pas [Des03]. En général, si le moment angulaire de la résonance, ℓ_R , est différent de sa valeur minimale ($\ell=0$), la contribution de la résonance s'additionne à la contribution non-résonante, essentiellement celle du $\ell=0$, $\sigma(E) \approx \sigma_{\ell_R}(E) + \sigma_{0,NR}(E)$. Ceci est le cas de $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$, où le facteur astrophysique $S(0)$ est donné par le comportement asymptotique des fonctions coulombiennes à $E=0$. Si, par contre, le moment angulaire de la résonance est $\ell_R=0$, la section efficace totale dépend essentiellement de cette résonance, $\sigma(E) \approx \sigma_{\ell_R}(E) \approx \sigma_{0,R}(E)$, et la contribution des moments angulaires $\ell \neq 0$ est fortement atténuée. Des réactions telles que $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ et $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$, avec des résonances $\ell = 0$ à basses énergies, sont des exemples de ce type de comportement.

2.1.3 L'écrantage électronique

Dans la définition (2.1), on suppose que le potentiel de Coulomb entre le noyau cible et le noyau du faisceau est celui qui correspond aux noyaux nus, l'interaction coulombienne est donc étendue jusqu'à l'infini. Mais dans le plasma stellaire, les réactions nucléaires se produisent entre des atomes complètement ionisés, immergés dans une mer d'électrons d'énergie cinétique moyenne égale à $k_B T$ [Ich82, Ich84]. Ces électrons produisent un effet d'écrantage de la charge nucléaire. Pour deux noyaux de charges Z_1 et Z_2 situés à une distance r , la densité de charge d'écrantage introduit un terme perturbateur dans le potentiel de Coulomb, $U_C(r)$ [Sal54]:

$$U_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} - U_e(r), \quad (2.12)$$

où $U_e(r)$ est le potentiel d'écrantage électronique. En bonne approximation, dans le domaine des distances très courtes entre les noyaux, on peut considérer le potentiel d'écrantage constant, $U_e(r) = U_0$. C'est-à-dire, tout se passe comme si l'énergie d'interaction était supérieure de U_0 . Le calcul des taux de réaction thermonucléaires est donc réduit au calcul de U_0 , qui dépend des conditions de température et de densité du gaz stellaire. De nombreux auteurs se sont penchés sur ce sujet [Sal54, Cam59, Sal69, Wid40, Wol65], que je n'aborderai pas ici. Par contre, l'effet d'écrantage en laboratoire a plus d'intérêt pour les expérimentateurs, et je vais en discuter plus largement ensuite, ainsi que dans le chapitre 3.

En laboratoire, les faisceaux d'ions bombardent des cibles à l'état atomique ou moléculaire (neutre), où les électrons jouent le rôle d'écran de la charge nucléaire. Les sections efficaces mesurées en laboratoire sont donc plus grandes que celles entre noyaux nus, mais différentes de celles dans un plasma. Bien que les conditions physiques dans un plasma stellaire et en laboratoire soient différentes, les conséquences de l'effet d'écrantage sont similaires: une augmentation de la section efficace aux énergies très basses. Pour une application astrophysique (évolution stellaire, nucléosynthèse...), il faut connaître les sections efficaces dans un plasma, mais $\sigma_{\text{exp}} \neq \sigma_{\text{plasma}}$. Pour cela, les sections efficaces mesurées σ_{exp} doivent être d'abord corrigées de l'effet d'écrantage électronique en laboratoire pour obtenir la section efficace correspondant aux noyaux nus σ_{nus} , pour être ensuite re-corrigées par l'écrantage électronique dans le plasma stellaire, σ_{plasma} (figure 2.4).

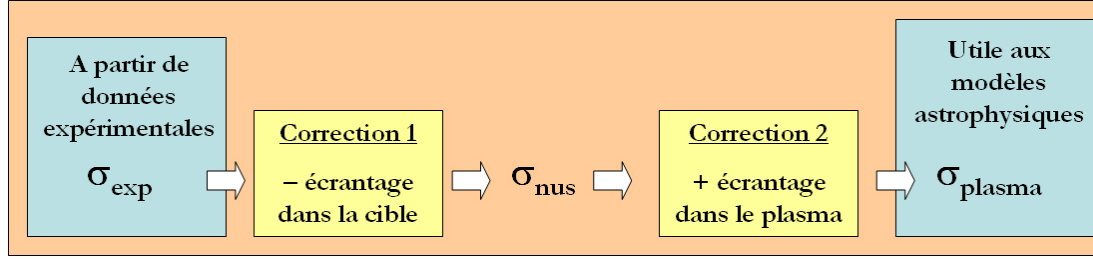


Figure 2.4: Schéma à suivre pour déterminer des sections efficaces dans le plasma stellaire.

Il existe plusieurs méthodes pour fabriquer une cible solide: par évaporation ou par "sputtering" sous vide du matériel; par électrodéposition sur un support qu'on élimine ultérieurement; par déposition d'un solide ou d'une suspension solide-liquide... La cible est à l'état neutre, c'est à dire à l'état atomique (par exemple, bore en poudre) ou bien sous forme de composant chimique (par exemple, polyéthylène). Une cible gazeuse n'est qu'un gaz, normalement à l'état moléculaire. Dans tous les cas, les électrons jouent le rôle d'écran de la charge nucléaire: le faisceau d'ions ne "sent" pas l'effet du potentiel de Coulomb à une distance plus grande que le rayon atomique R_a et l'effet est réduit pour des distances plus petites que R_a [Ass87]:

$$U_{Cou} = \begin{cases} 0 & : r > R_a \\ (Z_1 Z_2 e^2 / r) - U_e^{lab} & : r \leq R_a \end{cases} \quad (2.13)$$

où U_e^{lab} est le potentiel d'écrantage électronique dans le laboratoire. La valeur effective de la barrière de Coulomb "ressentie" par l'ion incident est donnée par [Rol88]:

$$U_{Cou}^{eff} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_n} - U_e^{lab} = Z_1 Z_2 e^2 \left(\frac{1}{R_n} - \frac{1}{R_a} \right), \quad (2.14)$$

où R_n est le rayon nucléaire. Le rayon atomique est le rayon moyen des nuages électroniques de la cible et des ions du faisceau (figure 2.5). De (2.14) on déduit que l'effet d'écrantage électronique en laboratoire sur la barrière de Coulomb est égal au rapport du rayon atomique et du rayon nucléaire, $R_a/R_n \sim 10^{-5}$ [Rol88]. En général, cet effet est négligeable pour des énergies $E/U_e^{lab} > 1000$. Mais si le point de rebroussement classique R_c du noyau incident (figure 2.5) s'approche de R_a , l'effet de l'écrantage électronique devient significatif. Le rapport entre la section efficace mesurée dans le laboratoire (avec écrantage) et la section efficace pour les noyaux nus peut être approché par [Ass87, Sch89] :

$$f_{lab} = \frac{\sigma_{exp}(E)}{\sigma_{nus}(E)} = \frac{\sigma_{nus}(E + U_e^{lab})}{\sigma_{nus}(E)} = \frac{S_{nus}(E + U_e^{lab})}{S_{nus}(E)} \frac{E}{E + U_e^{lab}} \exp\left(\pi\eta(E) \frac{U_e^{lab}}{E}\right), \quad (2.15)$$

où $S_{nus}(E + U_e^{lab}) \cong S_{nus}(E)$ et $U_e^{lab} \ll E$, et le facteur d'écrantage en laboratoire est approché par:

$$f_{lab} \cong \exp(\pi\eta(E)U_e^{lab}/E). \quad (2.16)$$

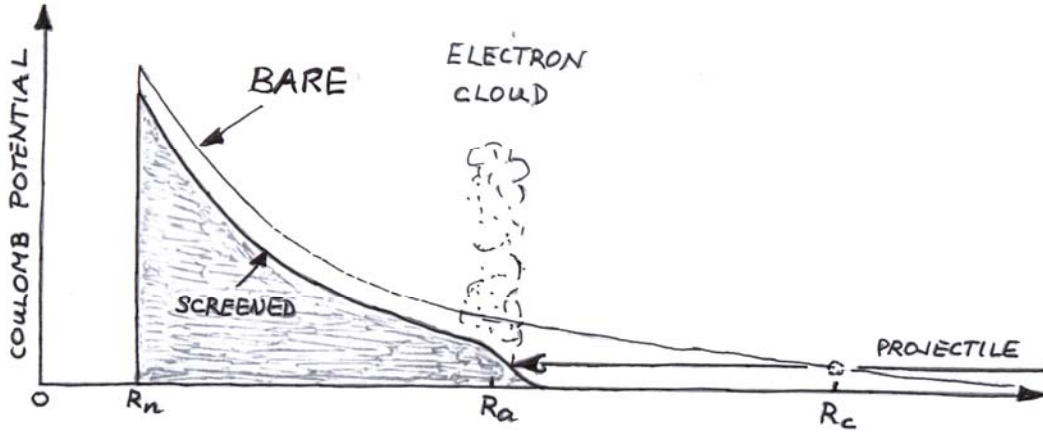


Figure 2.5: L'effet d'écrantage électronique en laboratoire selon Claus Rolfs [Rol06].

Cet effet a été observé pour la première fois dans les réactions $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$ [Kra87a] et $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$ [Eng88] en-dessous de 15 keV. Depuis, de nombreuses réactions entre noyaux légers et à très basse énergie ont été étudiées, par exemple: $d(d, p)t$ [Rai02], $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$ [Ali01], $^6\text{Li}(p, \alpha)^3\text{He}$ et $^7\text{Li}(p, \alpha)^4\text{He}$ [Eng92, Cru05], $^9\text{Be}(p, d)^8\text{Be}$ et $^9\text{Be}(p, \alpha)^6\text{Li}$ [Zah97], $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ et $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ [Ang93a, Ang93b]. La Table 2.2 montre les valeurs du potentiel d'écrantage en laboratoire U_e^{lab} pour quelques réactions ainsi que l'énergie du pic de Gamow E_0 à une température typique $T_6 = 15$.

Table 2.2: Exemples des potentiels d'écrantage électronique obtenus en laboratoire U_e^{lab} et de l'énergie du pic de Gamow E_0 (pour $T_6 = 15$) pour plusieurs réactions nucléaires. On observe que les valeurs de U_e^{lab} sont de l'ordre de 50 à 60 fois plus petites que E_0 .

Réaction	U_e^{lab} (keV)	$E_0 \pm \Delta E_0/2$ (keV)	E_0 / U_e^{lab}
$^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$	0.22 [Ali01]	12.5 ± 4.6	56
$^7\text{Li}(p, \alpha)^4\text{He}$	0.30 [Eng92]	17.9 ± 5.6	60
$^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$	0.43 [Ang93a]	21.1 ± 6.0	49

Récemment, une approche différente du problème a été mise en œuvre par le groupe de Bochum. Depuis un certain temps, on soupçonnait que le choix de la cible joue un rôle dans les valeurs de U_e^{lab} [Yuk98, Cze01]. Dans le but de comprendre l'effet des propriétés des matériaux sur l'écrantage électronique [Kas02, Kas04], la réaction $d(d,p)t$ [Rai04, Rai05] a été étudiée en utilisant un total de 58 cibles de nature différente contenant du deutérium: des métaux, des semi-conducteurs et des isolants. Pour les matériaux isolants et les semi-conducteurs, les valeurs de U_e^{lab} sont en accord avec les résultats obtenus avec des cibles gazeuses [Gre95] (voir, néanmoins, une discussion sur les ajustements polynomiaux dans la section 3.4). Par contre, pour les métaux, les valeurs de U_e^{lab} sont un facteur 10 plus grandes. Raiola et al. [Rai04, Rai05] expliquent ces résultats en appliquant aux électrons du métal la théorie de Debye du plasma stellaire. Pour tester ce modèle, ils ont changé la température de la cible et ils ont constaté que la dépendance du potentiel d'écrantage est, comme attendu, $U_e^{lab} \sim T^{-1/2}$. Le cas des groupes 3,4 et lanthanides est expliqué par le fait que, bien qu'il s'agisse de métaux, ces matériaux ont une solubilité de l'hydrogène élevée à température ambiante.

Un autre cas intéressant est celui des réactions ${}^9\text{Be}(p,\alpha){}^6\text{Li}$ et ${}^9\text{Be}(p,d){}^8\text{Be}$, qui ont été étudiées en utilisant une cible de Be métallique [Zah97]. Il en résultait un potentiel d'écrantage très élevé $U_e^{lab} = 900 \pm 50$ eV qui ne trouvait pas d'explication plausible. En appliquant le modèle de Debye, on trouve $U_e^{lab} = 1110$ eV, consistant avec les résultats de [Zah97].

2.2 Cycles de combustion stellaire

L'évolution des étoiles est possible grâce à une série de processus nucléaires. Ces processus dégagent de l'énergie et permettent de contrebalancer l'effet de la gravitation [Cla68]. Ils sont en outre responsables de la nucléosynthèse d'éléments dans l'Univers. La première phase est la combustion de l'hydrogène à une température typique de l'ordre de 10^7 K. Elle est suivie par une contraction gravitationnelle de l'étoile jusqu'à ce que la température soit suffisante pour permettre la combustion de l'hélium (à une température typique de 2×10^8 K) et ainsi de suite, jusqu'à la combustion des éléments de plus en plus lourds. La figure 2.5 présente schématiquement le lien entre les différents processus nucléaires et les sites stellaires où ils sont censés avoir lieu. Une discussion détaillée se trouve au chapitre 5 du livre de D.D. Clayton [Cla68].

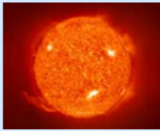
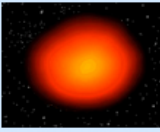
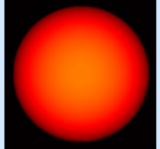
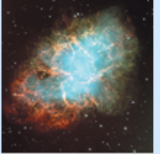
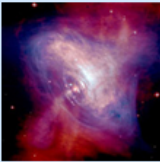
<u>Site stellaire</u>	<u>Processus nucléaire</u>
 Big Bang (nucléosynthèse primordiale)	<u>Réactions entre des éléments légers</u> p, d, He, Be, Li
 Séquence principale (ex. le Soleil)	<u>Combustion de l'hydrogène</u> Chaînes proton-proton, Cycle CNO, Cycle Ne-Na, Chaîne Mg-Al
 Étoiles géantes rouges, Étoiles de la branche asymptotique	<u>Combustion de l'hélium</u> Processus 3α , $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ Autres réactions (α,γ) et (α,n)
 Étoiles super géantes, Wolf-Rayet et présupernovae	<u>États avancés de combustion</u> Réactions du C, O, N, Ne, Si...
 Novae, Supernovae, Sursauts X	<u>Combustion explosive</u> Cycle CNO chaud Capture rapide de protons (processus rp)
 Étoiles géantes de la branche asymptotique (AGB), Supernovae II, Étoiles à neutrons	<u>Nucléosynthèses au delà du fer</u> capture lente de neutrons (processus s) capture rapide de neutrons (processus r) photodésintégration et capture de protons (processus p)

Figure 2.5 : Description et lien entre les sites astrophysiques et les processus nucléaires.

Dans cette section, je me limite à décrire les processus nucléaires et les sites astrophysiques où ont lieu les réactions nucléaires que j'ai étudiées. Cela concerne les processus de combustion de l'hydrogène et de l'hélium (étoiles de la séquence principale, dont notre Soleil), ainsi que les réactions dans la combustion explosive (novae, sursaut X) du cycle CNO chaud. Je discute également les incertitudes sur les taux des réactions les plus importantes.

2.2.1. La combustion de l'hydrogène

A des températures de l'ordre de 10^7 K, la conversion de l'hydrogène en hélium met en jeu une chaîne de réactions dénommée la chaîne proton-proton [Cla68]. Bien que tous les éléments présents puissent interagir, dans la pratique la plupart des réactions ont une section efficace négligeable, ou les abondances des éléments sont trop faibles. Parmi toutes les réactions possibles, seulement un nombre limité d'entre elles est fondamental pour expliquer les processus de production d'énergie et de nucléosynthèse. La figure 2.6 montre la chaîne pp complète, avec les probabilités de chaque branche. Le bilan global de la chaîne pp est la transformation de 4 protons en une particule alpha, plus la production de neutrinos: $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu$. Bien que la chaîne pp ne produise pas des éléments plus lourds que l'hélium, elle est importante notamment parce qu'elle est la source d'énergie des étoiles de faible masse durant la quasi-totalité de leur existence (séquence principale), en particulier du Soleil.

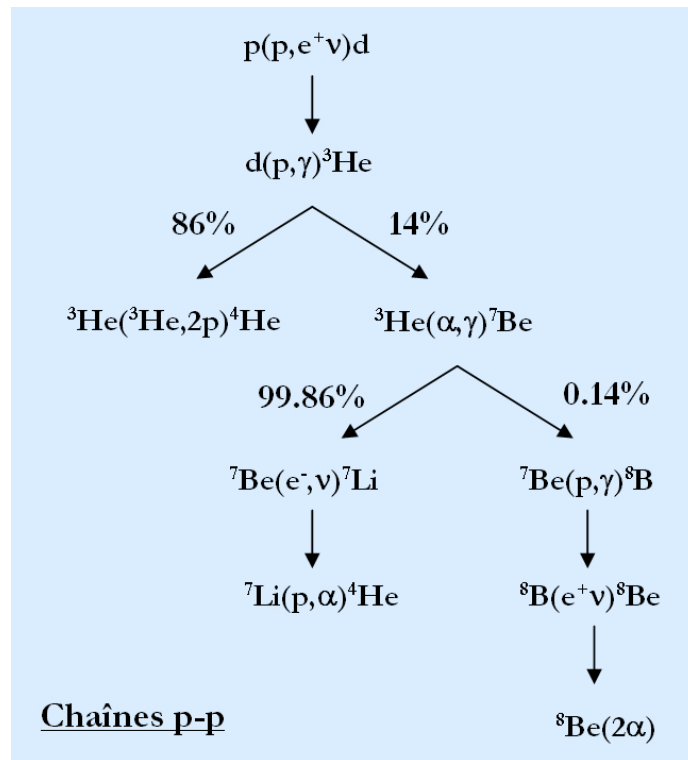


Figure 2.6 : Réactions impliquées dans la chaîne pp de combustion stellaire [Cla68, Rol88].

Dans la Table 2.3, les valeurs recommandées les plus récentes du facteur astrophysique $S(0)$ sont présentées pour les réactions de la chaîne pp. Rappelons que $S(0)$ est nécessaire pour le calcul des taux de réactions non-résonnantes (voir définition (2.9)).

Table 2.3 : Incertitudes actuelles des facteurs S à l'énergie zéro pour les réactions de la chaîne pp.

Réaction	S(0) (keV-barn)	Réaction	S(0) (keV-barn)
$p(p, \nu e^+)d$	$(4.028 \pm 0.003) \times 10^{-25}$ [Sch98]	${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$	0.54 ± 0.04 [Des04a]
$d(p, \gamma){}^3\text{He}$	$(2.0 \pm 0.7) \times 10^{-4}$ [Des04a]	${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$	0.021 ± 0.002 [Ang99]
${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$	$(5.4 \pm 0.4) \times 10^3$ [Ang99]	${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$	59.3 ± 8.0 [Des04a]

Dans la section 2.1, j'ai déjà discuté de la réaction ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ [Arp96, Jun98, Bon99]. Remarquons que le taux de la réaction $p(p, \nu e^+)d$ est déterminé à partir de calculs théoriques (voir [Ang99, Sch98] pour plus des détails) puisque son facteur S est de l'ordre de 10^{-25} MeV barn, et donc impossible à mesurer en laboratoire avec les techniques employées actuellement. La deuxième réaction de la chaîne pp, $d(p, \gamma){}^3\text{He}$, est comparativement extrêmement rapide; elle fait aussi partie des réactions impliquées dans la nucléosynthèse du Big Bang.

La réaction ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ est une des sources principales d'incertitude pour déterminer le flux de neutrinos aux énergies élevées provenant du Soleil [Bah04] et qui résultent de la réaction ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ [Ang99], suivie par ${}^8\text{B}(e^+ \nu){}^8\text{Be}$. Elle joue aussi un rôle dans la détermination du ${}^7\text{Li}$ primordial, bien que l'incertitude sur ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ n'explique pas le problème du Li primordial [Coc04] (voir aussi le chapitre 5). Les données existantes sont obtenues à partir de deux méthodes expérimentales: la détection directe de gammas et/ou la détection de la radioactivité du ${}^7\text{Be}$ [Ang99]. Une expérience récente [Nar04] semble mettre en accord les résultats de ces deux méthodes, le facteur astrophysique recommandé est $S_{34}(0) = 0.53 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.01(\text{sys})$ keV-barn, en bon accord avec une compilation récente [Des04a]. Toutefois, cette réaction fait l'objet d'une nouvelle étude expérimentale au laboratoire LUNA (Low Underground Nuclear Astrophysics) du Gran Sasso, Italie.

La réaction ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$, liée longtemps au "problème des neutrinos solaires" [Bah64, Bah96, Dav64], a fait l'objet de nombreuses études dans les dernières décennies. Dans un but essentiellement didactique, je présente ici une discussion plus détaillée de cette réaction.

La décroissance du ${}^8\text{B}$ est la source majeure des neutrinos solaires de hautes énergies. Les expériences sur terre (Homestake, Kamiokande, Super-Kamiokande, SAGE, GALLEX, Borexino) ont toutes détecté un flux de neutrinos inférieur à celui prédit par les modèles solaires. Toutes ces expériences étaient-elles erronées? Les calculs du modèle standard

étaient-ils inappropriés ? Ou, au contraire, est-il possible que les neutrinos subissent une transformation dans leur cheminement vers la Terre ? En effet, ce déficit pourrait être lié à la nature même du neutrino [Mak62, Pon57]: (i) les neutrinos ont une masse et (ii) ils oscillent entre les trois différentes saveurs (électronique ν_e , muonique ν_μ , tauique ν_τ). D’après cela, les neutrinos électroniques créés au cœur du Soleil peuvent se changer en neutrinos ν_μ et/ou ν_τ , non détectables ou très faiblement détectables dans les expériences sur Terre. Cette hypothèse a été récemment confirmée par les expériences SNO [Ahm01, Ahm02], capables de détecter, de manière indépendante, le flux total de neutrinos, $\Phi(\nu_e + \nu_\mu + \nu_\tau)$ et le flux de neutrinos électroniques isolément. KamLAND [Egu03] a confirmé ces résultats: les antineutrinos électroniques produits dans un réacteur “disparaissent” avant d’être détectés à quelques centaines de kilomètres. L’accord des résultats de SNO, $\Phi = 5.5 (1 \pm 7\%) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, avec les calculs du modèle solaire standard est prodigieux (par exemple: $\Phi = 5.05 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Bah01], $\Phi = 5.20 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Deg97], $\Phi = 5.30 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [Sch97]). Le “problème des neutrinos solaires” est donc résolu.

Mais avant SNO, et puisque le flux de neutrinos est directement lié au taux de la réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, cette section efficace a été considérée comme le paramètre nucléaire le plus incertain dans les modèles solaires. Il fallait connaître le facteur astrophysique à l’énergie zéro, $S_{17}(0)$ ⁵, avec une précision meilleure que 5%, ce qui était loin d’être le cas au début des années 90. La Table 2.4 et la figure 2.7 montrent l’évolution des valeurs expérimentales de $S_{17}(0)$ depuis les premières mesures directes [Kav60a, Par66, Kav69, Vau70, Wie77, Fil83]⁶ jusqu’aux plus récentes, directes ou indirectes, par dissociation coulombienne (CD) ou par la méthode de la capture externe (ANC) (voir chapitre 3), [Mot94, Liu96, Kik97, Ham98, Azh99a, Azh99b, Iwa99, Azh01, Dav01, Ham01, Jun02, Bab03, Jun03, Sch03, Tra03, Das06, Sch06, Tab06]. Au total, 24 publications, et 22 valeurs de $S_{17}(0)$ ⁷, sans prendre en compte les publications qui présentent des analyses diverses de combinaisons différentes des résultats expérimentaux (voir, par exemple, [Dav03a, Sno04]).

Dans les mesures les plus récentes, on attache beaucoup d’attention à l’analyse et à la minimisation des erreurs expérimentales systématiques ainsi qu’aux incertitudes liées aux modèles théoriques utilisés pour l’extrapolation. La plupart des résultats récents (directes et CD) utilisent le modèle microscopique de Descouvemont et Baye [Des94], ou sa version actualisée [Des04b], pour extrapoler les données à l’énergie zéro.

⁵ L’indice dans $S_{17}(0)$, signifiant ${}^1\text{H}+{}^7\text{Be}$, est largement employé par les physiciens nucléaires.

⁶ Le résultat de Wie77 n’est pas repris sur les figures 2.7 et 2.8.

⁷ La valeur de $S_{17}(0)$ de Ham98 est remplacée par celle de Ham01 (voir aussi au chapitre 4). Également, la valeur de Sch06 remplace celle de Sch03 [Sue06].

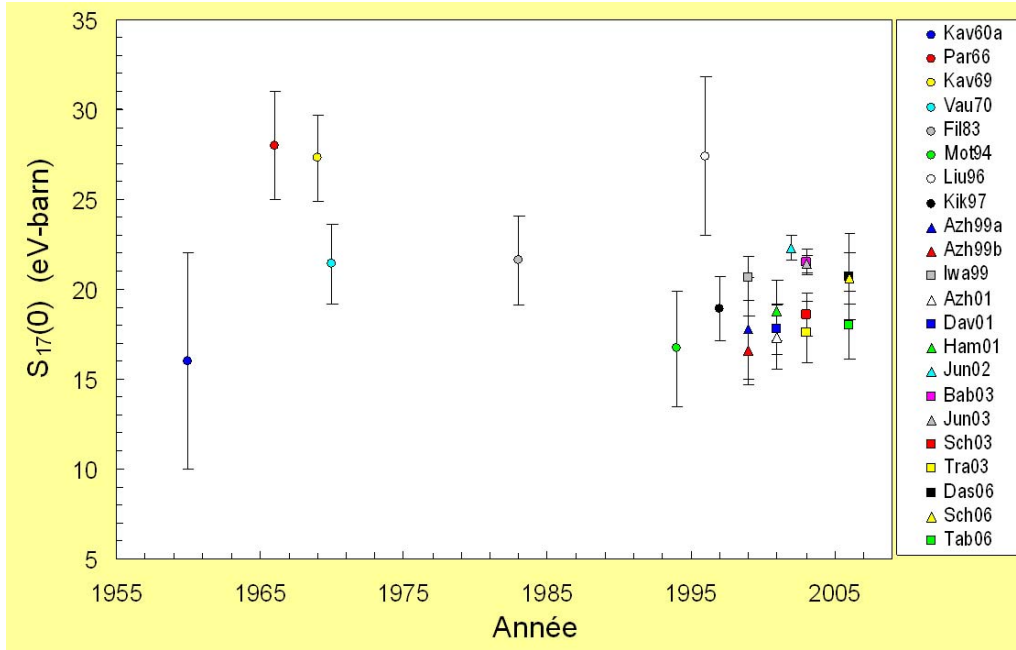


Figure 2.7: Facteur astrophysique pour la réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, $S_{17}(0)$, en fonction du temps depuis 1960 jusqu'à la dernière publications en février 2006 (voir texte).

Pour montrer l'influence de chaque nouvelle expérience, d'une manière simple, et sans tenir compte des incertitudes introduites par les extrapolations théoriques, on peut calculer la moyenne pondérée par l'erreur expérimentale (colonne 4 dans la Table 2.4, la valeur du χ^2 est normalisée à l'unité) bien que, à cause des erreurs systématiques différentes pour chaque technique, il n'est probablement pas correct de traiter de la même façon tous les résultats. D'après cela, il semble que la plupart des résultats après 2002 ont peu d'influence sur la valeur moyenne. À l'exception de Ham01, la technique directe donne une valeur plus élevée que les méthodes indirectes.

La figure 2.8 présente les valeurs de $S_{17}(0)$ groupées selon la méthode expérimentale employée pour étudier ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$. La Table 2.5 montre les valeurs de $S_{17}(0)$ moyennées pour chaque technique et la moyenne totale (la valeur du χ^2 est normalisée à l'unité). On remarque que la valeur moyenne des expériences par la méthode directe n'est pas compatible ($\pm 1\sigma$) avec celle de la méthode ANC. La moyenne des résultats de la méthode ANC est dominée par les 5 résultats du groupe de Texas A&M [Azh99a, Azh99b, Azh01, Tra03, Tab06], qui sont systématiquement plus bas que la valeur de [Liu96] et que celles obtenues par les techniques directe et CD.

Table 2.4: Facteur astrophysique de ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, $S_{17}(0)$. La valeur moyenne pondérée par l'erreur expérimentale est calculée à chaque fois en ajoutant la valeur reprise dans la ligne correspondante. La valeur moyenne de la dernière ligne tient donc compte de tous les résultats (voir texte).

Référence	Méthode	$S_{17}(0)$ [eV-barn]	Moyenne [eV-barn]
Kav60a	Directe	16 ± 6	16 ± 6
Par66	Directe	28 ± 3	26 ± 5
Kav69	Directe	27.3 ± 2.4	26.5 ± 2.3
Vau70	Directe	21.4 ± 2.2	24.5 ± 2.1
Wie77	Directe	45 ± 11	24.8 ± 2.2
Fil83	Directe	21.6 ± 2.5	24.1 ± 1.8
Mot94	CD	16.7 ± 3.2	23.1 ± 1.8
Liu96	ANC	27.4 ± 4.4	23.4 ± 1.7
Kik98	CD	18.9 ± 1.8	22.2 ± 1.5
Azh99a	ANC	17.8 ± 2.8	21.8 ± 1.4
Azh99b	ANC	16.6 ± 1.9	20.8 ± 1.4
Iwa99	CD	$20.6 \pm 1.2(\text{exp}) \pm 1.0(\text{théo})$	20.8 ± 1.1
Azh01	ANC	17.3 ± 1.8	20.3 ± 1.0
Dav01	CD	$17.8^{+1.4}_{-1.2}$	19.9 ± 0.9
Ham01	Directe	18.8 ± 1.7	19.8 ± 0.9
Jun02	Directe	$22.3 \pm 0.7(\text{exp}) \pm 0.5(\text{théo})$	20.7 ± 0.7
Bab03	Directe	21.5 ± 0.7^8	20.9 ± 0.6
Jun03	Directe	$21.4 \pm 0.5(\text{exp}) \pm 0.6(\text{théo})$	21.1 ± 0.5
Tra03	ANC	17.6 ± 1.7	21.0 ± 0.5
Das06	ANC	20.7 ± 2.4	21.0 ± 0.5
Sch06	CD	$20.6 \pm 1.4(\text{exp}) \pm 1.0(\text{théo})$	21.0 ± 0.4
Tab06	ANC	18.0 ± 1.9	20.9 ± 0.4

⁸ La valeur reprise est celle corrigée dans L. Baby et al., Phys. Rev. C 69, 019902 (2004) (erratum).

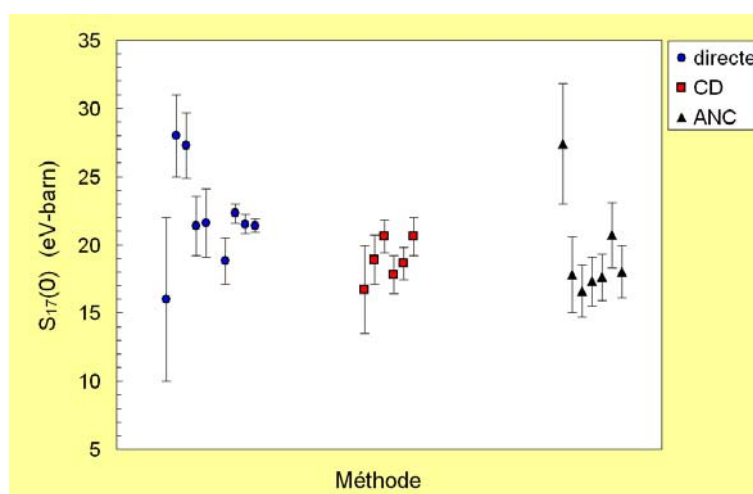


Figure 2.8: Facteur astrophysique pour la réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, $S_{17}(0)$, selon la technique expérimentale employé (voir Table 2.4 pour les références).

La situation actuelle est un peu confuse, bien que l'on peut affirmer que ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ est probablement une des réactions les plus étudiées en astrophysique nucléaire. Une nouvelle expérience changerait-elle significativement ces résultats? Puisque le problème des neutrinos solaires est résolu, il me semble que du point de vue purement astrophysique, l'intérêt de cette réaction est actuellement limité. Une nouvelle valeur de $S_{17}(0)$ n'apporterait donc pas un changement significatif. Par contre, ces études ont servi, et servent encore, à développer des techniques expérimentales très intéressantes qui peuvent être appliquées à d'autres cas.

Table 2.5: Valeur moyenne (pondérée par l'erreur expérimentale) de $S_{17}(0)$ pour chaque type d'expérience (directe, ANC et CD).

Technique	Nombre des valeurs	Moyenne [eV-barn]
Directe	10	21.7 ± 0.5
ANC	7	18.1 ± 0.8
CD	5	19.5 ± 0.7
	Moyenne =	20.4 ± 1.0

Dans cette section, j'ai discuté des réactions dans des étoiles composées principalement d'hydrogène et d'hélium où l'énergie est produite à partir des chaînes pp. Mais la plupart des

étoiles ont été formées à partir d'un gaz contenant jusqu'à 2 – 3 % d'éléments plus lourds, en particulier C, N, et O. Il est donc nécessaire de considérer d'autres réactions comme sources d'énergie. C'est le cas des processus qui font partie des cycles CNO (carbone-azote-oxygène). Ces processus, bien qu'ils soient toujours présents aux températures de la chaîne pp, ne sont dominants qu'à une température supérieure, typiquement de l'ordre de 2×10^7 K. Ils seront brièvement décrits dans la section suivante.

2.2.2. Les cycles CNO

Le cycle CNO est la principale source d'énergie des étoiles plus massives que notre Soleil à des températures plus élevées (à partir de $T_9 = 0.02$). L'énergie libérée et l'hélium produit par le cycle CNO affectent la luminosité dans la séquence principale et dans la branche horizontale des étoiles. Les réactions les plus probables pour entrer en compétition avec les chaînes pp sont celles du cycle CNO-I: $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(\beta^+ \nu)^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}(\beta^+ \nu)^{15}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C}$. Le ^{12}C n'est que le catalyseur dans ces processus. La transformation de ^{15}N en ^{16}O à partir de la réaction $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ constitue une sortie du cycle CNO-I pour arriver au cycle CNO-II: $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}(\beta^+ \nu)^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$. Et à partir du ^{17}O , une autre séquence est possible, le cycle CNO-III: $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}(\beta^+ \nu)^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$. Mais ceci est moins probable que le CNO-II, puisque la réaction $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ (interaction nucléaire) a une section efficace plus élevée que la réaction $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ (interaction électromagnétique). La Table 2.6 donne les valeurs des taux et leurs incertitudes actuelles pour les réactions des cycles CNO à une température typique $T_9 = 0.02$. La figure 2.9 montre les cycles CNO complets.

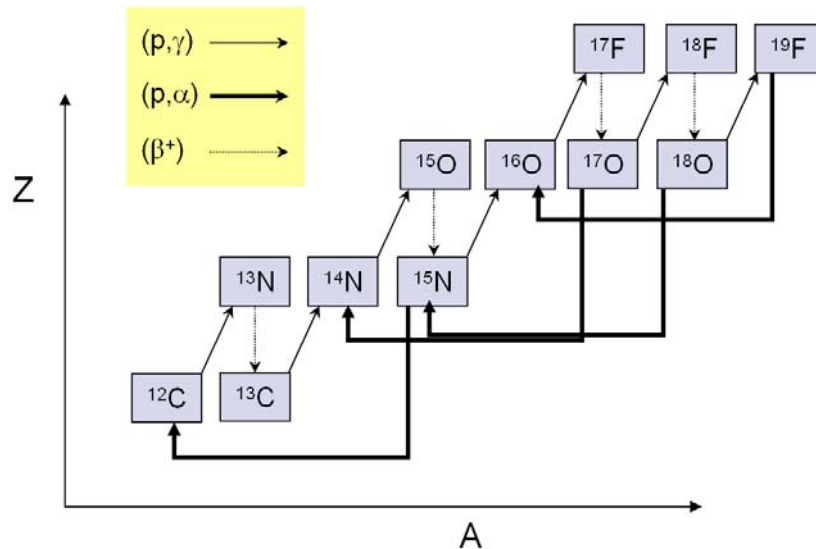


Figure 2.9: Réactions impliquées dans les cycles CNO.

Table 2.6: Valeurs et incertitudes des taux pour les réactions des cycles CNO à $T_9 = 0.02$.

Réaction	$\langle \sigma v \rangle$ ($\text{cm}^3 \text{mol}^{-1} \text{s}^{-1}$)	Incertitude	Référence
$^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$	$(3.9 \pm 0.4) \times 10^{-14}$	10%	[Ang99]
$^{13}\text{C}(\text{p},\gamma)^{14}\text{N}$	$(1.6 \pm 0.3) \times 10^{-13}$	19%	[Ang99]
$^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$	$(1.60 \pm 0.13) \times 10^{-16}$	8%	[Imb05]
$^{15}\text{N}(\text{p},\alpha)^{12}\text{C}$	$(7.4 \pm 1.1) \times 10^{-12}$	15%	[Ang99]
$^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}$	$(3.6 \pm 1.1) \times 10^{-18}$	30%	[Ang99]
$^{17}\text{O}(\text{p},\gamma)^{18}\text{F}$	$(3.8 \pm 1.9) \times 10^{-18}$	50%	[Cha05, Tat06]
$^{17}\text{O}(\text{p},\alpha)^{14}\text{N}$	$(2.2 \pm 0.5) \times 10^{-17}$	23%	[Cha05, Tat06]
$^{18}\text{O}(\text{p},\gamma)^{19}\text{F}$	$(1.1^{+6.9}_{-0.1}) \times 10^{-17}$	$\sim$ un facteur 10	[Ang99]
$^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)^{16}\text{O}$	$(3.8 \pm 1.2) \times 10^{-24}$	32%	[Ang99]

Actuellement, les réactions des cycles CNO qui jouent un rôle important, et dont l'incertitude est encore élevée aux énergies astrophysiques, sont $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$, $^{17}\text{O}(\text{p},\gamma)^{18}\text{F}$ et $^{17}\text{O}(\text{p},\alpha)^{14}\text{N}$. La réaction $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ est la plus lente du cycle CNO, régulant ainsi le taux de génération d'énergie dans les étoiles de la séquence principale et, donc l'échelle de temps de leur évolution. Elle influence également la détermination de l'âge des amas globulaires⁹ [Cha96, Cha98], et donc la détermination de l'âge de l'Univers. Malgré que le cycle CNO ne représente qu'une petite partie de l'énergie libérée par le Soleil, le taux de la réaction $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ détermine le flux total des neutrinos solaires provenant du cycle CNO [Bah04]. En plus, le rapport des abondances $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ n'est pas encore entièrement compris. L'abondance de ^{15}N est affectée par différentes voies dans les étoiles géantes rouges (principalement dans les AGB) [Bus06]. Pour toutes ces raisons, il est très important de connaître la section efficace de la réaction $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ à basse énergie ($E < 100$ keV) (voir chapitre 3 [Ang01a, For04, Run05, Imb05]).

⁹ Les amas globulaires sont des objets stellaires qui présentent une abondance des éléments lourds plus petite que les autres étoiles de la séquence principale comme, par exemple, le Soleil. Très anciens, ils ont très probablement été formés à partir de la matière primordiale, avant même la formation des galaxies. Ils sont donc un "laboratoire stellaire" unique pour la détermination de l'âge de l'Univers.

D'autres réactions sont importantes pour pouvoir comparer les abondances des isotopes de N, O, et F calculées et observées à la surface des étoiles comme les AGB. Ce sont [Bus06]: $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$, $^{14}\text{N}(n,\gamma)^{15}\text{N}$, $^{14}\text{C}(n,\gamma)^{15}\text{C}$, $^{15}\text{N}(n,\gamma)^{16}\text{N}$, $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$, $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$, $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$, $^{15}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C}$, $^{14}\text{C}(\alpha,\gamma)^{18}\text{O}$, $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ et $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$. Par exemple, $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ et $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ ont été récemment étudiées [Fox04, Fox05, Cha05] et l'incertitude sur leur taux a été drastiquement réduite, de quelques ordres de grandeurs à 30% pour $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ et à un facteur 2.5 pour $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$. Le rapport $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}/^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ reste néanmoins incertain d'un facteur environ 10, affectant également les prédictions des abondances des isotopes CNOF dans les novae (cycle CNO chaud, nucléosynthèse explosive, voir section 2.4.4).

2.2.3 La combustion de l'hélium

La combustion de l'hydrogène explique la nucléosynthèse des éléments pour $A \leq 4$ (les éléments avec $A=7$ sont trop peu produits par la chaîne pp et ne vont pas survivre à l'extinction de l'hydrogène). Ainsi, l'explication la plus plausible au rapport des abondances He/H ~ 0.2 se trouve dans la combustion de l'hydrogène produit dans l'Univers primordial il y environ 13 milliards d'années. Après l'hydrogène et l'hélium, les éléments les plus abondants sont le ^{12}C et l' ^{16}O . Puisque le ^8Be n'est pas stable, le processus de fusion de deux particules alpha ne peut être qu'un état intermédiaire dans la production du ^{12}C . Cependant, le ^{12}C et l' ^{16}O sont composés d'un nombre de protons et de neutrons équivalents à trois et quatre particules alpha, respectivement. Ils peuvent donc être synthétisés par des réactions à trois corps entre particules alpha [Sal57], c'est-à-dire $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$. Bien que le ^8Be ne soit pas stable, son état fondamental a une durée de vie de l'ordre de 10^{-16} s, le temps nécessaire pour que deux particules alpha interagissent en formant un noyau de ^8Be (environ 1 ^8Be par 10^9 particules α aux températures et densités typiques des étoiles géantes rouges [Clay68]). Cela peut sembler suffisant pour qu'une troisième particule alpha interagisse pour créer le ^{12}C . Mais, en réalité, le processus $^8\text{Be} + \alpha$ doit être résonnant pour expliquer l'abondance de ^{12}C . Et, $^8\text{Be} + \alpha$ est en effet résonant. Il s'agit d'une résonance $J^\pi = 0^+$ dans le ^{12}C à une énergie de 278 keV au-dessus du seuil. Cet état, proposé par Hoyle ("la résonance de Hoyle"), a été observé peu après au Kellogg Radiation Laboratory à CalTech [Coo57]. Le processus global, $\alpha + \alpha \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$, est connu comme le processus 3α . Un autre état de spin 0^+ , à une énergie d'environ 10 MeV dans le ^{12}C fut aussi observé [Coo58]. Son influence dans le processus 3α , par son interférence avec la résonance de Hoyle, doit encore être établie (voir aussi [Fyn05]). Cette réaction domine la combustion de l'hélium dans les phases plus évoluées des étoiles [Her06].

Après le processus 3α , la combustion de l'hélium se poursuit par les réactions $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}(\alpha,\gamma)^{20}\text{Ne}$. La dernière cesse d'être négligeable d'un point de vue

énergétique pour des étoiles très massives de masses 30 fois supérieures à celle du Soleil [Cla68]. La réaction $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ mérite une discussion plus détaillée. Sa section efficace à 300 keV (énergie du pic de Gamow pour une température $T_9 = 0.25$) est de l'ordre de quelques 10^{-17} barns (comparable à celle de l'interaction faible), nettement trop petite pour être mesurée en laboratoire avec les techniques traditionnelles. Contrairement à la réaction 3α , elle est pratiquement non résonnante à cette énergie et sa section efficace provient des queues de résonances interférant entre elles (voir chapitre 3). Des techniques indirectes ont été employées pour étudier cette réaction aux énergies astrophysiques. Par exemple, des études théoriques [Bar71, Bar87, Bay88] ont proposé la mesure du spectre α provenant de la désintégration β du ^{16}N , pour contraindre la contribution E1 de la section efficace de $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$. Des expériences ultérieures [Zha93, Azu94, Buc96] ont montré une réduction des incertitudes sur le facteur $S(E1)$. Bien qu'il existe encore des ambiguïtés [Fra98], on peut considérer que la composante E1 (multipôle électrique d'ordre 1) est déterminée actuellement avec une incertitude de 30%. Par contre, en dépit de nombreuses études (voir références dans [Ang99, Kun01, Ass06]), la composante E2 (multipôle électrique d'ordre 2) reste la principale source d'incertitude sur le facteur S de $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$. Cette réaction est discutée avec plus de détails dans le chapitre 3, où je présente les résultats d'une analyse des données utilisant le modèle de la matrice R [Ang00].

Parallèlement à la chaîne principale, le ^{14}N , résidu principal du cycle CNO, est transformé en ^{22}Ne par les chaînes de réactions $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha,\gamma)^{22}\text{Ne}$. Le ^{22}Ne est une des deux sources principales de neutrons à partir de $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$ et, donc, une voie importante pour le processus s (succession de captures de neutrons lentes par rapport aux désintégrations β). La section efficace de $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$ est encore mal connue aux énergies d'intérêt [Ang99]. L'autre source de neutrons importante dans les étoiles du type AGB est la réaction $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ [Gal98]. Sa section efficace, mesurée seulement aux énergies au-dessus de 0.3 MeV [Bru93, Dro93], dépend fortement d'un état $1/2^+$ située à -3 keV en-dessous du seuil [Des87]. L'extrapolation aux énergies astrophysiques reste donc très incertaine.

Les séquences de réactions vont transformer graduellement le cœur des étoiles en noyaux des plus en plus lourds. L'énergie nucléaire produite dans ces réactions s'oppose à l'effondrement gravitationnel. Mais lorsque la pression thermique n'est plus suffisante pour équilibrer la force gravitationnelle, le cœur va se contracter et la température augmenter assez pour enflammer les cendres de la combustion antérieure. Ainsi, les cendres de la combustion de l'hélium dans des étoiles massives deviennent le combustible des processus nucléaires successifs. Après la combustion de l'hélium, et dépendant de la masse de l'étoile, se produisent les phases de

combustion du C, Ne, O, et Si conduisant au Fe. La dernière étape possible est celle de la nucléosynthèse explosive [Rol88].

2.2.5 La nucléosynthèse explosive

Les explosions stellaires telles que les novae, les supernovae et les sursauts X sont des événements violents qui produisent de l'énergie en quantité considérablement plus élevée que les autres phénomènes astrophysiques. Les supernovae, et dans une bien moindre mesure les novae, enrichissent le gaz interstellaire en éléments lourds produits dans les combustions antérieures de l'étoile qui explose. Ces événements explosifs sont caractérisés par des températures et des densités très hautes. Dans ces conditions, des noyaux vont interagir par une série de réactions de capture radiative formant des noyaux de plus en plus loin de la stabilité. Étant donné que ces noyaux instables ont des temps de vie assez courts et qu'ils sont faiblement liés, la séquence de réactions dans ces conditions est déterminée par un équilibre entre les taux de réactions et le taux de désintégration β ou de photodissociation. Les propriétés des noyaux radioactifs et de leurs interactions sont déterminantes pour comprendre ces explosions stellaires. Cependant, notre connaissance est actuellement très limitée et une meilleure compréhension de ces milieux explosifs n'est possible qu'à partir du développement de techniques expérimentales très spécifiques, comme entre autres, des faisceaux radioactifs [Bla06].

Les réactions les plus importantes dans les novae (températures de l'ordre de 0.2 – 0.3 GK, et densités d'environ 10^3 g/cm^3) sont celles impliquant des protons, du type (p,γ) et (p,α) . En effet, la séquence de réactions est située entre la ligne des noyaux stables et celle très loin de la stabilité. Les données nucléaires nécessaires aux modèles des novae sont fondamentalement des taux de réactions de noyaux stables et instables et des demi-vies de décroissance β^+ . Ces informations sont nécessaires pour des noyaux de masse $A < 40$ (environ 100 isotopes) et, donc, elle se restreint à un nombre limité de processus nucléaires (environ quelques centaines de réactions). Pour les sursauts X (températures de l'ordre de 1 GK, et densités d'environ 10^6 g/cm^3) la situation est plus complexe: la séquence principale de réactions nucléaires se déplace loin de la vallée de stabilité et atteint la "dripline" en protons au-delà de $A = 38$ [Sch99, Jos05a]. Les données nucléaires nécessaires aux modèles sont les sections efficaces pour des réactions induites par des protons et des particules alpha dans des noyaux stables et radioactifs, les taux de photodissociation correspondants, ainsi que les demi-vies de décroissance β^+ , pour des noyaux de masse $A \leq 110$ [Sch01] (quelques centaines d'isotopes) et, en conséquence, un nombre très élevé (quelques milliers) de réactions nucléaires [Jos05a]. La figure 2.10 montre les réactions du cycle CNO chaud, celles d'échappement du cycle, et celles du début du processus rp (capture rapide de protons, Figure 2.5). Les noyaux

radioactifs qui sont produits et utilisés pour des expériences d'astrophysique nucléaire au CRC/UCL sont signalés par un cadre vert (ceux en traits pointillés sont en développement).

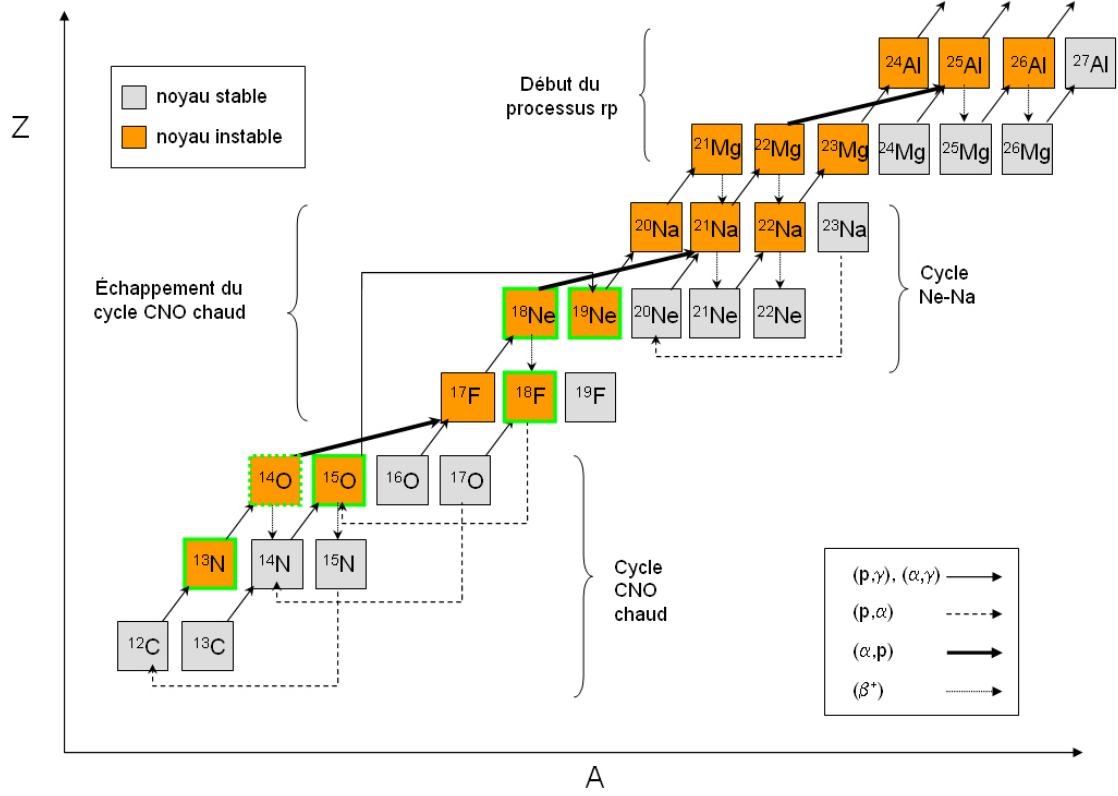


Figure 2.10: Réactions impliquées dans le cycle CNO chaud et les voies d'échappement vers le processus rp. Les noyaux radioactifs encadrés en vert sont produits (ou en développement) au CRC/UCL.

Des expériences récentes se sont focalisées sur une série de réactions très importantes dans la nucléosynthèse des novae: $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ et $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ (études directes et indirectes à TUNL et au CSNSM Orsay) [Fox04, Fox05, Cha05], $^{21}\text{Na}(p,\gamma)^{22}\text{Mg}$ (études directes à TRIUMF et indirectes au KVI) [Bis03, Dav03b, Dau04], $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$ (étude indirecte à ANL) [Jen04], $^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$ et $^{23}\text{Na}(p,\alpha)^{20}\text{Ne}$ (études directes à TUNL) [Hal04], et $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ (étude indirecte à ANL) [Jen05]. Beaucoup d'efforts ont été consacrés à la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ (et $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$), incluant des études de diffusion élastique $^{18}\text{F}(p,p)$ [Gra01, Bar02c], des mesures directes (p,α) [Cos95, Reh95, Gra97, Gra01, Bar02c] et une série de mesures de réactions de transfert peuplant les états d'intérêt dans le ^{19}Ne [Ser03a, Koz05, Koz06]. La plupart de ces expériences ont été réalisées à Louvain-la-Neuve et à Oak Ridge (voir, par exemple, [Jos05b] pour des références et pour une discussion détaillée sur cette réaction importante).

Il faut noter que les incertitudes les plus importantes qui affectent la nucléosynthèse des novae sont localisées dans seulement quelques taux de réactions, en particulier $^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}$, $^{25}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{26}\text{Si}$, $^{26}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{27}\text{Si}$, et $^{30}\text{P}(\text{p},\gamma)^{31}\text{S}$ [Jos99, Jos05a]. Ces réactions sont, en conséquence, les plus intéressantes à être étudiées expérimentalement dans les années à venir pour une meilleure compréhension de ce processus explosif. Les développements de faisceaux radioactifs intenses (plus de 10^9 pps) de ^{18}F , ^{25}Al , ^{26}Al et ^{30}P sont indispensables à ces études.

2.3 Annexe

Dans les Tables 2.7 et 2.8, les quantités et les formules utilisées en astrophysique nucléaire sont résumées.

Table 2.7: Rappel des quantités importantes

Quantité	Définition
E	Energie dans le centre de masse
$\sigma(E)$	Section efficace
$S(E)$	Facteur astrophysique S
Z_1, Z_2	Charges des noyaux
M_1, M_2	Masses des noyaux
R_n, R_a, R_c	Rayon nucléaire, rayon atomique, point de rebroussement classique
$\mu = M_1 \times M_2 / (M_1 + M_2)$	Masse réduite
$\eta(E) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$	Paramètre de Sommerfeld
T_9	Température en 10^9 K
k_B	Constante de Boltzmann
$\hbar$	Constante de Planck ($\hbar = h/2\pi$)
J	Spin d'un état
ℓ	Moment angulaire
I_1, I_2	Spins des noyaux
Γ_i, Γ_f	Largeurs de l'état initial et final
Γ_{tot}	Largeur totale

Table 2.8: Rappel des formules

Facteur astrophysique	$S(E) = \sigma(E) E \exp[2\pi\eta(E)]$
Énergie du pic de Gamow	$E_0 = \left[\pi \frac{e^2}{\hbar c} Z_1 Z_2 k_B T \left(\frac{\mu}{2} \right)^{1/2} \right]^{2/3}$
Largeur du pic de Gamow	$\Delta E_0 = 4 \left(\frac{E_0 k_B T}{3} \right)^{1/2}$
Taux de réaction par paire de particules	$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(k_B T)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{k_B T} - 2\pi\eta(E)\right) dE$
Taux de réaction non-résonnant	$\langle \sigma v \rangle_{NR} \cong \left(\frac{2}{\mu} \right)^{1/2} \frac{1}{k_B T} \left(\frac{E_0}{3} \right)^{1/2} S(0) \left(1 + \frac{5k_B T}{36E_0} \right) \exp\left(-\frac{3E_0}{k_B T}\right)$
Taux de réaction résonnant	$\langle \sigma v \rangle_R \cong \left(\frac{2\pi}{\mu k_B T} \right)^{3/2} \hbar^2 (\omega\gamma) \exp\left(-\frac{E_R}{k_B T}\right)$
Force de résonance	$\omega\gamma = (1 + \delta_{12}) \frac{(2J+1)}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{\Gamma_{tot}}$
Potentiel d'écrantage électronique	U_o (dans un plasma) $U_e^{lab} = Z_1 Z_2 e^2 \left(\frac{1}{R_n} - \frac{1}{R_a} \right)$ (en laboratoire)
Facteur d'écrantage électronique	$f_{plasma} = e^{U_o / k_B T}$ (dans un plasma) $f_{lab} = e^{\pi\eta(E) U_e / E}$ (en laboratoire)

Chapitre 3

METHODES THEORIQUES EN ASTROPHYSIQUE NUCLEAIRE

3.1 Domaine d'application

Une des principales difficultés expérimentales pour l'obtention de données aux énergies astrophysiques est la très petite valeur des sections efficaces ($< 10^{-10} - 10^{-9}$ barns). A part certaines réactions impliquées dans la nucléosynthèse primordiale¹ et dans la combustion de l'hydrogène [Jun98, Cas02], la plupart des réactions qui font partie des principaux cycles de combustion stellaire, ne sont pas connues expérimentalement aux énergies du pic de Gamow. Par contre, dans beaucoup de cas, ces sections efficaces ont été mesurées à des énergies plus élevées. Dans la combustion explosive, la difficulté expérimentale principale est liée à la présence de noyaux instables pas toujours techniquement accessibles. Donc, pour extrapoler ou pour obtenir directement les sections efficaces aux énergies stellaires, il n'y a pas d'autre alternative que d'utiliser des modèles théoriques.

L'avantage des calculs théoriques est que, d'une part, ils ne sont pas limités par le caractère instable des noyaux et que, d'autre part, ils peuvent être effectués à toutes les énergies. Mais les modèles théoriques ont aussi des limitations et les incertitudes liées aux modèles sont souvent difficiles à évaluer. Il faut également remarquer qu'il n'existe pas un modèle théorique "unique" qui fonctionne bien dans tous les cas. Le modèle à appliquer dépend du cas étudié. Dans les modèles théoriques qui s'appliquent typiquement à l'astrophysique nucléaire, on peut identifier principalement deux catégories:

1. Des modèles applicables aux noyaux présentant une faible densité de niveaux, c'est-à-dire aux noyaux légers et aux noyaux proches des limites de la stabilité. Les énergies impliquées sont de l'ordre du MeV ou plus petites. On peut encore considérer deux types différents [Des03]:

(i) Les modèles 'ab-initio', c'est-à-dire qui n'utilisent pas les sections efficaces expérimentales, mais les déterminent à partir des fonctions d'onde du système. C'est le cas du modèle

¹ Les températures impliquées dans la nucléosynthèse primordiale sont plus élevées que celles de la combustion lente de l'hydrogène et l'hélium. Les énergies du pic de Gamow pour les réactions du Big Bang (normalement quelques centaines de keV) sont normalement accessibles expérimentalement.

potentiel [Chr61, Tom65, Bay85], du modèle DWBA ("Distorted Wave Born Approximation") [Sat83, Obe91], et des modèles microscopiques [Des93, Lan94, Des01]. Cependant, ces modèles ne sont pas tout à fait indépendants des données expérimentales, puisqu'ils dépendent de certains paramètres physiques, comme l'interaction noyau–noyau ou nucléon–nucléon, les longueurs de diffusion, etc. Ces paramètres ne peuvent être raisonnablement déterminés qu'à partir de données expérimentales.

(ii) Les modèles qui utilisent les sections efficaces expérimentales, comme la méthode de la matrice R [Lan58, Bar94a] ou de la matrice K [Hum72]. Ils contiennent des paramètres ajustables sur les sections efficaces disponibles, et les valeurs des sections efficaces aux énergies stellaires sont obtenues par extrapolation. Ces méthodes font aussi appel à d'autres quantités, telles que les sections efficaces élastiques, les probabilités de transition électromagnétiques, etc.

2. Des modèles statistiques, utilisés dans les cas où la densité de niveaux est grande (plusieurs niveaux par MeV) et les énergies sont plus élevées, quelques MeV et au-delà. Un exemple parmi les modèles qui sont utilisés dans les cas où la densité de niveaux est grande est le modèle de Hauser-Feshbach [Thi86], largement utilisé pour calculer des taux de réactions à hautes températures. Il faut remarquer que les modèles statistiques ne donnent que des résultats approximatifs, mais sont très utiles pour obtenir une bonne estimation des sections efficaces, qui sont difficilement mesurables en laboratoire.

Parmi les différents modèles, je me suis intéressée spécialement à la méthode de la matrice R, qui s'applique aux noyaux présentant une faible densité de niveaux. Dans la suite, je présente d'abord brièvement les définitions générales des sections efficaces de diffusion élastique, de transfert et de capture radiative. Les deux dernières jouent les rôles les plus importants dans les mécanismes astrophysiques. La section efficace élastique, bien que sans importance dans les cycles stellaires, permet par contre d'obtenir des informations fondamentales sur les niveaux nucléaires. Par la suite, le formalisme de la matrice R est décrit brièvement. Son application aux réactions de transfert ${}^2\text{H}(\text{d},\text{p}){}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2\text{p}){}^4\text{He}$ et ${}^6\text{Li}(\text{p},\alpha){}^3\text{He}$ [Ang98], où l'effet d'écrantage électronique est également étudié, et aux réactions de capture radiative ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$ [Ang00, Ang01b] et ${}^{14}\text{N}(\text{p},\gamma){}^{15}\text{O}$ [Ang01a, Ang01b, Ang05a, For04, Run05] est également résumée. D'autres types de modèles théoriques utilisés en astrophysique nucléaire sont ensuite décrits brièvement.

3.2 Forme générale des sections efficaces

3.2.1 La diffusion élastique

La diffusion élastique est, à mon avis, la méthode la plus directe pour étudier les largeurs en particule et la position des états d'un noyau. Par ailleurs, la réalisation d'une expérience de diffusion élastique me semble une démarche évidente avant une expérience de capture radiative.

La section efficace de diffusion élastique entre deux noyaux de spins I_1 et I_2 est donnée par [Bla52]²:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{elas} = \frac{1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{I\nu M} |q^{I\nu M}(\theta)|^2 \quad (3.1)$$

où ν et M sont les projections du spin de voie, $\vec{I} = \vec{I}_1 + \vec{I}_2$, et du moment angulaire total, $\vec{J} = \vec{I} + \vec{\ell}$ (ℓ est le moment orbital relatif), respectivement. L'amplitude de diffusion $q^{I\nu M}(\theta)$ contient une contribution Coulombienne $f_c^{I\nu M}(\theta)$ et une contribution nucléaire $f_N^{I\nu M}(\theta)$,

$$q^{I\nu M}(\theta) = f_c^{I\nu M}(\theta) + f_N^{I\nu M}(\theta). \quad (3.2)$$

L'amplitude Coulombienne est définie par:

$$f_c^{I\nu M}(\theta) = \frac{-\eta}{2k \sin^2(\theta/2)} \exp(-i\eta \ln \sin^2(\theta/2)) \delta_{\nu M}, \quad (3.3)$$

où k est le nombre d'onde, η est le paramètre de Sommerfeld (défini au chapitre 2), et $\delta_{\nu M}$ est le symbole de Kronecker. La contribution nucléaire est donnée par:

$$f_N^{I\nu M}(\theta) = \frac{i\sqrt{\pi}}{k} \sum_{\ell J \pi} (2\ell + 1)^{1/2} \langle \ell I 0 M | JM \rangle \langle \ell I M - \nu \nu | JM \rangle \times e^{2i\delta_c^\ell} (1 - U_{\ell I}^{J\pi}) Y_\ell^{M-\nu}(\theta, 0) \quad (3.4)$$

² Par simplicité, dans la suite on ne tient pas compte des systèmes symétriques.

où $\pi = \pi_1 \pi_2 (-)^\ell$ est la parité totale, $U_{\ell I}^{J\pi}$ est la matrice de collision dans l'approximation sans couplage (c'est-à-dire, $U_{\ell I}^{J\pi}$ est diagonal), et le déphasage Coulombien, δ_c^ℓ , est défini par :

$$\delta_c^\ell = \arg \Gamma(\ell + 1 + i\eta) = \delta_c^0 + \sum_{i=1}^{\ell} \arctan \frac{\eta}{i}. \quad (3.5)$$

3.2.2 Les réactions de transfert

Dans une réaction de transfert, un ou plusieurs nucléons sont échangés entre le projectile et la cible. Etant un processus d'interaction forte, et si la voie est ouverte, les sections efficaces de transfert (interaction nucléaire) sont normalement de plusieurs ordres de grandeur plus grandes que les sections efficaces de capture (interaction électromagnétique). Néanmoins, si la valeur Q de la voie de transfert est négative, le taux de réaction de capture peut être plus grand que celui de transfert. Par exemple, le taux de la réaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ ($Q = -0.478$ MeV) [Jae01, Koe02], qui est la source principale de neutrons dans les étoiles massives (processus s), est de 2 ordres de grandeur plus petit que celui de $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$ ($Q = 10.614$ MeV) aux températures d'intérêt astrophysique, $T_9 = 1 - 10$.

Pour l'onde partielle J^π , la section efficace de transfert d'un état initial i (ℓI) à un état final f ($\ell' I'$) est donnée par:

$$\sigma_{trans}^{J\pi}(E, J\pi) = \frac{\pi}{k^2} \frac{(2J+1)}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \sum_{\ell\ell'I'} |U_{i\ell I, f\ell' I'}^{J\pi}|^2 \quad (3.7)$$

où I_1 et I_2 sont les spins des noyaux en interaction et $U_{i\ell I, f\ell' I'}^{J\pi}$ est la matrice de collision. Le calcul doit être effectué pour chaque onde partielle. Néanmoins, à basses énergies, le nombre d'ondes partielles qui contribuent est réduit, et en général une seule onde contribue effectivement à la section efficace totale. Les réactions de transfert que nous avons étudiées [Ang98] se rapportent à des systèmes simples et non-résonnants.

3.2.3 Les réactions de capture radiative

Beaucoup de réactions du type (p, γ) , (α, γ) et (n, γ) se trouvent parmi celles qui ont de l'importance en astrophysique, autant dans les processus de combustion de l'hydrogène et de l'hélium que dans la nucléosynthèse explosive. Par exemple, la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, qui suit le processus 3α pendant la combustion de l'hélium dans le cœur des étoiles massives, a une

importance cruciale en astrophysique: une variation du rapport de leurs taux de réaction va mener à des chemins de nucléosynthèse très différents. Cependant, malgré les efforts théoriques et expérimentaux des dernières décennies (voir, par exemple, [Dye74, Red87, Oue96, Tra97, Rot99, Gia01, Kun01, Tis02, Fey03, Sch05, Ass06]), sa section efficace ($\sim 10^{-17}$ barn à l'énergie du pic Gamow, d'environ 300 keV), impossible avec les dispositifs expérimentaux actuels, reste très incertaine.

La section efficace de capture d'ordre λ d'un état initial $J_i \pi_i$ à un état final $J_f \pi_f$ intégrée sur toutes les directions des photons est donnée par [Des03]:

$$\sigma_{cap}(E, J_i \pi_i \rightarrow J_f \pi_f) = \frac{2J_f + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \sum_{\sigma \lambda J_i I \ell_i} \frac{k_\gamma^{2\lambda+1}}{2\ell_i + 1} \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\hbar \lambda (2\lambda + 1)!!^2} \times |\langle \psi^{J_f \pi_f} | \mathcal{M}_\lambda^\sigma | \psi^{J_i \pi_i}(E) \rangle|^2 \quad (3.8)$$

où $\psi^{J_i \pi_i}$ ($\psi^{J_f \pi_f}$) est la fonction d'onde initiale (finale), k_γ est le nombre d'onde du photon, et $\mathcal{M}_\lambda^\sigma$ est l'opérateur multipolaire d'ordre λ ($\sigma = E$ ou M) [Ros67]. $\psi^{J_i \pi_i}$ est une onde partielle d'une fonction d'onde normalisée au flux unité [New82].

Les éléments de matrice des opérateurs multipolaires vérifient les règles de sélection:

$$|J_i - J_f| \leq \lambda \leq J_i + J_f, \quad \pi_i \pi_f = (-)^{\sigma+\lambda}. \quad (3.9)$$

Une autre règle de sélection importante concerne l'isospin, T ($T_z = (N - Z)/2$). Si le noyau est $N = Z$ ($T_z = 0$), les transitions E1 sont interdites, si on néglige les impuretés d'isospin. Le cas de $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ est très intéressant puisque, à cause des impuretés d'isospin, la multipolarité E1 est du même ordre de grandeur que la transition E2, compliquant ainsi la détermination de sa section efficace.

3.3 Le modèle de la matrice R

La méthode de la matrice R a été établie à la fin des années 40. Les travaux de Wigner et Eisenbud [Wig46, Wig47] sur la théorie des réactions apportent pour la première fois un formalisme simple et rigoureux pour le traitement général des réactions nucléaires. Une description très détaillée de la méthode de la matrice R se trouve dans l'article de revue de Lane et Thomas [Lan58]. Au contraire de formalismes antérieurs (par exemple, la

formulation de Breit-Wigner des sections efficaces résonnantes), les paramètres utilisés dans la méthode de la matrice R contiennent l'information physique du problème.

La principale réussite de cette méthode est que la dépendance en énergie des expressions théoriques est la plus explicite possible. Son application n'est pas restreinte aux réactions qui ont lieu par le mécanisme du noyau composé, elle peut être appliquée à tous les types de réactions et pour décrire des propriétés nucléaires tels que la décroissance β [Bar94b, Bar96a] ou le déplacement Coulombien [Bar96b]. Ici, je vais décrire sommairement le formalisme de la matrice R et son application à l'astrophysique nucléaire. Je vais me limiter au cas d'une seule voie, la généralisation [Lan58] est directe mais complique la notation.

3.3.1 Formalisme

Dans le formalisme de la matrice R, l'espace de configurations est divisé en deux régions [Lan58]: (i) une région intérieure de rayon " a " où la force nucléaire est présente et où la physique du problème est dérivée des propriétés de N "pôles" d'énergie E_λ et de largeur réduite $\tilde{\gamma}_\lambda$, et (ii) une région extérieure où l'interaction nucléaire est négligeable et où seulement l'interaction coulombienne est présente. Le résultat du calcul ne dépend pas du paramètre " a ". Il faut remarquer que le rayon " a " n'est pas le rayon d'interaction nucléaire, mais il limite l'espace au-delà duquel l'interaction nucléaire est négligeable. La figure 3.1 montre schématiquement les principes du modèle, utilisant l'exemple de l'interaction $^{12}\text{C} + \alpha$.

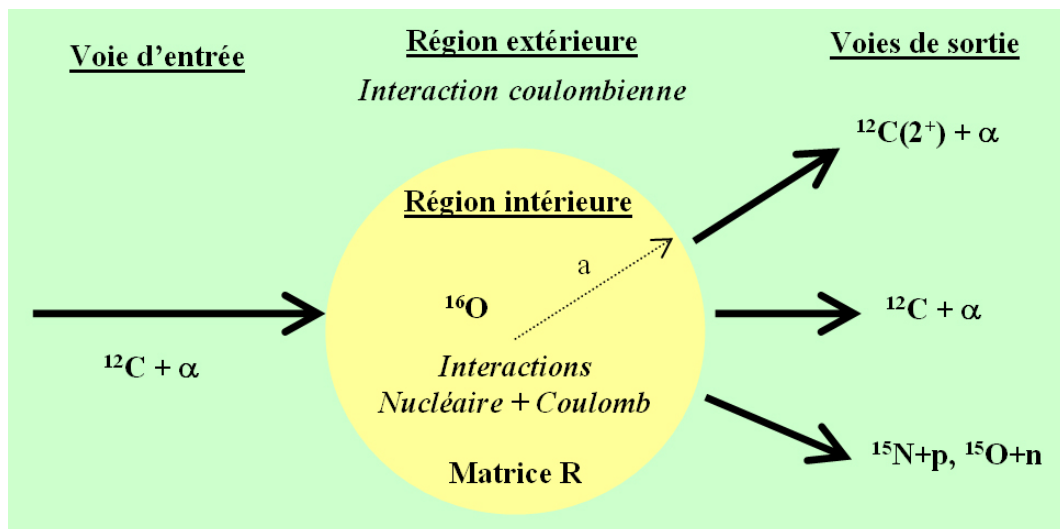


Figure 3.1: Représentation schématique des principes du modèle de la matrice R (voir texte).

Le but de la méthode de la matrice R est de résoudre l'équation de Schrödinger dans une région limitée de l'espace en utilisant la condition de continuité et les propriétés des fonctions coulombiennes. La matrice R pour N pôles est définie en fonction des paramètres des pôles par³:

$$R^\ell(E) = \sum_{\lambda=1}^N \frac{\tilde{\gamma}_\lambda^2}{E_\lambda - E}. \quad (3.10)$$

Les paramètres E_λ et $\tilde{\gamma}_\lambda$ sont réels et ne dépendent pas de l'énergie. Ces paramètres sont appelés quantités "formelles" ou "calculées", par opposition aux valeurs "observées" expérimentalement, l'énergie de la résonance E_R et la largeur réduite γ_R^2 . Ainsi, les pôles sont associés à des résonances ou à des états sous le seuil, mais le lien entre les quantités "formelles" et les "observées" n'est pas toujours direct. Dans notre publication C. Angulo and P. Descouvemont, Phys. Rev. C61 (2000) 064611 [Ang00] nous avons établi une méthode pour faire le lien entre quantités "formelles" et "observées" explicitement pour des problèmes à une voie. Cette méthode est basée sur une procédure itérative, assez simple et efficace, et sert à résoudre un des plus grands handicaps du modèle de la matrice R. Nous pouvons facilement contraindre les paramètres de la matrice R par des données expérimentales autres que les sections efficaces, par exemple les déphasages. Ce point s'avère très important pour le cas où un grand nombre de paramètres est en jeu. Cette méthode a été récemment étendue formellement au cas général [Bru02] (voir aussi [Des03]), mais cette procédure générale n'a pas encore été appliquée à un cas à plusieurs voies. La réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, étudiée récemment à Louvain-la-Neuve aux énergies très basses (voir Chapitre 4), semble être un candidat idéal.

Dans le cas particulier d'une seule voie, la matrice de collision prend la forme [Des03]⁴:

$$U^\ell(E) = \frac{I_\ell(E) (1 - L_\ell^*(E) R^\ell(E))}{O_\ell(E) (1 - L_\ell(E) R^\ell(E))} = \exp(2i\delta^\ell(E)), \quad (3.12)$$

où $I_\ell(E)$ et $O_\ell(E)$ sont les fonctions entrantes et sortantes, définies à partir des fonctions coulombiennes régulière F_ℓ et irrégulière G_ℓ , et évaluées à l'énergie E et au rayon a :

³ La méthode de la matrice R peut être appliquée aussi aux réactions non-résonnantes. Dans ce cas, la matrice R est donnée par une constante.

⁴ Rigoureusement, les fonctions coulombiennes dépendent de ka et du paramètre de Sommerfeld, η . Pour simplifier la notation, la dépendance en η et a est sous-entendue dans la suite. Seule la dépendance avec l'énergie E est écrite explicitement.

$$I_\ell(E) = O_\ell^*(E) = e^{i\delta_\ell^\ell} (G_\ell(E) - iF_\ell(E)), \quad (3.13)$$

et L_ℓ est une constante liée au facteur de pénétration P_ℓ et au facteur de déplacement S_ℓ :

$$L_\ell(E) = ka \frac{O'_\ell(E)}{O_\ell(E)} = S_\ell(E) + iP_\ell(E), \quad (3.14)$$

avec

$$\begin{aligned} P_\ell(E) &= ka / [F_\ell^2(E) + G_\ell^2(E)], \\ S_\ell(E) &= [F_\ell(E)F'_\ell(E) + G_\ell(E)G'_\ell(E)]P_\ell(E). \end{aligned} \quad (3.15)$$

$P_\ell(E)$ peut être interprété comme la probabilité de transmission à travers les barrières de Coulomb et centrifuge. À basse énergie, on peut approcher $P_\ell(E)$ par $P_0 \sim \exp(2\pi\eta)$ (facteur de Gamow, équation (2.1)).

L'équation (3.12) sert à introduire le déphasage $\delta^\ell(E)$, qui est composé de deux termes, le déphasage coulombien (défini à l'équation 3.5) et le déphasage nucléaire, $\delta_N^\ell(E)$. Le déphasage nucléaire peut se décrire en termes du déphasage de la sphère dure $\delta_{HS}^\ell(E)$ et le déphasage de la matrice R, $\delta_R^\ell(E)$:

$$\begin{aligned} \delta^\ell(E) &= \delta_c^\ell(E) + \delta_N^\ell(E), \\ \delta_N^\ell(E) &= \delta_{HS}^\ell(E) + \delta_R^\ell(E), \\ \delta_{HS}^\ell(E) &= -\arctan \frac{F_\ell(E)}{G_\ell(E)}, \\ \delta_R^\ell(E) &= \arctan \frac{P_\ell(E)R^\ell(E)}{1 - S_\ell(E)R^\ell(E)}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

La largeur totale $\tilde{\Gamma}_\lambda$ "calculée" est définie par :

$$\tilde{\Gamma}_\lambda = 2P_\ell(E_\lambda)\tilde{\gamma}_\lambda^2, \quad (3.17)$$

où le facteur de pénétration est évalué à l'énergie E_λ et au rayon a . La largeur réduite $\tilde{\gamma}_\lambda$ dépend peu de l'énergie du pôle E_λ et est définie tant pour des états d'énergie positive (résonances) que d'énergie négative (états liés, largeur totale nulle). D'après (3.17), la largeur totale $\tilde{\Gamma}_\lambda$ dépend fortement de l'énergie par le facteur de pénétration.

3.3.2 Applications aux réactions de transfert

L'application de la matrice R à la diffusion élastique est présentée au Chapitre 4 dans le cadre de l'analyse d'une expérience ${}^7\text{Be}+p$ [Ang03b]. Ici, je vais me limiter à discuter quelques cas de réactions de transfert et de capture que j'ai analysées. Ce sont les réactions ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2p){}^4\text{He}$ et ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$, étudiées dans l'article [Ang98]. Il faut noter que l'effet d'écrantage électronique est également étudié pour la première fois, dans le cadre d'un modèle nucléaire, dans cet article. Bien que les valeurs du potentiel d'écrantage soient très petites (≤ 500 eV), l'effet d'écrantage est nécessaire pour comprendre les données obtenues aux énergies les plus basses et pour les extrapoler aux énergies de la fenêtre de Gamow (voir chapitre 2).

Normalement, on calcule le potentiel d'écrantage électronique par des modèles de physique atomique (voir, par exemple, [Ass87, Ben89, Bra90, Bou97]). Les résultats de ces calculs sont souvent plus petits que ceux obtenus par ajustement des données expérimentales. Puisque la section efficace aux énergies élevées (typiquement plus grande que 100 keV) n'est pas affectée par l'écrantage électronique, la démarche utilisée dans la plupart des travaux expérimentaux pour obtenir les sections efficaces pour les noyaux "nus" $\sigma_{\text{nus}}(E)$ est d'ajuster les données à plus hautes énergies avec un polynôme de degré N (typiquement $N=2$ ou 3), et d'extrapoler cet ajustement jusqu'à l'énergie zéro. De mon point de vue, le degré du polynôme influence clairement la forme de l'ajustement, et donc de l'extrapolation. Également, l'énergie qui sert à définir la limite de validité de la section efficace $\sigma_{\text{nus}}(E)$ peut aussi avoir un effet mettant en doute la validité de l'ajustement. Pour une discussion détaillée des problèmes liés aux extrapolations utilisant des polynômes voir aussi le travail de revue de F.C. Barker [Bar02a].

Pour éviter les problèmes du choix arbitraire de la courbe d'ajustement, nous utilisons le meilleur ajustement donné par la méthode de la matrice R (minimisation du χ^2) pour représenter la section efficace $\sigma_{\text{nus}}(E)$. Notre procédé consiste à appliquer la méthode du χ^2 à l'équation (2.15), pour obtenir le potentiel d'écrantage électronique en laboratoire.

a) La réaction ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2p){}^4\text{He}$

Le flux observé des neutrinos solaires dépend du taux de cette réaction qui fait partie de la chaîne pp du cycle de combustion de l'hydrogène. Elle est aussi supposée être une source importante de ${}^4\text{He}$ dans les étoiles de faible masse ($M < 0.1 M_{\odot}$) [Cla68]. Ici, nous analysons les données de [Wan66, Bac67, Dwa71, Kra87a, Jun98]. La figure 3.2 montre le facteur

astrophysique de ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ et le meilleur ajustement avec (courbe bleue) et sans écrantage (courbe noire continue). La courbe en tirets est un ajustement des données incluant celles aux énergies les plus basses. Il est inconsistant avec la dépendance en énergie des données à $E = 0.02 - 1$ MeV. Ceci montre qu'il faut tenir compte de l'effet d'écrantage pour expliquer les données à basse énergie.

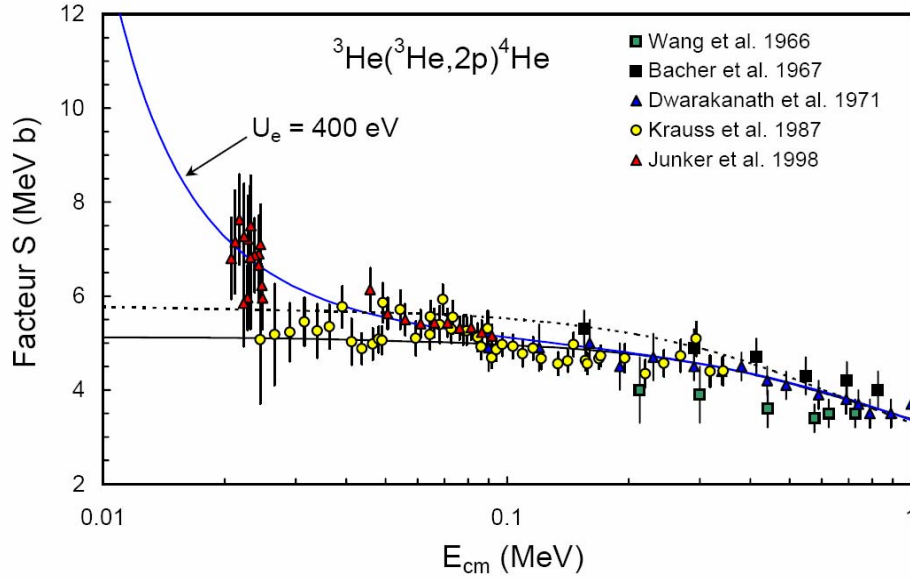


Figure 3.2: Ajustements en matrice R pour la réaction ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ sans écrantage électronique (courbe continue noire) et avec l'écrantage électronique (courbe bleue) avec $U_e = 400$ eV. La courbe en tirets est l'ajustement des données de [Jun98] seulement aux énergies $E < 30$ keV.

b) La réaction ${}^2\text{H}(\text{d}, \text{p}){}^3\text{H}$

Les réactions ${}^2\text{H}(\text{d}, \text{p}){}^3\text{H}$ et ${}^2\text{H}(\text{d}, \text{n}){}^3\text{He}$ jouent un rôle important dans la compréhension de la nucléosynthèse primordiale [Cla68]. Ces réactions ont été étudiées par plusieurs groupes jusqu'aux énergies très basses [Sch72, Kra87b, Bro90]. Greife et al. [Gre95] les ont mesurées jusqu'à 1.6 keV, où l'effet d'écrantage est attendu.

La figure 3.3 montre le meilleur ajustement pour $\sigma_{\text{nus}}(E)$ (courbe noire) et avec écrantage (courbe pointillée). Puisque les données de [Gre95] présentent un écrantage très faible, nous obtenons un potentiel $U_e = 4 \pm 3$ eV, avec une incertitude de ± 3 eV liée au modèle. Cette valeur est compatible avec zéro. En fait, le potentiel d'écrantage de [Gre95] à partir d'un

ajustement avec un polynôme de degré 2 est $U_e = 25 \pm 5$ eV (courbe bleue) en désaccord avec notre résultat. Il faut remarquer que le facteur S obtenu avec ce potentiel d'écrantage est au-dessus des données expérimentales, sauf pour la donnée à l'énergie la plus basse, qui a par ailleurs une erreur significativement plus grande que les autres données et peut difficilement contraindre l'ajustement. La valeur très grande suggérée par [Gre95], incompatible avec les données et avec nos résultats, est également un exemple des dangers d'une extrapolation polynomiale.

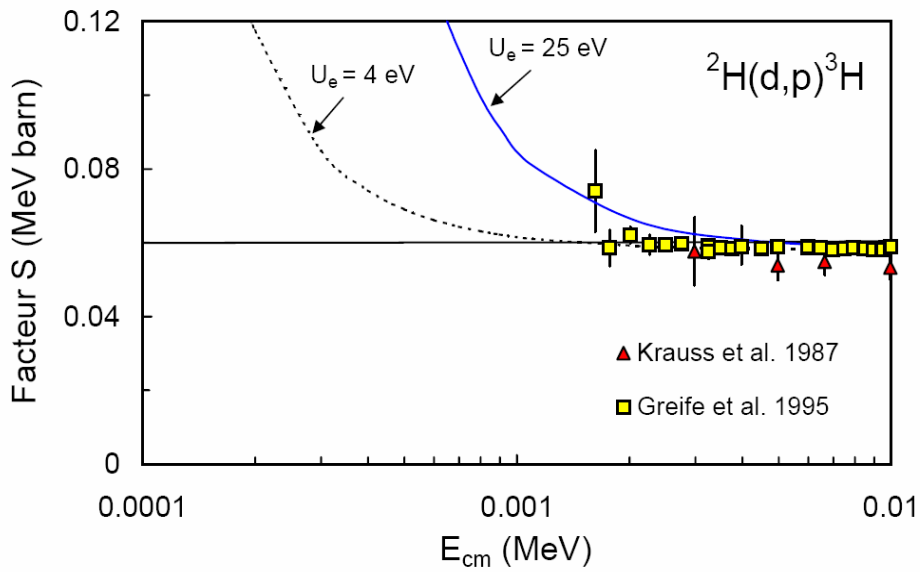


Figure 3.3: Ajustements pour la réaction ${}^2\text{H}({}^2\text{H},p){}^3\text{H}$ sans écrantage électronique (courbe continue noire) et avec l'écrantage électronique (courbe pointillée) avec $U_e = 4$ eV et 25 eV [Gre95] (courbe bleue). Les données de [Bro90], à des énergies > 0.01 MeV, ne sont pas montrées dans la figure.

c) La réaction ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$

La réaction ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$ est une voie importante de destruction du ${}^6\text{Li}$ dans les étoiles, jouant un rôle significatif dans la nucléosynthèse du Big Bang [Coc04]. La section efficace de cette réaction n'est pas influencée par des résonances ou par des états sous le seuil. Ici les données expérimentales de [Mar56, Gem66, Spi71, Elw79, Shi79, Kwo89, Eng92] sont ajustées.

La figure 3.4 montre les meilleurs ajustements pour $\sigma_{\text{nus}}(E)$ (courbe noire) et avec écrantage (courbe pointillée). On a également tenté d'ajuster les données aux énergies les plus basses [Eng92] sans tenir compte de l'écrantage électronique (courbe rouge). Cet ajustement est clairement en désaccord avec les données, confirmant l'existence d'un effet d'écrantage à basse énergie.

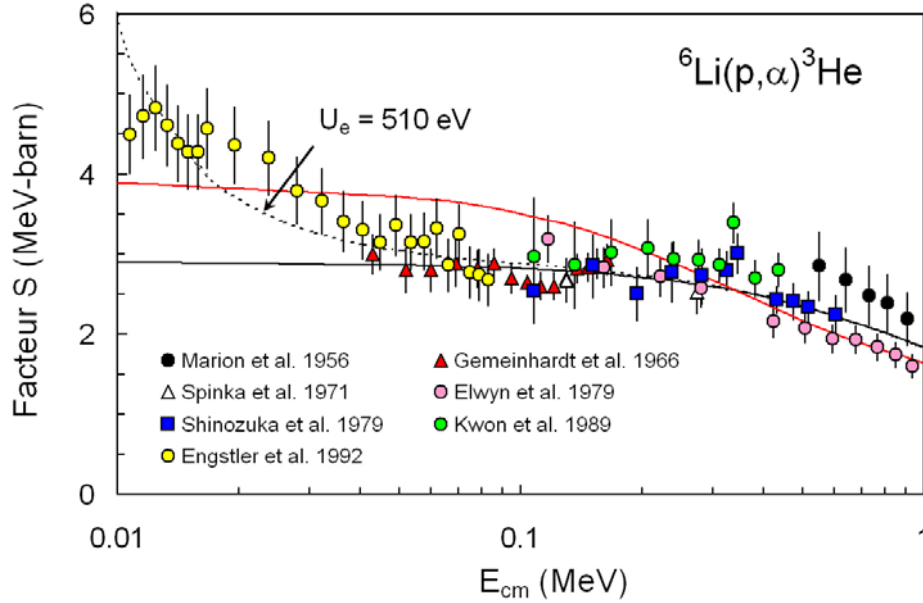


Figure 3.4: Ajustement de la matrice R pour la réaction ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$ sans écrantage électronique (courbe continue noire) et avec écrantage électronique (courbe pointillée). La courbe rouge est l'ajustement utilisant seulement les données aux énergies les plus basses.

c) Conclusions de cette analyse

La Table 3.1 résume les résultats de l'étude de l'écrantage électronique dans les trois réactions de transfert présentées ici. Dans les trois cas nous observons des potentiels d'écrantage plus grands que ceux obtenus avec des modèles théoriques basés sur des principes de physique atomique. Il est incontestable que les données expérimentales présentent un effet d'écrantage que ne peut pas être expliqué théoriquement. Mais les causes de ces différences systématiques doivent sans aucun doute être cherchées dans l'analyse des données brutes, c'est-à-dire dans l'obtention des sections efficaces expérimentales. Ceci dépend des pertes d'énergie du faisceau (typiquement de protons, deutons, ${}^3\text{He}$ et ${}^4\text{He}$) dans les cibles, mais ces valeurs sont très incertaines aux basses énergies. Très probablement, c'est dans cette direction que les expériences devront être dirigées (voir discussion au Chapitre 2).

Table 3.1: Résumé des potentiels d'écrantage (U_e , et les incertitudes expérimentale, ΔU^{exp} , et théorique, ΔU^{theo} , en eV).

	$^2\text{H}(\text{d,p})^3\text{H}$	$^3\text{He}(^3\text{He},2\text{p})^4\text{He}$	$^6\text{Li}(\text{p},\alpha)^3\text{He}$	
Résultats (matrice R)			Cible solide	Cible gazeuse
U_e	4	400	500	390
ΔU^{exp}	± 3	± 40	± 40	± 25
ΔU^{theo}	± 3	± 60	± 40	± 40
Ajustements avec des polynômes	$25 \pm 5^{\text{a}}$	$432 \pm 29^{\text{b}}$ $323 \pm 51^{\text{b}}$	$470 \pm 150^{\text{d}}$ $325 \pm 81^{\text{e}}$	$440 \pm 150^{\text{d}}$ $237 \pm 40^{\text{e}}$
Modèles théoriques		$90\text{-}171^{\text{c}}$ 240^{b}	$134\text{-}186^{\text{c}}$ $127\text{-}220^{\text{f}}$	

^{a)} [Gre95], ^{b)} [Jun98], ^{c)} [Bra90], ^{d)} [Eng92], ^{e)} [Bou97] (polynôme); ^{f)} [Bou97] (modèle).

3.4.2 Applications aux réactions de capture radiative

La méthode de la matrice R est très utilisée pour étudier des réactions de capture. Nous l'avons employée pour étudier des réactions importantes dans l'évolution et la nucléosynthèse des étoiles massives: $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ [Ang00, Ang01b] et $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ [Ang01a, Ang01b, Ang05a, For04, Run05, Imb05]. Ici je discute des résultats les plus significatifs de ces analyses.

a) La réaction $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$

Rappelons que le taux de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ détermine le rapport $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ après la combustion de l'hélium, et donc l'évolution des étoiles massives [Cla68]. Normalement, ce taux doit être connu avec une incertitude inférieure à 20% pour obtenir des conclusions utiles. De même, sa section efficace à l'énergie du pic de Gamow ($E_0 = 300$ keV) est déterminée par la contribution de deux états faiblement liés 2_1^+ à 6.92 MeV et 1_1^- à 7.12 MeV situés juste sous le seuil de la voie $\alpha+^{12}\text{C}$ (7.16 MeV) dans ^{16}O . La figure 3.5 montre le schéma de niveaux de ^{16}O . La contribution des deux états faiblement liés 2^+ à 6.92 MeV et 1^- à 7.12 MeV situés juste sous le seuil de la voie $\alpha+^{12}\text{C}$ dominant la section efficace de $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$. Un état 1^- à 9.59 MeV qui interfère avec l'état sous le seuil joue aussi un rôle important.

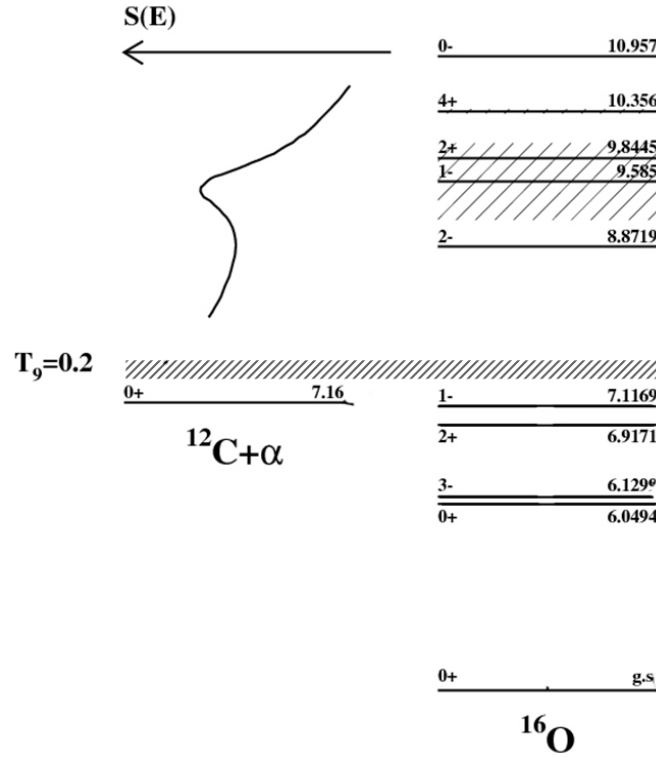


Figure 3.5 : Schéma de niveaux de ^{16}O . Les états qui contribuent de manière importante à la section efficace de $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ sont situés à 6.92 (2^+), 7.12 (1^-) et 9.59 (1^-) MeV [Til93].

Nous avons utilisé la méthode de la matrice R pour étudier certains aspects qualitatifs du déphasage $\ell=2$ de $\alpha+^{12}\text{C}$ et de la composante E2 du facteur S de $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$. Le but n'est pas d'obtenir le "meilleur" ajustement, procédé qui nous semble difficile étant donné les grandes incertitudes liées aux sections efficaces de $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$, mais d'étudier certains aspects intéressants des données qui peuvent aider à une diminution des incertitudes. D'abord nous avons développé une nouvelle méthode (voir section 3.3.1) pour faire le lien entre les valeurs "observées" et "calculées" de la matrice R. Nous avons contraint le grand nombre de paramètres de la matrice R par le déphasage $\ell=2$ de $\alpha+^{12}\text{C}$ [Ago75, Pla87]. Les ajustements de la matrice R sont effectués avec 4 pôles: l'état sous le seuil 2_1^+ , les états 2_2^+ et 3_3^+ à 2.68 MeV et 4.36 MeV au-dessus du seuil, respectivement, et un terme de fond ($\lambda=4$) à 10 MeV (la sensibilité du résultat pour des valeurs différentes de l'énergie du fond est très faible).

Nous avons trouvé que la figure d'interférence entre les différentes contributions au déphasage $\ell=2$ aux alentours de 4 MeV représente une contrainte assez forte sur les paramètres (Figure 3.6). Ces énergies peuvent être facilement étudiées expérimentalement

avec une bonne précision. En-dessous de 2 MeV, les erreurs expérimentales des données actuelles sont trop élevées pour être utilisées dans un ajustement.

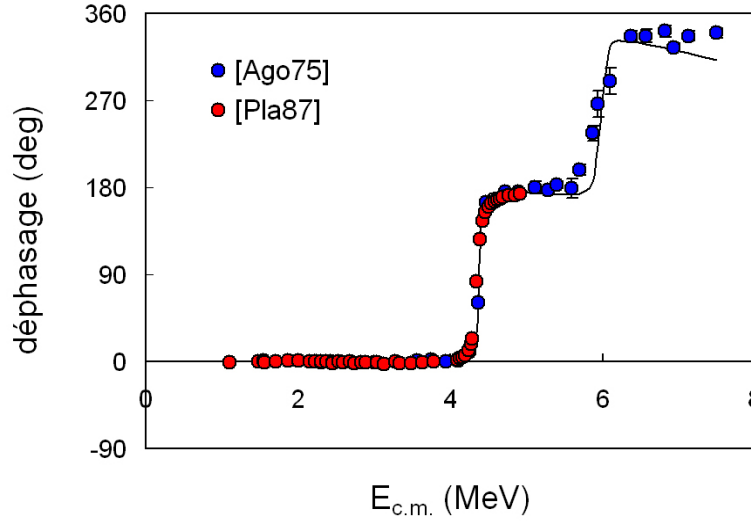


Figure 3.6: Ajustement du déphasage $\ell=2$ de $\alpha+^{12}\text{C}$ (données de [Ago75, Pla87]).

La situation est différente pour le facteur S E2 de $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Au-delà de 3 MeV, où la section efficace a des valeurs raisonnablement hautes et est donc accessible aux expérimentateurs, plusieurs figures d'interférence différentes sont obtenues avec des valeurs de χ^2 similaires. Le nombre de paramètres est fortement réduit grâce aux paramètres obtenus avec l'ajustement du déphasage; en plus, les largeurs γ des pôles 1, 2 et 3 sont connues expérimentalement. Il ne reste à déterminer que la largeur γ du pôle 4 (le fond) ainsi que différentes combinaisons du signe des interférences entre les pôles, ε_λ . Nous utilisons les données de [Dye74, Red87, Oue96, Tra97]. Les meilleurs ajustements sont montrés sur la figure 3.7. Contrairement au déphasage, les données aux énergies $E = 3 - 4$ MeV ne montrent pas une forte contrainte sur le facteur S aux basses énergies. Il y a des différences importantes pour $E > 3$ MeV, tandis que les facteurs S à 300 keV sont pratiquement identiques (de 190 à 220 keV-barn) pour toutes les conditions des interférences.

Nous avons extrait deux conclusions importantes de cette analyse : (i) des données expérimentales directes aux énergies encore plus basses sont nécessaires pour un calcul plus précis de la section efficace de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ et (ii) des données expérimentales de la diffusion élastique $\alpha+^{12}\text{C}$ aux énergies plus élevées aideront à contraindre les paramètres. Finalement, il faut remarquer que l'ajout des données récentes [Kun01, Fey03, Ass06] ne change pas significativement les conclusions de cette analyse.

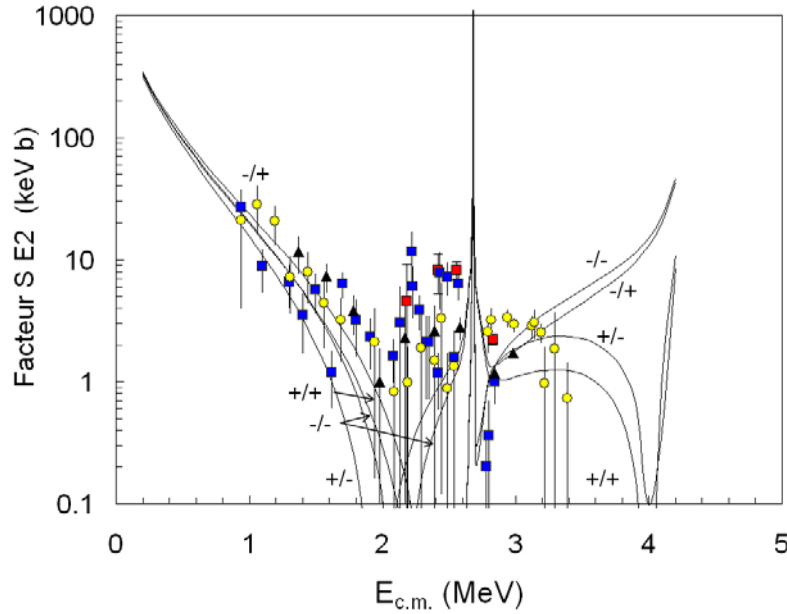


Figure 3.7: Ajustements du facteur S E2 de $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Les données sont de [Dye74] (carrés rouges), [Red87] (carrés bleus), [Oue96] (triangles noirs), et [Tra97] (cercles jaunes).

b) La réaction $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$

Rappelons que cette réaction $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ est la plus lente du cycle CNO. Elle est donc la réaction la plus importante pour la production d'énergie dans les étoiles massives. Elle joue aussi un rôle important sur la détermination de l'âge des amas globulaires⁵ et, donc sur la détermination de l'âge de l'Univers [Cha96]. De toutes les mesures directes disponibles dans la littérature (voir la compilation de données de [Ang99]), les résultats de Schröder et al. [Sch87] ont été amplement utilisés pour des calculs de nucléosynthèse. Nous avons ré-analysé ces données en utilisant la méthode de la matrice R [Ang01a] et nous avons trouvé que le facteur astrophysique est deux fois plus petit que celui estimé par [Sch87] et, donc que le taux de réaction est un facteur 2 plus petit aux températures $T = 0.15$ GK. Entre-temps, une mesure du temps de vie de l'état à 6.79 MeV [Ber01] (voir aussi [Yam04]) conduit à une valeur qui est 15 fois plus petite que la valeur de [Sch87], impliquant ainsi une réduction de la section efficace d'environ un facteur 2, en accord avec nos résultats. La figure 3.8 montre un schéma de niveaux de ^{15}O . Les contributions principales à la section efficace de $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$

⁵ Les amas globulaires présentent une abondance des éléments lourds plus basse que d'autres étoiles comme, par exemple, le Soleil. Ce sont des objets stellaires très anciens provenant d'une génération d'étoiles qui se sont formées à partir de la matière primordiale, mais avant la formation des galaxies.

sont la capture vers l'état fondamental et vers les états à 6.791 MeV et à 6.172 MeV (représentés en gras dans la figure).

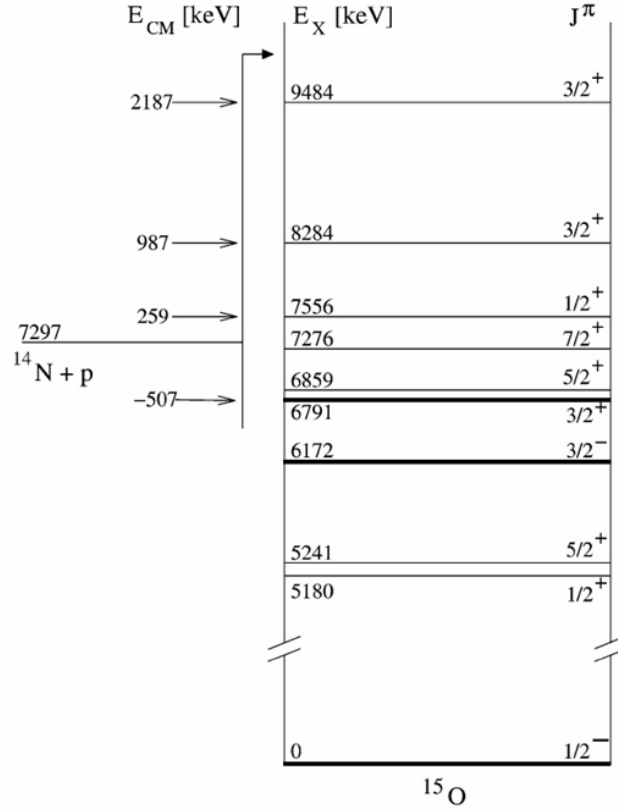


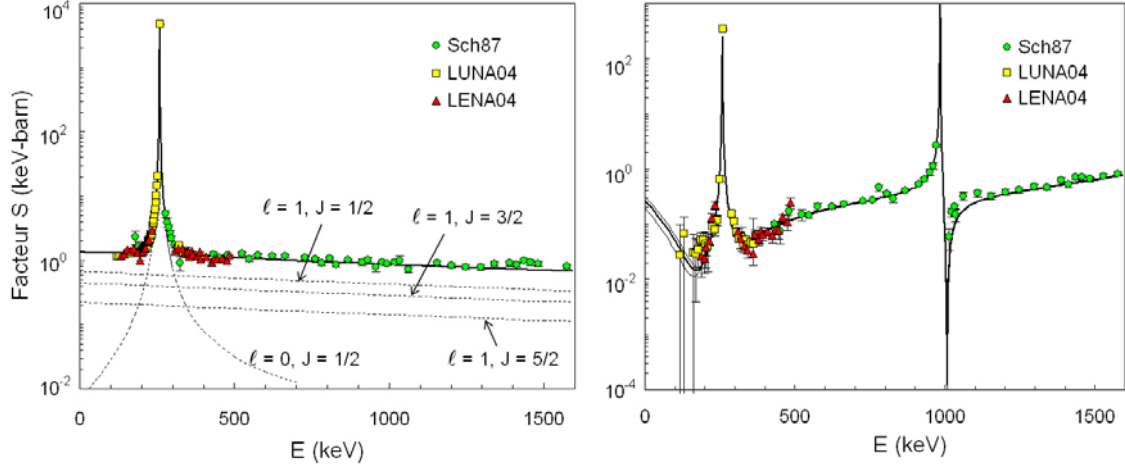
Fig. 3.8 : Schéma de niveaux de ^{15}O . Les états qui contribuent le plus à la section efficace de la réaction $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ sont indiqués par des flèches.

D'après nos résultats [Ang01a] et ceux de Bertone et al. [Ber01], une nouvelle mesure de la section efficace de $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$, avec une meilleure précision, était indispensable. Mais une mesure directe est très difficile à cause des petites valeurs de la section efficace et des nombreuses sources de fond gamma. Vu l'importance de la réaction, plusieurs mesures indirectes [Ber02, Muk03, Nel03, Yam04] ont été réalisées mais n'ont donné que des résultats partiels. Seulement très récemment, deux groupes expérimentaux ont obtenu des données précises à basse énergie d'une manière indépendante, l'un au laboratoire souterrain LUNA ("Low Underground Nuclear Astrophysics") au Gran Sasso (Italie), l'autre au laboratoire LENA ("Laboratory for Experimental Nuclear Astrophysics") au TUNL, USA. Ces expériences ont été publiées de manière indépendante [For04, Run05, Imb05]. Pour ces travaux, j'ai réalisé l'analyse des données par la méthode de la matrice R.

Table 3.2: Résumé des résultats pour la valeur du facteur astrophysique à énergie zéro, $S(0)$.

Etat final	[Sch87] (keV-barn)	[Ang01a] (keV-barn)
0	1.55 ± 0.34	$0.08^{+0.13}_{-0.06}$
6.18 MeV	0.14 ± 0.05	$0.06^{+0.01}_{-0.02}$
6.79 MeV	1.41 ± 0.02	1.63 ± 0.17
Total	3.10 ± 0.34	1.77 ± 0.20

Dans une publication indépendante [Ang05a], j'ai étudié l'ensemble des données [Sch87, For04, Run05]. La figure 3.9 montre les résultats pour les deux transitions les plus importantes (vers l'état fondamental et vers l'état à 6.79 MeV, respectivement). Les courbes en traits pleins sont les meilleurs ajustements. Pour (a), les courbes pointillées sont les contributions des ondes partielles $\ell = 0$ et $\ell = 1$. En (b), les différentes courbes correspondent à différentes valeurs du 'pole de fond', mais l'effet est négligeable. Le résultat pour le facteur astrophysique total est $S(0) = 1.70 \pm 0.07(\text{stat}) \pm 0.10(\text{sys})$ keV-barn.


Fig. 3.9: Les deux contributions les plus importantes du facteur astrophysique de la réaction $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ [Ang05a]: vers l'état à 6.791 MeV (gauche) et vers l'état fondamental (droite) dans le ^{15}O . Les données sont tirées des références [Sch87, For04, Run05].

La conclusion principale de tous ces travaux est une confirmation de nos prédictions théoriques: la section efficace de la réaction $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ est en effet 2 fois plus petite que l'extrapolation de Schröder et al. aux énergies les plus basses, et donc le taux de réaction est un facteur 2 plus petit que celui adopté dans les compilations les plus récentes [CF88, Ang99]

aux températures d'intérêt astrophysique. La figure 3.10 montre une comparaison des nouveaux taux de la réaction $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ [Ang05a] avec les valeurs de la compilation NACRE [Ang99], qui est la plus utilisée actuellement par la communauté des astrophysiciens (voir Chapitre 5).

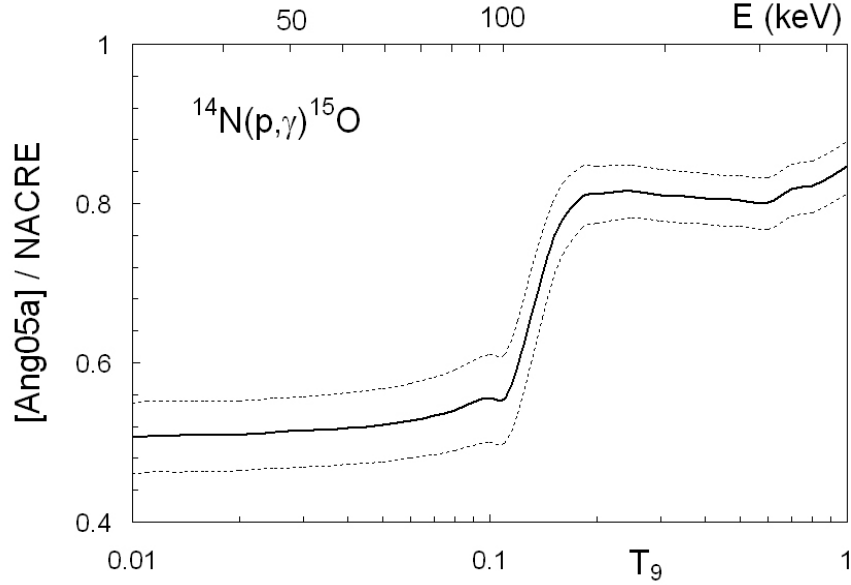


Fig. 3.10 : Taux de la réaction $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ [Ang05a] comparés aux valeurs de la compilation NACRE [Ang99]. Les courbes pointillées sont les limites des incertitudes.

Selon Degl’Innocenti et al. [Deg04], ces nouveaux taux de la réaction $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ ont des conséquences importantes en astrophysique: le moment où a eu lieu le point de rebroussement (“turnoff point”)⁶ de la séquence principale des étoiles est augmenté d’environ 0.5-1 Giga années. La valeur dépend de la méthode utilisée pour déterminer la luminosité et la métallicité⁷ des amas globulaires (et si tous les autres paramètres sont supposés connus comme, par exemple, la distance des amas globulaires, le temps écoulé entre le Big Bang et la formation des étoiles, etc [Chi04]). Pour les neutrinos solaires, ces nouveaux taux de réaction vont réduire la différence entre la théorie et les résultats de l’expérience du chlore (voir également une discussion dans [Bah04]).

⁶ Le “turnoff point” est celui où l’étoile se éloigne de la séquence principale (combustions centrale) pour passer à la branche des étoiles géantes rouges (combustion en couche).

⁷ En astrophysique, on entend par métallicité le contenu en éléments plus lourds que l’hélium.

3.5. Autres modèles

3.5.1 Le modèle de potentiel

Dans le modèle de potentiel (voir, par exemple, [Ber03]), les noyaux sont considérés sans structure, soumis à une interaction radiale. Les fonctions d'onde initiale et finale sont obtenues à partir d'une intégration numérique de l'équation de Schrödinger avec un potentiel noyau-noyau [Chr61, Tom63]. Le problème principal reste le choix du potentiel, qui est choisi selon des contraintes externes (spectroscopie du noyau composé, déphasage élastique, section efficace de capture,...).

L'ajustement du potentiel aux états liés finals donne normalement une bonne estimation du potentiel [Bay85]. Un potentiel fréquemment utilisé est un potentiel de type gaussien, $V(r) = V_0 \exp(-(r/a)^2)$. Les paramètres V_0 et a sont ajustés, par exemple, aux énergies de liaison et aux moments quadripolaires. Ce modèle est appliqué principalement aux réactions de capture radiative comme, par exemple, $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ [Buc85] et $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ [Typ97].

3.5.2 Le modèle DWBA

Le modèle DWBA ("Distorted Wave Born Approximation") [Tob61, Sat83] se base sur la connaissance des potentiels dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie, ainsi que des facteurs spectroscopiques des noyaux. Il est largement utilisé en astrophysique nucléaire, essentiellement pour l'étude de réactions de transfert. Par exemple, $^7\text{Li}(p, \alpha)^4\text{He}$ [Rai90], $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ [Neu89, Her91] et $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ [Rau96] ont été étudiées par cette méthode. Une autre application consiste à déterminer les facteurs spectroscopiques de certains états, difficilement accessibles expérimentalement, à partir de l'étude des états dans les noyaux miroirs. Par exemple, $^{18}\text{F}(d, p)^{19}\text{F}$ [Ser03a] (voir aussi au chapitre 4) a servi à étudier les états d'intérêt astrophysique, près du seuil $^{18}\text{F}+p$, dans le noyau ^{19}Ne .

Un des inconvénients du modèle DWBA est que la plupart des paramètres nécessaires sont mal connus, en particulier pour des réactions impliquant des noyaux radioactifs. En outre, les facteurs spectroscopiques ne sont pas complètement indépendants du choix des potentiels [Kee03, Ada05]. Néanmoins, le modèle DWBA reste une approche très intéressante pour des réactions qui ne peuvent pas être étudiées directement (sections efficaces trop petites, noyaux radioactifs, ...).

3.5.3 Le modèle microscopique en amas

Le modèle microscopique en amas est basé sur l'observation que les nucléons ont tendance à former des structures (clusters) à l'intérieur des noyaux [Lan94]. Dans ce modèle, on construit la fonction d'onde d'un système à partir des fonctions d'onde internes des noyaux en collision ϕ_1 et ϕ_2 :

$$\Psi^{JM\pi} = \mathcal{A} \phi_1 \phi_2 g^{J\pi}(\rho) Y_J^M(\Omega), \quad (3.18)$$

où $g^{J\pi}(\rho)$ est la fonction d'onde qui dépend de la coordonnée relative entre les noyaux, ρ . L'opérateur d'antisymétrisation $\mathcal{A}$ permet de tenir compte du principe d'exclusion de Pauli. L'équation (3.18) représente le cas simplifié pour des noyaux de spin zéro, mais elle peut se généraliser à des noyaux de spins non nuls, à des cas à plusieurs voies et à des structures à trois amas ou plus [Des03]. Les modèles microscopiques offrent plusieurs avantages particulièrement favorables à l'étude des réactions d'intérêt astrophysique. Ils ne contiennent pas de paramètres ajustables excepté dans l'interaction nucléon-nucléon, mais les degrés de liberté sur les paramètres contenus dans cette interaction sont très faibles, donnant à ces modèles un important pouvoir de prédiction. Le principal défaut est qu'ils restent difficiles à traiter et requièrent des longs temps de calcul. Ils sont spécialement bien adaptés à l'étude des noyaux légers ($A < 20$). La première étude microscopique d'une réaction de capture radiative est l'étude de la réaction ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ [Liu81]. Depuis, les modèles microscopiques sont été appliqués à de nombreuses réactions d'intérêt astrophysique (voir la référence [Des03] pour une discussion détaillée).

3.5.4 Le modèle de capture extranucléaire

Le modèle de capture extranucléaire [Chr61] est basé sur le fait que pour des énergies de liaison faibles, la contribution la plus importante à l'élément de matrice dans (3.8) est donnée par les grandes distances. Ce modèle ne nécessite pas un potentiel et les fonctions d'onde sont données par leurs limites asymptotiques. En général, on suppose que le déphasage est nul ou est donné par l'approximation de la sphère dure. Il est possible d'améliorer cette approximation en tenant compte de la portée effective [Bay00] (au chapitre 4, je montre une application à la diffusion élastique ${}^7\text{Be}+p$). On peut exprimer le facteur astrophysique par [Muk01]:

$$S(E) \approx C^2 \tilde{S}(E), \quad (3.19)$$

où $\tilde{S}(E)$ est indépendant du modèle; il dépend seulement des propriétés du système (masses,

charges, énergies de liaison et moments angulaires), et C est la constante de normalisation asymptotique (ANC) [Xu94]. Elle est l'unique quantité à déterminer. Cette méthode a été largement utilisée pour étudier la réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ ($Q = 0.137$ keV) (voir chapitre 2) à partir de réactions de transfert telles que, par exemple, ${}^7\text{Be}(d,n){}^8\text{B}$ ou ${}^7\text{Be}({}^3\text{He},d){}^8\text{B}$ [Liu96]. Cependant le calcul de la constante C dépend de données qui sont mal connues, comme par exemple le potentiel noyau-noyau, limitant la précision de ce modèle [Fer99].

3.5.5 Le modèle de dissociation coulombienne

Le principe du modèle de dissociation coulombienne est d'utiliser l'abondante source de photons équivalents produits par le passage à grande vitesse d'un projectile Z dans le champ coulombien d'un noyau cible de charge élevée (spectateur), pour étudier la réaction inverse à la capture radiative, c'est-à-dire $Z + \gamma \rightarrow X + Y$ [Bau86]. Connaissant théoriquement le nombre de photons reçus par le noyau Z et détectant en coïncidence les fragments X et Y , on peut calculer la section efficace de la désintégration du projectile. Appliquant le principe d'invariance par rapport au renversement du temps, on en déduit la section efficace de capture. La difficulté majeure reste d'ordre théorique, car il est nécessaire de prendre en compte tous les effets induits par le noyau cible (fondamentalement, des effets liés à l'interaction nucléaire).

Cette méthode a été appliquée à plusieurs réactions d'intérêt astrophysique comme ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ (voir chapitre 2), $d(\alpha,\gamma){}^6\text{Li}$ [Kie91], ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$ [Tat98], et ${}^{13}\text{N}(p,\gamma){}^{14}\text{O}$ [Kie93, Mot91].

3.5.6 Le modèle en couches

Basé sur le principe d'exclusion de Pauli, le modèle en couches [Mah69] considère le noyau comme un paquet d'orbites et de couches occupées par les nucléons. Le point de départ est la construction empirique d'une champ moyen auquel on ajoute un terme spin-orbite. La structure détaillée des noyaux est obtenue à partir d'une interaction résiduelle à deux corps, qui peut reproduire des phénomènes de collectivité.

Ce modèle explique de manière remarquable l'existence des nombres magiques. Il est utile pour obtenir des informations spectroscopiques, c'est-à-dire la position des niveaux et les spins. Il est donc spécialement intéressant dans le cas des noyaux exotiques, dont on ne connaît généralement pas les structures. Mais il ne donne pas d'information précise sur les largeurs en particules et, donc, il ne prédit pas les sections efficaces. Cela limite son application en astrophysique nucléaire.

MES PUBLICATIONS LIÉES À CE CHAPITRE

R-matrix parameterization of low-energy transfer reactions

C. Angulo and P. Descouvemont

Nuclear Physics A639 (1998) 733 – 747.

R-matrix analysis of interference effects in $^{12}\text{C}(\alpha,\alpha)^{12}\text{C}$ and $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$

C. Angulo and P. Descouvemont

Physical Review C61 (2000) 064611.

R-matrix analysis of the $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ and $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ S-factors

C. Angulo and P. Descouvemont

Nuclear Physics A688 (1-2) (2001) 546c – 548c.

The $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ low-energy S-factor

C. Angulo, P. Descouvemont

Nuclear Physics A690 (2001) 755 – 768.

Astrophysical S-factor of $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$

A. Formicola, G. Imbriani, H. Constantini, C. Angulo, D. Bemmerer, R. Bonetti, C. Broggini, P. Corvisiero, J. Cruz, P. Descouvemont, Z. Fülöp, G. Gervino, A. Guglielmetti, C. Gustavino, G. Gyürky, A.P. Jesus, M. Junker, A. Lemut, R. Menegazzo, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, M. Romano, C. Rossi Alvarez, F. Schümann, E. Somorjai, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, H.P. Trautvetter, A. Vomiero, S. Zavatarelli

Physics Letters B591 (2004) 61 – 68.

Direct measurement of the $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ S-factor

R. C. Runkle, A. E. Champagne, C. Angulo, C. Fox, C. Iliadis, R. Longland, J. Pollanen

Physical Review Letters 94 (2005) 082503.

Recent results of the $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ measurement at LUNA

H. Costantini, C. Angulo, D. Bemmerer, R. Bonetti, C. Broggini, F. Confortola, P. Corvisiero, J. Cruz, P. Descouvemont, A. Formicola, Z. Fülöp, G. Gervino, A. Guglielmetti, C. Gustavino, G. Gyürky, G. Imbriani, A.P. Jesus, M. Junker, A. Lemut, R. Menegazzo, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, M. Romano, C. Rossi Alvarez, F. Schümann, E. Somorjai, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, H.P. Trautvetter, A. Vomiero and S. Zavatarelli

Nuclear Physics A758 (2005) 383c – 386c.

R-matrix analysis of the $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ astrophysical S-factor

C. Angulo, A.E. Champagne, H.P. Trautvetter

Nuclear Physics A758 (2005) 391c – 394c.

S-factor of $^{14}\text{N}(\text{p},\gamma)^{15}\text{O}$ at astrophysical energies

G. Imbriani, H. Constantini, A. Formicola, A. Vomiero, C. Angulo, D. Bemmerer, R. Bonetti, C. Broggini, F. Confortola, P. Corvisiero, J. Cruz, P. Descouvemont, Z. Fulöp, G. Gervino, A. Guglielmetti, C. Gustavino, G. Gyürky, A.P. Jesus, M. Junker, J.N. Klug, A. Lemut, R. Menegazzo, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, M. Romano, C. Rossi-Alvarez, F. Schümann, D. Schürmann, E. Somorjai, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, H.P. Trautvetter

European Journal of Physics A25 (2005) 455 – 466.

Chapitre 4

TECHNIQUES EXPERIMENTALES EN ASTROPHYSIQUE NUCLEAIRE

4.1 Développements techniques

Les techniques expérimentales appliquées aux grandeurs nucléaires d'intérêt astrophysique sont très variées et dépendent du scénario stellaire étudié (combustion lente ou explosive). Par exemple, les mesures de sections efficaces à très basse énergie avec des faisceaux intenses d'ions stables (de l'ordre du mA) et des cibles solides requièrent un monitoring de la stabilité et de la stoechiométrie de la cible par rapport à la dose accumulée. Ces études en laboratoire sont limitées principalement par l'effet des rayonnements cosmiques dans les détecteurs. On peut protéger les détecteurs (avec, par exemple, des briques de plomb), mais les interactions du rayonnement cosmique avec le matériel produisent également un fond de rayons γ et de neutrons qui affectent les mesures. Une protection active (par exemple, des scintillateurs plastiques en anti-coïncidence avec les détecteurs gamma) réduit partiellement le problème de cette activation. La meilleure solution (mais pas toujours la plus facile) est d'aller sous terre [Fio95]. Le pionnier des laboratoires souterrains dédiés à la mesure de réactions d'intérêt astrophysique est le laboratoire LUNA¹ au Gran Sasso, Italie. Son caractère unique est une suppression du rayonnement cosmique équivalente à 4000 mètres d'eau. Cela permet de mesurer des sections efficaces de l'ordre de 0.01 picobarn [Bon99] (en utilisant les accélérateurs de 50 kV et 400 kV installés au laboratoire LUNA). Un exemple des mesures à la limite du techniquement possible réalisées à LUNA est la réaction $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ [For04, Imb05] (l'analyse des données est discutée au chapitre 3). Un nouveau projet² aux Etats-Unis pour la création d'un laboratoire souterrain a été récemment lancé par une collaboration d'universités et de laboratoires américains et européens.

L'étude des réactions impliquées dans des processus explosifs demande le développement de faisceaux radioactifs (le temps de vie de ces noyaux est trop court pour en faire des cibles) et de techniques en cinématique inverse avec des cibles riches en protons et particules α (cibles gazeuses ou implantées). Également, en raison des faibles intensités des faisceaux radioactifs (typiquement de l'ordre de 10^4 - 10^7 particules par seconde (pps) sur la cible), il est indispensable de travailler avec des systèmes de détection très efficaces. C'est ainsi que des

¹ LUNA = Low Underground Nuclear Astrophysics

² Information actualisée à <http://www.jinaweb.org/dusel>

détecteurs de particules à multipistes ou de clusters de détecteurs gamma, de plus en plus sophistiqués, couvrant un angle solide important, ont été développés. Ces détecteurs sont accompagnés de nouveaux systèmes d'acquisition capables de supporter des centaines de canaux avec des temps morts négligeables. A cause également des faibles intensités, il est pratiquement impossible d'utiliser les systèmes conventionnels pour obtenir la charge totale accumulée dans la cible avec une précision suffisante. De ce fait, la normalisation absolue d'une section efficace étudiée avec un faisceau radioactif est une des quantités les plus difficiles à établir. Une des techniques employées avec succès est d'évaporer une couche mince (quelques $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) d'or sur les feuilles utilisées comme cibles et de normaliser à la section efficace coulombienne [Ang03a, Ang03b].

Dans ce chapitre, je vais d'abord aborder quelques développements techniques, dans lesquels j'ai été directement impliquée, liés à la production de faisceaux stables de basse énergie, à l'utilisation de séparateurs de recul avec des faisceaux radioactifs et à la production de cibles d'hélium implantées. Ensuite, je vais présenter sept expériences auxquelles j'ai activement participé: avec des faisceaux stables, $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$ [Zah95], $^{15}\text{N}(\alpha,\gamma)^{19}\text{F}$ [Oli96] et $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ [Ham98, Ham01] (cette dernière avec des cibles radioactives de ^7Be); avec des faisceaux radioactifs: la diffusion élastique $p(^7\text{Be},p)^7\text{Be}$ [Ang03b] (liée à la réaction $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$), et les études des réactions de transfert $^7\text{Be}(d,p)^8\text{Be}$ [Ang05c] (nucléosynthèse du Big Bang), $^{18}\text{F}(d,p)^{19}\text{F}$ [Ser03a] et $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ (émission gamma des novae).

4.1.1 Mise au point de l'accélérateur de protons PAPAP

Pendant mon séjour postdoctoral (1993-1994) au CSNSM-Orsay, j'ai été responsable d'une étude des spécifications de l'accélérateur PAPAP ("Petit Accélérateur Pour l'AstroPhysique"), et plus particulièrement de sa calibration en énergie et d'une mesure de sa stabilité et de sa résolution. PAPAP, conçu et construit au CSNSM au début des années 90 par une collaboration franco-grecque, est une machine électrostatique capable d'accélérer des protons d'énergie maximale de 250 keV avec des intensités de l'ordre de quelques centaines de μA . Profitant de l'expérience acquise pendant ma thèse de doctorat avec les accélérateurs du Dynamitron Tandem Laboratorium (DTL) à Bochum, la mise au point de PAPAP est devenue mon sujet principal de recherche pendant mon séjour au CSNSM.

Le but principal de cet accélérateur était de mesurer la section efficace de la réaction $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ avec une cible radioactive de ^7Be et un faisceau de protons aux énergies les plus basses possibles (< 100 keV). Jusqu'il y a peu, la réaction $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ était considérée comme la source principale des incertitudes dans le calcul du flux de neutrinos solaires (voir discussion au chapitre 2). Au début des années 90, une mesure directe de cette réaction était

un objectif scientifique très important. Ce but a finalement été accompli par la suite (voir Sect. 4.3, [Ham98, Ham01]). D'autres mesures de sections efficaces d'intérêt astrophysique comme, par exemple, $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ et $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ étaient aussi envisageables à l'époque, et elles ont été très récemment réalisées [Cha05], mais je ne les discuterai pas ici.

Dans une première publication [Bog94], une description des composantes de PAPAP (source d'ions, extraction, séparation de masse) ainsi que de la ligne de faisceau et du montage expérimental pour la mesure de réactions du type (p,γ) et (p,α) est présentée. Pour les premières, un montage typique avec une cible solide et des détecteurs Ge(Li) ou NaI(Tl) dans une géométrie près de la cible pouvait être utilisé. Pour l'étude des réactions du type (p,α) , la chambre était située à l'intérieur d'un spectromètre solénoïdal supraconducteur (SOLENO) [Sha84], conçu spécialement pour opérer à 0° dans la direction du faisceau. Les particules α résultant des réactions sont focalisées à des distances grandes par rapport à la cible et directement sur des détecteurs de particules de Si. Les protons rétrodispersés sont déviés à un autre endroit. Un avantage évident de l'utilisation de SOLENO est la possibilité de situer les détecteurs de particules loin de la cible, diminuant ainsi le bruit de fond. Cela est très intéressant quand, par exemple, on utilise des cibles radioactives (principalement, des émetteurs β). La figure 4.1 montre une vue schématique de l'ensemble.

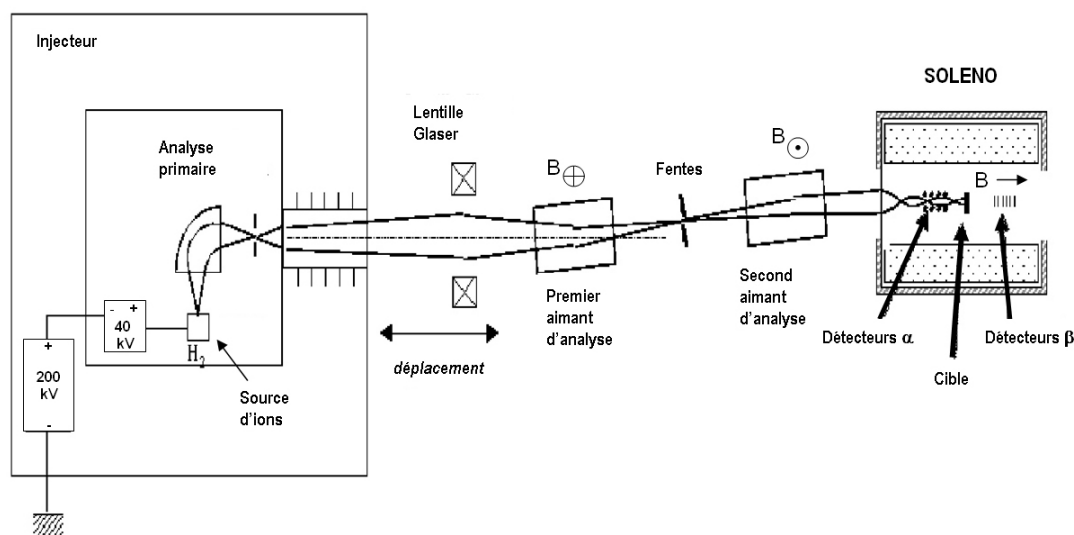


Figure 4.1: Vue schématique de PAPAP, de la ligne de faisceau et du dispositif expérimental pour l'étude de réactions de transfert avec SOLENO. La distance entre la source d'ions et SOLENO était d'environ 8 m.

Pour calibrer la tension de l'accélérateur, on a mesuré les propriétés (E_R et Γ_R) bien connues expérimentalement [TUN06] de résonances étroites de réactions du type (p,γ) et (p,α) .

L'énergie absolue du faisceau de protons E_p est donnée par $E_p = a \times U_{HV} + b$, où U_{HV} est la valeur de la haute tension de l'accélérateur et les coefficients a et b sont déterminés à partir des valeurs expérimentales de E_R et Γ_R , avec une précision meilleure que 0.2%. Nous avons également trouvé une stabilité en énergie meilleure que 10 keV/h. Ainsi, PAPAP était prêt à la mesure de la réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ [Ham98, Ham01] (voir section 4.2).

4.1.2 Mise au point du séparateur de recul ARES et première expérience avec un faisceau radioactif

Installé au CRC/UCL, le séparateur de recul ARES (“Astrophysics REcoil Separator”) a été conçu comme un nouvel outil pour mesurer des sections efficaces de réactions de capture du type (p,γ) induites par des faisceaux radioactifs en cinématique inverse. Le but d'ARES est de détecter les ions des produits d'une réaction en les séparant des ions du faisceau. Avec DRAGON à TRIUMF, le “Daresbury Recoil Separator” à Oak Ridge, et FMA à Argonne National laboratory, ARES est un des quatre séparateurs de recul utilisés avec des faisceaux radioactifs au monde pour la recherche en astrophysique nucléaire. Un nouveau séparateur³ pour l'astrophysique est en projet aux Etats-Unis à l'université de Notre-Dame.

Les composantes d'ARES et ses caractéristiques ont été abondamment décrites ailleurs [Cou99, Ang01c, Cou03, Cou04a, Cou04b]. La figure 4.2 montre le dispositif expérimental de manière schématique (les éléments les plus importants sont indiqués en gris). Avec la contrainte de l'espace disponible dans le hall expérimental du CRC/UCL, le choix des éléments d'ARES est fait en fonction des caractéristiques des réactions du type (p,γ) avec $A < 30$ à étudier. Dans ces réactions, les produits des réactions sont contenus dans un cône d'angle de $\pm 1^\circ$, l'état de charge le plus abondant après la cible est environ 30% du total, et le rapport des vitesses des ions produits (A) et des ions du faisceau ($A+1$) est $A/(A+1)$. La séparation se fait en trois étapes: (i) une sélection de l'état de charge le plus abondant des ions produits (ainsi que des ions du faisceau) par un dipôle magnétique, (ii) une transmission des ions produits et une déflexion des ions du faisceau par un filtre de Wien, en fonction de leur vitesse, et (iii) une identification des ions par un détecteur ΔE - E , constitué d'un détecteur à gaz ΔE et d'un détecteur de silicium E . D'autres éléments de focalisation (de triplets et de doublets de quadripôles) et géométriques (fentes) servent à guider les ions à travers la ligne.

Il faut remarquer que les faisceaux fournis par CYCLONE44 ont des caractéristiques spécifiques de ceux des cyclotrons, très différentes de ceux produits par des accélérateurs électrostatiques, qui ont été typiquement employés avec des séparateurs. Par exemple,

³ STGEORGE = Strong Gradient Electromagnetic On-line Recoil separator for Gamma ray Experiments.

l'énergie de CYCLONE44 a une résolution d'environ 1% (FWHM) avec une grande émittance. Ces facteurs, qui vont affecter le fonctionnement d'ARES, sont néanmoins compensés par l'avantage des faisceaux radioactifs intenses produits par CYCLONE44. Néanmoins, par rapport aux techniques de détection employées antérieurement (la détection des gamma [Dec91], des particules chargées suivant la décroissance β du produit [Pag94], ou des positrons de la décroissance du produit [Mic96]), ARES a certainement des avantages. Mais, le dispositif actuel d'ARES a aussi des inconvénients qui seront plus importants pour l'étude de réactions avec des faisceaux radioactifs.

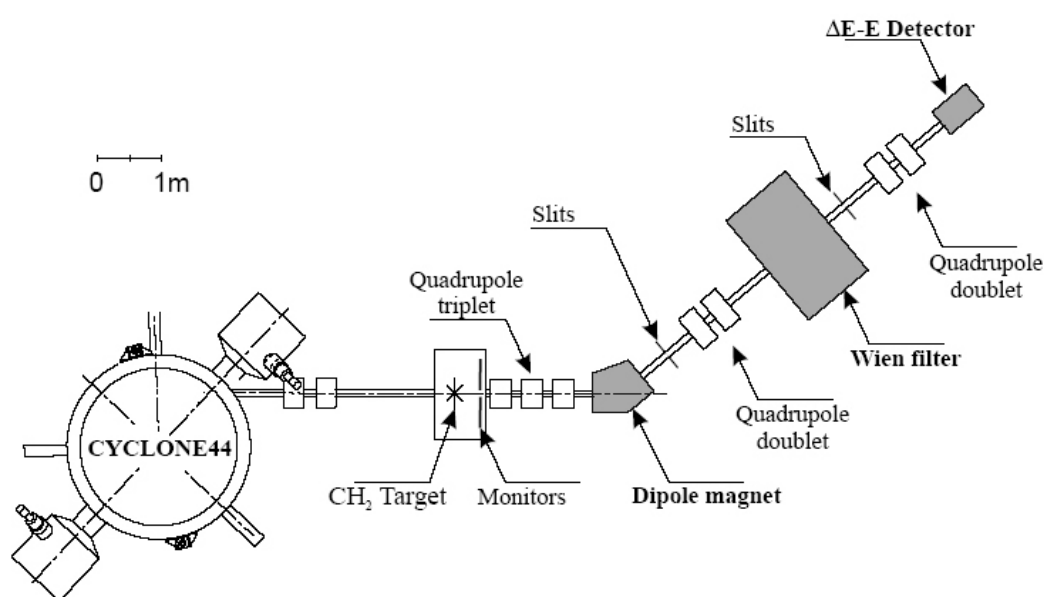


Figure 4.2: Vue schématique d'ARES et de CYCLONE44 [Cou03]. Les trois éléments principaux de la ligne: le dipôle magnétique, le filtre de Wien et le détecteur $\Delta E-E$ sont indiqués en gris.

L'étude d'une résonance d'importance astrophysique dans la réaction $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$ avec le premier faisceau radioactif fourni par CYCLONE44 ($E = 0.2 - 0.8$ MeV/amu) rentrait dans le cadre de la thèse de doctorat de M. Couder [Cou04b]. Mais avant d'étudier la force d'une résonance d'importance astrophysique, il a fallu mettre au point le séparateur en étudiant, entre autres, les facteurs suivants: (i) l'efficacité de transmission du faisceau avant la cible, (ii) l'état de charge le plus abondant, pour les ions du faisceau et du produit, après la cible, (iii) les pertes d'énergie dans la cible, (iv) le pouvoir de réjection du faisceau, (v) la distribution en énergie (et le straggling) des ions du produit dans la cible, (vi) la distribution en énergie et l'efficacité de transmission de l'état de charge des ions du produit le plus abondant en fonction de l'énergie, et (vii) la performance du télescope $\Delta E-E$ (résolution en énergie, événements fortuits). Pour cela, on a étudié une résonance similaire à celle de $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$

dans une réaction impliquant un faisceau stable avec des caractéristiques semblables. L'état analogue dans la réaction $^{19}\text{F}(\text{p},\gamma)^{20}\text{Ne}$ était le choix évident.

a) Etude de la résonance à 635 keV dans la réaction $^{19}\text{F}(\text{p},\gamma)^{20}\text{Ne}$

La résonance située à 635 keV au-dessus du seuil de $^{19}\text{F}(\text{p},\gamma)^{20}\text{Ne}$ ($Q = 12.844$ MeV), correspondant à un état 1^+ dans le ^{20}Ne avec $\Gamma_{\text{cm}} = 5.7 \pm 0.7$ keV, $\omega\gamma = 1.6 \pm 0.2$ eV [Til98], semblait un choix idéal pour préparer ARES à l'étude de $^{19}\text{Ne}(\text{p},\gamma)^{20}\text{Na}$. En utilisant un faisceau de ^{19}F à 13.2 MeV, délivré par CYCLONE44 avec une intensité d'environ 10^9 pps (explicitement limité pour simuler le cas des faisceaux radioactifs), et de cibles de polyéthylène $(\text{CH}_2)_n$ d'épaisseurs diverses (entre 50 et 120 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$), nous avons trouvé une efficacité globale d'ARES de l'ordre de 4%. En d'autres mots, une transmission de l'ordre de 11% pour les ions de $^{20}\text{Ne}^{7+}$ (7+ était la charge la plus abondante).

b) Etude de la résonance à 448 keV dans la réaction $^{19}\text{Ne}(\text{p},\gamma)^{20}\text{Na}$

La réaction $^{19}\text{Ne}(\text{p},\gamma)^{20}\text{Na}$ est présente dans deux des chaînes de réactions impliquées dans la combustion explosive se produisant dans les novae et les sursauts X (cycle CNO chaud vers le processus rp). Son taux de réaction aux températures des sursauts X [Lam90] peut être dominé par une résonance à 448 keV au-dessus du seuil ($Q = 2.195$ MeV), correspondant à un état excité à 2.643 MeV dans le ^{20}Na [Til98]. Le spin de cette résonance n'est pas connu avec certitude malgré de nombreuses études théoriques et expérimentales (voir [Cou04a] pour une discussion détaillée et des références). Cela implique des incertitudes importantes dans son taux de réaction et, en conséquence, le rôle de la réaction dans la nucléosynthèse explosive. Des études antérieures avec détection de gamma et réalisées à Louvain-la-Neuve [Pag94, Mic96, Van98] ont obtenu une limite supérieure $\omega\gamma \leq 21$ meV (avec 90% de niveau de confiance).

Nous avons utilisé une cible de 80 $\mu\text{g}/\text{cm}$ de $(\text{CH}_2)_n$ et un faisceau de ^{19}Ne accéléré par CYCLONE44 avec une intensité moyenne de l'ordre de 10^8 pps, dans son état de charge 3+, à une énergie de 9.8 MeV et avec une résolution d'environ 260 keV (FWHM). Une mesure directe du faisceau sur le détecteur ΔE -E montrait une contamination du $^{19}\text{F} < 0.7\%$. Le facteur de réjection était typiquement de 5×10^6 , qui est environ un facteur 10 moins bon que dans le cas de la réaction $^{19}\text{F}(\text{p},\gamma)^{20}\text{Ne}$, probablement dû à la moins bonne qualité du faisceau radioactif. L'efficacité globale était d'environ 2.7%. Malgré un travail précis, tenant compte de tous les facteurs liés aux éléments de la ligne d'ARES, au choix et caractéristiques de la cible, et à la cinématique de la réaction, nous n'avons pas pu trouver mieux qu'une

limite supérieure à la largeur de la résonance en question, $\omega\gamma \leq 15.2$ meV (avec 90% de confiance) [Cou04b].

c) Conclusions de ces études

Les études décrites ont montré qu’une série de modifications sur la ligne d’ARES peuvent augmenter l’efficacité du dispositif [Cou05]. En particulier, le pouvoir de réjection peut être augmenté en éloignant les fentes du dipôle et du filtre de Wien permettant aux ions du faisceau de parcourir un chemin plus long après avoir été déviés. L’addition d’un aimant d’analyse avant le détecteur $\Delta E-E$ permettrait la réjection d’une grande partie des ions du faisceau diffusés par les différents éléments de la ligne et qui, donc, n’ont pas la même impulsion que les ions produits et ne sont pas déviés par le filtre de Wien. Le faisceau de CYCLONE44 n’étant pas analysé, il se peut qu’il ne soit pas aligné sur la trajectoire principale d’ARES. L’installation d’un système de monitoring permettra de garantir la position du faisceau avant et après la cible. L’installation d’un aimant d’analyse à la sortie de CYCLONE44 permettrait également d’améliorer les qualités du faisceau.

4.1.3 Réalisation de cibles solides implantées d’hélium

Pour l’étude des réactions en cinématique inverse, il est nécessaire d’utiliser des cibles d’hydrogène et d’hélium. Il n’y a pas de choix idéal, ceci dépend de la réaction et du domaine d’énergies à étudier. Le premier choix qui semble évident est celui des cibles gazeuses. Bien que la densité soit plus faible que dans une cible solide, le principal avantage de ce type de cibles est la pureté. Si la cellule gazeuse a des fenêtres (généralement une feuille de Mylar, de Capton, ou de Havar), le principal inconvénient est la dégradation de l’énergie du faisceau (perte d’énergie et straggling) et le fond induit par des réactions dans la feuille. Pour éviter ce problème, on utilise des cibles gazeuses sans fenêtre. Pour obtenir une pression typique de 10^{-7} mbar, il est nécessaire d’utiliser un système de pompage différentiel avec des collimateurs. Ces systèmes sont chers et, normalement, assez encombrants. Pour augmenter la densité du gaz, des cellules gazeuses cryogéniques ont été développées au GANIL [Mit01] et à RIKEN [Ish01]. Dans les cas de réactions avec implication de protons, on peut aussi faire le choix plus simple d’une cible solide. Une feuille de polyéthylène $(CH_2)_n$, avec des épaisseurs entre $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et quelques mg/cm^2 , et résistant sans dégradation à des intensités de faisceaux $\leq 10^9$ pps, a été utilisée avec succès. Mais, pour les réactions impliquant des particules α , il n’existe pas de cible solide adaptée. Dans le but de mesurer des réactions du type (α, γ) en cinématique inverse avec des faisceaux stables et radioactifs, nous avons développé des cibles d’hélium implantées.

Pour être utiles dans l'étude de petites forces de résonance, ces cibles implantées doivent remplir une série de conditions: (i) une concentration importante de He; (ii) une homogénéité de He en fonction de la profondeur d'implantation; (iii) une stabilité du contenu en He en fonction du temps. Les cibles (avec des épaisseurs typiques de l'ordre de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) ont été implantées en utilisant une source du type ECR⁴ qui produit des ions de $^4\text{He}^{1+}$ à des énergies qui varient entre 4 et 18 keV et avec une intensité de l'ordre de $5 \mu\text{A}$. Différents substrats d'implantation ont été testés pour déterminer le plus adapté à une concentration maximale d'hélium. L'aluminium s'est avéré être le meilleur candidat avec des concentrations de l'ordre de $10^{17} - 10^{18}$ atomes/ cm^2 , qui ont été mesurées avec la méthode RBS utilisant une résonance dans la diffusion élastique $^4\text{He}(\text{p,p})^4\text{He}$ [Van02]. L'homogénéité des ces feuilles implantées a été étudiée avec la méthode ERDA utilisant un faisceau de ^{19}F de 13.5 MeV accéléré par CYCLONE44. D'après ces analyses, nous avons conclu que ces cibles d'hélium implantées étaient prêtes à être utilisées dans l'étude d'une réaction du type (α, γ) . Les cibles ont été testées avec la diffusion élastique $^{15}\text{N} + \alpha$ dont je ne discuterai pas ici. Les détails de ces travaux se trouvent dans la thèse de doctorat de F. Vanderbist [Van05]. Comme illustration, la figure 4.3 montre une photo d'une des cibles d'hélium implantées dans l'aluminium.



Figure 4.3: La zone d'implantation dans une des cibles d'hélium développées à Louvain-la-Neuve est clairement distinguée du substrat d'implantation [Van05] (les dimensions du support sont de 25 mm x 25 mm).

4.2 Étude de réactions avec des faisceaux stables

Pendant mon séjour post-doctoral au CSNSM à Orsay (1993-1994), j'ai continué ma collaboration avec le groupe de Claus Rolfs à l'Université de Bochum, où j'avais réalisé les expériences qui ont fait partie de ma thèse de doctorat. Pendant les étés 1993 et 1994, nous avons réalisé les expériences qui entraient dans le cadre de la thèse de doctorat de D. Zahnow [Zah96]. Ici, je présente l'étude de la réaction de capture $^9\text{Be}(\text{p}, \gamma)^{10}\text{B}$ [Zah95].

⁴ ECR = Electron Cyclotron Resonance

Au CSNSM, je me suis impliquée dans l'étude de la réaction $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$ avec un faisceau de ^7Li au Tandem d'Orsay [Oli96], qui fait partie de la thèse de doctorat de F. de Oliveira Santos [Oli95]. Mais j'ai surtout travaillé sur la réaction $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$ (thèse de doctorat de F. Hammache [Ham99]). L'étude de cette réaction a nécessité beaucoup de préparations, dont la mise au point de l'accélérateur PAPAP (voir section 4.1.1).

Dans les sections suivantes, je vais exposer les motivations, décrire brièvement les dispositifs expérimentaux, et commenter les résultats de ces trois études expérimentales. Les détails de ces travaux se trouvent dans les trois thèses de doctorat signalées ci-dessus.

4.2.1 La réaction $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$

La réaction $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$ intervient dans la nucléosynthèse primordiale et stellaire. Plusieurs résonances contribuent à sa section efficace aux énergies les plus basses [Til04]. En 1995, l'information sur les propriétés de ces résonances était très partielle et, donc, les calculs du taux de la réaction n'étaient pas complets [CF88]. Nous l'avons étudiée au Dynamitron Tandem Laboratorium (DTL) de Bochum en utilisant des faisceaux de protons, produits par l'accélérateur Tandem de 4 MV, et des cibles de ^9Be , évaporées sur des supports de Cu et Ta [Zah95]. La section efficace est étudiée aux énergies dans le laboratoire entre 75 et 1800 keV, avec des intervalles de quelques keV. L'intensité du faisceau a été limitée à environ 30 μA , pour éviter des problèmes d'instabilité dans les cibles de ^9Be . Par rapport aux expériences antérieures, la nouveauté ici est l'utilisation d'un détecteur de gamma de type NaI(Tl) couvrant un angle de 4π dénommé "Summing Crystal", qui permet de mesurer le flux de gamma intégré d'une réaction de capture radiative. Il a été ultérieurement employé pour l'étude d'autres réactions d'intérêt astrophysique (voir par exemple, [Spy00]).

La figure 4.4 montre un schéma du dispositif expérimental. La cible de ^9Be , refroidie par circulation d'eau pour éviter sa dégradation par le faisceau intense de protons, est située au centre du détecteur. L'efficacité du "Summing Crystal" est pratiquement indépendante de l'énergie et son efficacité absolue est aussi quasi-indépendante du nombre de cascades $\gamma\gamma$ [Jun92] et présente un pic prononcé à l'énergie $E_\gamma = Q+E$ (Q est le seuil de la réaction, E est l'énergie dans le centre de masse). Dans le cas de la réaction $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$, quatre résonances aux énergies $E_R = 319, 992, 1083$ et 1290 keV ont été observées. Le facteur astrophysique est obtenu à partir de la fonction d'excitation en la normalisant à la charge totale accumulée (typiquement de l'ordre de 60 mC aux énergies les plus basses); il est présenté sous forme de table dans [Zah95] pour des énergies effectives entre 73.3 et 1800 keV.

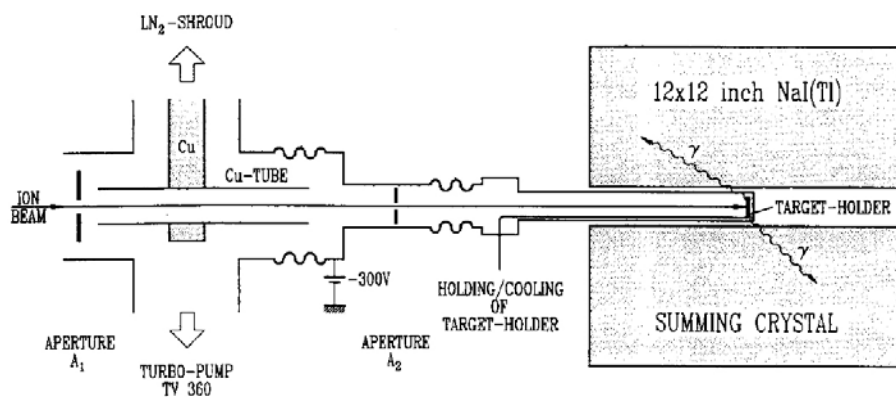


Figure 4.4: Vue schématique du dispositif expérimental employé pour étudier la réaction ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$ au DTL de Bochum avec le “Summing Crystal” [Zah95].

Le taux de réaction est également calculé pour des températures allant de $T_0 = 0.001$ à 10 et comparé avec ceux de [CF88] montrant des différences d'un facteur 4 aux environs de $T_0 = 0.8$. Cela est fondamentalement dû aux nouvelles valeurs de l'énergie et de la force de résonance de l'état à 6.89 MeV (1) dans le ${}^{10}\text{B}$ ($E_R = 319$ keV) [Zah95]. Il faut néanmoins prendre les résultats de [Zah95] avec réserve. En effet, pour obtenir les paramètres des résonances (énergies, largeurs, spins), un ajustement du facteur S contenant la contribution des trois états les plus importants (à 319, 992 et 1290 keV), une contribution de “capture directe” et de termes d'interférences entre les différentes contributions est effectué. Cependant, cet ajustement est purement empirique et les propriétés des résonances ainsi obtenues ne peuvent pas être considérées au sens strict. Un traitement rigoureux utilisant un modèle nucléaire est nécessaire.

F.C. Barker [Bar02b] a réalisé une analyse des données de ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$ [Zah95] et des propriétés des états du ${}^{10}\text{B}$ [Cec92, Zah95, Wul98, Gaf99, Sat99] avec le modèle de la matrice R (décrit au chapitre 3). Il démontre que les formules de l'ajustement du facteur S utilisées par [Zah95] (et aussi par [Wul98, Gaf99, Sat99]) n'utilisent pas une approximation appropriée de la section efficace de capture, et qu'elles présentent des inexactitudes⁵. Par conséquent, les résultats de [Bar02b] diffèrent sensiblement de ceux de [Zah95].

4.2.2 Études des états du ${}^{19}\text{F}$ proches du seuil ${}^{15}\text{N}+\alpha$

Le fluor est un des éléments les mieux connus. Il est utilisé dans des nombreuses applications de la vie courante (dentisterie, nettoyage...) à cause de sa grande réactivité chimique. Dans les étoiles, le fluor est également très réactif et il est rapidement épuisé par des réactions

⁵ Ces formules, bien qu'inexactes, sont malgré tout utilisées fréquemment (voir, par exemple, [Hah96]).

nucléaires. La nucléosynthèse du fluor n'est pas complètement élucidée et plusieurs sites astrophysiques ont été proposés. Entre autres, des observations spectroscopiques récentes des pulses thermiques dans des étoiles de type AGB ont montré une abondance importante du fluor dans les spectres stellaires [For92]. Une des hypothèses les plus plausibles est que le fluor est produit dans les dernières phases de la combustion de l'hélium dans les étoiles peu massives. La réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$, provenant du ^{14}N (reste du cycle CNO) à partir de la chaîne de réactions $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$ joue un rôle important. En particulier, un état du ^{19}F à 4.378 MeV au-dessus du seuil ($Q = 4.0138$ MeV) domine le taux de réaction aux températures stellaires, $T_9 \sim 0.2$ (figure 4.5). Puisque l'énergie de la résonance est très basse, le facteur de pénétration est très petit, la largeur α est plus petite que la largeur γ et, donc, $\omega\gamma \sim \Gamma_\alpha$. En 1995, la contribution de cette résonance au taux de réaction provenait d'une estimation grossière de Γ_α [CF88].

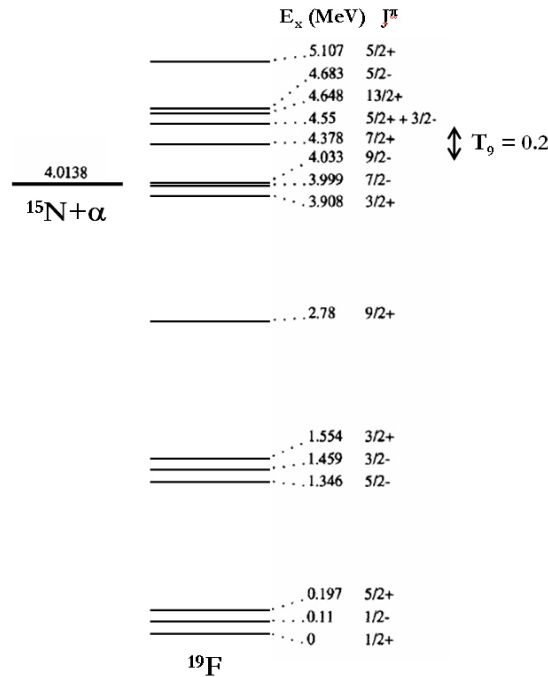


Figure 4.5: Les 16 états du ^{19}F observés avec la réaction $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, \text{t})^{19}\text{F}$ [Oli96]. Le pic de Gamow à $T = 0.2$ GK est indiqué.

A cause de sa valeur très petite, une mesure directe n'était pas envisageable. Nous avons utilisé la réaction de transfert $^{15}\text{N}(^7\text{Li}, \text{t})^{19}\text{F}$ et une analyse par la méthode DWBA (chapitre 3) pour déterminer le facteur spectroscopique et la largeur α de l'état en question [Oli96]. L'expérience s'est déroulée au Tandem de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Nous avons utilisé un faisceau de ^7Li de 28 MeV, avec une intensité d'environ 30 nA, et une cible gazeuse de ^{15}N (enrichie à 99%) avec des fenêtres de Ni situées à l'avant d'un spectromètre

magnétique. Ce dernier permettait une focalisation sur un large domaine d'énergie. Les produits de la réaction sont détectés par un ensemble de trois détecteurs permettant d'obtenir la position (compteur à migration), la perte d'énergie (compteur proportionnel) et l'énergie restante, mesurée par le spectromètre Split Pole et une chambre à fils dans le plan focal. La figure 4.6 montre les spectres expérimentaux correspondant aux seize premiers états du ^{19}F observés (la résolution expérimentale n'est pas suffisante pour résoudre tous les états). Le niveau d'intérêt astrophysique à 4.378 MeV, avec une résolution en énergie d'environ 100 keV (FWHM), est clairement séparé des autres états les plus proches.

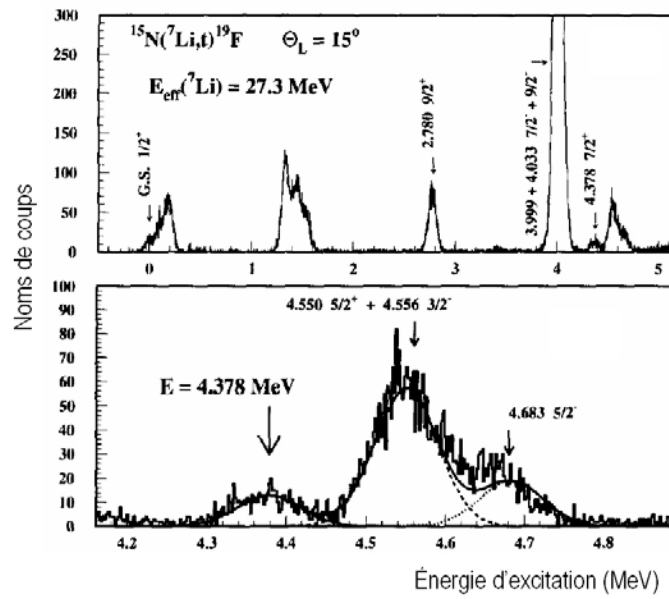


Figure 4.6: Spectres expérimentaux observés avec la réaction $^{15}\text{N}(^7\text{Li},t)^{19}\text{F}$ [Oli96].

Les propriétés des niveaux sont obtenues à partir d'une analyse utilisant le modèle DWBA (une discussion détaillée est présentée dans [Oli96]). Pour l'état astrophysique, on obtient $\Gamma_\alpha = (1.5^{+1.5}_{-0.8}) \times 10^{-9}$ eV, qui est substantiellement plus petite que la valeur utilisée antérieurement. Un nouveau taux de réaction est calculé tenant compte des contributions des états observés ainsi que de 60 niveaux entre 5 et 10 MeV [Ajz87]. Pour des températures $T_9 < 0.2$, en raison des nouvelles valeurs des paramètres des résonances, ce taux est environ 60 fois plus petit que celui de la compilation de CalTech [CF88] (voir chapitre 5). Pour $0.4 < T_9 < 0.8$, le taux es environ 10 fois plus grand, en raison de l'inclusion de niveaux non considérés dans [CF88].

L'application de ce nouveau taux aux calculs de nucléosynthèse a comme conséquence un retardement de la formation de ^{19}F , ensuite transporté à la surface des étoiles AGB par convection [Mow95]. Néanmoins, les modèles stellaires souffrent encore d'incertitudes trop

importantes (comme par exemple, le rôle et le traitement de la convection) pour donner des résultats concluants.

4.2.3 La réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$

En 1998, l'intérêt de la réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ résidait dans son importance pour le calcul du flux des neutrinos solaires (voir discussion dans le chapitre 2). A l'époque, il existait six résultats publiés de son facteur astrophysique à énergie nulle, $S_{17}(0)$. Cinq de ces expériences utilisaient des cibles de ${}^7\text{Be}$ radioactif et des faisceaux de protons [Kav60a, Par66, Kav69, Vau70, Wie77, Fil83] et une d'entre elles utilisait la dissociation coulombienne [Mot94]. Au total, sept valeurs de $S_{17}(0)$ comprises entre 16 et 28 eV-barn c'est-à-dire, plus de 50% d'incertitude (voir Table 2.4 et Figure 2.3). Une nouvelle étude à basse énergie de ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ semblait donc nécessaire et elle a été entamée par le groupe d'astrophysique nucléaire au CSNSM d'Orsay. Le but était de minimiser les erreurs expérimentales et d'obtenir une valeur précise de $S_{17}(0)$. Ces travaux, qui ont commencé au début des années 90 avec la construction de l'accélérateur PAPAP (voir 4.1.1), ont abouti à deux publications dans la revue Physical Review Letters [Ham98, Ham01] et à une thèse de doctorat [Ham99].

Ainsi, la section efficace de ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ a été mesurée aux énergies 0.35 – 1.4 MeV [Ham98] et 0.117 – 0.186 MeV [Ham01] en utilisant des faisceaux de protons des accélérateurs Van der Graaf de 4 MV à Bordeaux-Gradignan et de l'accélérateur PAPAP d'Orsay, respectivement, et des cibles radioactives de ${}^7\text{Be}$. Plusieurs cibles de ${}^7\text{Be}$, avec des activités entre 10 et 130 mCi ($\sim$ de 0.2×10^6 à 3×10^6 atomes de ${}^7\text{Be}$), ont été utilisées. Le ${}^7\text{Be}$ était produit à partir de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, extrait chimiquement sous forme d'oxyde de ${}^7\text{Be}$, et déposé par électrolyse sur un substrat de Pt pur. Une grande partie du travail a été consacrée à l'étude des épaisseurs, activités, uniformités, et puretés des cibles avec des méthodes nucléaires (détection des gamma, PIXE, RBS, réactions (d,p)).

Dans l'expérience réalisée à Bordeaux, des détecteurs de particules chargées du type PIPS⁶ ont été utilisés pour détecter les particules α retardées provenant de la décroissance ${}^8\text{B}(\beta^+){}^8\text{Be}^*(2\alpha)$. La détection dans l'expérience à basse énergie était un peu plus compliquée: les particules α étaient détectées avec le spectromètre solénoïdal superconducteur (SOLENO) [Sha84] (voir 4.1.1) en coïncidence avec les particules β^+ détectées dans plusieurs scintillateurs plastiques situés à l'intérieur de SOLENO (voir figure 4.1). Comme illustration, la figure 4.7 montre des spectres typiques de particules α retardées en coïncidence avec les particules β obtenus avec le dispositif de PAPAP aux énergies dans le laboratoire de $E_p =$

⁶ PIPS = Passivated Implanted Planar Silicon.

217, 160 et 130 keV. Ces spectres sont corrigés pour la contribution de réactions du fond, comme ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}(2\alpha)$ (cette réaction est également utilisée pour déterminer l'efficacité de détection avec une cible de ${}^7\text{Li}$).

L'extrapolation du facteur astrophysique à l'énergie zéro est réalisée en utilisant des modèles différents (voir [Ham99] pour une discussion détaillée). Le résultat combiné de toutes les mesures, avec une extrapolation utilisant le modèle microscopique de [Des94], est de $S_{17}(0) = 18.8 \pm 1.7$ eV barn. Cette valeur du facteur astrophysique de ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ était, en 2001, la plus précise jamais obtenue avec la méthode “directe” (voir aussi la table 2.4).

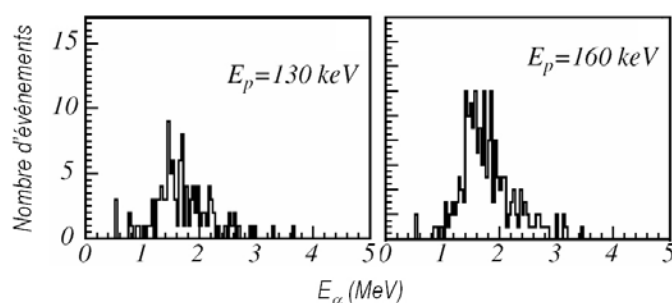


Figure 4.7: Spectre de particules alpha retardées en coïncidence avec les β du ${}^8\text{B}$ [Ham01] (voir texte).

4.3 Étude de réactions avec des faisceaux radioactifs

4.3.1 Le détecteur LEDA

Les quatre expériences décrites ici ont été réalisées au CRC/UCL en utilisant le système de détection LEDA (Louvain Edinburgh Detector Array) [Dav00]. LEDA est un détecteur de particules chargées de Si d'une épaisseur de 300 et de 500 μm , composé de secteurs à seize pistes indépendantes. Il est issu d'une collaboration étroite entre l'Université catholique de Louvain et l'Université d'Edinburgh et est commercialisé par Micron Semi-conductor Ltd⁷. Une valeur typique de la résolution électronique d'une voie est de l'ordre de 10 keV. La résolution en énergie pour une particule α de 5.5 MeV est d'environ 20 keV. La résolution en temps peut atteindre 1 ns. La figure 4.8 montre un schéma d'un des secteurs de LEDA et une photo de huit secteurs, dans une des configurations typiques, installés sur la ligne

⁷ <http://www.micronsemiconductor.co.uk/>

d'expérimentation au CRC/UCL. LEDA est actuellement employé dans un grand nombre d'expériences d'astrophysique nucléaire et de spectroscopie de noyaux exotiques à l'UCL, mais également ailleurs, par exemple à TRIUMF (le détecteur TUDA) et à Oak Ridge (le détecteur SIDAR).

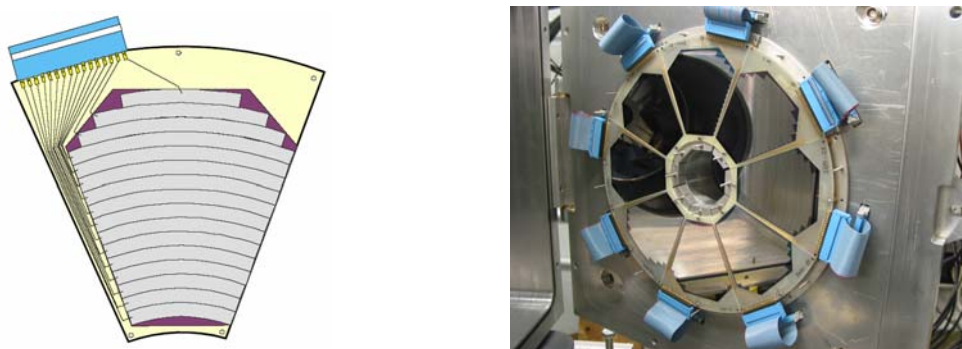


Figure 4.8: A gauche: représentation d'un secteur du type 'LEDA' [Gra00]. Le rayon minimal de la partie active est de 5 cm et son rayon extérieur de 13 cm. A droite: huit secteurs installés sur la ligne d'expérimentation R au CRC/UCL.

4.3.2 La diffusion élastique ${}^7\text{Be}+p$ et le facteur S de ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$

La diffusion élastique ${}^7\text{Be}+p$ est intéressante pour l'astrophysique nucléaire, puisque les longueurs de diffusion de ce système sont utilisées dans les modèles théoriques qui servent à extrapoler la section efficace de la réaction de capture ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ [Bay00, Des94, Des04b]. Également, ${}^7\text{Be}+p$ a un intérêt dans le cadre des études de la symétrie de charge entre systèmes miroirs (${}^7\text{Be}+p$ vs. ${}^7\text{Li}+n$). Malgré les nombreuses études de ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ avec des faisceaux de protons et des cibles de ${}^7\text{Be}$, la diffusion élastique ${}^7\text{Be}+p$ n'a jamais été étudiée auparavant (en tout cas, il n'existait pas de données publiées). Nous l'avons étudiée en cinématique inverse aux énergies dans le centre de masse $E = 0.3 - 0.75$ MeV, avec un faisceau de ${}^7\text{Be}$ et une cible de $270 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de polyéthylène (avec une couche très mince d'au, voir ci-dessous). Il s'agit de la première utilisation du faisceau de ${}^7\text{Be}$ du CRC/UCL. Le but de l'expérience est de déterminer (i) les longueurs de diffusion $\ell = 0$ et (ii) les paramètres de la résonance $\ell = 1$ ($J^\pi = 1^+$) située à 630 keV au-dessus du seuil (la largeur de l'état, obtenue dans des expériences de ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ [Fil83, Bab03, Jun03], est probablement légèrement surestimée).

Les protons de recul (rétrodiffusés dans le système c.m., émis à l'avant dans le laboratoire) sont détectés par deux systèmes LEDA couvrant 32 angles dans un large domaine angulaire.

La normalisation de la section efficace est effectuée à partir de mesures de ${}^7\text{Li}+\text{p}$, ${}^7\text{Li}+\text{Au}$ et ${}^7\text{Be}+\text{Au}$, réalisées dans les mêmes conditions que la mesure ${}^7\text{Be}+\text{p}$. Cette normalisation est indépendante du contenu en protons dans la cible, de l'angle solide et du nombre d'ions ${}^7\text{Be}$ du faisceau.

La section efficace élastique est présentée dans la figure 4.9 pour deux angles. Les courbes sont les résultats d'un ajustement théorique. Pour décrire la contribution de la résonance 1^+ , nous avons utilisé le modèle de la matrice R dans l'approximation d'un seul pôle, selon la formule (3.14):

$$\ell = 1 \quad \delta_{1I}^{1+} = \delta_1^{HS} + \arctan \frac{P_1(E)R(E)}{1 - S_1 R(E)}.$$

Pour étudier le déphasage $\ell = 0$, qui est lié aux longueurs de diffusion, nous avons employé l'approximation de la portée effective ("effective-range expansion") [Pre75], valable à basse énergie:

$$\ell = 0 \quad 2k\eta \left[\frac{\pi}{(e^{2\pi\eta} - 1) \tan(\ln \delta_{0I}^{I-}(E))} + h(\eta) \right] \cong -\frac{1}{a_{0I}} + \frac{r_I^e k^2}{2} + \dots,$$

où a_{0I} sont les longueurs de diffusion, r_I^e les portées effectives, et $h(\eta)$ est une fonction du paramètre de Sommerfeld (voir au chapitre 2). I est le spin de la voie, qui peut prendre les valeurs $I=1$ et $I=2$. Ici, nous avons supposé $r_1^e = r_2^e$, et nous avons effectué des ajustements avec 5 paramètres: a_{01} , a_{02} , r^e , E_R et Γ_R .

La table 4.2 montre les résultats des ajustements en les comparant aux résultats antérieurs. Les incertitudes tiennent compte des variations par rapport aux paramètres du modèle (rayon de la matrice R, portée effective) et de l'expérience (résolution en énergie, normalisation...).

Table 4.2: Valeurs des longueurs de diffusion $\ell=0$ du système ${}^7\text{Be}+\text{p}$ et paramètres de la résonance 1^+ .

Paramètre	[Ang03b]	[Ajz88]
a_{01} (fm)	25 ± 9	-
a_{02} (fm)	-7 ± 3	-
E_R (keV)	634 ± 5	632 ± 10
Γ_R (keV)	31 ± 4	37 ± 5

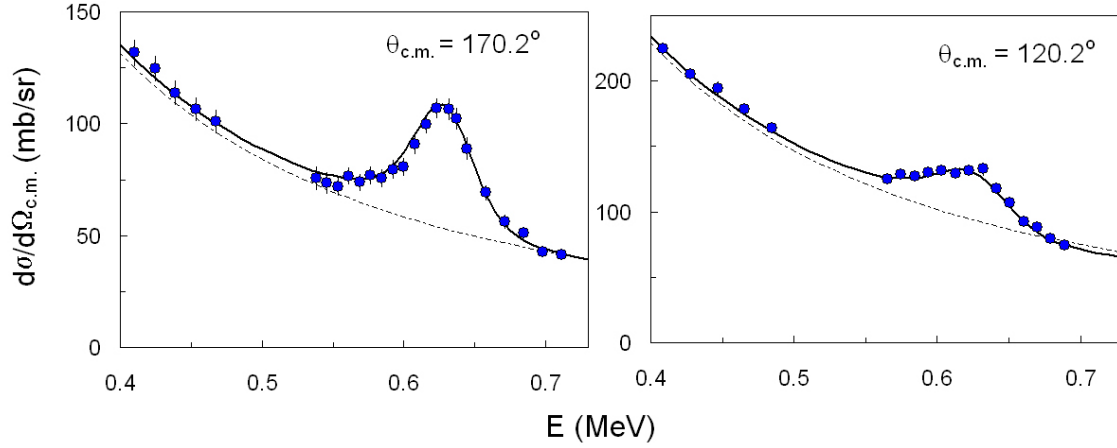


Figure 4.9: Section efficace de la diffusion élastique ${}^7\text{Be}+p$ pour deux de 32 angles étudiés [Ang03b]. Les courbes sont les meilleurs ajustements utilisant le modèle de la matrice R (voir texte). Les courbes pointillées sont les sections efficaces coulombiennes.

En raison de l'énergie de liaison très petite du ${}^8\text{B}$ par rapport au seuil ${}^7\text{Be}+p$ (137 keV), le facteur astrophysique à basse énergie est déterminé par les propriétés des fonctions coulombiennes, par la constante de normalisation asymptotique (ANC) et, dans une correction de deuxième ordre, par les longueurs de diffusion [Bay00]. Selon un calcul microscopique [Des94], la composante $I=2$ est dominante (résultat confirmé par une expérience récente [Cor02]) et la longueur de diffusion est donc essentiellement sensible à la composante $I=2$, a_{02} . La valeur de la Table 4.2 implique une diminution d'environ 6% de la pente de la courbe pour le facteur astrophysique de la réaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, $S_{17}(0)$. Cet effet est petit, mais pas négligeable pour la précision souhaitée.

En termes de symétrie de charge, la valeur expérimentale de a_{02} est en bon accord avec le résultat attendu à partir du système ${}^7\text{Li}+n$ (de -7 à -11 fm), mais a_{01} (qui ne joue pas de rôle dans l'extrapolation de ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$) est plus grande qu'attendue. Cependant, il faut remarquer que a_{01} est particulièrement sensible à la normalisation et à l'approximation de la portée effective appliquée dans [Ang03b] (voir également, une analyse théorique récente [Bar06]).

La valeur de Γ_R pour la résonance 1^+ du ${}^8\text{B}$ est légèrement plus petite (31 ± 4 keV) que celle obtenue à partir de la réaction de capture (37 ± 5 keV), et en meilleur accord avec un calcul théorique récent [Tim05], qui tient compte de l'ANC du ${}^8\text{Li}$ [Tra03].

4.3.3 La réaction ${}^7\text{Be}(d,p){}^8\text{Be}$ et l'abondance du ${}^7\text{Li}$ primordial

La réaction ${}^7\text{Be}(d,p)2\alpha$, une des voies de destruction du ${}^7\text{Be}$ (en compétition avec la capture électronique ${}^7\text{Be}(e^-){}^7\text{Li}$), est liée à l'abondance du ${}^7\text{Li}$ primordial. Actuellement, il existe une divergence importante (un facteur 2 – 3) entre les abondances de ${}^7\text{Li}$ déduites à partir de calculs de nucléosynthèse utilisant les taux des réactions nucléaires impliquées [Des04a] (voir aussi chapitre 5) et les abondances observées dans des étoiles du halo de notre Galaxie [Rya00, Mel04], si on tient compte de la valeur très précise de la densité baryonique de l'Univers $\Omega_b h^2$ obtenue récemment [Spe03]. La réaction ${}^7\text{Be}(d,p)2\alpha$, dont la section efficace n'était pas connue en-dessous de 500 keV, pouvait être une alternative intéressante pour réconcilier, par la physique nucléaire, la nucléosynthèse du Big Bang, les abondances du ${}^7\text{Li}$ et les observations de la radiation du fond cosmique si son facteur astrophysique S aux énergies du Big Bang ($T = 0.1 - 1$ GK, $E = 0.11 - 0.56$ MeV) était un facteur 100 plus grand qu'estimé actuellement [Coc04]. Le taux de cette réaction aux énergies du Big Bang était basé sur les estimations de Parker [Par72] à partir de données partielles de Kavanagh [Kav60b] aux énergies $E = 0.6 - 1.3$ MeV, impliquant une extrapolation du facteur astrophysique de 2 ordres de grandeur. La figure 4.10 montre le schéma des niveaux du ${}^8\text{Be}$ et le seuil de la réaction ${}^7\text{Be}(d,p)2\alpha$ ($Q = 16.490$ MeV). Les états observés par Kavanagh sont indiqués par des flèches bleues. Mais des états à plus haute énergie d'excitation (flèches rouges) dans le ${}^8\text{Be}$ peuvent aussi avoir une contribution non négligeable à la section efficace.

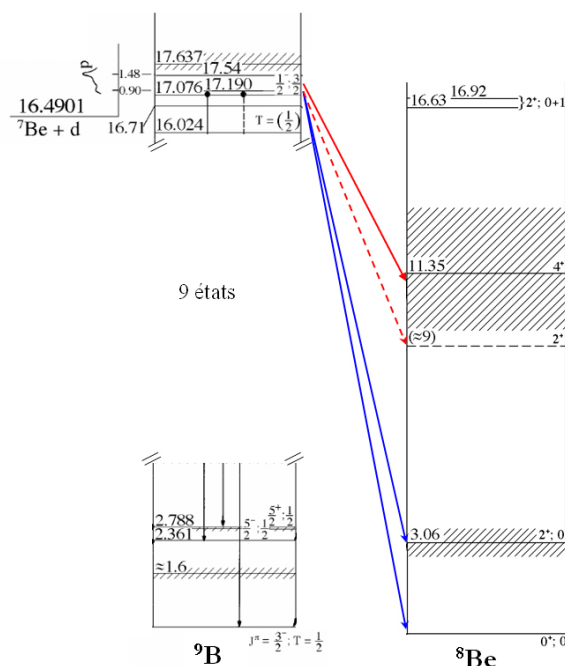


Fig. 4.10 : Schéma de niveaux de ${}^9\text{B}$ et ${}^8\text{Be}$ [Ajz88]. Les flèches bleues correspondent aux niveaux du ${}^8\text{Be}$ observés par [Kav60b] (voir texte).

Nous avons étudié cette réaction avec un faisceau radioactif de ${}^7\text{Be}$ aux énergies $E = 0.96 - 1.2$ MeV ($E_{\text{lab}} = 5.55$ MeV) et $0.15 - 0.38$ MeV ($E_{\text{lab}} = 1.71$ MeV) et une cible de $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de $(\text{CD}_2)_n$ [Ang05c]. En raison de la valeur Q très élevée, les produits de réactions (protons, particules α , ...) ont des énergies grandes et ne peuvent pas être identifiés par un seul détecteur LEDA. Nous avons utilisé un assemblage de deux systèmes LEDA en configuration télescope ΔE_1 - ΔE_2 .

La figure 4.11 montre les résultats sous la forme du facteur astrophysique moyenné dans le domaine d'énergie couvert dans la cible. Les points bleus correspondent aux contributions de deux états, fondamental et premier excité, du ${}^8\text{Be}$ (environ 65% du total) et ils sont en bon accord avec les mesures de Kavanagh (points blancs) à l'énergie de recouvrement. Les points rouges tiennent compte ces deux contributions plus la contribution d'un état 4^+ très large situé à environ 11.35 MeV dans le ${}^8\text{Be}$ (figure 4.10). Ces résultats montrent que les états non observés par Kavanagh correspondent à environ 35% de la section efficace totale (et non d'un facteur 3 comme estimé par Parker). La section efficace ${}^7\text{Be}(d,p)2\alpha$ est donc un facteur 10 plus petite qu'estimée aux énergies du Big Bang. Ce résultat exclut une solution, par voie nucléaire, du problème du ${}^7\text{Li}$ primordial.

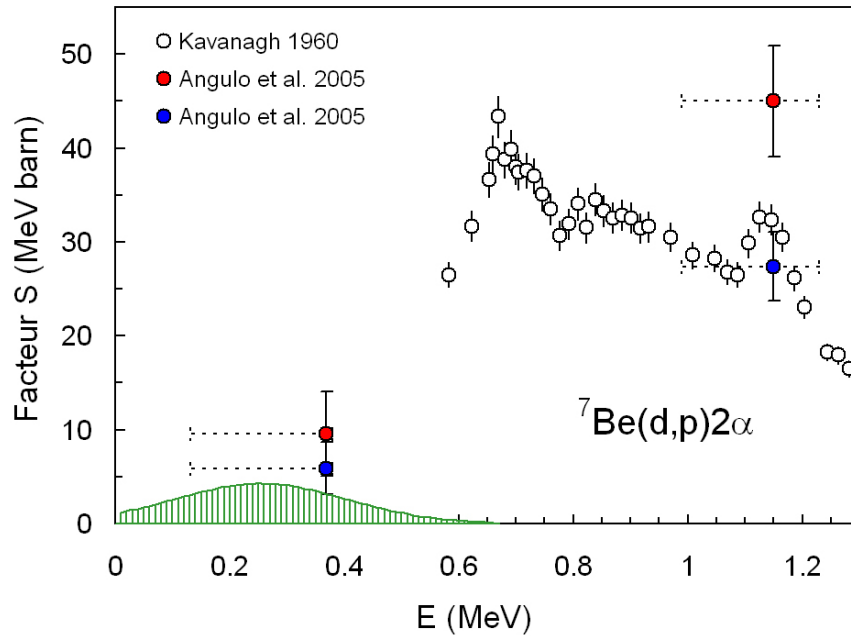


Fig. 4.11 : Facteur astrophysique de la réaction ${}^7\text{Be}(d,p)2\alpha$ [Ang05c] (voir texte). Le pic de Gamow pour une température typique de $T_9 = 0.8$ (Big Bang) est indiqué en vert.

4.3.4 Etude des états du ^{19}Ne proches du seuil $^{18}\text{F}+p$

L'émission de rayonnements gamma dans une explosion de type nova est dominée par l'annihilation des positrons provenant des décroissances β des noyaux radioactifs produits par des réactions pendant l'explosion. La principale contribution est celle du ^{18}F (demi-vie de 110 min.).

Pour calculer la quantité de ^{18}F synthétisé dans une nova, il est nécessaire de connaître les taux des réactions nucléaires produisant et détruisant le ^{18}F . Pour la production de ^{18}F , les réactions $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ et $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$, qui ont été étudiées récemment [Fox04, Fox05, Cha05], jouent le rôle le plus important. La principale voie de destruction du ^{18}F est $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ [Her99]. Les températures typiques des novae ($T_9 < 0.3$) correspondent à des énergies $E < 500$ keV. Pour déterminer avec la précision requise le taux de cette réaction, il est crucial de connaître les propriétés des états du ^{19}Ne proches du seuil $^{18}\text{F}+p$. La figure 4.12 montre un schéma de niveaux du ^{19}Ne et du ^{19}F . Les états d'importance astrophysique se situent aux énergies d'excitation entre 6.4 et 7.1 MeV.

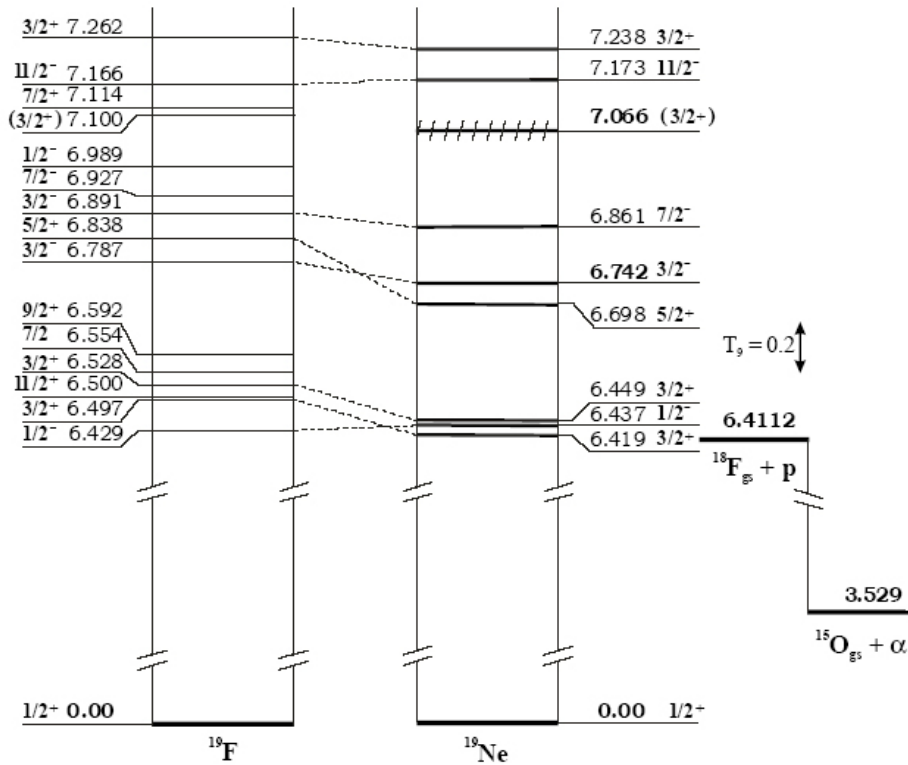


Figure 4.12: Schéma de niveaux du ^{19}Ne au-dessus du seuil $^{18}\text{F}+p$ et comparaison avec les niveaux du ^{19}F [Gra00]. La fenêtre de Gamow pour une température typique dans des novae ($T_9 = 0.2$) est aussi indiquée.

A ces basses énergies, la section efficace de $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ est trop petite pour être mesurée directement avec précision. Plusieurs états, qui peuvent interférer entre eux, rendent le calcul du taux de réaction très incertain (plusieurs ordres de grandeur) [Coc00]. Une méthode indirecte consiste à obtenir des informations spectroscopiques sur les états analogues dans le ^{19}F et à utiliser des modèles théoriques pour extraire les propriétés des états dans le ^{19}Ne . Ainsi, nous avons étudié la réaction de transfert $^{18}\text{F}(d,p)^{19}\text{F}$ pour peupler les états du ^{19}F situés à des énergies d'excitation entre environ 5.5 et 7.5 MeV, en utilisant un faisceau radioactif de ^{18}F [Ser03a]. Je décris brièvement les résultats ci-dessous, les détails se trouvent dans la thèse de doctorat de N. de Séréville [Ser03b].

Comme les états du ^{19}F étudiés sont au-dessus du seuil $\alpha+^{15}\text{N}$ ($Q = 4.013$ MeV), nous avons employé la technique de détection en coïncidence entre les protons et les particules α et/ou les noyaux d' ^{15}N pour éliminer des événements de fond. La figure 4.13 montre le spectre de niveaux du ^{19}F que nous avons obtenu. Les deux niveaux $3/2^+$ aux énergies d'excitation 6.497 et 6.528 MeV, analogues des niveaux d'intérêt astrophysique dans le ^{19}Ne (6.419 et 6.446 MeV, figure 4.12), sont fortement peuplés. Par contre, la résolution en énergie n'est pas suffisante pour les séparer (FWHM ~ 100 keV). La ligne pointillée marque l'énergie d'un état $1/2^+$ qui n'est pas observé.

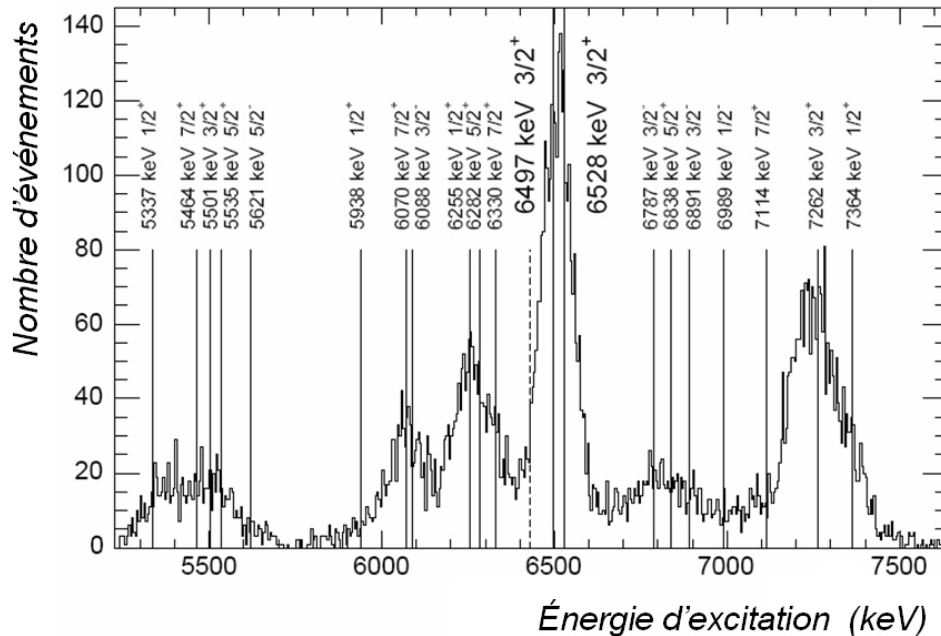


Fig. 4.13: Spectres des niveaux du ^{19}F pour des énergies d'excitation 5.3 – 7.5 MeV reconstitué à partir des coïncidences proton- ^{15}N [Ser03a]. Les niveaux analogues de ceux d'intérêt astrophysique dans ^{19}Ne sont fortement peuplés, mais ils ne sont pas séparés.

À partir de la distribution angulaire des deux états $3/2^+$ et d'un calcul utilisant le modèle DWBA, on obtient un facteur spectroscopique, $S_p \sim 0.21$. Avec l'hypothèse qu'il est le même pour les états analogues dans le ^{19}Ne , nous avons calculé un nouveau taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$. Il est un facteur 5 plus précis que celui utilisé antérieurement [Coc00]. Cependant, les incertitudes du taux de $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ sont encore très importantes (plusieurs ordres de grandeur). En particulier, les interférences entre ces deux états $3/2^+$ et un troisième état $3/2^+$ à 7.07 MeV (figure 4.12), ainsi que la contribution des états sous le seuil $^{18}\text{F}+p$, n'ont pas encore été élucidées. Une expérience similaire réalisée à Oak Ridge [Koz05] obtient des conclusions un peu différentes.

4.3.5 Mesure directe de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$

Les incertitudes actuelles sur $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ concernent principalement les largeurs α des états astrophysiques $3/2^+$ et les signes des interférences entre les trois états $3/2^+$. L'existence d'états en-dessous du seuil, qui peuvent éventuellement contribuer, complique la situation.

Bien que les méthodes indirectes peuvent servir à obtenir des informations intéressantes, comme dans beaucoup d'autres cas en astrophysique, il n'existe pas de façon d'échapper à une mesure directe de la section efficace de $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ aux énergies de novae. Nous avons récemment réalisé cette étude pour des énergies $E \geq 400$ keV. Les données sont actuellement en cours d'analyse. Avec la méthode de la matrice R (chapitre 3), nous espérons obtenir les signes des interférences et des taux de réaction plus précis.

Finalement, il faut remarquer que le faisceau de ^{18}F est spécialement difficile à produire et que l'intensité typique actuelle dans les deux laboratoires au monde qui le produisent, Oak Ridge et CRC/UCL, est de l'ordre du 10^5 à 10^6 pps. Pour étudier $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ à des énergies en-dessous de 200 keV, une intensité de 10^{10} – 10^{12} pps est nécessaire. Nous espérons que ces intensités seront possibles dans les installations futures, comme EURISOL⁸ en Europe, RIA⁹ aux Etats-Unis, et le RIBF¹⁰ au Japon.

⁸ EURISOL European Isotope Separation On Line radioactive ion beam facility, www.eurisol.org

⁹ Rare Isotope Accelerator, www.phy.anl.gov/ria/ et www.nscl.msu.edu/ria/

¹⁰ Radioactive Ion Beam Factory, www.riken.jp

MES PUBLICATIONS LIÉES À CE CHAPITRE

A 250 kV high current ion accelerator for applications in nuclear astrophysics

G. Bogaert, R. Menier, D. Ledu, C. Angulo, W.H. Schulte, P. Aguer, A. Coc, A. Lefebvre, F. de Oliveira, J.P. Thibaud, T. Paradellis, E. Kossionides, S. Harissopulos, G. Galios
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B89 (1994) 8 – 13.

Thermonuclear reaction rates of $^9\text{Be}(p,\gamma)^{10}\text{B}$

D. Zahnow, C. Angulo, M. Junker, C. Rolfs, S. Schmidt, W.H. Schulte, E. Somorjai
Nuclear Physics A589 (1995) 95 – 105.

Determination of alpha widths in ^{19}F relevant to fluorine nucleosynthesis

F. de Oliveira, A. Coc, P. Aguer, C. Angulo, G. Bogaert, J. Kiener, A. Lefebvre, V. Tatischeff, J.P. Thibaud, S. Fortier, J.M. Maison, L. Rosier, G. Rotbard, J. Vernotte, M. Arnould, A. Jorissen, N. Mowlawi
Nuclear Physics A597 (1996) 231 – 252.

New measurement and analysis of the $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ cross section

F. Hammache, G. Bogaert, P. Aguer, C. Angulo, L. Brillard, A. Coc, J.F. Chemin, G. Claverie, M. Hussonnois, M. Jacotin, J. Kiener, A. Lefebvre, J.N. Scheurer, J.P. Thibaud, E. Virassamynaiken
Physical Review Letters 80 (1998) 928 – 931.

Stopping power of light ions at 1 MeV per nucleon

C. Angulo, Th. Delbar, J.-S. Graulich, P. Leleux
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B170 (2000) 21 – 27.

Low energy measurement of the $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$ cross section

F. Hammache, G. Bogaert, P. Aguer, C. Angulo, S. Barhoumi, L. Brillard, J.F. Chemin, G. Claverie, A. Coc, M. Hussonnois, M. Jacotin, J. Kiener, A. Lefebvre, C. La Naour, S. Ouicahoui, J.N. Scheurer, V. Tatischeff, J.P. Thibaud, E. Virassamynaiken
Physical Review Letters 86 (2001) 3985 – 3988.

Cross section measurements of the $^{89}\text{Y}(p,\gamma)^{90}\text{Zr}$ reaction in the energy range $E_p = 1.4 - 4.9$ MeV relevant to the nucleosynthetic p-process

S. Harissopulos, E. Skreti, P. Tsagari, G.A. Souliotis, P. Demetriou, T. Paradellis, J.W. Hammer, R. Kunz, C. Angulo, S. Goriely, T. Rauscher
Physical Review C64 (2001) 055804 (9 pages).

First results with the recoil separator ARES

C. Angulo, M. Couder, S. Cherubini, W. Galster, J.-S. Graulich, P. Leleux, F. Vanderbist, A.C. Shotton
Nuclear Physics A688 (1-2) (2001) 462c – 464c.

The solar neutrino problem: low energy measurements of the ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ cross section

F. Hammache, G. Bogaert, P. Aguer, C. Angulo, S. Barhoumi, L. Brillard, J.F. Chemin, G. Claverie, A. Coc, M. Hussonnois, M. Jacotin, J. Kiener, A. Lefebvre, C.L. Naour, S. Ouichaoui, J.N. Scheurer, V. Tatischeff, J.P. Thibaud, E. Virassamynaïken
Nuclear Physics A688 (1-2) (2001) 273c – 276c.

Realization and analysis of He-implemented foils for (α,γ) reaction cross-sections in nuclear astrophysics

F. Vanderbist, C. Angulo, M. Couder, Y. El Masri, P. Leleux, M. Loiselet, G. Tabacaru
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B197 (2002) 165 – 171.

New developments and recent results in nuclear astrophysics at Louvain-la-Neuve

S. Cherubini, C. Angulo, M. Couder, W. Galster, J.-S. Graulich, P. Leleux, P. Lipnik, M. Loiselet, A. Musumarra, A. Ninane, G. Ryckewaert, J. Vervier, M. Aliotta, P. Figuera, M. Lattuada, M.G. Pellegriti, C. Spitaleri, T. Davinson, A. Di Pietro, A.M. Laird, A.N. Ostrowski, A.C. Shotton, Ph.J. Woods, J. Hinnefeld, S. Typel, H. Wolter
Nuclear Physics A701 (2002) 632c – 636c.

Experimental determination of the ${}^7\text{Be} + p$ scattering lengths

C. Angulo, M. Azzouz, P. Descouvemont, G. Tabacaru, D. Baye, M. Cogneau, M. Couder, T. Davinson, A. Di Pietro, P. Figuera, M. Gaelens, P. Leleux, M. Loiselet, F. de Oliveira Santos, R.G. Pizzone, G. Ryckewaert, N. de Séréville, F. Vanderbist
Nuclear Physics A716 (2003) 211 – 229.

Performances of the recoil separator ARES for (p,γ) reaction measurements

M. Couder, C. Angulo, P. Galster, J.S. Graulich, P. Leleux, P. Lipnik, G. Tabacaru, F. Vanderbist
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A506 (2003) 26 – 34.

Study of the ${}^{18}\text{F}(p,\alpha){}^{15}\text{O}$ reaction for application to nova γ -ray emission

N. de Séréville, A. Coc, C. Angulo, M. Assuncao, D. Beaumel, B. Bouzid, S. Cherubini, M. Couder, P. Demaret, F. de Oliveira Santos, P. Figuera, S. Fortier, M. Gaelens, F. Hammache, J. Kiener, D. Labar, A. Lefebvre, P. Leleux, M. Loiselet, A. Ninane, S. Ouichaoui, G. Ryckewaert, N. Smirnova, V. Tatischeff, J.-P. Thibaud
Nuclear Physics A718 (2003) 259c – 262c.

The elastic scattering ${}^7\text{Be}+p$ at low energies: implications on the ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ S-factor

C. Angulo, P. Descouvemont, M. Cogneau, M. Couder, M. Gaelens, P. Leleux, M. Loiselet, G. Ryckewaert, G. Tabacaru, F. Vanderbist, T. Davinson, M. Azzouz, D. Baye, A. Di Pietro, P. Figuera, R.G. Pizzone, F. de Oliveira Santos, N. de Séréville
Nuclear Physics A719 (2003) 300c – 303c.

The $^{18}\text{F}(\text{d},\text{p}\alpha)^{15}\text{N}$ reaction for application to nova γ -ray emission

N. de Séréville, A. Coc, C. Angulo, M. Assuncao, D. Beaumel, B. Bouzid, S. Cherubini, M. Couder, P. Demaret, F. de Oliveira Santos, P. Figuera, S. Fortier, M. Gaelens, F. Hammache, J. Kiener, D. Labar, A. Lefebvre, P. Leleux, M. Loiselet, A. Ninane, S. Ouichaoui, G. Ryckewaert, N. Smirnova, V. Tatischeff, J.-P. Thibaud
Phys. Rev. C 67 (2003) 052801 (4 pages) (Rapid Communication).

New direct study of the $^{19}\text{Ne}(\text{p},\gamma)^{20}\text{Na}$ reaction cross section

M. Couder, C. Angulo, E. Casarejos, P. Leleux, F. Vanderbist
Phys. Rev. C 69 (2004) 022801 (4 pages) (Rapid Communication).

Big Bang nucleosynthesis, microwave anisotropy and the light element abundances

A. Coc, C. Angulo, E. Vaglion-Flam, P. Descouvemont, A. Adahchour
Nuclear Physics A752 (2005) 522c – 531c.

Study of the $^{19}\text{Ne}(\text{p},\gamma)^{20}\text{Na}$ reaction and subsequent improvements to ARES

M. Couder, C. Angulo, E. Casarejos, P. Demaret, P. Leleux, F. Vanderbist
Nuclear Physics A758 (2005) 741c – 744c.

Study of $^7\text{Be}+\text{d}$ reactions for Standard Big Bang Nucleosynthesis

C. Angulo, E. Casarejos, A. Coc, T. Davinson, N. Achouri, D. Cortina-Gil, M. Couder, P. Figuera, B. Fulton, J. Kiener, P. Leleux, I. Mukha, A.S. Murphy, A. Ninane, N. Orr, V. Tatischeff, F. Vanderbist
Nuclear Physics A758 (2005) 775c – 778c.

The $^7\text{Be}(\text{d},\text{p})2\alpha$ cross section at Big Bang energies and the primordial ^7Li abundance

C. Angulo, E. Casarejos, M. Couder, P. Demaret, P. Leleux, F. Vanderbist A. Coc, J. Kiener, V. Tatischeff, T. Davinson, A.S. Murphy, N.L. Achouri, N.A. Orr, P. Figuera, D. Cortina-Gil, B.R. Fulton, I. Mukha, E. Vangioni
Astrophysical Journal Letters 630 (2005) L105 – L108.

A first experimental approach to the $^{15}\text{O}+\alpha$ elastic scattering

F. Vanderbist, P. Leleux, C. Angulo, E. Casarejos, M. Couder, M. Loiselet, G. Ryckewaert, P. Descouvemont, M. Aliotta, T. Davinson, Z. Liu, P.J. Woods
Eur. Phys. J. A 27 (2006) 183 – 186.

Experimental approaches to nuclear reactions involved in explosive stellar binaries

J.C. Blackmon, C. Angulo, A.C. Shotton
Nuclear Physics A (2006), article de revue, sous presses.

C h a p i t r e 5

COMPILATIONS DE DONNEES POUR L'ASTROPHYSIQUE

L'importance des bases de données en astrophysique est mise en évidence par le nombre exceptionnel de données nucléaires utilisées dans la description des processus nucléaires et de nucléosynthèse dans les étoiles. En particulier, les compilations des masses nucléaires [Wap03], des durées de vie (décroissance β) [Aud03], et des taux de réaction [CF88] font partie des données utilisées habituellement par les astrophysiciens. Habituellement, les codes d'évolution stellaire utilisent des réseaux de réactions nucléaires suffisamment étendus pour prendre en compte toutes les transmutations nucléaires pertinentes. Des taux de réaction fiables sont des ingrédients cruciaux pour une modélisation précise de l'évolution chimique des étoiles et de la composition de la matière nucléaire qui retourne dans le milieu interstellaire. Ces résultats sont utilisés dans des modèles intégrés de l'évolution chimique de la galaxie et pour une comparaison avec les observations des abondances stellaires des isotopes. Une vérification de la sensibilité des prédictions par rapport aux incertitudes des taux de réactions est une démarche nécessaire (voir par exemple, les articles récents [Coc00, Woo03]). Ceci est particulièrement difficile dans le cas d'étoiles de masses petites et intermédiaires (entre 0.8 et 8 masses solaires), en raison de la grande quantité de réactions impliquées dans les phases d'évolution avancée de ces étoiles [Her06].

Après 6 ans de travail en physique nucléaire expérimentale, je me suis intéressée à l'utilisation pratique des sections efficaces en astrophysique. J'ai eu la possibilité de mettre en œuvre une nouvelle compilation de taux de réaction pour l'astrophysique [Ang99]. De janvier 1995 à octobre 1998, je me suis occupée du réseau NACRE (Nuclear Astrophysics Compilation of REaction rates) soutenu par le quatrième programme cadre de la Communauté Européenne (FP4). Plus récemment, je me suis impliquée dans la réalisation d'une compilation des taux des réactions les plus importantes dans la nucléosynthèse du Big Bang [Des04a]. Dans la suite, je décrirai brièvement les lignes générales de ces deux compilations de données.

5.1 Un peu d'histoire

En 1967 apparaissait la première compilation de taux de réaction d'intérêt astrophysique [Fow67] réalisée par William A. Fowler (prix Nobel de physique en 1983) et ses collaborateurs à CalTech (California Institute of Technology – Pasadena, USA). Jusqu'à la fin des années 80, le groupe de CalTech a mis à jour cette compilation, en tenant compte des

résultats expérimentaux les plus récents. Leur dernière compilation publiée en 1988 [CF88] contient le taux sous forme analytique de 159 réactions de $p(\bar{e},\nu)n$ à $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$. Ces taux ont été largement utilisés par les astrophysiciens pendant plus de 30 ans. Inspirées par le génie de Fowler, ces compilations de taux de réaction sont plus que des publications scientifiques, elles sont un résumé de l'astrophysique nucléaire jusqu'à la fin des années 80.

Les années 90 ont été riches en résultats expérimentaux et théoriques en astrophysique nucléaire. En particulier, les laboratoires équipés de faisceaux d'ions radioactifs, qui se sont développés dans le monde, apportent des informations fondamentales sur les réactions entre noyaux instables. Un groupe de physiciens nucléaires et astrophysiciens européens a compris le besoin de fournir à la communauté scientifique une nouvelle compilation de taux de réactions mise à jour. Ce projet a pris forme en 1993 dans le cadre d'un réseau de 10 laboratoires (Table 5.1) financé par la Commission Européenne (programme "Capital Humain et Mobilité"). Bien que le réseau soit établi formellement en 1993, ce n'est qu'en janvier 1995 que NACRE a démarré réellement. Il a été coordonné par M. Arnould, P. Descouvemont et par moi-même à l'Université Libre de Bruxelles.

Table 5.1: Laboratoires impliqués dans le réseau NACRE

Institution	Pays
Institut d'Astronomie et d'Astrophysique, Université Libre de Bruxelles	Belgique
Physique Nucléaire Théorique (PNTPM), Université Libre de Bruxelles	Belgique
Centre de Spectrométrie Nucléaire et Spectrométrie de Masse, Orsay	France
Institut für Experimentalphysik III, Ruhr-Universität-Bochum	Allemagne
Institut für Physik mit Ionenstrahlen, Universität Stuttgart	Allemagne
Institut of Nuclear Physics, N.C.S.R. Demokritos, Athènes	Grèce
Dipartimento di Fisica, Università di Ferrara et INFN-Ferrara	Italie
Centro de Fisica Nuclear, Universidade de Lisboa	Portugal
Institute of Physics and Nuclear Engineering, Bucharest, Bucharest	Roumanie
Department of Physics and Astronomy, University of Edinburgh	Royaume-Uni

5.2 La compilation NACRE

Le projet NACRE initial est très ambitieux: nous nous sommes proposés de réaliser une compilation à partir des données originales des publications depuis 1950 à nos jours avec les critères suivants: (i) évaluer ces données et obtenir des sections efficaces "recommandées";

(ii) calculer les taux de réaction numériquement en évaluant leur précision; (iii) fournir des approximations analytiques de ces taux. Le tout pour plus de 80 réactions qui font partie des principaux cycles de combustions stellaires: chaîne p-p, cycle CNO, cycle NeNa, et chaîne MgAl, certaines réactions de combustion de l'hélium, ainsi que pour quelques réactions entre noyaux radioactifs d'intérêt particulier. Cette nouvelle compilation devait être claire, bien documentée, et d'un niveau scientifique tel qu'elle puisse être utilisée par les astrophysiciens pendant les prochaines années.

Le travail de coordination, compilation, calculs, vérification, et préparation pour publication, ainsi que la réalisation d'un site web¹, nous a pris plus de 4 ans. Il existe de nombreuses contributions à des conférences internationales. En août 1999, cette compilation a été publiée comme un volume entier du journal Nuclear Physics A [Ang99]. Cette publication contient les sections efficaces (sous forme de facteur astrophysique S – voir chapitre 2), les paramètres de résonances, et les taux de réaction numériques et analytiques pour un total de 86 réactions et les références correspondantes. Les réactions nucléaires comprises dans NACRE sont présentées dans la Table 5.2.

Après une introduction générale qui présente les équations fondamentales et les lignes principales du travail, la publication inclut une description particulière de l'évaluation et du choix des données expérimentales et de l'extrapolation à basse énergie pour chaque réaction. Si je dois mettre en évidence une seule des caractéristiques fondamentales de la compilation NACRE par rapport aux compilations de taux de réaction précédentes, c'est le caractère de "transparence". Il est en effet possible d'incorporer facilement des nouvelles données expérimentales et des calculs théoriques, pour obtenir un taux de réaction mis à jour. Cette possibilité était presque inexistante dans les compilations antérieures. La compilation NACRE présente une série des nouveautés par rapport aux compilations de CalTech. Dans les paragraphes suivants, je discute ces caractéristiques nouvelles.

En premier lieu, la publication contient un texte introductif avec le formalisme général pour l'évaluation des données et le calcul des taux. Ces taux de réaction sont calculés dans un domaine de températures comprises entre une température minimale $T_{\min}$ et la température maximale $T_9 = 10$. La température $T_{\min}$ correspond au taux minimal de $10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ mol}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Si on considère l'âge de l'univers égal à 1.5×10^{10} ans, et en supposant une densité de l'ordre de 10^4 g/cm^3 , des taux de réaction plus petits que $10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ mol}^{-1} \text{ s}^{-1}$ sont dans la pratique négligeables. Ces taux de réaction sont toujours calculés à partir des données expérimentales, sauf dans certains cas où le manque de données ne permet pas le calcul des taux. Par

¹ <http://pntpm.ulb.ac.be/Nacre>

exemple, à hautes températures, le calcul des taux est dans ce cas effectué dans le cadre du modèle statistique de Hauser-Feshbach (HF) [Thi86]. C'est le cas de plusieurs réactions résonnantes, notamment $^{21}\text{Ne}(p,\gamma)^{22}\text{Na}$, $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, $^{22}\text{Ne}(\alpha,\gamma)^{26}\text{Mg}$, $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$, $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)^{25}\text{Al}$, et $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$.

Table 5.2: Réactions évaluées par NACRE [Ang99].

$p(p, ev)d$	$^9\text{Be}(p, n)^9\text{B}$	$^{15}\text{N}(p, n)^{15}\text{O}$	$^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{26}\text{Mg}$
$d(p, \gamma)^3\text{He}$	$^9\text{Be}(p, \alpha)^6\text{Li}$	$^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$	$^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$
$d(d, \gamma)^4\text{He}$	$^9\text{Be}(p, d)^8\text{Be}$	$^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$	$^{22}\text{Na}(p, \gamma)^{23}\text{Mg}$
$d(d, n)^3\text{He}$	$^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$	$^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$	$^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$
$d(d, p)^3\text{H}$	$^{10}\text{B}(p, \gamma)^{11}\text{C}$	$^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$	$^{23}\text{Na}(p, n)^{23}\text{Mg}$
$d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$	$^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$	$^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$	$^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$
$^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$	$^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$	$^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$	$^{23}\text{Na}(\alpha, n)^{26}\text{Al}$
$^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$	$^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$	$^{17}\text{O}(\alpha, n)^{20}\text{Ne}$	$^{23}\text{Na}(\alpha, n)^{26}\text{Al} (*)$
$^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$	$^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$	$^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$	$^{24}\text{Mg}(p, \gamma)^{25}\text{Al}$
$^3\text{He}(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Be}$	$^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$	$^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$	$^{24}\text{Mg}(p, \alpha)^{21}\text{Ne}$
$^4\text{He}(\alpha, n)^9\text{Be}$	$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$	$^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$	$^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al} (*)$
$^4\text{He}(\alpha\alpha, \gamma)^{12}\text{C}$	$^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$	$^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}$	$^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$
$^6\text{Li}(p, \gamma)^7\text{Be}$	$^{13}\text{C}(p, n)^{13}\text{N}$	$^{19}\text{F}(p, \gamma)^{20}\text{Ne}$	$^{26}\text{Mg}(p, \gamma)^{27}\text{Al}$
$^6\text{Li}(p, \alpha)^3\text{He}$	$^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$	$^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$	$^{26}\text{Mg}(\alpha, n)^{29}\text{Si}$
$^7\text{Li}(p, \gamma)^8\text{B}$	$^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$	$^{19}\text{F}(p, n)^{19}\text{Ne}$	$^{26}\text{Al}(p, \gamma)^{27}\text{Si} (*)$
$^7\text{Li}(p, \alpha)^4\text{He}$	$^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$	$^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}$	$^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$
$^7\text{Li}(\alpha, n)^{10}\text{B}$	$^{14}\text{N}(p, n)^{14}\text{O}$	$^{20}\text{Ne}(p, \alpha)^{17}\text{F}$	$^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$
$^7\text{Li}(\alpha, \gamma)^{11}\text{B}$	$^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$	$^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$	$^{27}\text{Al}(\alpha, n)^{30}\text{P}$
$^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$	$^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$	$^{21}\text{Ne}(p, \gamma)^{22}\text{Na}$	$^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$
$^7\text{Be}(\alpha, \gamma)^{11}\text{C}$	$^{14}\text{N}(\alpha, n)^{17}\text{F}$	$^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$	
$^9\text{Be}(p, \gamma)^{10}\text{B}$	$^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$	$^{22}\text{Ne}(p, \gamma)^{23}\text{Na}$	

(*) Ces réactions ont été compilées pour les deux états (fondamental et métastable) de l'isotope ^{26}Al .

Il faut remarquer que les taux présentés dans la publication correspondent à des noyaux cibles dans l'état fondamental. Par contre, dans le plasma stellaire, les états excités du noyau cible sont peuplés thermiquement et contribuent donc aussi au taux de réaction. Contrairement à la philosophie du groupe de CalTech, qui utilise le principe de "equal-strength-approximation" [Fow75] pour analyser l'effet de l'excitation thermique, nous utilisons le modèle HF pour obtenir les taux de réaction correspondant aux états excités des noyaux cibles. C'est ainsi que les taux pour l'état fondamental doivent être corrigés avant leur application dans les calculs de modèles astrophysiques. Dans certains cas, cet effet conduit à des différences importantes entre les taux NACRE et le taux CalTech. Tel est le cas de la réaction $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$, par exemple, car le premier état excité du ^{19}F est à une énergie très basse (109.9 keV [TUN06]).

Bien que NACRE soit essentiellement une compilation de taux des réactions, elle contient aussi d'autres informations: les sections efficaces sous forme graphique dans un domaine d'énergie de quelques keV à plusieurs MeV et/ou les tableaux des propriétés des résonances à basse énergie. Avec une bibliographie de plus de 570 publications, elle est aussi une source de références de données nucléaires pour l'expérimentateur et le théoricien. Même s'il existe une publication de NACRE "sur papier", les avantages d'un complément "sur le réseau" ne pouvaient pas être négligés. Le site web <http://pntpm.ulb.ac.be/Nacre> a donc été créé et il est public depuis l'acceptation du manuscrit, en Février 1999. En parcourant le site de NACRE, on trouve des informations à caractère logistique sur la collaboration elle-même, de nombreux liens scientifiques intéressants et, bien sûr, une base de données des réactions compilées: sections efficaces, facteurs S, paramètres de résonances, et taux de réactions.

Pour conclure, nous pouvons affirmer que l'objectif initial de la compilation NACRE est essentiellement atteint: NACRE est actuellement largement utilisée par les astrophysiciens.

5.3 La compilation BBN

Pendant longtemps, la nucléosynthèse du Big Bang standard était l'unique méthode d'évaluation de la densité baryonique de l'Univers en comparant les abondances des éléments légers (D, ^3He , ^4He et ^7Li) observées et calculées [Coc02]. Cependant, à partir des observations des anisotropies du rayonnement de fond cosmologique, le satellite WMAP² a

² Wilkinson Microwave Anisotropy Probe.

déterminé la densité baryonique de l'Univers, $\Omega_b h^2$ avec une précision sans précédent [Spe03] (Ω_b est le rapport entre la densité baryonique de l'Univers et la densité critique de l'Univers; h est la constante de Hubble en unités de $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$). Une diminution des incertitudes des taux de réactions impliquées dans la nucléosynthèse du Big Bang Standard est donc nécessaire pour comparer les résultats de ces deux méthodes sur ce paramètre cosmologique fondamental.

Des compilations des réactions qui interviennent dans la nucléosynthèse du Big Bang ont été réalisées par Smith et al. [Smi93] et Nollett et Burles [Nol00]. Smith et al. utilisent un développement polynomial pour ajuster les données et une prescription assez simple pour déterminer les incertitudes. Du point de vue statistique, les erreurs dans les taux de réaction sont mieux définies dans la compilation de Nollett et Burles [Nol00] que dans les compilations de Smith et al. [Smi93], mais le facteur astrophysique dans [Nol00] est ajusté avec des ajustements du type 'splines', qui n'ont pas de justification physique. Comme les sections efficaces expérimentales aux températures du Big Bang sont en général connues avec une précision suffisante, il est important de ne pas introduire des erreurs additionnelles dues à l'ajustement théorique des données (une difficulté pratique dans la compilation de [Nol00] est que les taux de réaction ne sont pas donnés parce qu'ils ne peuvent pas être démêlés de leurs calculs Monte-Carlo).

Avec l'expérience acquise dans mon travail sur la compilation NACRE et mes connaissances dans le modèle de la matrice R (chapitre 3), je me suis impliquée dans la réalisation d'une nouvelle compilation de taux des réactions les plus importantes dans la nucléosynthèse du Big Bang [BBN]. Cette 'compilation BBN' a été récemment publiée [Des04a] et elle est utilisée par les astrophysiciens spécialistes de la nucléosynthèse primordiale. Elle contient également des mises à jour significatives par rapport à NACRE pour les réactions compilées: les nouveaux taux de ces réactions sont les plus précis actuellement, et utilisables non seulement pour la nucléosynthèse primordiale mais aussi pour tous les autres sites astrophysiques où elles sont impliquées.

Il faut noter que, pour la première fois, la théorie de la matrice R est utilisée dans une compilation de données. Cette approche n'était pas envisageable pour une compilation aussi étendue que la compilation NACRE, qui n'est pas consacrée exclusivement aux quelques réactions de la nucléosynthèse primordiale.

Le but de notre travail était multiple: d'abord, nous analysons les sections efficaces à basse énergie en utilisant le modèle de la matrice R, qui contient une dépendance en énergie rigoureuse par les fonctions de Coulomb. Nous ne nous limitons pas aux énergies de la

nucléosynthèse primordiale, mais nous utilisons toutes les données disponibles pour contraindre le modèle théorique. Nous réalisons une évaluation des incertitudes associées aux sections efficaces en utilisant des techniques statistiques standards [PDG02]. Finalement, depuis la publication de la compilation NACRE, plusieurs nouvelles données ont été publiées (en particulier sur les réactions ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$ [Bru99] et ${}^2\text{H}(p,\gamma){}^3\text{He}$ [Cas02]). Nous tenons compte de ces ensembles de nouvelles données dans notre analyse.

Les réactions nucléaires comprises dans la compilation BBN sont présentées dans la Table 5.3. Nous n'avons pas reconsidéré la réaction $p(n,\gamma){}^2\text{H}$ pour laquelle nous avons adopté la section efficace calculée par Chen et Savage [Che99].

Les taux de réaction et les facteurs S pour chacune des réactions analysées sont disponibles sur le site web <http://pntpm.ulb.ac.be/bigbang>.

Table 5.3 : Réactions évaluées par la compilation BBN [Des04a].

$d(p,\gamma){}^3\text{He}$	${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$
$d(d,n){}^3\text{He}$	${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$
$d(d,p){}^3\text{H}$	${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$
${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$	${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$
${}^3\text{H}(\alpha,\gamma){}^7\text{Li}$	${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$

5.4 Utilisation des compilations NACRE et BBN

Avec 356 citations à la date de avril 2006 (d'après le Science Citation Index Expanded), les résultats de la compilation NACRE sont parmi les plus utilisés des sept dernières années en astrophysique nucléaire. Il serait trop long de discuter ici de tous les travaux astrophysiques qui utilisent les taux de NACRE. J'ai choisi deux exemples représentatifs qui montrent les potentialités de NACRE. Le premier concerne un article sur la nucléosynthèse de ${}^{22}\text{Na}$ et de ${}^{26}\text{Al}$ dans les novae [Jos99], qui a notamment inspiré des études expérimentales. Plus récemment, une évaluation des nouveaux taux dans la nucléosynthèse des étoiles massives montre l'effet des réactions les plus importantes dans la production de carbone [Her06]. Je présente sommairement les résultats de ces deux articles. Concernant la compilation BBN, je présente brièvement une évaluation de l'effet des nouveaux taux sur la densité baryonique de l'univers [Coc04]. Cette dernière étude est également à l'origine d'une expérience récente au CRC/UCL [Ang05c] (voir chapitre 4).

5.4.1 La production de ^{22}Na et ^{26}Al dans les novae

Les noyaux radioactifs ^{22}Na (émetteur de gamma de 1.275 MeV, demi-vie de 2.6 ans) et ^{26}Al (émetteur de gamma de 1.809 MeV, demi-vie de 7.2×10^5 ans) sont synthétisés durant l'emballement nucléaire à l'origine d'une nova. Si elle explose à une distance de quelques kiloparsecs du Soleil [Cla74], la détection du rayonnement γ du ^{22}Na aiderait à comprendre le mécanisme de l'explosion. Également, et bien que le noyau ^{26}Al soit synthétisé principalement dans les étoiles massives [Kno97], une contribution des novae ne peut pas être complètement écartée [Jos97].

Utilisant des modèles hydrodynamiques, J. José et al. [Jos99] analysent en détail le chemin du flux nucléaire qui synthétise les noyaux ^{22}Na et ^{26}Al pendant l'explosion d'une nova classique du type ONe. Ils ont utilisé les taux de NACRE pour évaluer l'effet des incertitudes des réactions des cycles NeNa et MgAl et pour calculer les limites de productions de ces deux isotopes. Ils trouvent que la quantité finale de ^{22}Na éjectée dans le milieu interstellaire est nettement supérieure aux calculs antérieurs [Jos98] (qui utilisaient des taux obsolètes). Ceci a des conséquences importantes. Notamment, il se traduit par une augmentation (d'un facteur d'environ 2) de la distance maximale à laquelle une nova du type ONe pourrait être éventuellement repérée à partir de la détection des gamma de 1.275 MeV. D'un autre côté, la quantité finale de ^{26}Al produit reste essentiellement la même, confirmant le fait que les novae classiques ne contribuent pas significativement au ^{26}Al de la Galaxie [Jos97]. Finalement, les auteurs constatent que les incertitudes des réactions $^{21}\text{Na}(p,\gamma)^{22}\text{Mg}$, $^{22}\text{Na}(p,\gamma)^{23}\text{Mg}$, $^{25}\text{Al}(p,\gamma)^{26}\text{Si}$ et $^{26}\text{Al}^g(p,\gamma)^{27}\text{Si}$ (toutes impliquant des noyaux radioactifs) ont un impact important dans la production du ^{22}Na et du ^{26}Al . Ces travaux ont contribué significativement aux études expérimentales réalisées a posteriori (voir, par exemple, [Bis03, Jen04]).

5.4.2 La nucléosynthèse dans les étoiles AGB

Herwig, Austin et Lattanzio [Her06] ont récemment étudié l'importance de trois réactions clés 3α , $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ et $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ dans l'évolution des étoiles géantes de la branche asymptotique (AGB). Ils ont étudié la propagation des incertitudes associées aux taux de NACRE dans les prédictions sur l'enrichissement chimique de ces étoiles. Ils ont constaté que les deux interactions qui dominent la production de carbone dans les étoiles AGB et, donc, qui dominent leur évolution chimique sont le processus 3α et la réaction $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$. La réaction $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ ne semble pas jouer un rôle primordial. Ils ont montré que, sept ans après leur publication, les taux NACRE des réactions impliquées dans la combustion de l'hélium ont une incertitude suffisamment petite (par rapport aux incertitudes astrophysiques)

pour décrire l’évolution des étoiles AGB dans le domaine des températures d’intérêt ($T_9 = 0.1 - 0.3$).

Par contre, les conclusions pour la réaction $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ sont différentes, puisqu’on sait actuellement que le taux NACRE de cette réaction est un facteur 2 trop grand [Ang01a] (ceci est largement discuté dans le chapitre 3). Un taux plus faible donne lieu à un taux de production d’hélium plus faible et à une combustion plus tardive, mais plus violente, de la couche d’hélium. Ceci a comme conséquence la production d’une enveloppe de ^{12}C plus riche. Finalement, ils ont fait remarquer le besoin de nouvelles études expérimentales plus précises pour les deux réactions clés, 3α et $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$.

5.4.3 Le problème du lithium primordial

À partir des observations des anisotropies du rayonnement de fond cosmologique, le satellite WMAP a fourni une valeur de la densité baryonique de l’Univers $\Omega_b h^2$ avec une précision extraordinaire (4%) [Spe03]. Ceci a imposé une ré-évaluation de la nucléosynthèse pendant le Big Bang standard. Dans une publications récente [Coc04], nous avons utilisé les nouveaux taux de la compilation BBN [Des04a], combinés avec la nouvelle valeur de $\Omega_b h^2$, pour calculer les abondances primordiales des éléments légers D, ^3He , ^4He et ^7Li .

La courbe noire dans la figure 5.1 représente l’abondance primordiale du ^7Li calculée [Coc04], les lignes horizontales sont les limites déduites des observations, la ligne verticale jaune marque les limites de la valeur de $\Omega_b h^2$. Normalement, les trois courbes doivent se croiser (ce qui est le cas par exemple du D, renforçant la confiance dans nos calculs), mais actuellement les résultats de WMAP et de la nucléosynthèse standard ne sont pas compatibles pour le Li (voir des résultats similaires dans, par exemple, [Cyb04]). Pour étudier l’origine de cette divergence, nous nous sommes intéressés au rôle des incertitudes sur les taux des réactions nucléaires. Nous avons analysé toutes les réactions impliquées dans la destruction du ^7Li (et du ^7Be , qui décroît en ^7Li) et nous n’avons pas trouvé des incertitudes suffisantes aux énergies du Big Bang pour expliquer cette divergence. Sauf dans un cas: celui de la réaction $^7\text{Be}(d,p)2\alpha$, dont la section efficace n’est pas connue en-dessous de 500 keV.

Les taux de $^7\text{Be}(d,p)2\alpha$ utilisés par Coc et al. [Coc04] proviennent d’une estimation de Parker [Par72] à partir des données partielles de Kavanagh [Kav60b] aux énergies $E = 0.6 - 1.3$ MeV. Ceci implique une extrapolation aux énergies du Big Bang ($T = 0.1 - 1$ GK, $E = 0.11 - 0.56$ MeV) du facteur astrophysique de 2 ordres de grandeur. Si le facteur S de $^7\text{Be}(d,p)2\alpha$

était un facteur 100 plus grand qu'estimé par [Par72] (courbe verte dans la figure 5.1), le problème du lithium primordial serait résolu.

Nous avons donc proposé une étude expérimentale de la réaction ${}^7\text{Be}(d,p)2\alpha$ à basse énergie. Cette expérience, discutée au chapitre 4, a été réalisée en mai 2004 au CRC/UCL. Nous avons trouvé que la section efficace n'était pas sous-estimée par Parker, mais au contraire elle était surestimée [Ang05b, Ang05c]. Ce résultat confirme le désaccord entre les calculs et les observations. La voie est ouverte à des hypothèses impliquant des paramètres cosmologiques.

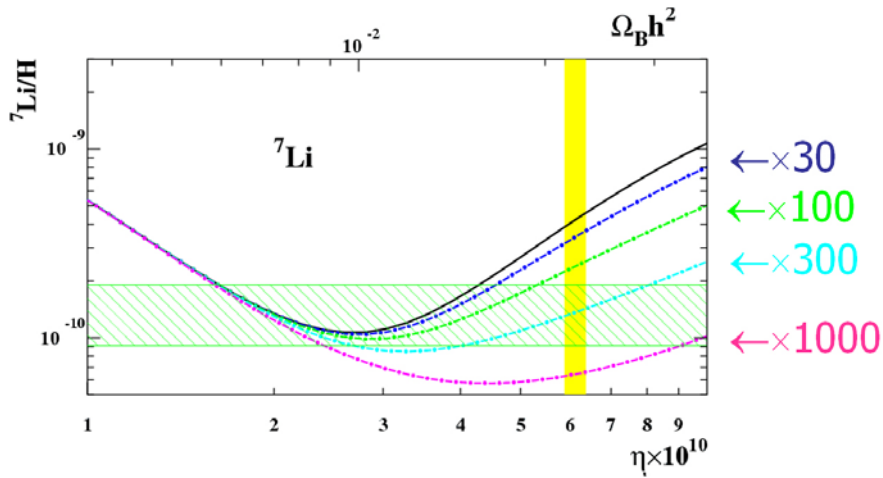


Fig. 5.1 : Abondance du ${}^7\text{Li}$ primordial (courbe noire) comparée aux observations (limites horizontales) en fonction du rapport entre le nombre baryonique et le nombre de photons η ou en fonction de la densité baryonique de l'Univers $\Omega_b h^2$ (ligne jaune verticale) [Coc04] (voir texte). Les courbes bleue, verte, cyan, et fuchsia représentent l'abondance du ${}^7\text{Li}$ si on multiplie la section efficace de ${}^7\text{Be}(d,p)2\alpha$ par 30, 100, 300, et 1000, respectivement.

5.5 Situation actuelle et perspectives

Comme je l'ai discuté dans les sections précédentes, la modélisation des processus stellaires nécessite un grand nombre de données nucléaires (réactions de transfert, capture, photodésintégration, décroissance, fission, capture électron/positron, etc) et de masses. Les résultats des modèles de l'évolution chimique des galaxies doivent également se comparer à des bases de données des observations des abondances stellaires. Dans tous les cas, la principale difficulté est de définir une procédure consistante. Il me semble que c'est dans le domaine des taux de réactions qu'il existe la situation la plus conflictuelle. L'idéal serait de réaliser une compilation étendue utilisant des modèles théoriques pour obtenir les taux recommandés (comme la compilation BBN discutée dans la section 5.3). Ceci est une tâche ardue nécessitant une certaine expérience. D'un autre côté, il n'est pas très attrayant pour les

jeunes chercheurs de dédier leur temps et leurs efforts à un travail qui n'est pas toujours récompensé par des publications rapides.

Nous avons vu dans ce chapitre que, de 1967 à 1988, les taux de nombreuses réactions ont été compilés et analysés par le groupe de CalTech. Ce travail a été partiellement repris dans les années 90 par le réseau NACRE. Ceci est actuellement complété par des banques de données diverses, qui sont principalement le résultat des calculs de modèles statistiques du type Hauser-Feschbach (chapitre 3), comme par exemple BRUSLI/ULB³ et REACLIB/Basel⁴. Mais il est difficile de comparer des résultats astrophysiques obtenus avec des données différentes.

Dans le but de créer une base de données commune, il existe depuis quelques années plusieurs initiatives aux Etats-Unis et en Europe, mais il est difficile de mettre d'accord tous les groupes impliqués, qui sont d'ailleurs souvent antagonistes. A présent, ces initiatives n'ont pas encore donné les résultats attendus.

³ <http://www-astro.ulb.ac.be/Html/bruslib.html>

⁴ <http://nucastro.org/reactlib.html>

MES PUBLICATIONS LIÉES À CE CHAPITRE

Status report on the European Nuclear Astrophysics Compilation of Reaction Rates (NACRE)

C. Angulo

Nuclear Physics A621 (1997) 591c – 594c.

Status Report on the European Nuclear Astrophysics Compilation of Reaction Rates (NACRE)

C. Angulo, P. Descouvemont, M. Arnould

Conference Proceedings Vol. 59 "Nuclear Data for Science and Technology", G. Reffo, A. Ventura and C. Grandi (Eds.), SIF, Bologna, 1997, p1543 – 1547.

Charged-particle induced thermonuclear reaction rates: a compilation for astrophysics

C. Angulo for the NACRE collaboration

Proceedings of the International Symposium on Nuclear Astrophysics "Nuclei in the Cosmos V" held at Volos, Grece, 6-11 July, 1998 (Eds. S. Harissopulos and N. Prantzos), p477 – 483.

NACRE: A European Compilation of Reaction Rates for Astrophysics

C. Angulo for the NACRE collaboration

Proceedings of the International Conference 'Experimental Nuclear Physics in Europe', CP495, edited by B. Rubio et al., 1999 American Institute of Physics 1- 56396-907-6/99, p365 – 366.

A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates

C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain, A. Coc, S. Barhoumi, P. Aguer, C. Rolfs, R. Kunz, J. W. Hammer, A. Mayer, T. Paradellis, S. Kossionides, C. Chronidou, K. Spyrou, S. Degl'Innocenti, G. Fiorentini, B. Ricci, S. Zavatarelli, C. Providencia, H. Wolters, J. Soares, C. Grama, J. Rahighi, A. Shotter, M. Laméhi Rachti

Nuclear Physics A656 (1999) 3 – 183.

Updated big bang nucleosynthesis compared with Wilkinson Microwave Anisotropy Probe observations and the abundance of light elements

A. Coc, E. Vangioni-Flam, P. Descouvemont, A. Adahchour, C. Angulo

Astrophysical Journal 600 (2004) 544 – 552.

Compilation and R-matrix analysis of nuclear reaction for Big Bang Nucleosynthesis

P. Descouvemont, A. Adahchour, C. Angulo, A. Coc, E. Vangioni-Flam

Atomic Data and Nuclear Data Tables 88 (2004) 203 – 236.

Big Bang nucleosynthesis, microwave anisotropy and the light element abundances

A. Coc, C. Angulo, E. Vaglioni-Flam, P. Descouvemont, A. Adahchour
Nuclear Physics A752 (2005) 522c – 531c.

Big Bang reaction rates within the R-matrix model

P. Descouvemont, A. Adahchour, C. Angulo, A. Coc, E. Vaglioni-Flam
Nuclear Physics A758 (2005) 783c – 786c.

Chapitre 6

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Dans ce travail, j'ai résumé mes recherches en astrophysique nucléaire depuis 1993. Dans leur contexte astrophysique, j'ai discuté de quelques réactions clés que j'ai étudiées expérimentalement et/ou théoriquement. Dans la plupart des cas, je n'ai pu qu'énoncer le problème et présenter une discussion très brève.

J'ai présenté mes travaux expérimentaux les plus significatifs, décrivant quelques contributions techniques et une série de mesures avec des faisceaux stables et des faisceaux radioactifs. Dans chaque étude, les défis expérimentaux spécifiques sont liés aux petites valeurs des sections efficaces, ou à l'utilisation de cibles ou de faisceaux radioactifs. Parmi celles-ci, les réactions impliquant le ${}^7\text{Be}$, comme ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ et ${}^7\text{Be}(d,p){}^8\text{Be}$, m'ont spécialement intéressée. La première, liée au problème des neutrinos solaires et étudiée avec des cibles de ${}^7\text{Be}$, a nécessité de longues années de travaux techniques (un accélérateur de protons a été construit pour l'étudier) et des analyses de données pointues. Ces études ont également déclenché un intérêt renouvelé pour une mesure directe de cette réaction employant des cibles ou des faisceaux radioactifs. La deuxième réaction, étudiée avec un faisceau de ${}^7\text{Be}$, est liée au problème de l'abondance du lithium primordial. Les résultats de mes travaux ont pu écarter une explication par voie nucléaire de ce problème cosmologique.

Un faisceau de ${}^7\text{Be}$ réapparaît dans la première étude des longueurs de diffusion du système ${}^7\text{Be}+p$ par la méthode de la diffusion élastique en cinématique inverse. Les résultats ont des implications pour les extrapolations théoriques des données de ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, mais également dans le cadre des études de la symétrie de charge entre systèmes miroirs (${}^7\text{Be}+p$ vs. ${}^7\text{Li}+n$). La méthode de la diffusion élastique en cinématique inverse est la technique la plus directe pour étudier les largeurs en particule et la position des états d'un noyau. Je l'ai largement employée pour l'étude de noyaux instables riches en protons comme ${}^{11}\text{N}$ (${}^{10}\text{C}+p$), ${}^{19}\text{Na}$ (${}^{18}\text{Ne}+p$) et, très récemment, ${}^{16}\text{F}$ (${}^{15}\text{O}+p$). Ceci montre la polyvalence des techniques expérimentales utilisées en astrophysique nucléaire, qui ont des applications dans d'autres domaines de la physique nucléaire, et vice versa.

Dans le cadre du modèle de la matrice R, j'ai discuté certains problèmes, comme l'écrantage électronique, liés aux basses énergies, et j'ai présenté son application à quelques réactions impliquées dans la combustion de l'hydrogène. J'ai également discuté quelques cas d'extrapolations de données expérimentales, notamment dans la réaction ${}^{14}\text{N}(p,\gamma){}^{15}\text{O}$,

importante dans plusieurs environnements stellaires. Cette étude théorique a eu un impact significatif sur les travaux expérimentaux ultérieurs et des conséquences pour la détermination de l'âge de l'Univers.

Finalement, j'ai discuté de la compilation NACRE, abondamment employée actuellement par les astrophysiciens, et j'ai présenté une compilation plus récente des réactions impliquées dans la nucléosynthèse primordiale, étudiées dans le cadre de la matrice R. Le grand nombre de quantités nucléaires utilisées en astrophysique fait des compilations de données un travail nécessaire, mais également très ardu.

L'astrophysique nucléaire est un domaine vaste et complexe, qui nécessite des connaissances de base dans de nombreux domaines tels que la détection de particules ou les techniques du vide. Il est particulièrement attractif pour les jeunes chercheurs, qui sont formés dans les différentes disciplines qui le constituent. Comme dans la plupart des domaines actuels de la physique, il est impossible d'être "expert" dans tous ses aspects; mais on peut tenter d'avoir une vue d'ensemble, qui sera essentielle pour se poser les bonnes questions. Ceci est également important pour la réalisation de programmes de recherche en astrophysique dans les nombreux laboratoires actuels et dans les nouvelles installations de "seconde génération" prévues à court terme (SPIRAL-2 au GANIL en France, FAIR au GSI en Allemagne, ISAC-2 à TRIUMF au Canada) et à long terme (EURISOL en Europe, RIA aux Etats-Unis, le 'RI Beam Factory' au Japon).

Dans ce contexte, la communauté des astrophysiciens nucléaires s'organise. Ainsi, dans le cadre du projet EURONS (EUROpean Nuclear Structure)¹, représentants des Grandes Installations et des groupes expérimentaux et théoriques européens participent au réseau CARINA². Ce réseau a pour but d'harmoniser la recherche en astrophysique nucléaire en Europe. Il représente la première collaboration à un niveau européen qui s'attaque à la tâche d'identifier les études les plus importantes et de doter la communauté d'astrophysiciens nucléaires d'un guide pour assurer le développement et l'usage optimal des laboratoires. Aux Etats-Unis, le centre JINA³ permet la communication et la collaboration entre les divers domaines liés à l'astrophysique nucléaire.

Nombreux sont encore les défis expérimentaux et théoriques, malgré les énormes avancées techniques des dernières décennies. Dans beaucoup de cas, les réactions clés resteront,

¹ Information sur EURONS se trouve à <http://www.gsi.de/informationen/jofu/EURONS/>

² Challenges and Advanced Research In Nuclear Astrophysics, <http://www.cyc.ucl.ac.be/CARINA>

³ Joint Institute for Nuclear Astrophysics, <http://www.jinaweb.org>.

encore pour de nombreuses années, inaccessibles à cause principalement des difficultés techniques liées à la production de faisceaux radioactifs très exotiques.

Au-delà des modes et des politiques de recherche, l'astrophysique nucléaire est, et restera, un des domaines de la physique les plus fascinants parce qu'il s'attaque à des questions fondamentales de l'humanité, liées à notre conception philosophique de l'Univers et de l'origine de la vie.

Références

- [Ada05] A. Adahchour, P. Descouvemont, Eur. Phys. J. A23 (2005) 435.
- [Ago75] M. D'Agostino Bruno, I. Massa, A. Uguzzoni, G. Vannini, E. Verondini, A. Vitale, Nuovo Cimento A27 (1975) 1.
- [Ahm01] Q.R. Ahmad et al. (SNO Collaboration), Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 071301.
- [Ahm02] Q.R. Ahmad et al. (SNO Collaboration), Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011301; Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011302.
- [Ajz87] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A475 (1987) 1.
- [Ajz88] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A490 (1988) 1.
- [Ali01] M. Aliotta et al., Nucl. Phys. A690 (2001) 790.
- [Alp53] R.A. Alpher, R.C. Herman, Ann. Rev. Nucl. Sci. 2 (1953) 1.
- [Ang00] C. Angulo, P. Descouvemont, Phys. Rev. C61 (2000) 064611.
- [Ang01a] C. Angulo, P. Descouvemont, Nucl. Phys. A690 (2001) 755.
- [Ang01b] C. Angulo, P. Descouvemont, Nucl. Phys. A688 (2001) 546c.
- [Ang01c] C. Angulo et al., Nucl. Phys. A688 (2001) 462c.
- [Ang03a] C. Angulo et al., Phys. Rev. C67 (2003) 014308.
- [Ang03b] C. Angulo et al., Nucl. Phys. A716 (2003) 211.
- [Ang05a] C. Angulo, A.E. Champagne, H.-P. Trautvetter, Nucl. Phys. A758 (2005) 391c.
- [Ang05b] C. Angulo et al., Nucl. Phys. A758 (2005) 775c.
- [Ang05c] C. Angulo et al., Astrophys. J. Lett. 630 (2005) L105.
- [Ang93a] C. Angulo, S. Engstler, G. Raimann, C. Rolfs, W.H. Schulte, E. Somorjai, Z. Phys. A345 (1993) 231.
- [Ang93b] C. Angulo, W.H. Schulte, D. Zahnow, G. Raimann, C. Rolfs, Z. Phys. A345 (1993) 333.
- [Ang98] C. Angulo, P. Descouvemont, Nucl. Phys. A639 (1998) 733.
- [Ang99] C. Angulo et al., Nucl. Phys. A656 (1999) 3.
- [Arn03] M. Arnould, S. Goriely, Phys. Rep. 384 (2003) 1.
- [Arn99] M. Arnould, T. Takahashi, Rep. Prog. Phys. 62 (1999) 393.
- [Arp96] C. Arpesella et al., Phys. Lett. B389 (1996) 452.
- [Ass06] M. Assunção et al., Phys. Rev. C 73 (2006) 055801.
- [Ass87] H.J. Assenbaum, K. Langanke, C. Rolfs, Z. Phys. A327 (1987) 461.
- [Aud03] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, A. H. Wapstra, Nucl. Phys. A729 (2003) 3.
- [Azh01] A. Azhari et al., Phys. Rev. C63 (2001) 055803.
- [Azh99a] A. Azhari et al., Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 3960.

- [Azh99b] A. Azhari et al., Phys. Rev. C60 (1999) 055803.
- [Azu94] R.E. Azuma et al., Phys. Rev. C50 (1994) 1194.
- [B²FH57] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 547.
- [Bab03] L. Baby et al., Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 022501; Phys. Rev. C67 (2003) 065805; Erratum: Phys. Rev. C69, 019902 (2004).
- [Bac67] A.D. Bacher, T.A. Tombrello, Nuclear Research with Low-Energy Accelerators, J.B. Marion and D.M. Van Patter Editors, Academic Press, New York (1967), p. 195.
- [Bah01] J.N. Bahcall, M.H. Pisonneault, S. Basu, Astrophys. J. 555 (2001) 990.
- [Bah04] J.N. Bahcall, M.H. Pisonneault, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 121301, et communication privée.
- [Bah64] J.N. Bahcall, Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 300.
- [Bah96] J.N. Bahcall et al., Phys. Rev. C54 (1996) 411.
- [Bao00] Z.Y. Bao et al., At. Data Nucl. Data Tables 76 (2000) 70.
- [Bar02a] F.C. Barker, Nucl. Phys. A707 (2002) 277.
- [Bar02b] F.C. Barker, Nucl. Phys. A697 (2002) 915.
- [Bar02c] D. Bardayan et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 262501.
- [Bar06] F.C. Barker, Nucl. Phys. A768 (2006) 241.
- [Bar71] F.C. Barker, Aust. J. Phys. 24 (1971) 777.
- [Bar87] F.C. Barker, Aust. J. Phys. 40 (1987) 25.
- [Bar94a] F.C. Barker, Nucl. Phys. A575 (1994) 361.
- [Bar94b] F.C. Barker, Phys. Lett. B322 (1994) 17.
- [Bar96a] F.C. Barker, Nucl. Phys. A609 (1996) 38.
- [Bar96b] F.C. Barker, Phys. Rev. C53 (1996) 1449.
- [Bau86] G. Baur, C.A. Bertulani, H. Rebel, Nucl. Phys. A458 (1986) 188.
- [Bay00] D. Baye, Phys. Rev. C62 (2000) 065803.
- [Bay85] D. Baye, P. Descouvemont, Ann. Phys. 165 (1985) 115.
- [Bay88] D. Baye, P. Descouvemont, Phys. Rev. C38 (1988) 2463.
- [Ben89] Gy. Bencze, Nucl. Phys. A492 (1989) 459.
- [Ber01] P.F. Bertone, A.E. Champagne, D.C. Powell, C. Iliadis, S.E. Hale, V.Y. Hansper, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 152501.
- [Ber02] P.F. Bertone et al., Phys. Rev. C66 (2002) 055804.
- [Ber03] C.A. Bertulani, Computer Physics Communications 156 (2003) 123.
- [Bet38] H.A. Bethe, C.L. Critchfield, Phys. Rev. 54 (1938) 248.
- [Bet39] H.A. Bethe, Phys. Rev. 55 (1939) 434.

- [Bet67] H.A. Bethe, Science 161 (1968) 541 (Nobel Lecture).
- [Bis03] S. Bishop et al., Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 162501; Erratum: Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 229902.
- [Bla06] J.C. Blackmon, C. Angulo, A.C. Shotton, Nucl. Phys. A (2006) (article de revue), sous presses.
- [Bla52] J.M. Blatt, L.C. Biedenharn, Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 258.
- [Bog94] G. Bogaert et al., Nucl. Inst. Meth. B89 (1994) 8.
- [Bon99] R. Bonetti et al., Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 5205.
- [Bou97] Y. Boudouma, A.C. Chami, H. Beaumevieille, Nucl. Phys. A617 (1997) 57.
- [Bra90] L. Bracci, G. Fiorentini, V.S. Melezhik, G. Mezzorani, P. Quarati, Nucl. Phys. A513 (1990) 316.
- [Bro90] R.E. Brown, N. Jarmie, Phys. Rev. C41 (1990) 1391.
- [Bru02] C.R. Brune, Phys. Rev. C66 (2002) 044611.
- [Bru93] C.R. Brune, I. Licot, R.W. Kavanagh, Phys. Rev. C48 (1993) 3119.
- [Bru99] C.R. Brune, K.I. Hahn, R.W. Kavanagh, P.W. Wrean, Phys. Rev. C60 (1999) 015801.
- [Buc85] B. Buck, R.A. Baldock, J.A. Rubio, J. Phys. G11 (1985) L11.
- [Buc96] L.R. Buchmann et al., Phys. Rev. C54 (1996) 393.
- [Bus06] M. Busso, communication privée, 2006.
- [Cam69] A.G.W. Cameron, Astrophys. J. 130 (1969) 916.
- [Cas02] C. Casella et al., Nucl. Phys. A706 (2002) 203.
- [Cas06] E. Casarejos et al., Phys. Rev. C73 (2006) 014319.
- [Cec92] F.E. Cecil, D. Ferg, H. Liu, J.C. Scorby, J.A. McNeil, P.D. Kunz, Nucl. Phys. A539 (1992) 75.
- [CF88] G.R. Caughlan, W.A. Fowler, At. Data Nucl. Data Tables 40 (1988) 283.
- [Cha05] A. Chafa et al., Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 031101; Erratum: Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 019902.
- [Cha96] B. Chaboyer et al., Science 271 (1996) 957.
- [Cha98] B. Chaboyer et al., Astrophys. J. 494 (1998) 96.
- [Che99] J.W. Chen, M.J. Savage, Phys. Rev. C60 (1999) 065205.
- [Chi04] A. Chieffi, communication privée, 2004.
- [Chr61] R.F. Christy, I. Duck, Nucl. Phys. A24 (1961) 89.
- [Cla68] D.D. Clayton, Principles of stellar evolution and nucleosynthesis, University of Chicago Press, 1968.
- [Cla74] D.D. Clayton, F. Hoyle, Astrophys. J. 187 (1974) L101.
- [Coc00] A. Coc, M. Hernánz, J. José, J.-P. Thibaud, Astron. Astrophys. 357 (2000) 561.

- [Coc02] A. Coc, E. Vangioni-Flam, M. Cassé, M. Rabiet, Phys. Rev. D65 (2002) 043510.
- [Coc04] A. Coc, E. Vangioni-Flam, P. Descouvemont, A. Adahchour, C. Angulo, Astrophys. J. 600 (2004) 544.
- [Coo57] C.W. Cook, W.A. Fowler, C.C. Lauritsen, T. Lauritsen, Phys. Rev. 107 (1957) 508.
- [Coo58] C.W. Cook, W.A. Fowler, C.C. Lauritsen, T. Lauritsen, Phys. Rev. 111 (1958) 567.
- [Cor02] D. Cortina-Gil et al., Phys. Lett. B529 (2002) 36.
- [Cos95] R. Coszach et al., Phys. Lett. B353 (1995) 184.
- [Cou03] M. Couder et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A506 (2003) 26.
- [Cou04a] M. Couder, C. Angulo, E. Casarejos, P. Leleux, F. Vanderbist, Phys. Rev. C69 (2004) 022801 (R).
- [Cou04b] M. Couder, Thèse de doctorat, Université catholique de Louvain, 2004, non publiée.
- [Cou05] M. Couder, C. Angulo, E. Casarejos, P. Demaret, P. Leleux, F. Vanderbist, Nucl. Phys. A758 (2005) 741c.
- [Cou99] M. Couder, DEA, Université catholique de Louvain, 1999, non publié.
- [Cru05] J. Cruz et al., Phys. Lett. B624 (2005) 181.
- [Cyb04] R.H. Cyburt, Phys. Rev. D70 (2004) 023505.
- [Cze01] K. Czerski, A. Huke, A. Biller, P. Heide, M. Hoefft, G. Ruprecht, Europhys. Lett. 54 (2001) 449.
- [Dar90] D. Darquenes et al., Phys. Rev. C42 (1990) 804 (R).
- [Das06] J.J. Das et al., Phys. Rev. C73 (2006) 015808.
- [Dau04] J.M. D'Auria et al., Phys. Rev. C69 (2004) 065803.
- [Dav00] T. Davinson et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A454 (2000) 350.
- [Dav01] B. Davids et al., Phys. Rev. C63 (2001) 065806.
- [Dav03a] B. Davids, S. Typel, Phys. Rev. C68 (2003) 045802; Phys. Rev. C70 (2004) 039802.
- [Dav03b] B. Davids et al., Phys. Rev. C68 (2003) 055805.
- [Dav64] R. Davids, Jr., Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 303.
- [Dec91] P. Decrock et al., Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 808.
- [Deg04] S. Degl'Innocenti, G. Fiorentini, B. Ricci, F.L. Villante, Phys. Lett. B590 (2004) 13.
- [Deg97] S. Degl'Innocenti, F. Ciacio, B. Ricci, Astro. Astrophys. Suppl. Ser. 123 (1997) 449.
- [Del93] Th. Delbar et al., Phys. Rev. C48 (1993) 3088.
- [Des01] P. Descouvemont, Riken Review 39 (2001) 102.
- [Des03] P. Descouvemont, Theoretical Models for Nuclear Astrophysics, Nova Science Publishers Inc., New York, 2003.
- [Des04a] P. Descouvemont, A. Adahchour, C. Angulo, A. Coc, E. Vangioni-Flam, At. Data Nucl. Data Tables 88 (2004) 203.
- [Des04b] P. Descouvemont, Phys. Rev. C70 (2004) 065802.

- [Des82] P. Descouvemont, D. Baye, P.-H. Heenen, Z. Phys. A306 (1982) 79.
- [Des87] P. Descouvemont, Phys. Rev. C 36 (1987) 2206.
- [Des93] P. Descouvemont, Phys. Rev. C47 (1993) 210.
- [Des94] P. Descouvemont, D. Baye, Nucl. Phys. A573 (1994) 28.
- [Dro93] H.W. Drotleff et al., Astrophys. J. 414 (1993) 735.
- [Dwa71] M.R. Dwarakanath, H. Winkler, Phys. Rev. C4 (1971) 1532.
- [Dye74] P. Dyer, C.A. Barnes, Nucl. Phys. A233 (1974) 495.
- [Dzi95] H. Dzitko, S. Turck-Chièze, P. Delbourgo-Salvador, C. Lagrange, Astrophys. J. 447 (1995) 428.
- [Egu03] K. Eguchi et al., (KamLAND collaboration), Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 021802.
- [Elw79] A.J. Elwyn et al., Phys. Rev. C20 (1979) 1984.
- [Eng88] S. Engstler et al., Phys. Lett. B202 (1988) 179.
- [Eng92] S. Engstler et al., Phys. Lett. B279 (1992) 20; Z. Phys. A342 (1992) 471.
- [Fer99] J.C. Fernandes, R. Crespo, F.M. Nunes, I.J. Thompson, Phys. Rev. C59 (1999) 2865.
- [Fey03] M. Fey et al., Nucl. Phys. A718 (2003) 131c.
- [Fil83] B.W. Filippone, A.J. Elwyn, C.N. Davids, D.D. Koetke, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 412; Phys. Rev. C28 (1983) 2222.
- [Fio95] G. Fiorentini, R.W. Kavanagh, C. Rolfs, Z. Phys. A350 (1995) 289.
- [For04] A. Formicola et al., Phys. Lett. B591 (2004) 61.
- [For92] M. Forestini, S. Goriely, A. Jorissen, M. Arnould, Astron. Astrophys. 261 (1992) 157.
- [Fow67] W.A. Fowler, G.R. Caughlan, B.A. Zimmerman, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 5 (1967) 525.
- [Fow75] W.A. Fowler, G.R. Caughlan, B.A. Zimmerman, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 13 (1975) 69.
- [Fow84] W.A. Fowler, Rev. Mod. Phys. 56 (1984) 149 (Nobel lecture).
- [Fox04] C. Fox et al., Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 081102.
- [Fox05] C. Fox et al., Phys. Rev. C71 (2005) 055801.
- [Fra98] R.H. France III, M. Gai, Proceedings of the International Symposium Nuclei in the Cosmos V, p.111.
- [Fyn05] H.O.U. Fynbo et al., Nature 433 (2005) 136.
- [Gaf99] S.J. Gaff et al., Phys. Rev. C59 (1999) 3425.
- [Gal98] R. Gallino et al., Astrophys. J. 497 (1998) 388.
- [Gem66] W. Gemeinhardt, D. Kamke, C. Von Rhöneck, Z. Phys. 197 (1966) 58.
- [Gia01] L. Gialanella et al., Eur. Phys. J. A11 (2001) 357.

- [Gra97] J.S. Graulich et al., Nucl. Phys. A626 (1997) 751.
- [Gra00] J.S. Graulich, Thèse de doctotat, Université catholique de Louvain, 2000, non publiée.
- [Gra01] J.S. Graulich et al., Phys. Rev. C63 (2001) 011302 (R).
- [Gre95] U. Greife et al., Z. Phys. A351 (1995) 107.
- [Hah96] K.I. Hahn et al., Phys. Rev. C54 (1996) 1999.
- [Hal04] S.E. Hale, A.E. Champagne, C. Iliadis, V.Y. Hansper, D.C. Powell, J.C. Blackmon, Phys. Rev. C70 (2004) 045802.
- [Ham01] F. Hammache et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3985.
- [Ham98] F. Hammache et al., Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 928.
- [Ham99] F. Hammache, Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, 1999, non publiée.
- [Her06] F. Herwig, S.M. Austin, J.C. Lattanzio, Phys. Rev. C73 (2006) 025802.
- [Her91] H. Herndl et al., Phys. Rev. C44 (1991) R952.
- [Her99] M. Hernánz, J. José, A. Coc, J. Gómez-Gomar, J. Isern, Astrophys. J. Lett. 526 (1999) L97.
- [Hoy46] F. Hoyle, Mon. Not. R. Astron. Soc. 106 (1946) 343.
- [Hum72] J. Humblet, Nucl. Phys. A187 (1972) 65.
- [Ich82] S. Ichihara, Rev. Mod. Phys. 54 (1982) 1017.
- [Ich84] S. Ichihara, K. Utsumi, Astrophys. J. 264 (1984) 382.
- [Imb05] G. Imbriani et al., Eur. Phys. J. A25 (2005) 455.
- [Ish01] S. Ishimoto et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A480 (2002) 304.
- [Iwa99] N. Iwasa et al., Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 2910.
- [Jae01] M. Jaeger et al., Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 202501.
- [Jen04] D.G. Jenkins et al., Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 031101.
- [Jen05] D.G. Jenkins et al., Phys. Rev. C72 (2005) 031303 (R).
- [Jos01] J. José, A. Coc, M. Hernánz, Astrophys. J. 560 (2001) 897.
- [Jos05a] J. José, Nucl. Phys. A752 (2005) 540c.
- [Jos05b] J. José, A. Coc, Nucleosynthesis in Classical Nova Explosions: Modeling and Nuclear Uncertainties, Nuclear Physics News International, Vol. 15, No.4 (2005) p17.
- [Jos97] J. José, M. Hernánz, Nucl. Phys. A621 (1997) 491.
- [Jos98] J. José, M. Hernánz, Astrophys. J. 494 (1998) 680.
- [Jos99] J. José, A. Coc, M. Hernánz, Astrophys. J. 520 (1999) 347.
- [Jun02] A.R. Junghans et al., Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 041101.
- [Jun03] A.R. Junghans et al., Phys. Rev. C68 (2003) 065803.
- [Jun92] M. Junker, Diplom Arbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1992, non publiée.

- [Jun98] M. Junker et al., Phys. Rev. C57 (1998) 2700.
- [Käp98] K. Käppeler, F.-K. Thielemann, M. Wiescher, Ann. Rev. Nucl. Part. Sc. 48 (1998) 175.
- [Käp99] K. Käppeler, Prog. Part. Nucl. Phys. 43 (1999) 419.
- [Kas02] J. Kasagi et al., J. Phys. Soc. Jpn. 71 (2002) 2881.
- [Kas04] J. Kasagi et al., J. Phys. Soc. Jpn. 73 (2004) 608.
- [Kav60a] R.W. Kavanagh, Nucl. Phys. 15 (1960) 411.
- [Kav60b] R.W. Kavanagh, Nucl. Phys. 18 (1960) 492.
- [Kav69] R.W. Kavanagh, T.A. Tombrello, J.M. Mosher, D.R. Goosman, Bull. Am. Phys. Soc. 14 (1969) 1209; R.W. Kavanagh, in Cosmology, Fusion and Other Matters, edited by F. Reines, Colorado Associated Univ. Press, Boulder, 1972, p169.
- [Kee03] N. Keely, K.W. Kemper, Dao T. Khoa, Nucl. Phys. A726 (2003) 159.
- [Kie91] J. Kiener et al., Phys. Rev. C44 (1991) 2195.
- [Kie93] J. Kiener et al., Nucl. Phys. A552 (1993) 66.
- [Kik97] T. Kikuchi et al., Phys. Lett. B391 (1997) 261; Eur. Phys. J. A3 (1998) 213.
- [Kit89] S. Wa Kitwanga, P. Leleux, P. Lipnik, J. Vanhorenbeek, Phys. Rev. C40 (1989) 35.
- [Kno97] J. Knoedlseder, Thèse de doctorat, Université Paul Sabater, Toulouse, 1997, non publié.
- [Koe02] P.E. Koehler, Phys. Rev. C66 (2002) 055805.
- [Koz05] R.L. Kozub et al., Phys. Rev. C71 (2005) 032801 (R).
- [Koz06] R.L. Kozub et al., Phys. Rev. C73 (2006) 044307.
- [Kra87a] A. Krauss, H.W. Becker, H.-P. Trautvetter, C. Rolfs, Nucl. Phys. A467 (1987) 273.
- [Kra87b] A. Krauss et al., Nucl. Phys. A465 (1987) 150.
- [Kun01] R. Kunz et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3244.
- [Kwo89] J.U. Kwon, J.C. Kim, B.N. Sung, Nucl. Phys. A493 (1989) 112.
- [Lam90] L.O. Lamm et al., Nucl. Phys. A510 (1990) 503.
- [Lan58] A.M. Lane, R.G. Thomas, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 257.
- [Lan94] K. Langanke, in Advances in Nuclear Physics, edited by J.W. Negele, E.W. Vogt, Plenum Press, New York, 1994, p85.
- [Lel90] P. Leleux, Thèse d'agrégation de l'enseignement supérieur, Université catholique de Louvain, 1990, non publiée.
- [Liu81] Q.K.K. Liu, H. Kanada, Y.C. Tang, Phys. Rev. C23 (1981) 645.
- [Liu96] W. Liu al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 611.
- [Mah69] C. Mahaux, HA Weidenmüller, Shell-model approach to nuclear reactions, North-Holland Pub. Co., Amsterdam, London, 1969.
- [Mak62] Z. Maki et al., Prog. Theor. Phys. 28 (1962) 870.

- [Mar56] J.B. Marion, G. Weber, F.S. Mozer, Phys. Rev. 104 (1956) 1402.
- [Mel04] J. Meléndez, I. Ramírez, Astrophys. J. Lett. 615 (2004) L33.
- [Mic96] C. Michotte et al., Phys. Lett. B381 (1996) 402.
- [Mit01] W. Mittig, P. Roussel-Chomaz, Nucl. Phys. A693 (2001) 495.
- [Mot91] T. Motobayashi et al., Phys. Lett. B264 (1991) 259.
- [Mot94] T. Motobayashi et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 2680.
- [Mow95] N. Mowlavi, Thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles, 1995, non publiée.
- [Muk01] A.M. Mukhamedzhanov, C.A. Cagliardi, R.E. Tribble, Phys. Rev. C63 (2001) 024612.
- [Muk03] A.M. Mukhamedzhanov et al., Phys. Rev. C67 (2003) 065804.
- [Nar04] B.S. Nara Singh, M. Hass, Y. Nir-El, G. Haquin, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 262503.
- [Nel03] S.O. Nelson et al., Phys. Rev. C68 (2003) 065804.
- [Neu89] R. Neu, S. Welte, H. Clement, H.J. Hauser, G. Staudt, H. Müther, Phys. Rev. C39 (1989) 2145.
- [New82] R.G. Newton, Scattering Theory of Particles and Waves, Springer, New York, Heidelberg, Berlin, 1982.
- [Nol00] K.M. Nollett, S. Burles, Phys. Rev. D61 (2000) 123505.
- [Obe91] H. Oberhummer, G. Staudt, in Nuclei in the Cosmos, H. Oberhummer (Ed.), Springer Verlag Berlin Heidelberg 1991, p29.
- [Oli95] F. de Oliveira Santos, Thèse de doctorat, Université de Paris XI Orsay, 1995, non publiée.
- [Oli96] F. de Oliveira Santos et al., Nucl. Phys. A597 (1996) 231.
- [Oue96] J.M.L. Ouellet et al., Phys. Rev. C54 (1996) 1982.
- [Pag94] R.D. Page et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 3066.
- [Par66] P.D. Parker, Phys. Rev. 150 (1966) 851; Astrophys. J. 153 (1968) L85.
- [Par72] P.D. Parker, Astrophys. J. 175 (1972) 261.
- [PDG02] Particle Data Group, K. Hagiwara et al., Phys. Rev. D66 (2002) 010001.
- [Pla87] R. Plaga, H.W. Becker, A. Redder, C. Rolfs, H.P. Trautvetter, K. Langanke, Nucl. Phys. A465 (1987) 291.
- [Pon57] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP 6 (1957) [Zh. Eksp. Teor. Fiz. 33 (1957) 549].
- [Pra94] P. Prati et al., Z. Phys. 350 (1994) 171.
- [Pre75] M.A. Preston, R.K. Badhuri, Structure of the Nucleus, Addison-Wesley, New York, 1975.
- [Raa04] R. Raabe et al., Nature 431, no. 7010 (14 October 2004) 823.
- [Rai02] F. Raiola et al., Phys. Lett. B547 (2002) 193; Eur. Phys. J. A13 (2002) 377.
- [Rai04] F. Raiola et al., Eur. Phys. J. A19 (2004) 283.

- [Rai05] F. Raiola et al., J. Phys. G31 (2005) 1141.
- [Rai90] G. Raimann et al., Phys. Lett. B249 (1990) 191.
- [Rau96] T. Rauscher, G. Raimann, Phys. Rev. C53 (1996) 2496.
- [Red87] A. Redder et al., Nucl. Phys. A462 (1987) 385.
- [Reh95] K.E. Rehm et al, Phys. Rev. C52 (1995) 460 (R).
- [Rol06] Claus Rolfs, communication privée, 2006.
- [Rol88] C.E. Rolfs, W. Rodney, Cauldrons in the Cosmos, University of Chicago Press, 1988.
- [Rol95] C.E. Rolfs, E. Somorjai, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B99 (1995) 297.
- [Ros67] H.J. Rose, D.M. Brink, Rev. Mod. Phys. 39 (1967) 306.
- [Rot99] G. Roters, C. Rolfs, F. Strieder, H.P. Trautvetter, Eur. Phys. J. A6 (1999) 451.
- [Run05] R. C. Runkle et al., Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 082503.
- [Rya00] S.G. Ryan, T.C. Beers, K.A. Olive, B.D. Fields, J.E. Norris, Astrophys. J. Lett. 530 (2000) L57.
- [Sal52] E.E. Salpeter, Phys. Rev. 88 (1952) 547.
- [Sal54] E.E. Salpeter, Aus. J. Phys. 7 (1954) 373.
- [Sal57] E.E. Salpeter, Phys. Rev. 107 (1957) 516, et ses références.
- [Sal69] E.E. Salpeter, H.M. Van Horn, Astrophys. J. 155 (1969) 183.
- [Sat83] G.R. Satchler, Direct Nuclear Reactions (Oxford, 1983)
- [Sat99] A. Sattarov et al., Phys. Rev. C60 (1999) 035801.
- [Sch01] H. Schatz et al., Nucl. Phys. A 688 (2001) 150.
- [Sch03] F. Schümann et al., Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 232501.
- [Sch05] D. Schürmann et al., Eur. Phys. J. A26 (2005) 301.
- [Sch06] F. Schümann et al., Phys. Rev. C73 (2006) 015806.
- [Sch72] R.L. Schulte, M. Cosack, A.W. Obst, J.L. Weil, Nucl. Phys. A192 (1972) 609.
- [Sch87] U. Schröder et al., Nucl. Phys. A467 (1987) 240.
- [Sch89] U. Schröder et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B40/41 (1989) 466.
- [Sch97] H. Schlattl, A. Weiss, H.G. Ludwig, Astron. Astrophys. 322 (1997) 646.
- [Sch98] R. Schiavilla et al., Phys. Rev. C58 (1998) 1263.
- [Sch99] H. Schatz, L. Bildsten, A. Cumming, M. Wiescher, Astrophys. J. 524 (1999) 1014.
- [Ser03a] N. de Séréville et al., Phys. Rev. C67 (2003) 052801.
- [Ser03b] N. de Séréville, Thèse de doctorat, Université de Paris 7, 2003, non publiée.
- [Sha84] J.P. Shapira et al., Nucl. Instrum. Meth. 224 (1984) 337.
- [Shi79] T. Shinozuka, Y. Tanaka, K. Sugiyama, Nucl. Phys. A326 (1979) 47.
- [Smi93] M.S. Smith, L.H. Kawano, R.A. Malaney, Astrophys. J. Supp. 85 (1993) 219.

- [Sno04] K. Snover, A.R. Junhans, E.C. Mohrmann, Phys. Rev. C70 (2004) 039801.
- [Spe03] D.N. Spergel et al., Astrophys. J. Supp. 148 (2003) 175.
- [Spi71] H. Spinka, T. Tombrello, H. Winkler, Nucl. Phys. A164 (1971) 1.
- [Spy00] K. Spyrou et al., Eur. Phys. J. A7 (2000) 79.
- [Str01] F. Strieder, C. Rolfs, C. Spitalieri, P. Corvisiero, Naturwissenschaften 88 (2001) 461.
- [Sue06] K. Suemmerer, communication privée, 2006.
- [Tab06] G. Tabacaru et al., Phys. Rev. C73 (2006) 025808.
- [Tat06] V. Tatischeff, communication privée, 2006.
- [Tat98] V. Tatischeff et al., Nucl. Phys. A633 (1998) 373.
- [Thi86] F.K. Thielemann, M. Arnould, J.W. Truran, in Advances in Nuclear Astrophysics (Eds. E. Vangioni-Flam, J. Audouze, J-P. Chièze, J. Tran Thanh Van), Editions Frontières, 1986, p525.
- [Til04] D.R. Tilley et al., Nucl. Phys. A745 (2004) 155.
- [Til93] D.R. Tilley, H.R. Weller, C.M. Cheves, Nucl. Phys. A564 (1993) 1.
- [Til98] D.R. Tilley, C.M. Cheves, J.H. Kelley, S. Raman, H.R. Weller, Nucl. Phys. A636 (1998) 249.
- [Tim05] N.K. Timofejuk, P. Descouvemont, Phys. Rev. C72 (2005) 064324.
- [Tis02] P. Tischhauser et al., Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 072501.
- [Tob61] W. Tobocman, Theory of Direct Nuclear Reactions, Oxford University Press, New York, 1961.
- [Tom63] T.A. Tombrello, P.D. Parker, Phys. Rev. 131 (1963) 2582.
- [Tom65] T.A. Tombrello, Nucl. Phys. A71 (1965) 459.
- [Tra03] L. Trache et al., Phys. Rev. C67 (2003) 062801 (R).
- [Tra97] H.P. Trautvetter, G. Roters, C. Rolfs, S. Schmidt, P. Descouvemont, Nucl. Phys. A621 (1997) 161c.
- [TUN06] TUNL Nuclear Data Evaluation, <http://www.tunl.duke.edu/nucldata/>
- [Typ97] S. Typel, W. Wolter, G. Baur, Nucl. Phys. A613 (1997) 147.
- [Van02] F. Vanderbist et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B197 (2002) 165.
- [Van05] F. Vanderbist, Thèse de doctorat, Université catholique de Louvain, 2005, non publiée.
- [Van98] G. Vancraeynest et al., Phys. Rev. C57 (1998) 2711.
- [Vau70] F.J. Vaughn, R.A. Chalmers, D. Kohler, L.F. Chase, Jr. , Phys. Rev. C2 (1970) 1657.
- [Wal97] G. Wallerstein et al., Rev. Mod. Phys. 69 (1997) 995.
- [Wan66] N.-M. Wang et al., Sov. J. Nucl. Phys. 3 (1966), p. 777.
- [Wap03] A. H. Wapstra, G. Audi, C. Thibault, Nucl. Phys. A729 (2003) 129.

- [Wie77] C. Wiczorek, H. Kräwinkel, R. Santo, L. Wallek, Z. Phys. A282 (1977) 121.
- [Wig46] E.P. Wigner, Phys. Rev. 70 (1946) 15; Phys. Rev. 70 (1946) 606.
- [Wig47] E.P. Wigner, L. Eisenbud, Phys. Rev. 72 (1947) 29.
- [Wil40] W.A. Wildhack, Phys. Rev. 57 (1940) 81.
- [Wol65] R.A. Wolf, Phys. Rev. 137 (1965) B1634.
- [Woo03] S.E. Woosley, A. Heger, T. Rauscher, R.D. Hoffman, Nucl. Phys. A718 (2003) 3.
- [Woo88] S.E. Woosley, W.C. Haxton, Nature 334 (1988) 45.
- [Wul98] E.A. Wulf et al, Phys. Rev. C58 (1998) 517.
- [Xu94] H.M. Xu, C.A. Gagliardi, R.E. Tribble, A.M. Mukhamedzhanov, N.K. Timofeyuk, Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 2027.
- [Yam04] K. Yamada et al., Phys. Lett. B579 (2004) 265.
- [Yuk98] H. Yuki et al., JETP Lett. 68 (1998) 823.
- [Zah95] D. Zahnow et al., Nucl. Phys. A589 (1995) 95.
- [Zah96] D. Zahnow, Thèse de doctorat, Ruhr-Universität Bochum, 1996, non publiée.
- [Zah97] D. Zahnow, C. Rolfs, S. Schmidt, H.P. Trautvetter, Z. Phys. A359 (1997) 211.
- [Zha93] Z. Zhao et al., Phys. Rev. C48 (1993) 429.

INTITULÉ DES THÈSES ANNEXES

1. La probabilité de fusion n'est pas modifiée par la structure en halo du noyau ${}^6\text{He}$.
2. La diffusion élastique résonnante en cinématique inverse est une méthode efficace pour l'étude expérimentale des noyaux non liés riches en protons.
3. Les pouvoirs d'arrêt des noyaux stables de $Z = 4 - 10$ dans des matériaux légers peuvent être déterminés avec une précision meilleure que 5%.

