



UCL - Université catholique de Louvain
Faculté des sciences
Département de physique

ETUDE EXPÉRIMENTALE DES
RÉACTIONS (p, α) ET (p, γ)
D'INTÉRÊT ASTROPHYSIQUE EN
CINÉMATIQUE INVERSE.
APPLICATION A LA RÉACTION
 $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$

Jean-Sébastien Graulich

Sous la direction du Professeur P. Leleux

Dissertation présentée en vue de l'obtention du titre de
Docteur en Sciences

Juillet 2000

Je voudrais exprimer chaleureusement mes plus sincères remerciements à mon promoteur, le professeur P. Leleux, dont les nombreuses qualités scientifiques et humaines m'ont été d'un grand support durant ces années d'étude et de recherche.

Je remercie également les professeurs J.P. Antoine, Th. Delbar, G. Grégoire, R. Prieels, A.C. Shotter et X. Urbain qui ont accepté d'être membres de mon jury et dont les commentaires m'ont permis d'améliorer le texte qui suit.

Ce travail n'aurait pas pu être mené à bien sans la collaboration du groupe d'Edimbourg dont je tiens à remercier chacun des membres. Je remercie également les membres du Centre de Recherche du Cyclotron pour les heures de faisceau dont j'ai pu disposer, et le Laboratoire de Tomographie à Positrons pour la préparation du ^{18}F . Merci particulièrement à Paul Demaret et Roger Versin sans qui la réalisation de ce travail aurait été compromise.

Durant toutes ces années, j'ai eu la chance d'être entouré de professeurs attentifs, de collègues coopérants, d'amis attentionnés et d'une famille compréhensive. Je ne peux malheureusement pas tous les citer, mais je veux qu'ils sachent que je n'en oublie aucun.

Je remercie les professeurs P. Lipnik et J. Vanhorenbeek et les docteurs W. Galster et R. Coszach pour les nombreuses heures de discussions enrichissantes et inspirantes qu'ils ont bien voulu me consacrer.

Tom Davinson, Paul Duhamel et Alain Ninane m'ont été d'un support précieux. Je ne pourrais trop louer leurs compétences, mais j'ai aussi beaucoup apprécié l'ambiance qui régnait en leur présence.

Je n'oublie pas aujourd'hui l'importance que Carine Michotte a joué dans ma formation et je lui suis très reconnaissant de m'avoir ainsi servi d'exemple.

Une grande partie de ce travail a été rédigée en pensant à Manoël et Frank à qui j'ai le plaisir de passer le relais. J'espère qu'ils trouveront dans les lignes qui suivent des compléments de réponses aux nombreuses questions qui les tracassent encore.

Merci à Pierre et à William pour toutes leurs marques d'amitié, merci à Kim pour ces années de patience, merci à tous les autres de FYNU, FYAM et FYMA pour l'entraide et la sympathie. Pardon à tous les étudiants en candidature qui ont dû supporter mes erreurs pédagogiques.

Ce que l'étude de la physique ne peut m'apporter, c'est toi, Julie, qui me l'a fait découvrir. Julie, Elise, Lancelot, merci de donner un sens à ma vie. Ce travail est pour vous.

Table des matières

Table des matières	i
Introduction	1
Chapitre 1 Motivations astrophysiques	5
1.1 L'astrophysique nucléaire	5
1.1.1. Evolution stellaire	5
1.1.2. Nucléosynthèse	9
1.1.3. Astronomie γ et ν	11
1.2 Les réactions nucléaires entre particules chargées d'intérêt astrophysique	12
1.2.1. Réactions thermonucléaires entre particules chargées	13
1.1.2. Résonances	15
1.3 La combustion de l'hydrogène dans les étoiles	16
1.1.1. La combustion hydrostatique	16
1.1.2. La combustion explosive	19
Chapitre 2 Méthodes expérimentales pour l'étude des réactions (p,α) et (p,γ)	23
1.1 Les méthodes classiques	23
1.2 La cinématique inverse	25
1.1.1. Cinématique	25
1.1.2. Choix de la cible	26
1.1.3. Interactions dans la cible	29
1.1.4. Normalisation	33
1.3 La diffusion élastique H(X,p)	36
1.1.1. Cinématique	36
1.1.2. Section efficace différentielle	37
1.1.3. Détection des protons de recul	40
1.1.4. Le détecteur LEDA	42
1.4 Les réactions H(X, α)	45
1.4.1. Cinématique et section efficace	45
1.1.2. Détection des particules α et/ou des résidus	49
1.5 Les réactions H(X, γ)	51
1.5.1. Cinématique	51
1.1.2. Détection des rayons γ	53
1.1.3. Détections de la radioactivité des noyaux de recul	54
1.1.4. Détection directe des noyaux de recul	55
Chapitre 3 Etude expérimentale de la réaction H($^{18}\text{F},\alpha$)^{15}O	59
1.1 Intérêt astrophysique du ^{18}F	59
1.2 Spectroscopie du ^{19}Ne au-dessus du seuil $^{18}\text{F} + p$	61

1.1.1. Aperçu général	61
1.1.2. Le niveau à 7,066 MeV	63
1.1.3. Le niveau à 6,742 MeV	68
1.3 Description des expériences	69
1.1.1. Vue d'ensemble	69
1.1.2. Le faisceau de ^{18}F	71
1.1.3. Electronique et système d'acquisition des données	72
1.1.4. Format des données brutes	74
1.4 Analyse des données	78
1.1.1. Calibration et rejet des pistes	78
1.1.2. Définition des régions d'intérêt	84
1.1.3. Somme de spectres et effets de discrétisation	85
1.1.4. Simulation de la cible épaisse	86
1.1.5. Analyse des spectres des particules α	89
1.1.6. Analyse des spectres des protons	102
Chapitre 4 Résultats et discussion	109
1.1 Résultats expérimentaux	109
1.1.1. Résultats issus de l'analyse des spectres des protons	109
1.1.2. Résultats issus de l'analyse des spectres des particules α	110
1.1.3. Energie des niveaux	111
1.1.4. Force de la résonance à 6,742 MeV	113
1.1.5. Largeur totale de la résonance à 7,066 MeV	114
1.1.6. Force de la résonance à 7,066 MeV	116
1.1.7. Spin de la résonance à 7,066 MeV	118
1.1.8. Largeurs partielles de la résonance à 7,066 MeV	119
1.1.9. Autres résonances et composante non-résonante	120
1.2 Conséquences astrophysiques	120
1.1.1. Taux de réaction thermonucléaires	120
1.1.2. Conséquences	122
Chapitre 5 Projet d'un séparateur de recul	125
1.1 Développement du projet	125
1.1.1. Etapes de la conception	125
1.1.2. Critères de performance	129
1.2 Tests et simulations	131
1.1.1. Simulation pour le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$	131
1.1.2. Tests à l'aide d'une source α	134
1.3 Développement d'un détecteur $E-\Delta E$	136
1.4 Etat des lieux	139
Conclusion	141
Références bibliographiques	145
Annexe 1 Formules de cinématique	151

Introduction

Depuis la nuit des temps, l'homme est tenté de croire que sa destinée est influencée par les astres. On sait maintenant que son existence même, et jusqu'à l'existence des atomes qui le constituent, n'est rendue possible que par l'existence des étoiles.

Durant des siècles, des hommes ont porté leurs regards vers le ciel pour mieux comprendre et appréhender l'univers. Parallèlement, d'autres tournaient leur attention vers les constituants fondamentaux de la matière. Ces deux entreprises ont finalement convergé pour aboutir à la compréhension des phénomènes qui régissent la formation et l'évolution des étoiles. Mais le chemin reste encore long à parcourir avant que cette compréhension ne soit complète. L'ambition de ce travail est de former un modeste pas dans cette direction.

A proprement parler, il ne s'agit pas ici d'un travail d'astrophysique nucléaire mais bien de physique nucléaire à motivation astrophysique. Afin de mettre en évidence l'intérêt que les expériences de physique nucléaire peuvent avoir pour l'astrophysique, il nous a semblé nécessaire de commencer par brosser un tableau général de l'astrophysique nucléaire. Cela constitue notre premier chapitre. Une attention particulière est portée aux réactions (p,α) et (p,γ) qui interviennent dans la combustion stellaire de l'hydrogène. Le rôle des réactions impliquant des noyaux radioactifs dans l'évolution stellaire, et les conséquences que cela impose sur la composition isotopique de l'univers, sont également exposés. Quelques généralités sur les réactions thermonucléaires entre particules chargées sont rappelées afin de bien situer les objectifs de la démarche expérimentale.

L'étude expérimentale des réactions impliquant des noyaux radioactifs requiert souvent l'utilisation de faisceaux d'ions radioactifs. Les difficultés techniques rencontrées pour obtenir de tels faisceaux ont longtemps rendu une telle étude impraticable. Les possibilités offertes dans ce domaine par les cyclotrons de Louvain-la-Neuve demeurent encore, mais probablement plus pour longtemps, presque uniques au monde. L'application de ces faisceaux à la mesure de sections efficaces de réactions d'intérêt astrophysique a nécessité le développement de nouvelles méthodes expérimentales dont les principes sont exposés dans le deuxième chapitre. A titre d'exemple, les expériences réalisées précédemment à Louvain-la-Neuve y sont aussi rapidement présentées. La caractéristique principale commune à ces méthodes est qu'elles sont réalisées en cinématique inverse, c'est-à-dire en envoyant un faisceau d'ions lourds sur une cible constituée de noyaux plus légers. Elles doivent également être adaptées aux faibles taux de détection

résultant de la combinaison d'un faisceau peu intense et de sections efficaces très faibles. Les contraintes imposées par cette configuration sont abondamment discutées.

Nous avons pris le parti de ne présenter dans ce travail que les méthodes expérimentales permettant la mesure directe des sections efficaces en question. La discussion des méthodes indirectes^[Che99] nous aurait emporté loin au-delà des limites de temps et de place que nous nous sommes fixées. Ces méthodes sont pourtant prometteuses. Elles constituent la seule approche expérimentale envisageable dans l'immédiat pour certaines réactions, dont la célèbre $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)^{19}\text{Ne}$ ^[Lai98]. Dans le même ordre d'idées, et pour les mêmes raisons, nous ne traiterons pas ici des méthodes expérimentales spécifiques à l'utilisation de cibles d'hélium. De telles cibles sont nécessaires pour la mesure directe des sections efficaces des réactions (α,γ) et (α,p) qui jouent un rôle important lors de la nucléosynthèse explosive présentée au chapitre 1. Un dispositif expérimental, basé sur une cible gazeuse, permettant l'étude des réactions (α,p) a déjà été utilisé avec succès à plusieurs reprises à Louvain-la-Neuve^[Bra99]. Par ailleurs, la réalisation de cibles de ^4He implanté dans de l'aluminium est actuellement à l'étude^[Van00].

Les troisième et quatrième chapitres sont consacrés à l'étude de la réaction $^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)^{15}\text{O}$. Le faisceau pur et relativement intense ($\sim 5 \cdot 10^5$ pps) de ^{18}F disponible à Louvain-la-Neuve a permis de mener deux expériences distinctes afin de réduire les incertitudes qui pesaient sur la section efficace de cette réaction aux énergies d'intérêt astrophysique. La première expérience a investigué une région en énergie dans laquelle aucune mesure de section efficace n'existait. Elle a permis de mesurer la force d'une résonance dont on ne connaissait précédemment que la position et le spin. La seconde expérience était motivée par un problème d'incompatibilité entre deux mesures directes précédentes, réalisées respectivement à Louvain-la-Neuve et au laboratoire d'Argonne, Illinois. Ces deux expériences avaient pu mettre en évidence la présence d'une résonance importante pour l'astrophysique mais leurs résultats divergeaient, surtout sur les valeurs de la largeur et de la force de cette résonance.

Les deux expériences réalisées sont basées sur l'utilisation du détecteur LEDA, issu d'une collaboration étroite entre l'Université de Louvain et l'Université d'Edimbourg. Le dispositif expérimental et l'analyse des données sont présentés en détail au chapitre 3. L'analyse des données est principalement basée sur un programme de simulation réalisé pour reconstituer les spectres des produits de la réaction. Ce programme a été conçu pour être facilement applicable à toutes les réactions étudiées en cinématique inverse. Il a été également utilisé pour l'analyse de la diffusion élastique résonante $^{18}\text{F}(\text{p},\text{p})^{18}\text{F}$ qui fournit non seulement une base pour la mesure de l'intensité du faisceau nécessaire à la normalisation des spectres

des particules α , mais aussi une importante source d'information sur la spectroscopie du noyau composé $^{18}\text{F}+p$.

Les résultats obtenus sont présentés au chapitre 4. Ils confirment l'idée que le taux thermonucléaire de cette réaction est dominé par les processus résonants. Les résultats de la deuxième expérience permettent de trancher la question de l'incompatibilité entre les deux mesures directes précédentes. Ils confirment et précisent les valeurs obtenues précédemment à Louvain-la-Neuve. Leurs implications pour l'astrophysique sont brièvement présentées.

Le texte est globalement organisé de manière à passer de la discussion générale à la description des résultats particuliers. Le lecteur averti qui désirerait cibler son attention sur notre contribution personnelle est invité à passer les deux premiers chapitres dont la présence est justifiée par un souci pédagogique.

Le dernier chapitre est consacré au projet de séparateur de recul ARES destiné à l'étude des réactions (p,γ) . Notre contribution à la conception et à la réalisation de ce dispositif est rapidement présentée. Ce projet constitue un très bon exemple de réponse adaptée aux contraintes expérimentales imposées par la cinématique inverse. Il est actuellement sur le point d'aboutir.

Chapitre 1

Motivations astrophysiques

Un peu plus près des étoiles

1.1 L’astrophysique nucléaire

L’astrophysique nucléaire est la branche de la physique qui étudie les phénomènes pour lesquels la physique nucléaire joue un rôle important à l’échelle de l’univers entier. C’est par définition une entreprise pluridisciplinaire. Ce champ très large est cependant divisé en différents domaines qui sont rapidement passés en revue dans cette section. Plusieurs ouvrages de référence traitent de ces sujets en plus amples détails^{[Rol88][Phi94]}. Deux articles récents discutent des derniers progrès réalisés dans cette branche^{[Arn99][Kap98]}.

1.1.1. Evolution stellaire

La vie des étoiles est marquée par une compétition permanente entre la force de gravitation qui provoque la concentration de la matière et les forces de pression qui tendent à son expansion. Ce sont les réactions nucléaires au sein de l’étoile qui dirigent le rapport de force entre ces deux tendances et déterminent ainsi les différentes phases de l’évolution stellaire.

La première phase de l’évolution de l’étoile est, bien entendu, sa naissance. Elle résulte de la simple¹ contraction gravitationnelle du gaz interstellaire. A ce stade, aucune réaction nucléaire n’influence l’évolution de la masse de gaz dont la température augmente cependant en application du théorème du viriel qui implique que l’énergie potentielle dégagée par la contraction se répartit équitablement en énergie interne (augmentation de la température) et énergie rayonnée. La composition exacte du gaz initial dépend de plusieurs paramètres. Approximativement, il est constitué de trois quarts d’hydrogène pour un quart d’hélium. Un faible pourcentage ($\sim 2\%$) d’atomes plus lourds peut y être présent. Les astrophysiciens appellent « métallicité » l’abondance de ces éléments dans l’étoile.

Si la masse de gaz est supérieure à $0,1 M_{\odot}$, la température et la densité atteintes au centre de l’étoile à l’issue de cette phase initiale ($\sim 5 \cdot 10^7$ années) sont suffisantes pour déclencher des réactions nucléaires qui vont transformer

¹ Il faut entendre conceptuellement simple. Les conditions de déclenchement de cette contraction gravitationnelle ne sont pas encore bien comprises.

l'hydrogène en hélium ($\rho_{\min} \sim 10^4 \text{ kg/m}^3$, $T_{\min} \sim 10^7 \text{ K}$). L'énergie dégagée par ces réactions chauffe le gaz et fait monter la pression, ce qui arrête la contraction. Un équilibre s'installe qui est qualifié d'hydrostatique. En chaque point à l'intérieur de l'étoile, le gradient de potentiel gravitationnel est compensé par un gradient de pression qui correspond aux gradients de température et de densité. On peut exprimer la pression dans l'étoile en termes des contributions distinctes des particules (électrons et ions) et de la radiation (photons). Les équations d'état de ces trois éléments sont nettement différentes. Les réactions nucléaires impliquées lors de cette phase sont décrites dans la section 1.3.1. La masse de l'étoile détermine la température au centre de l'étoile à l'équilibre et, de là, le taux des réactions nucléaires qui fixe la puissance rayonnée par l'étoile. L'équilibre est maintenu jusqu'à épuisement du combustible au centre de l'étoile. Paradoxalement, ce sont les étoiles les plus massives qui épuisent le plus vite leurs réserves. En effet, le taux des réactions croît plus vite avec la masse que la quantité d'hydrogène disponible dans la région centrale.

Lorsque l'hydrogène vient à manquer dans le cœur de l'étoile, son équilibre est rompu et il entame une nouvelle phase de contraction. Sous l'effet de celle-ci, la couche adjacente au cœur, encore riche en hydrogène, voit sa température et sa densité augmenter de telle sorte que la fusion de l'hydrogène y devient possible. Cette combustion dans une couche sphérique mince autour du centre a pour effet, d'une part, d'accentuer la compression du cœur et, d'autre part, de détendre l'étoile vers l'extérieur. Le diamètre de l'étoile en est considérablement augmenté. Or, à puissance rayonnée égale, l'augmentation du diamètre de l'étoile implique une diminution de sa température de surface, et donc de la fréquence de la lumière émise². Les étoiles à ce stade sont appelées géantes rouges. La compression du cœur engendre l'élévation conjointe de sa densité et de sa température jusqu'au moment où la densité du gaz atteint la valeur critique pour laquelle le gaz d'électrons devient dégénéré³. Au delà de cette limite, la contraction ne provoque quasi plus d'élévation de température. En effet, il y a alors deux électrons pour chaque ion et ce sont donc principalement eux qui gouvernent les propriétés thermodynamiques du gaz. Par conséquent, la température du cœur d'hélium atteint une valeur limite qui dépend de sa masse. Celle-ci augmente encore en raison de la combustion de l'hydrogène qui se poursuit dans la couche adjacente.

Si la masse de l'étoile est supérieure à $0,5 M_{\odot}$, le cœur peut atteindre les conditions de température et de densité qui permettent la fusion de l'hélium en un noyau de ^{12}C , via la célèbre réaction 3α ($\rho_{\min} \sim 10^5 \text{ kg/m}^3$, $T_{\min} \sim 10^8 \text{ K}$). Les étoiles dans cette phase se retrouvent sur une branche horizontale du diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) qui n'est pas présenté ici (voir par exemple, parmi

² Le spectre des étoiles suit approximativement le spectre d'émission d'un corps noir.

³ $\rho \approx 2/3(m_e kT)^{3/2}/h^3$ pour un gaz d'hélium pur complètement ionisé.

beaucoup d'autres [Arn99][Ost96][Phi94][Rol88]). La durée de cette phase de combustion de l'hélium est bien inférieure à celle de la phase précédente. Sa fin y est pourtant similaire. Le noyau inerte formé par les produits des réactions nucléaires, en l'occurrence le carbone et l'oxygène, se contracte sous l'effet combiné de sa propre gravitation et de la pression exercée par la couche adjacente dans laquelle la fusion nucléaire continue à dégager de l'énergie. Au-delà de cette première couche, la combustion de l'hydrogène se poursuit également dans une seconde couche. Les étoiles qui abritent une telle double couche de combustion sont appelées géantes asymptotiques (« AGB stars »).

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

magnétique en rotation rapide. Plusieurs indications moins directes plaident pour l'existence des trous noirs.

Les étoiles de masse inférieure à $\sim 10 M_{\odot}$ arrêtent leur évolution avant cette apothéose impressionnante. Une étoile de masse typique, comme notre Soleil, ne dépasse pas la phase de combustion de l'hélium. La contraction du cœur est arrêtée par la pression des électrons dégénérés. Les couches de combustion se déplacent vers l'extérieur, provoquant éventuellement une instabilité thermodynamique qui provoque le brassage de la matière dans l'étoile et l'éjection des couches externes dans le milieu interstellaire. Le cœur, très dense et chaud, est mis à nu et apparaît à l'astronome comme une naine blanche. C'est la dégénérescence des électrons qui ralentit considérablement le temps de refroidissement de ce corps dont la densité est telle qu'une quantité de matière égale à la masse du soleil se trouve concentrée dans un diamètre comparable à celui de la Terre.

Les astronomes estiment que les deux tiers des étoiles de l'univers font partie de systèmes stellaires fortement liés par la gravitation. La plupart constituent des systèmes binaires. Les deux étoiles d'un tel système peuvent se trouver à des stades d'évolution différents et cela permet d'expliquer plusieurs phénomènes astronomiques intrigants. Le plus connu est l'explosion des novae qui s'explique par la combustion explosive de la matière accrétée à la surface d'une naine blanche. Cette matière combustible, riche en hydrogène, est fournie par l'étoile compagnon qui se trouve dans une phase moins avancée de son évolution. Le caractère explosif de la combustion nucléaire provient de la dégénérescence du gaz à la surface de la naine blanche qui suspend le réajustement thermique lors de l'allumage des réactions nucléaires. Le gaz se détend sans diminution de la température, ce qui a pour effet d'emballer le moteur nucléaire. Quand la dégénérescence est finalement levée, la matière issue de la combustion de surface est brutalement expulsée dans le milieu interstellaire. Elle participe donc activement à l'évolution de celle-ci. La luminosité d'une étoile subissant un tel phénomène peut augmenter de 9 magnitudes en quelques jours. Le pic de température du gaz en explosion peut atteindre 0,3 GK pour une densité de 10^6 – 10^7 kg/m^3 .

Quand l'étoile compagnon continue de fournir de la matière, le même processus peut se répéter avec une périodicité estimée à 10^4 années. Si la quantité de matière transférée est telle que la masse du cœur dépasse la valeur critique à l'issue de la combustion de surface, l'équilibre de la naine blanche est rompu et cela cause son effondrement gravitationnel. Celui-ci provoque l'explosion en supernova selon un scénario similaire à celui schématisé plus haut. L'absence d'hydrogène à la surface de l'étoile se marque dans le spectre d'émission de ce type de supernova qui est dénommé Ia.

Un phénomène semblable à celui des novae mais encore plus violent se produit lors de l'accrétion de matière à la surface d'une étoile à neutrons. Cette configuration est avancée comme explication des sursauteurs X⁴. Les conditions de température et de densité y sont telles que la quantité de matière accrétée avant l'explosion est nettement plus faible. La périodicité en est aussi réduite. En revanche, la combustion y est plus complète.

En résumé, les réactions nucléaires jouent un rôle fondamental dans la naissance et l'évolution des étoiles. La majeure partie de l'énergie rayonnée par les étoiles provient des réactions nucléaires qui ont lieu en leur cœur. C'est un fait assez remarquable que les propriétés de la matière à l'échelle subatomique gouvernent le comportement des astres à l'échelle de l'univers.

1.1.2. Nucléosynthèse

Les réactions nucléaires sont aussi responsables de l'évolution de la composition chimique et isotopique de notre univers. L'évolution de la composition des étoiles causée par la fusion thermonucléaire a déjà été mise en évidence dans la section précédente. Avant cela, c'est aussi la physique nucléaire qui détermine la composition initiale de l'univers dans le cadre des différents modèles de big-bang. Cette nucléosynthèse primordiale explique les grandes abondances d'hydrogène et d'hélium observées encore aujourd'hui. Il est généralement admis qu'elle ne permet pas de produire en quantité significative les éléments de masse supérieure à 8, en raison de l'absence de noyau stable de masse 5 et 8. Cette affirmation est cependant remise en question dans le cadre des modèles, fort contestés, de big-bang inhomogène^[pns89].

Le processus de fusion thermonucléaire qui alimente les étoiles en énergie et qui est utilisé pour décrire les différentes phases de leur évolution ne peut expliquer la production des éléments plus lourds que le ⁵⁶Fe, qui est situé au maximum de la courbe d'énergie de liaison par nucléon. D'autres processus ont été proposés dès la fondation de l'astrophysique nucléaire^[B2FH]. L'observation des abondances isotopiques dans le système solaire suggère d'emblée au moins trois processus différents pour la synthèse des éléments plus lourds que le fer.

Le processus-s résulte de la capture successive de neutrons à un taux largement inférieur au taux de désintégration β^- des produits de la réaction. Il agit sur des noyaux qui restent toujours proches de la vallée de stabilité de la table des isotopes. Un tel processus correspond à un système qui tend vers un état d'équilibre statistique de la matière nucléaire sans y parvenir^[Mey94]. La distribution finale des constituants dépend encore des abondances initiales. Les isotopes qui

⁴ Les sursauteurs X sont des objets stellaires qui émettent des rayons X par courtes bouffées très énergétiques.

sont séparés de la ligne de stabilité par au moins un émetteur β ne peuvent pas être produits par le processus-s. Le site probable de ce processus se situe dans les étoiles de la branche asymptotique (« AGB »). Lors du brassage (« dredge-up ») de la matière des couches de combustion de l'hélium et de l'hydrogène, une importante quantité de ^{12}C peut être injectée dans cette dernière, menant à la formation de ^{13}C (voir section 1.3.1). Le ^{13}C est une source possible de neutrons via la réaction $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$. Une autre source de neutrons possible est la réaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ qui peut avoir lieu dans les étoiles AGB plus massives. La grande variabilité des distributions isotopiques des éléments issus du processus-s plaide pour l'existence d'une multitude de conditions différentes dans lesquelles ce processus peut se produire^[Kap98].

Le processus-r s'accompagne de la capture de neutrons à un rythme beaucoup plus élevé. Les noyaux n'ont pas le temps de se désintégrer entre deux captures et la matière nucléaire est emportée loin de la vallée de stabilité, vers la limite de stabilité des neutrons. Dans de telles conditions, la matière nucléaire atteint un équilibre statistique qui dépend essentiellement de la température et du nombre de neutrons par baryon initial^[Mey94]. La distribution des éléments qui en résulte découle de la rupture de cet équilibre suite au changement rapide des conditions (« freeze out »). Elle ne dépend plus de la distribution exacte de départ. L'observation de la distribution isotopique des éléments issus du processus-r dans les étoiles anciennes (à métallicité très faible) montre peu de variations par rapport à la distribution de ces éléments dans le système solaire. Cela semble indiquer que le processus-r est un processus primaire et qu'il est apparu très tôt dans l'histoire de l'univers^[Kap98]. De nombreuses hypothèses ont été formulées sur les sites astrophysiques à même d'héberger un tel processus. L'hypothèse en vogue actuellement est que le processus-r se déroule dans le vent de neutrinos (surabondant en $\bar{\nu}_e$) qui accompagnerait la formation d'une étoile à neutrons lors de l'explosion d'une supernova^{[Woo94][Hof97]}.

Le processus-p est invoqué pour rendre compte de l'existence des isotopes qui ne peuvent pas être produits par capture de neutrons. Leurs abondances sont toujours nettement plus faibles. Le mécanisme de ce processus n'est pas encore très bien compris. Il semble que les réactions (γ, n) y jouent le rôle principal pour la production des éléments lourds, tandis que des réactions de capture de protons (p, γ) déterminent la production des éléments plus légers. Un tel processus pourrait se produire lors de l'explosion des supernovae de type Ia^[Mey94].

Les rayons cosmiques sont aussi responsables de l'évolution de la composition de notre univers par les réactions de spallation qu'ils provoquent lors de collisions avec la matière interstellaire. Ils peuvent être responsables de la production de certains éléments riches en protons. Leur rôle est surtout important dans l'explication de la surabondance des éléments légers tels que Li, Be, B par

rapport aux prévisions des modèles de nucléosynthèse stellaire. La distribution en énergie des rayons cosmiques s'étend sur plusieurs décades jusqu'à des énergies phénoménales dépassant 10^{21} eV. Cette distribution est manifestement non thermique. Elle n'est pas encore complètement expliquée à l'heure actuelle.

Plus localement, d'autres processus peuvent intervenir dans l'entourage d'objets rares et exotiques et modifier les abondances isotopiques rendant difficile la construction d'une représentation unifiée de l'évolution de la composition chimique et isotopique de l'univers. De plus, en présence de variations locales, il est délicat d'extrapoler la composition isotopique mesurée dans le système solaire au reste de l'univers. Seule la mesure des abondances isotopiques de sites stellaires précisément identifiés peut permettre une évaluation quantitative des modèles de nucléosynthèse stellaire.

1.1.3. Astronomie γ et ν

L'étude de la radiation γ émise par les astres peut apporter des informations précieuses sur leur composition isotopique, aussi bien par l'étude des raies γ émises, que par l'étude de la distribution temporelle qui peut être caractéristique de la décroissance radioactive d'un isotope. Stricto sensu, l'astronomie γ n'est pas une branche de l'astrophysique nucléaire, mais c'est un domaine de l'astrophysique dans lequel les connaissances et les compétences du physicien nucléaire sont indispensables. Il en est de même de l'astronomie ν , dont on assiste aux balbutiements, qui concerne surtout le physicien nucléaire de haute énergie.

Toutes les sources spatiales de rayons γ ne sont pas liées à la physique nucléaire mais les méthodes de détection sont dérivées de l'expérience acquise dans cette discipline depuis longtemps. Le développement de l'astronomie γ est confronté à un obstacle de taille qui est l'opacité de notre atmosphère au rayonnement électromagnétique au-delà de l'eV (rayons X et γ)⁵. Cet obstacle, longtemps insurmontable, est maintenant contourné par le développement de l'astronomie spatiale, embarquée sur satellite, dont le télescope Hubble est une illustration fort médiatisée. L'astronomie γ spatiale est actuellement en plein essor comme le témoigne l'intérêt porté aux résultats du satellite Compton. En plus de fournir des données précises à comparer aux modèles de nucléosynthèse stellaire, elle devrait permettre d'apporter des éclaircissements sur quelques grandes énigmes qui constellent encore la sphère céleste^{[Pau97][Ram93]}.

La détection, à Kamiokande, des neutrinos issus de la célèbre supernova SN1987A a probablement ouvert une ère nouvelle pour l'astronomie. Parallèlement, la détection et l'étude des neutrinos solaires ont soulevé une des

⁵ C'est une propriété de l'atmosphère dont on aurait tort de se plaindre puisqu'elle nous protège des rayonnements les plus ionisants et a ainsi permis le développement de la vie terrestre sans lequel nous ne serions pas là pour contempler les étoiles...

questions les plus chaudes de la physique actuelle. Ce problème des neutrinos solaires^[Bah92] a d'ailleurs des répercussions qui dépassent de loin le cadre de l'astrophysique et atteint les fondements même de notre compréhension de la nature. L'astronomie ν a pour objectif d'obtenir de nouvelles observables concernant la multitude de phénomènes astrophysiques faisant intervenir les neutrinos^[Cri98]. Son développement constitue un véritable défi scientifique.

1.2 Les réactions nucléaires entre particules chargées d'intérêt astrophysique

Une grande partie des réactions nucléaires d'intérêt astrophysique évoquées dans la section précédente impliquent des particules chargées. Les noyaux en collision sont alors soumis au potentiel répulsif électrostatique qui s'ajoute au potentiel nucléaire attractif de courte portée. Le potentiel résultant présente un maximum que l'on appelle la barrière coulombienne. Considérons, en première approximation, un potentiel coulombien pur superposé à un puits de potentiel infiniment profond. La valeur du maximum E_{bc} est donnée par le potentiel électrostatique au point de contact entre les deux noyaux considérés comme des sphères de rayon $a_0 A^{1/3}$, soit

$$E_{bc} = \frac{Z_1 Z_2 e^2 / 4\pi\epsilon_0}{a_0 \left((A_1)^{1/3} + (A_2)^{1/3} \right)} \quad (1.1)$$

qui vaut $\sim 0,5$ MeV au minimum, pour deux protons ($a_0 \sim 1,44$ fm). L'énergie E_{bc} est la hauteur de la barrière. Sa valeur précise dépend du choix de la constante a_0 . En utilisant un potentiel nucléaire raisonnable⁶, et un potentiel électrostatique qui tient compte de la taille finie du noyau, on peut obtenir une meilleure estimation de la hauteur du maximum et du rayon r_{bc} auquel il est atteint. Une approximation hybride consiste alors à considérer à nouveau le potentiel coulombien superposé au puits de potentiel en fixant la constante a_0 de sorte que $a_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ soit égal au rayon r_{bc} . Cette manière de procéder conduit systématiquement à une surestimation de la hauteur de la barrière.

Hormis le cas des rayons cosmiques, la distribution en énergie de collision entre deux noyaux sur le site astrophysique résulte d'une distribution d'équilibre thermique. C'est le cas, bien sûr, lors de la combustion hydrostatique dans les étoiles, mais aussi lors de l'explosion des novae. Même lorsque le gaz des électrons est fortement dégénéré, la distribution en énergie cinétique des noyaux, qui ont une masse bien plus grande, reste classique. C'est la distribution de Maxwell-Boltzmann qui a la forme bien connue

⁶ un potentiel de Woods-Saxon profond (plusieurs MeV par nucléon) avec un rayon, égal à $1,04 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ fm, issu de l'analyse de la diffusion électron-noyau.

$$f_{\text{MB}}(E) = \left(\frac{1}{\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} 2\pi \sqrt{E} \exp(-E/kT) \quad (1.2)$$

C'est aussi la distribution de l'énergie des collisions entre les noyaux.

Pour toutes les températures rencontrées couramment dans les étoiles ($T < 5 \cdot 10^9$ K), l'énergie moyenne des collisions, $\frac{3}{2}kT$, est largement inférieure à la barrière coulombienne ($k = 8,617 \cdot 10^{-11}$ MeV K⁻¹). La probabilité qu'une collision ait lieu à une énergie comparable à E_{bc} est même généralement absolument négligeable⁷. Les réactions n'ont donc lieu que par effet tunnel, l'effet quantique de pénétration des barrières de potentiel.

La probabilité de pénétration à travers la barrière coulombienne dépend très fortement de l'énergie de la collision. Cette simple constatation a des conséquences importantes sur la dynamique stellaire ainsi que sur les conditions expérimentales des expériences de physique nucléaire qui ont pour objectif de fournir des données utiles à la compréhension de celle-ci.

1.2.1. Réactions thermonucléaires entre particules chargées

Cette section présente le formalisme général utilisé pour le traitement des réactions thermonucléaires entre particules chargées^{[Fow67][Rol88]}.

A basse énergie, la dépendance en énergie de la probabilité de pénétration à travers la barrière coulombienne est donnée, en bonne approximation, par le facteur

$$P_0(E) = \exp(-2\pi\eta) \quad \text{avec} \quad \eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2 / 4\pi\epsilon_0}{\hbar} \sqrt{\frac{\mu}{2E}} \quad (1.3)$$

où η est le facteur de Sommerfeld. De plus, quelle que soit la dynamique de la réaction, la section efficace est proportionnelle au facteur géométrique λ^2 , où λ est la longueur d'onde associée à la quantité de mouvement des noyaux dans le repère du centre de masse de la collision, $\lambda = \hbar / p_{cm}$. Dès lors, il est courant d'exprimer la section efficace de manière à mettre en évidence la partie dépendant essentiellement de l'interaction nucléaire, $S(E)$, définie par

$$\sigma(E) \underset{\text{def}}{=} \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) S(E) \quad (1.4)$$

La fonction $S(E)$ est appelée le facteur S astrophysique.

A proprement parler, le facteur de pénétrabilité à travers la barrière de potentiel dépend du moment cinétique orbital de la réaction l . La barrière de potentiel pour $l \neq 0$ doit inclure la barrière centrifuge. La probabilité de pénétration de la barrière varie alors encore plus rapidement avec l'énergie. En pratique, à

⁷ Au niveau des étoiles, dans les régions où la température est élevée, il n'y a généralement plus que des éléments de Z élevés.

basse énergie seules les réactions impliquant un faible moment cinétique orbital peuvent avoir lieu. Remarquons que pour des réactions avec $l \neq 0$ on ne peut certainement pas considérer que le facteur S représente la partie purement nucléaire de la section efficace.

Par ailleurs, le taux de réaction entre deux particules X et Y dans un gaz classique à température T contenant N_X et N_Y particules de chaque type respectif est donné par

$$r_{XY} = N_X N_Y \int_0^\infty \sigma(E) f_{\text{MB}}(E) v dv \quad (1.5)$$

où l'intégrale porte sur les vitesses relatives v entre les particules. Par abus de langage, on appelle souvent « taux de réaction thermonucléaire » le taux de réaction par paire de particules $r_{XY}/N_X N_Y$ que l'on note $\langle \sigma v \rangle$. En effectuant le changement de variable $E = \mu v^2/2$ et en introduisant (1.2) dans (1.5) on trouve

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty E \sigma(E) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \quad (1.6)$$

et en insérant encore (1.4) dans (1.6), on obtient

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \sqrt{\frac{E_G}{E}}\right) dE \quad (1.7)$$

où l'on a défini l'énergie de Gamow, $E_G = 2\mu(\pi Z_1 Z_2 (e^2/4\pi\epsilon_0)/\hbar)^2$, à partir des équations (1.3). La fonction exponentielle qui apparaît dans l'intégrale décrit une courbe en cloche asymétrique que l'on appelle le pic de Gamow. Son maximum est atteint pour une énergie

$$E_0 = \left(\frac{\sqrt{E_G} kT}{2} \right)^{2/3} \quad (1.8)$$

et sa largeur est approximativement donnée par

$$\sigma_G = 4\sqrt{\frac{E_0 kT}{3}} \quad (1.9)$$

L'intervalle $[E_0 - \sigma_G, E_0 + \sigma_G]$ est communément appelé la fenêtre de Gamow. Il détermine la région en énergie dans laquelle il est utile de connaître précisément la section efficace. Si le facteur S ne présente pas de variation brusque et importante avec l'énergie, il peut, en bonne approximation, sortir de l'intégrale. C'est généralement le cas en l'absence de résonance. Le cas des résonances est traité dans la section suivante.

L'énergie E_0 est significativement plus élevée que l'énergie moyenne des collisions. Elle demeure néanmoins bien en-dessous de la barrière coulombienne E_{bc} . Les sections efficaces doivent donc être connues à basse énergie, dans une région

où elles sont très faibles (du μb au fb) et où elles présentent toujours une variation rapide avec l'énergie à cause du facteur de pénétrabilité.

Le taux de disparition $\lambda(X)$ d'une particule de type X donné, dans un gaz contenant d'autres types de particules, est la somme des taux de destructions causées par toutes les réactions que peut subir la particule X , y compris ses désintégrations radioactives éventuelles, c'est-à-dire

$$\lambda(X) = \sum_{Y,Z} \lambda_{Y \rightarrow Z}(X) + \sum_r \frac{1}{\tau_r} \quad (1.10)$$

avec $\lambda_{Y \rightarrow Z}(X) = N_Y \langle \sigma_{X+Y \rightarrow Z} v \rangle$, le taux de destruction de la particule X par la réaction $X+Y \rightarrow Z$, et τ_r le temps de vie de la désintégration radioactive de type r . Le temps de vie effectif d'un noyau X dans le gaz est simplement $1/\lambda(X)$, qui est une fonction décroissante de la température.

1.2.2. Résonances

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

$$\sigma_{BW}(E) = \pi \hbar^2 \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_{J\pi})^2 + (\Gamma_{tot}/2)^2} \quad (1.11)$$

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

$$\omega = \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \quad (1.12)$$

On considère que la résonance est étroite si le rapport $\Gamma_{tot}/E_{J\pi}$ est inférieur à 0,1. On peut alors calculer la contribution de la résonance à l'intégrale (1.6) en considérant que les autres facteurs peuvent sortir de l'intégrale qui ne porte alors plus que sur la lorentzienne $1/[(E-E_{J\pi})^2 + (\Gamma_{tot}/2)^2]$. Cette intégrale se calcule analytiquement pour donner finalement

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{3/2} \hbar^2 \exp\left(-\frac{E_{J\pi}}{kT}\right) (F)_{J\pi} \quad (1.13)$$

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

$$(F)_{J\pi} = \int_0^{\infty} \sigma_{BW}(E) dE / (2\pi \lambda_R^2) \quad (1.14)$$

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

$$(F)_{J\pi} = (\omega\gamma)_{J\pi} \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma_{tot}} \quad (1.15)$$

En résumé, dans l'approximation de la résonance étroite, le taux de réaction thermonucléaire (1.13) ne fait intervenir que deux quantités accessibles à l'expérimentateur nucléaire : l'énergie de la résonance $E_{J\pi}$ et sa force $(\omega\gamma)_{J\pi}$.

La contribution d'une résonance large ne peut pas s'exprimer par une formule simple du type de (1.13). Non seulement l'intégrale (1.6) ne peut pas se simplifier, mais en plus, la forme de la section efficace (1.11) doit tenir compte de la variation en énergie des largeurs Γ_i . En particulier, la force $(F)_{J\pi}$ d'une résonance large, définie par la relation (1.14), n'est pas donnée par le produit $\omega\gamma$. L'intégrale doit se calculer numériquement. Elle exige une analyse plus détaillée des propriétés de la résonance. Un exemple est présenté en section 2.4.1 pour les réactions (p,α).

1.3 La combustion de l'hydrogène dans les étoiles

Les réactions impliquant des protons sont importantes dans tous les domaines de l'astrophysique nucléaire. Elles sont bien sûr incontournables pour décrire la première phase de la vie active des étoiles, qui s'accompagne de la transformation de quatre protons en un noyau d'hélium. Mais d'autres processus importants pour la nucléosynthèse leur réservent également une place de choix. C'est le cas notamment des explosions de novae.

1.3.1. La combustion hydrostatique

Les réactions actives lors de la phase de combustion hydrostatique de l'hydrogène changent d'une étoile à l'autre, en fonction des conditions qui y règnent. Lorsque la métallicité de l'étoile est très faible, c'est-à-dire quand son contenu en éléments plus lourds que l'hélium est négligeable, la fusion de l'hydrogène procède via le cycle de Bethe, encore appelé la chaîne p-p, représenté par la Figure 1.1. La chaîne principale, $^1\text{H} (p, e^+ \nu_e) ^2\text{H} (p, \gamma) ^3\text{He} ({}^3\text{He}, 2p) ^4\text{He}$, appelée chaîne pp-1, produit la majorité de l'énergie rayonnée par une étoile de type solaire. Deux autres chaînes de réactions viennent s'y greffer (pp-2 et pp-3), utilisant l'hélium déjà présent comme catalyseur.

Le taux de production d'énergie par les chaînes p-p est limité par la réaction la plus lente, $^1\text{H} (p, e^+ \nu_e) ^2\text{H}$, qui dépend de l'interaction faible. La section efficace de

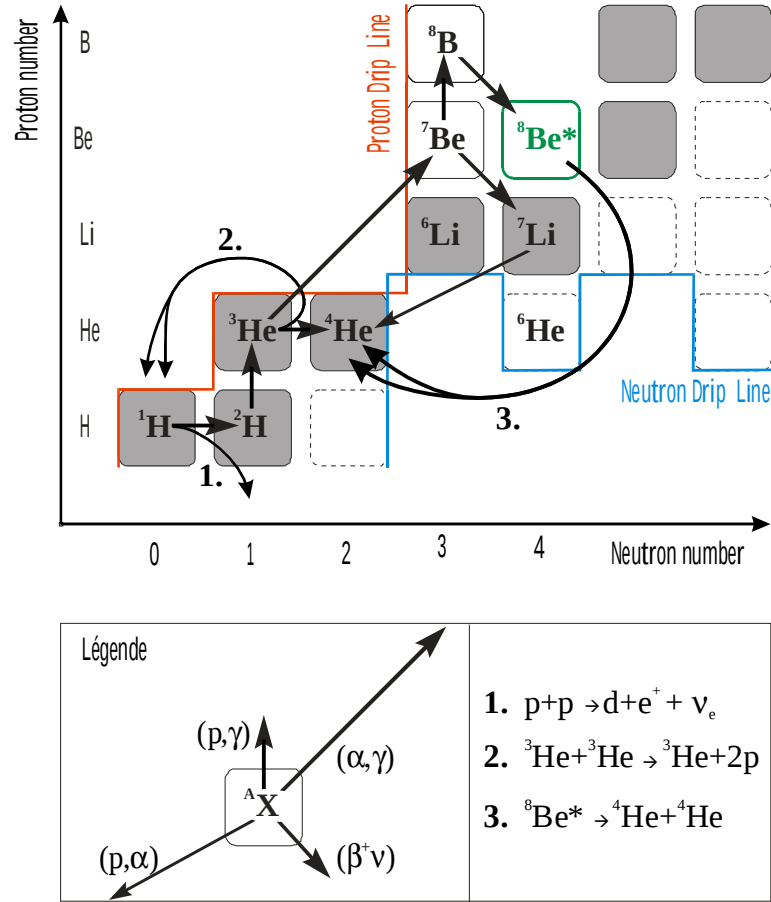


Figure 1.1 : Le cycle de Bethe, ou chaîne p-p, est responsable de la combustion de l'hydrogène dans les étoiles de faible métallicité. Son taux est limité par la réaction 1. qui dépend de l'interaction faible.

cette réaction est tellement faible qu'elle ne peut pas être étudiée en laboratoire. L'étude expérimentale des autres réactions est rendue difficile par les très faibles valeurs des énergies d'intérêt astrophysique. Dans les rares cas où une mesure directe à l'énergie de Gamow est possible (par exemple, pour la réaction $^3\text{He}(^3\text{He}, pp)^4\text{He}$ [Jun98]), les résultats demeurent soumis à une grande incertitude résultant de l'effet d'écran du potentiel coulombien par le cortège électronique du noyau dans le laboratoire.

Les réactions de la chaîne p-p sont responsables de l'émission des neutrinos provenant du soleil. Seule l'incertitude sur le taux de la réaction $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ demeure encore suffisante pour, éventuellement, expliquer une partie significative du déficit observé en neutrinos solaires. De récents progrès expérimentaux ont réduit considérablement cette incertitude [Ham98] et plusieurs autres projets sont en cours.

Les étoiles constituées d'un gaz déjà enrichi en éléments plus lourds que l'hélium peuvent réaliser la fusion de quatre noyaux d'hydrogène en un noyau d'hélium par une autre chaîne de réaction qui évite la réaction ${}^1\text{H}(p, e^+ \nu_e){}^2\text{H}$. Il s'agit du célèbre cycle CNO dans lequel le carbone, l'azote et l'oxygène jouent le rôle de catalyseurs du processus de combustion de l'hydrogène (Figure 1.2). La barrière coulombienne entre un proton et un noyau de carbone est nettement plus élevée que la barrière entre deux protons, c'est la raison pour laquelle le cycle CNO n'apporte une contribution significative à la production d'énergie de l'étoile qu'à partir d'une température critique qui dépend de la métallicité de l'étoile. Le taux de production d'énergie du cycle CNO augmente bien plus vite avec la température que celui de la chaîne p-p. Une étoile de composition solaire de plus de $1,5 M_{\odot}$ produit la plus grande partie de son énergie via le cycle CNO.

D'autres cycles de combustion de l'hydrogène existent à partir des éléments plus lourds. Leurs importances décroissent à mesure que la barrière coulombienne augmente. La structure de ces cycles est toujours semblable à celle du cycle CNO. Une chaîne de réactions de capture radiative (p,γ), entrecoupées de désintégrations β^+ , est finalement refermée sur elle-même par une réaction (p,α). La réaction (p,α) est toujours en compétition avec une réaction (p,γ) sur le même noyau. Le rapport de branchement entre ces deux réactions détermine le nombre de catalyseurs qui vont être perdus pour le cycle et transformés en éléments plus lourds (« break-out »). Il est toujours largement en faveur de la réaction (p,α) car elle ne fait pas intervenir l'interaction électromagnétique. Il en résulte que l'importance de l'échappement au cycle est toujours marginale dans le budget énergétique des étoiles. En revanche, cet échappement peut modifier notablement la composition isotopique des éléments lourds dans les cendres de la combustion.

Les abondances à l'équilibre des isotopes formant les catalyseurs des cycles dépendent des taux des réactions impliquées, y compris les désintégrations radioactives. Lorsque la température augmente, les taux des réactions (p,γ) augmentent jusqu'à devenir comparables aux taux de désintégration qui n'évoluent quasi pas avec la température. Les noyaux radioactifs ayant les plus longs temps de vie deviennent des points d'attente dans le cycle. C'est alors à nouveau l'interaction faible qui limite le taux de production d'énergie. Mais l'augmentation de la température, et donc du taux des réactions nucléaires, ouvre aussi de nouvelles possibilités. En effet, les noyaux radioactifs ont, alors, le temps de subir des réactions avant leur désintégration. Cela permet de contourner certains points d'attente. De telles températures, permettant aux noyaux radioactifs d'entrer sur le devant de la scène stellaire, ne sont pas atteintes lors de la phase de combustion hydrostatique de l'hydrogène. En revanche, elles sont atteintes lors de phénomènes violents comme l'explosion de novae, de supernovae ou de sursauteurs X.

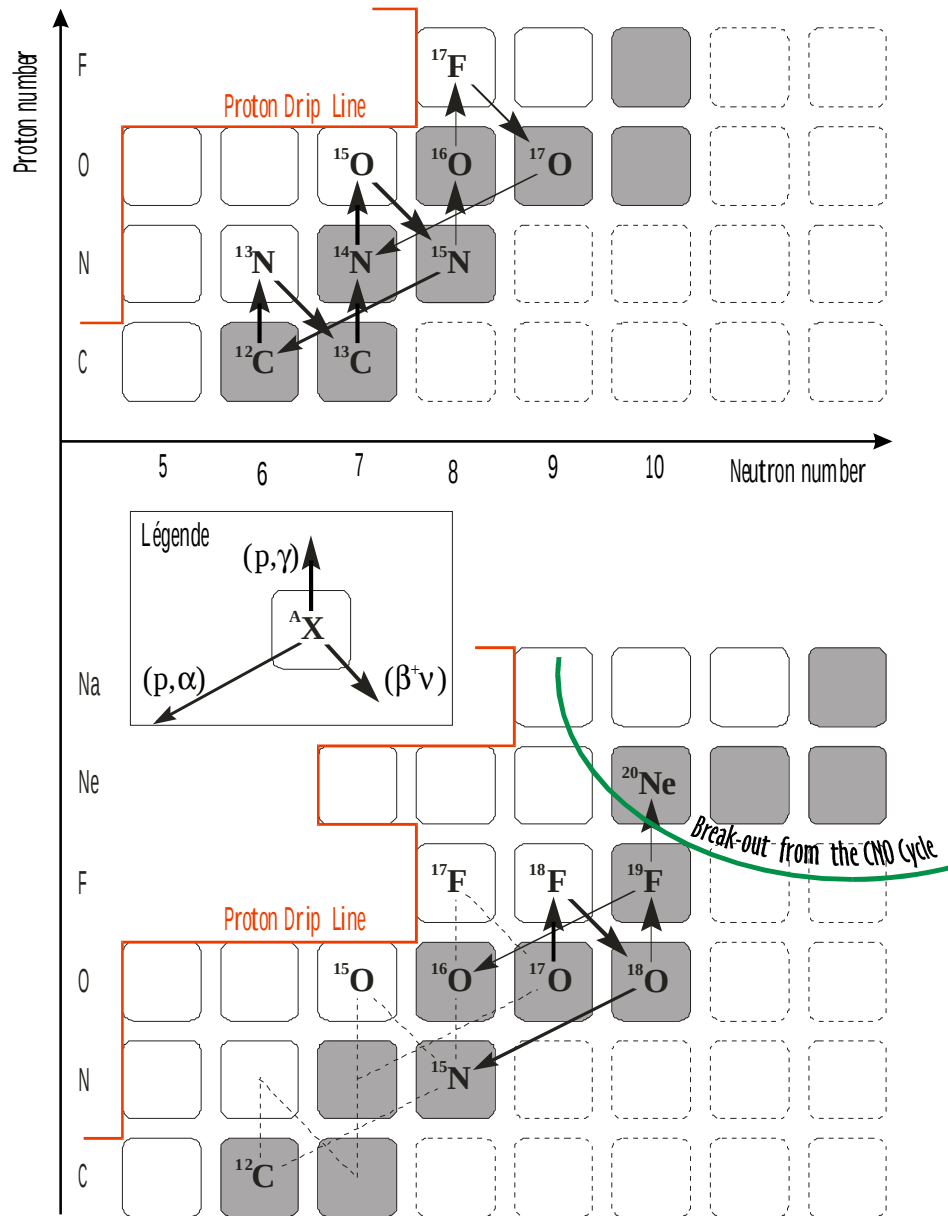


Figure 1.2 : Le cycle CNO est responsable de la combustion de l'hydrogène dans les étoiles massives de métallicité élevée. La figure supérieure représente le cycle principal et l'épicycle le plus important. La figure inférieure représente les deux autres épicycles et la seule voie possible d'échappement au cycle.

1.3.2. La combustion explosive

Le premier noyau radioactif du cycle CNO à présenter un taux de réaction (p,γ) comparable à son taux de désintégration radioactive est le ^{13}N . Le contournement de la voie $^{13}\text{N}(\beta^+\nu_e)^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ par la voie $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}(\beta^+\nu_e)^{14}\text{N}$ marque la transition vers le cycle CNO chaud qui est illustré par la Figure 1.3.

A mesure que la température augmente, tous les noyaux radioactifs deviennent susceptibles de subir des réactions (p,γ) . La matière en est déportée plus près de la ligne d'instabilité des protons. Les noyaux bordant cette ligne d'instabilité (par le bas) ne peuvent pas subir de réactions (p,γ) et demeurent des points d'attente dans le cycle tant que les conditions dans l'étoile ne permettent pas de nouvelles réactions. L'abondance à l'équilibre des isotopes situés aux points d'attente augmentant, la probabilité d'interaction avec les noyaux d'hélium devient significative. Rappelons que le gaz dont l'étoile est initialement constituée contient un quart d'hélium et que cette concentration augmente immanquablement du fait de la combustion de l'hydrogène. Les réactions (α,γ) et (α,p) permettent de contourner les points d'attente et ainsi d'accélérer encore le rythme de la combustion.

L'augmentation de la température multiplie aussi les possibilités d'échappement au cycle CNO. A tel point qu'en marge de la transformation catalytique de l'hydrogène en hélium, on observe une succession de captures de protons et de particules α dont la conséquence est de porter la matière nucléaire initiale vers des éléments de plus en plus massifs. Pour les éléments lourds, la probabilité de capture de particules α devient négligeable et seules les réactions (p,γ) continuent leur activité à un rythme soutenu. Ces processus, dénommés respectivement processus- αp et processus- rp , gouvernent la nucléosynthèse dans les sites explosifs riches en protons^[Cha92]. Contrairement au cas hydrostatique, la combustion explosive de l'hydrogène s'accompagne de la combustion d'une certaine quantité d'hélium et d'éléments plus lourds.

Il apparaît que plusieurs réactions nucléaires faisant intervenir des isotopes radioactifs dans la voie d'entrée occupent des positions clefs dans les réseaux de réactions qui constituent les processus $-rp$ et $-\alpha p$. L'étude expérimentale de ces réactions n'a pu débuter que très récemment car elle nécessite souvent l'usage de faisceaux d'ions radioactifs. L'obtention de tels faisceaux demeure un défi technologique. Leur intensité est toujours très faible comparée aux intensités des faisceaux de protons utilisés habituellement pour réaliser ce genre de mesure.

Heureusement, les nœuds du réseau les plus intéressants sont ceux qui limitent le flux de matière, c'est-à-dire ceux dont les temps de vie sont les plus longs. Les noyaux radioactifs de courts temps de vie ne jouent un rôle que lorsque la température augmente, et avec elle l'énergie moyenne des collisions. Le domaine d'énergie d'intérêt pour la nucléosynthèse explosive est donc situé dans une région où la probabilité de pénétration à travers la barrière coulombienne et, par conséquent, la section efficace, sont largement plus grandes que pour la combustion hydrostatique. En outre, les problèmes liés à l'effet d'écran du potentiel coulombien sont toujours négligeables. Cela compense les difficultés expérimentales liées à l'utilisation de faisceaux d'ions radioactifs. Il semble que la

nature n'ait pas voulu cumuler trop d'obstacles à son étude. C'est un fait assez rare pour qu'il mérite d'être mentionné.

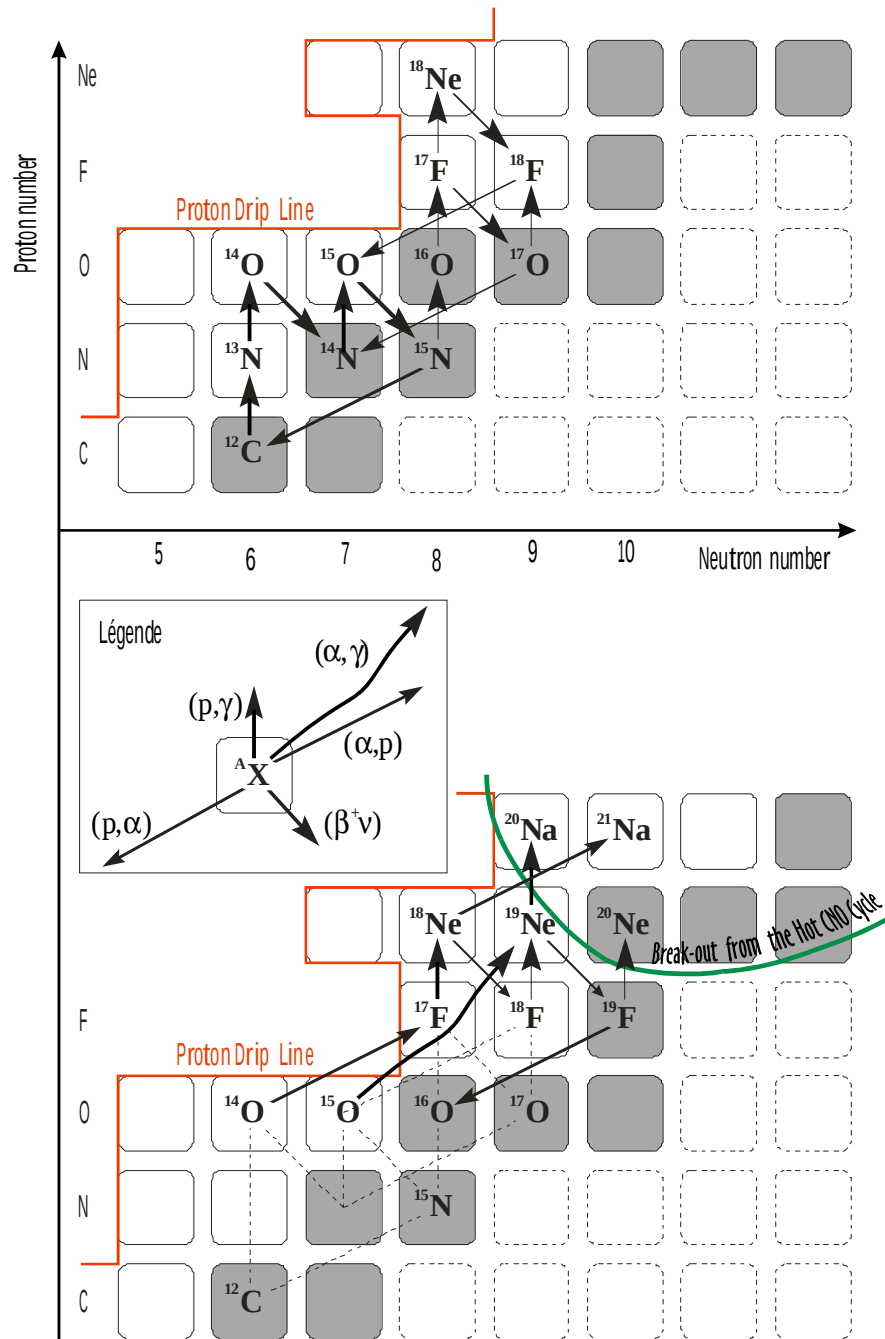


Figure 1.3 : Le cycle CNO chaud met en scène des réactions impliquant des noyaux radioactifs. Les réactions qui permettent l'échappement (« break-out ») au cycle sont particulièrement intéressantes pour la nucléosynthèse. La figure supérieure représente le cycle et son principal épicycle. La figure inférieure représente les autres épicycles et les différentes voies possibles d'échappement.

Chapitre 2

Méthodes expérimentales pour l'étude des réactions (p,α) et (p,γ)

Que faire ?

Les méthodes expérimentales classiques pour l'étude des réactions (p,γ) et (p,α) ne sont généralement pas applicables à l'étude des réactions impliquant des noyaux radioactifs dans la voie d'entrée. Ce chapitre décrit les méthodes expérimentales adaptées à l'utilisation de faisceaux radioactifs pour l'étude des réactions d'intérêt astrophysique décrites dans le chapitre précédent. Les avantages et inconvénients sont discutés séparément pour les réactions (p,α) et (p,γ) .

2.1 Les méthodes classiques

Il existe de très nombreuses études de réaction (p,α) et (p,γ) à différentes énergies et sur différentes cibles. On trouve, par exemple, dans [Ang99] une compilation des mesures intéressantes pour l'astrophysique. Les méthodes expérimentales classiques sont aussi passées en revue par [Rol88] et les techniques de détection sont détaillées par [Eng74]. En grande majorité, ces études utilisent des faisceaux de protons issus d'accélérateurs électrostatiques. Un tel faisceau présente trois avantages importants : une énergie absolue bien définie, une distribution en énergie des protons relativement étroite et une grande intensité pouvant dépasser 10^{16} pps. Le faisceau est envoyé sur une cible mince contenant une certaine quantité de noyaux cibles. Les protons y perdent une faible proportion de leur énergie initiale et on peut, en bonne approximation, négliger le straggling en énergie⁸ et la diffusion multiple. Cela facilite l'obtention des fonctions d'excitation car, dans ces conditions, l'énergie du faisceau donne directement l'énergie de la collision, et le taux de production des produits est simplement proportionnel à la valeur de la section efficace à cette énergie-là.

Les réactions (p,α) sont principalement étudiées par la détection des particules α qui sont généralement observées aux angles arrières. Anciennement, la mesure de l'énergie des particules α était réalisée à l'aide d'un spectromètre. Depuis quel-

⁸ Par manque de terme consacré en français, nous utilisons le terme anglais « straggling » pour désigner la dispersion découlant du caractère aléatoire des processus d'interaction des ions dans la matière.

ques décennies, la lourdeur et l'encombrement d'un tel dispositif font qu'on lui préfère des détecteurs semi-conducteurs (voir par exemple la mesure de $^{18}\text{O}(p,\alpha)$ dans [Lor79]) ou même des chambres à ionisation. Quant aux réactions (p, γ), elles sont étudiées par la détection de rayons γ . Celle-ci est assurée par différents détecteurs placés le plus près possible de la cible. Le choix du détecteur résulte souvent d'un compromis entre une bonne résolution (Ge(Li) ou même Ge intrinsèque) et une grande efficacité (NaI(Tl) ou même BGO).

Dans cette optique, la principale difficulté des expériences réside dans la préparation des cibles qui doivent être suffisamment minces mais aussi suffisamment résistantes aux radiations pour supporter l'intensité du faisceau. De plus, elles doivent être isotopiquement pures ce qui s'avère, dans certains cas, extrêmement coûteux. Fréquemment, il arrive que la seule possibilité soit une cible gazeuse qui introduit des complications techniques et/ou des erreurs systématiques supplémentaires.

Ce problème de la préparation des cibles devient rapidement insurmontable lorsqu'il s'agit d'un isotope radioactif de court temps de vie. D'abord, se pose le problème de la production de celui-ci qui requiert aussi l'utilisation d'un accélérateur. Ensuite, il faut que la procédure de fabrication de la cible soit suffisamment rapide pour que le contenu en isotopes radioactifs du produit fini soit suffisamment important. Même dans les cas où cela peut-être réalisé, la condition de pureté de la cible, elle, est littéralement impossible à satisfaire car on ne peut éviter la présence dans la cible des produits de désintégration du noyau cible. Enfin, la radioactivité de la cible produit un bruit de fond important dans les détecteurs. En particulier, la spectroscopie des rayons γ émis devient très difficile, surtout dans les cas où des cascades multiples doivent être identifiées. Lorsque la cible est émetteur β^+ , tout son environnement est baigné de rayons γ de 511 keV et des produits de leur diffusion (« comptonisation »). La superposition dans les détecteurs de ce rayonnement aux rayons γ à détecter (« pile-up ») rend le spectre brut difficilement analysable.

En définitive, on considère que les problèmes décrits ci-dessus rendent impossible la réalisation d'une cible avec un isotope dont le temps de vie est inférieur à quelques heures. La seule solution consiste alors à réaliser un faisceau de l'isotope radioactif et l'envoyer sur une cible contenant de l'hydrogène. C'est la méthode de la cinématique inverse présentée dans la section suivante.

La suite de ce chapitre se situe dans le cadre de l'utilisation de faisceaux d'ions radioactifs. Les méthodes expérimentales présentées tiennent compte des contraintes que cela impose qui sont de deux types. Premièrement, la difficulté inhérente à l'obtention de tels faisceaux limite à la fois l'intensité⁹ et le temps

⁹ L'intensité varie selon l'isotope entre 10^5 pps pour le ^{18}Ne et 10^9 pps pour le ^{19}Ne .

d'accès à ceux-ci. Ensuite, la radioactivité du faisceau impose des moyens de détection peu sensibles à la radiation ambiante.

2.2 La cinématique inverse

On parle de cinématique inverse lorsqu'on utilise comme cible des noyaux légers qui sont habituellement utilisés comme projectiles (protons, deutons, ^4He , etc.). Cette configuration s'impose lorsqu'on veut étudier une réaction (p,γ) ou (p,α) avec un faisceau radioactif. Il ne faut évidemment pas confondre la mesure de la section efficace d'une réaction en cinématique inverse avec la mesure de la section efficace de la réaction inverse, même si celle-ci permet effectivement, par l'application du théorème de la balance détaillée, de retrouver la section efficace de la réaction directe. La section efficace différentielle à une énergie et un angle donnés dans le repère c.m. est rigoureusement inchangée lorsqu'on intervertit les rôles du projectile et de la cible. En revanche, l'allure des fonctions permettant le changement de variables du repère c.m. au repère LAB est modifiée. En outre, l'utilisation d'un faisceau d'ions plus lourds a des conséquences pratiques qui bouleversent la conception classique des dispositifs expérimentaux et l'analyse des données.

Afin de mettre en évidence les conditions dans lesquelles une expérience est réalisée, nous nous efforcerons d'utiliser rigoureusement la notation conventionnelle des réactions nucléaires de basse énergie en distinguant, par exemple, la réaction directe $^A_Z\text{X}(p,\alpha)^{A-3}_{Z-1}\text{X}$ de la réaction $^A_Z\text{X}(^A_{Z-1}\text{X},\alpha)^{A-3}_Z\text{X}$ étudiée en cinématique inverse et de la réaction $^A_Z\text{X}(^A_{Z-1}\text{X},\alpha)$ également étudiée en cinématique inverse mais dont on détecte les résidus de la désintégration plutôt que les particules α .

2.2.1. Cinématique

Les formules de cinématique sont déduites des lois de conservation et ne sont évidemment pas modifiées lors du passage en cinématique inverse. Tout au plus, les résultats qu'elles fournissent peuvent-ils paraître étonnants à celui qui est habitué à observer les collisions d'un faisceau de particules légères sur une cible plus lourde. Afin de bien situer les contraintes que la cinématique impose à la conception et à la mise au point des méthodes expérimentales, il est utile de rappeler les principales caractéristiques des réactions sur cible fixe et légère. Comme notre discussion doit inclure les réactions (p,γ) , il est naturel d'utiliser d'emblée le formalisme relativiste, bien que nous ayons vu au chapitre précédent que, dans le cadre de l'astrophysique nucléaire, les énergies de collision sont au maximum de quelques centaines de keV, soit bien plus faibles que les masses des noyaux impliqués. Nous évaluerons plus loin l'importance de la correction relativiste par rapport au traitement classique.

Le développement des formules de cinématique relativiste est présenté en Annexe 1. Par convention, toutes les variables sans indice sont considérées dans le repère du centre de masse (c.m.). L'indice L indique les variables considérées dans le repère du laboratoire (LAB). L'énergie cinétique est toujours représentée par le symbole E , et l'angle par rapport à la direction incidente par le symbole θ . Une quantité fréquemment utilisée est l'énergie totale dans le repère c.m. que nous notons M^* (équations (A.6) et (A.7)).

Une caractéristique importante de la cinématique inverse est l'existence, quasi systématique, d'une valeur limite supérieure pour l'angle d'émission d'un des deux produits de la réaction dans le repère LAB (équation (A.12)). C'est toujours l'angle du produit le plus lourd qui est ainsi limité. Par ailleurs, la limite est repoussée vers les plus grands angles lorsque la chaleur de la réaction, Q , augmente.

Les conséquences de ces formules de cinématique et les limites non-relativistes sont tirées séparément pour la diffusion élastique, les différentes réactions traitées dans la suite de ce chapitre.

2.2.2. Choix de la cible

Contrairement aux cibles utilisées en cinématique directe, la nature des cibles utilisées en cinématique inverse est identique quel que soit le noyau sur lequel la réaction (p,α) ou (p,γ) a lieu. Seule l'épaisseur de la cible doit parfois être adaptée aux objectifs de l'expérience. Comme la perte d'énergie du faisceau d'ions lourds dans la matière est sensiblement plus importante que celle d'un faisceau de protons, il est difficile d'obtenir des cibles suffisamment minces pour pouvoir négliger la perte d'énergie du faisceau dans celles-ci. Par ailleurs, pour des faisceaux peu intenses, comme dans le cas qui nous préoccupe, le taux de production sur cible mince est très faible et cela impose des temps de mesure de longueur prohibitive. Nous sommes donc amenés à utiliser des cibles épaisses, c'est-à-dire dans lesquelles on ne peut pas négliger la perte d'énergie du faisceau. C'est une des caractéristiques principales des méthodes envisagées dans ce travail.

La première condition que doit remplir la cible est de présenter un important contenu en hydrogène. Plus exactement, c'est le nombre de protons par unité d'énergie perdue dans la cible qui est le paramètre à maximiser. En effet, le taux de production par particule incidente d'une réaction donnée lors de la traversée de la cible par le faisceau, (le « yield »¹⁰), dans l'approximation d'un faisceau mono-énergétique sans straggling est égal à

¹⁰ Par manque de terme consacré en français, nous traduirons « yield » par « taux de production » bien qu'une traduction fidèle, n'impliquant pas de notion de temps, pourrait être le « rapport ».

$$Y = \int_0^{\Delta X} \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) n_p dx d\Omega_{cm} \quad (2.1)$$

où ΔX est l'épaisseur de la cible en g/cm^2 , n_p est le nombre de protons par gramme de cible et Ω_{cm} l'angle solide dans le repère c.m. Dans le cas d'une cible constituée d'un seul type de molécule hydrogénée de masse moléculaire M_M , n_p peut encore s'écrire $n_p = N_A \xi_p / M_M$ avec N_A le nombre d'Avogadro, et ξ_p le nombre de protons par molécule (facteur stœchiométrique). La perte d'énergie du faisceau tout au long de la cible fait varier l'énergie de la collision E avec x , la profondeur de pénétration du faisceau dans la cible (g/cm^2). Afin de mettre en évidence cette dépendance, on effectue le double changement de variable vers l'énergie du faisceau E_L et ensuite vers l'énergie de la collision¹¹ E :

$$E_L = E_{L0} - \int_0^x \frac{dE}{dx} dx \quad \text{et} \quad E \approx E_L \cdot \frac{M_2}{M_1 + M_2} \quad (2.2)$$

où l'on a introduit la notation commune dE/dx pour le pouvoir d'arrêt (en $\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1}$) de la cible pour les ions du faisceau que l'on notera ϵ dans la suite. En négligeant la variation de ϵ au long de la cible et la dépendance de $d\Omega_{cm}/d\Omega_L$ avec l'énergie, le taux de production mesuré dans un détecteur couvrant un angle solide $\Delta\Omega_L$ et placé à un angle θ_L dans le laboratoire est donné par

$$Y = \frac{n_p}{\epsilon} \cdot \frac{M_1 + M_2}{M_2} \int_{E_0 - \Delta E}^{E_0} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta(\theta_L)) dE \cdot \left| \frac{d\Omega_{cm}}{d\Omega_L} \right| \Delta\Omega_L \quad (2.3)$$

Pour une perte d'énergie donnée dans la cible, le taux est proportionnel au facteur n_p/ϵ qui peut aussi s'écrire $n_p \Delta X / \Delta E_L$ et qui représente bien le nombre de protons par cm^2 et par unité d'énergie du faisceau perdue dans la cible.

Le Tableau 2.1 compare les valeurs indicatives du rapport n/ϵ pour différents faisceaux de 0,5 et 1,0 MeV par nucléon couvrant un intervalle d'énergie de collision de 100 keV dans des cibles de H_2 , de CH_2 et de polyimide ($\text{C}_{22}\text{H}_{20}\text{N}_2\text{O}_5$). Le gain moyen apporté par la cible de H_2 par rapport à une cible solide de CH_2 diminue avec le nombre atomique de l'ion incident. Pour le fluor et le néon, le gain d'un facteur 3 compense difficilement les complications supplémentaires introduites par l'utilisation d'une cible gazeuse. Dans certains cas, celle-ci présente d'autres avantages qui peuvent être déterminants (voir section 2.5). La cible de polyimide présente un taux de production deux fois plus faible que la cible de CH_2 .

Une autre contrainte sur la nature de la cible est sa résistance aux radiations. Il est important que la cible puisse être soumise à de longues expositions au faisceau sans perdre ses capacités de résistance ni son contenu en hydrogène. Une étude préliminaire^[Gal91] à la première expérience utilisant un faisceau radioactif à

¹¹ On utilise ici la limite non-relativiste de l'équation (A.8) pour ne pas compliquer inutilement la discussion.

Louvain-la-Neuve a montré que, de ce point de vue, le polyéthylène est nettement supérieur au polypropylène, bien que tous deux aient la même composition chimique $(CH_2)_n$. Étonnamment, il semble même que la solidité du polyéthylène soit renforcée par l'exposition au faisceau. Des cibles d'hydrogène implanté dans des métaux lourds se sont avérées très peu fiables. On notera que ce point concerne aussi, dans une moindre mesure, les cibles gazeuses. En effet, dans les cibles statiques, le passage du faisceau peut chauffer le gaz localement et diminuer sa densité sur le trajet du faisceau (voir, par exemple, [Goe80] qui relate une diminution de densité du gaz d'environ 0,5 % par mW/mm dissipé). On peut penser que la faible intensité des faisceaux considérés atténue la sévérité de cette contrainte. Il est cependant assez courant que la cible soit utilisée avec un faisceau stable d'intensité plus importante (plusieurs dizaines de nano-Ampères), dans le but de calibrer le détecteur ou de comparer la méthode avec des données existantes.

Tableau 2.1 : Comparaison du rapport n_p/ϵ ($N_A \text{ MeV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) pour différentes combinaisons de faisceaux et de cibles.

Faisceau	0,5 MeV/A			1,0 MeV/A		
	H ₂	CH ₂	C ₂₂ H ₂₀ N ₂ O ₅	H ₂	CH ₂	C ₂₂ H ₂₀ N ₂ O ₅
N	$7,0 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$0,6 \cdot 10^{-5}$	$9,1 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$0,7 \cdot 10^{-5}$
F	$2,7 \cdot 10^{-5}$	$0,9 \cdot 10^{-5}$	$0,4 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$0,5 \cdot 10^{-5}$
Ne	$2,4 \cdot 10^{-5}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$0,4 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$	$9,0 \cdot 10^{-5}$	$0,4 \cdot 10^{-5}$

Enfin, lorsque la section efficace de la réaction étudiée varie fortement avec l'énergie, il est important que la distribution des protons à l'intérieur de la cible soit bien homogène. En effet, l'équation (2.1) montre que le taux de production dépend d'une éventuelle variation du nombre de protons par gramme avec la distance parcourue dans la cible, $n = n(x)$. Si n n'est pas constant, il ne peut plus sortir de l'intégrale et le taux résultant est modifié, particulièrement quand la section efficace varie fortement. Or, pour toutes les réactions considérées, on s'attend à des variations importantes de la section efficace avec l'énergie, non seulement en raison du facteur de pénétrabilité (voir section 1.2), mais aussi parce que nous sommes intéressés par l'étude des résonances. Cette condition d'homogénéité de la cible est déterminante pour écarter les cibles implantées.

La cible solide optimale, utilisée systématiquement pour les études de réactions (p,γ) et (p,α) à Louvain-la-Neuve est le polyéthylène $(CH_2)_n$ dont l'important contenu en hydrogène et les propriétés de résistance et d'homogénéité se combinent à une grande facilité d'approvisionnement et d'utilisation. Des épaisseurs comprises entre 60 et 400 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ sont aisément disponibles.

2.2.3. Interactions dans la cible

La formule (2.1) permet de lier le taux de production à l'intégrale de la section efficace mais ne donne aucune information sur la distribution en énergie des produits. Nous allons démontrer que celle-ci est une image déformée de la fonction d'excitation telle qu'elle peut être obtenue en multipliant les mesures sur cibles minces à différentes énergies de faisceau. Commençons par brosser un tableau simplifié de la situation en considérant un faisceau mono-énergétique perdant son énergie au fil de la cible sans straggling. On considère alors la cible comme une succession de cibles très minces rencontrées successivement à des énergies décroissantes. Si les tranches de cibles ainsi définies sont suffisamment minces, le nombre de produits émis à un angle donné à partir d'une tranche est simplement donné par la section efficace différentielle à l'énergie atteinte au centre de la tranche multipliée par l'intensité du faisceau et par le nombre de noyaux cibles par unité de surface dans la tranche. Toutes les énergies possibles des produits émis à un angle donné provenant de cette tranche sont contenues dans un intervalle dont les bornes sont données par l'application de la fonction cinématique¹² $E_{Li}(E_L, \theta_L)$ à l'énergie du faisceau à l'entrée et à la sortie de la tranche. La largeur de cet intervalle peut être rendue aussi petite que l'on veut en multipliant le nombre de tranches. Pour une cible solide, l'angle de détection ne varie pas avec la position de l'interaction dans la cible.

L'histogramme de la distribution en énergie des produits à un angle donné est obtenu en juxtaposant ces intervalles et en attribuant à chacun d'eux un contenu égal au nombre de produits émis à cet angle à partir de la tranche correspondante. Si le pouvoir d'arrêt est constant dans la gamme d'énergie couverte dans la cible, la distribution ainsi obtenue est une image de la section efficace en fonction de l'énergie de l'éjectile. Si le pouvoir d'arrêt varie, les intervalles ne sont pas de longueur constante et la projection dans un histogramme normal fait apparaître une image distordue de la section efficace ; comme si on avait comprimé la distribution dans les régions où ϵ est faible par rapport aux régions où il est important. Cet effet est déjà présent dans les mesures sur cible mince, et s'il n'y en avait pas d'autre, la distribution en énergie des éjectiles donnerait directement la fonction d'excitation classique.

Cependant, à moins que l'éjectile ne soit un rayon γ , il est nécessaire de tenir compte de sa perte d'énergie dans la cible après son émission. Celle-ci dépend de l'angle de détection et de l'épaisseur de la cible restant à parcourir, c'est-à-dire de la position x de l'interaction dans la cible. Les éjectiles produits en début de cible perdent plus d'énergie que ceux produits à la sortie. Cela peut causer une

¹² La fonction $E_{Li}(E_L, \theta_L)$ associe une énergie cinétique du produit i , E_{Li} , à une énergie cinétique du projectile E_L et un angle de détection θ_{Li} dans le repère du laboratoire. Elle est donnée par l'équation (A.2) où l'on a introduit l'équation (A.11).

déformation majeure du spectre qui est d'autant plus marquée quand l'angle de détection se rapproche de 90° puisque l'épaisseur de cible traversée par les produits est alors maximale. Sous nos hypothèses simplificatrices, on peut toujours considérer qu'il y a une relation univoque entre l'énergie de l'éjectile et l'énergie de la collision qui l'a produit, mais cette relation n'est pas analytique. On l'obtient numériquement en calculant, pour chaque position dans la cible x , d'abord l'énergie nominale du faisceau $E_L(x)$ qu'on utilise ensuite pour calculer l'énergie d'émission de l'éjectile $E_{Li}(x, \theta_{Li})$ et, en définitive, l'énergie de l'éjectile à la sortie de la cible $E_{out;i}(x, \theta_{Li})$:

$$E_{out;i}(x, \theta_{Li}) = E_{Li}(x, \theta_{Li}) - \int_0^{(\Delta X - x)/\cos \theta_{Li}} \frac{dE}{dx} (E_i(\zeta, \theta_{Li})) d\zeta \quad (2.4)$$

Cette relation peut aussi s'exprimer en utilisant les tables de longueur d'arrêt (ou parcours d'arrêt, ou « range ») plutôt que celles de pouvoir d'arrêt, en notant $R_i(E_{Li})$ la longueur d'arrêt (g/cm^2) d'un éjectile d'énergie E_{Li} et, inversement, $E_{Li}(R_i)$ l'énergie de l'éjectile qui est arrêté par une épaisseur de cible R_i

$$E_{out;i}(x, \theta_{Li}) = E_{Li}(R_i(E_{Li}) - (\Delta X - x)/\cos \theta_{Li}) \quad (2.5)$$

Le graphe de $E_L(x)$ en fonction de $E_{out;i}(x, \theta_{Li})$ qui peut éventuellement être ajusté par un polynôme, fournit la relation numérique recherchée. Rappelons que ceci n'est valable que dans l'approximation qui consiste à négliger la distribution en énergie du faisceau non seulement à l'entrée mais tout au long de la cible. La Figure 2.1 présente une vision synthétique des principaux processus en cours dans la cible. Elle illustre comment la distribution en énergie des produits de la réaction donne une image déformée de la section efficace en fonction de l'énergie.

Envisageons maintenant la situation dans toute sa complexité. Considérons un faisceau ayant une certaine distribution en énergie mais aussi une extension spatiale et une distribution angulaire. Durant la traversée de la cible, la distribution en énergie et l'ouverture angulaire s'élargissent. Dans une cible solide, ni la forme ni le diamètre moyen de la tache du faisceau ne sont modifiés. On peut toujours diviser la cible en une série de cibles minces, mais il faut calculer les caractéristiques du faisceau individuellement pour chaque tranche. Soit $f_x(y, z, \theta_f, \phi_f, E_L)$ la fonction de distribution de probabilité des particules du faisceau à la profondeur x dans la cible, telle que $f_x(y, z, \theta_f, \phi_f, E_L) dy dz d\theta_f d\phi_f dE_L$ soit la probabilité qu'une particule du faisceau à une profondeur x dans la cible ait une énergie cinétique comprise entre E_L et $E_L + dE_L$ et une quantité de mouvement dont la direction forme avec l'horizontale un angle polaire compris entre θ_f et $\theta_f + d\theta_f$, avec un angle azimutal compris entre ϕ_f et $\phi_f + d\phi_f$ et une position sur la cible dont les coordonnées soient comprises entre y et $y + dy$ et entre z et $z + dz$. Il est certain que les variables $y, z, \theta_f, \phi_f, E_L$ sont corrélées entre elles, particulièrement à

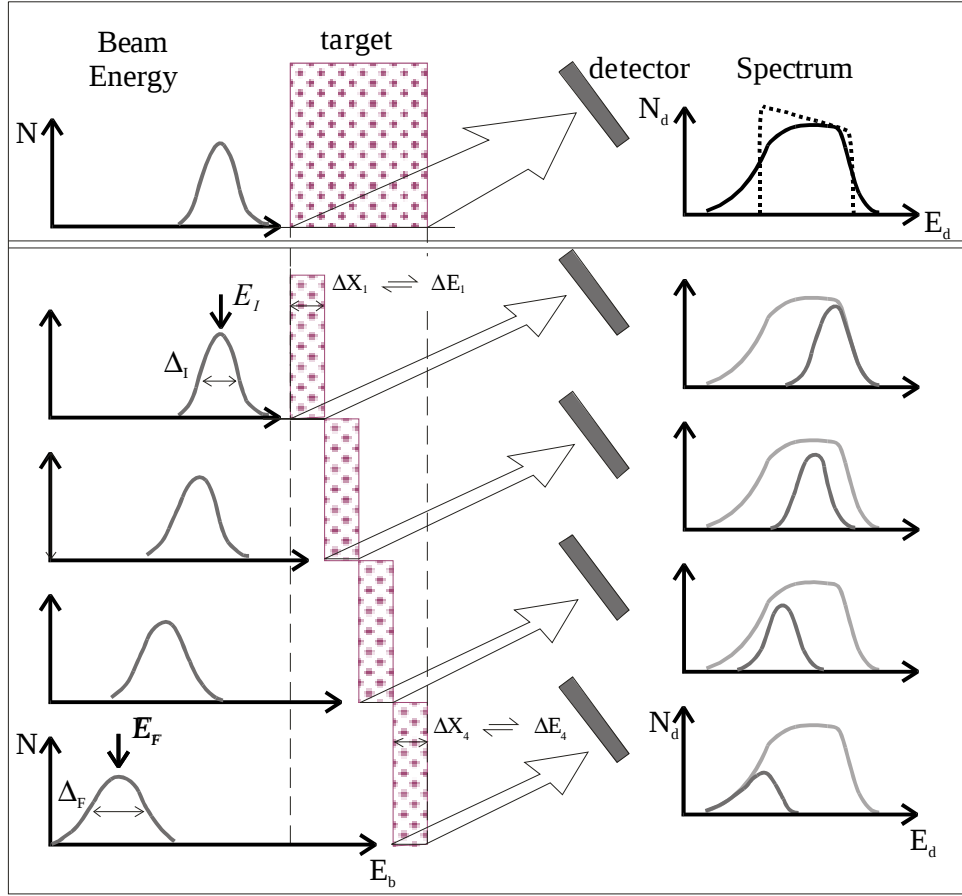


Figure 2.1 : Illustration du principe de base de la cinématique inverse sur cible épaisse. Le faisceau traversant la cible interagit à différentes énergies le long de celle-ci. Le spectre final résulte de la superposition des contributions des différentes tranches constituant la cible qui sont toutes traversées par des faisceaux d'énergies nominales différentes (de E_I à E_F) et de distribution en énergie différentes (en première approximation, seule la largeur de la distribution change, de Δ_I à Δ_F). L'épaisseur de la tranche détermine la largeur de l'intervalle en énergie ΔE_i dans lequel se trouveront les produits de la réaction. La variation du pouvoir d'arrêt avec l'énergie, le straggling et la perte d'énergie des produits dans la cible après leur émission sont les principaux facteurs qui causent la déformation du spectre observé (trait épais) par rapport à la forme de la section efficace (trait pointillé).

la sortie d'un cyclotron. En première approximation, on peut négliger ces corrélations et factoriser la fonction de distribution en trois parties

$$f_x(y, z, \theta_f, \phi_f, E_L) = f_x'''(y, z) \cdot f_x''(\theta_f, \phi_f) \cdot f_x'(E_L) \quad (2.6)$$

La fonction $f_x'''(y, z)$, décrivant la tache du faisceau, est indépendante de x pour une cible solide. La fonction $f_x''(\theta_f, \phi_f)$ décrivant la distribution angulaire du faisceau est approximativement indépendante de l'angle azimutal ϕ_f et elle est généralement paramétrisée par

$$f_x''(\theta_f, \phi_f) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{2\pi \sigma_\theta^2(x)}} e^{-\left(\frac{\theta_f}{\sqrt{2\pi \sigma_\theta^2(x)}}\right)^2} \sin \theta_f \quad (2.7)$$

L'évolution de l'ouverture angulaire en fonction de x dépend de la diffusion multiple dans la cible qui détermine la fonction $\sigma_\theta(x)$ ^[Bel80].

La distribution en énergie cinétique du faisceau est aussi représentée par une gaussienne dont la dispersion augmente avec la profondeur de pénétration dans la cible :

$$f_x'(E_L) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \sigma_E^2(x)}} e^{-\left(\frac{E_L - E_L(x)}{\sqrt{2\pi \sigma_E^2(x)}}\right)^2} \quad (2.8)$$

La fonction $\sigma_E(x)$ est donnée en première approximation par la formule de Bohr :

$$\sigma_E^2(x) = 4\pi Z_f^2 e^4 \frac{\rho}{M_M} \left(\sum_i \xi_i \frac{Z_i}{A_i} \right) \cdot x \quad (2.9)$$

où l'on a considéré que la cible, de densité ρ , est constituée de molécules de masse moléculaire M_M . La somme porte sur les constituants de la molécule, ayant un nombre atomique Z_i , un nombre de masse A_i et un facteur stœchiométrique ξ_i . Z_f est la charge effective du projectile. La formule de Bohr fournit des résultats satisfaisant (à 15 % près) pour des protons et des particules α de 1 à 2 MeV par nucléon, sur cible mince^[Mal82]. En revanche, pour des projectiles de charge plus élevée, elle sous-estime sévèrement le straggling, particulièrement lorsque le Z de la cible est élevé ($Z > 5$). La théorie de Firsov-Hvelplund, qui tient compte de la dépendance en énergie, est en meilleur accord avec l'expérience^[Bel80]. Nous verrons cependant (section 3.4.6) que, dans le cadre de ce travail, il est inutile d'introduire cette complication supplémentaire.

Dans ces conditions, on ne peut plus considérer que toutes les réactions ayant lieu dans une tranche correspondent à une même énergie de collision, ni que tous les produits détectés à un angle donné soient émis à cet angle. Au contraire, le taux de production d'une tranche mesuré dans un détecteur à un angle donné est proportionnel à

$$\int \dots \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) f_x(y, z, \theta_f, \phi_f, E_L) n(x) \delta x d\Omega dy dz d\theta_f d\phi_f dE_L \quad (2.10)$$

où δx est l'épaisseur de la tranche et où l'intégrale sur y, z, θ_f et ϕ_f se fait sur toutes les combinaisons qui sont compatibles avec l'angle solide $d\Omega$. La distribution en énergie des produits dépend donc de la distribution en énergie du faisceau à l'entrée de la tranche mais aussi de la distribution de l'angle d'émission des particules qui atteignent le détecteur. Cette distribution évolue avec la position de la tranche dans la cible. Elle doit aussi tenir compte de la diffusion multiple et du straggling en énergie des produits de la réaction dans l'épaisseur de cible qui leur

reste à parcourir après la réaction. Numériquement, une telle intégrale s'effectue plus facilement par la méthode dite de Monte Carlo. Le temps de calcul pour obtenir une distribution suffisamment précise n'est malheureusement pas (encore) compatible avec une procédure d'ajustement des paramètres de la section efficace. Aussi avons-nous opté pour une procédure simplifiée qui ne peut traiter rigoureusement que la distribution en énergie et le straggling du faisceau. Elle sera présentée dans le chapitre traitant de l'analyse des données (section 3.4.4).

2.2.4. Normalisation

La mesure de section efficace absolue nécessite la connaissance précise de l'intensité du faisceau. L'utilisation de faisceaux d'ions lourds de faible intensité rend difficile la mesure du nombre de particules incidentes à partir de mesures de courants. La faible quantité de charge en jeu impose une amplification importante du courant collecté. Dans les cas extrêmes, le courant à mesurer est inférieur au picoampère. Dans les cas les plus favorables, il ne dépasse pas quelques nanoampères. La mesure du courant dans une cage de Faraday en aval de la cible peut fournir une indication utile pour le monitoring en ligne de l'intensité du faisceau mais ne peut pas servir à une normalisation fiable des données.

Un autre moyen de monitoring de l'intensité du faisceau consiste à suivre le taux de comptage des particules issues de la diffusion élastique dans un détecteur placé à un petit angle. Dans la cible de CH_2 , la diffusion du faisceau sur le carbone de la cible a une section efficace suffisamment grande pour que, dans toute la gamme des intensités considérées, il existe un angle tel que le taux de comptage dans un détecteur standard de 1 cm de diamètre, placé à une distance raisonnable (~ 20 cm), soit suffisant pour permettre de suivre l'intensité du faisceau en ligne (~ 1000 Hz). Cette méthode peut être légèrement raffinée pour servir de normalisation. Il est très facile d'identifier le pic des particules du faisceau diffusées sur le carbone dans le spectre obtenu dans le détecteur. Son contenu total est donné approximativement par (voir l'équation (2.3))

$$N_d = I \cdot \frac{n_c \Delta X}{\Delta E} \cdot \int_{E_0 - \Delta E}^{E_0} \frac{d\sigma_R}{d\Omega}(E, \theta(\theta_L)) dE \cdot \left| \frac{d\Omega_{cm}}{d\Omega_L} \right| \Delta\Omega_L \quad (2.11)$$

où σ_R représente la section efficace de diffusion coulombienne donnée par la formule de Rutherford :

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{1}{16} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{Z_1^2 Z_2^2}{E^2 \sin^4(\theta/2)} \quad (2.12)$$

dont on tire que la section efficace moyenne dans l'intervalle $[E_0 - \Delta E, E_0]$ est donnée par

$$\frac{\int_{E_0-\Delta E}^{E_0} \frac{d\sigma_R}{d\Omega}(E, \theta) dE}{\Delta E} = \frac{d\sigma_R}{d\Omega}(\sqrt{E_0(E_0 - \Delta E)}, \theta) \quad (2.13)$$

Dans le cas des cibles gazeuses avec une fenêtre d'entrée, on peut détecter les particules du faisceau diffusées sur celle-ci vers les angles arrières (Rutherford Back Scattering, RBS). Il est parfois nécessaire de recouvrir la fenêtre d'une couche de noyaux plus lourds (typiquement Au) afin d'augmenter le taux de détection.

Dans le spectre des particules diffusées, à certains angles, il est difficile de séparer le pic issu de la diffusion du faisceau du pic des noyaux de carbone de recul. La séparation en énergie de ces deux pics dépend de la masse du projectile, de l'angle de détection et de l'épaisseur de la cible. Si le projectile est de masse supérieure à 12, la formule (A.11) permet de trouver qu'il y a deux solutions pour l'énergie du faisceau diffusé à un angle donné. Celle-ci est comprise entre une valeur minimale $E_{Li;min}$, correspondant à une collision frontale, et une énergie maximale qui est l'énergie initiale E_L , correspondant à l'absence de collision. L'énergie du noyau de carbone de recul décroît comme $\cos^2 \theta_L$ à partir d'une énergie maximale qui est $E_L - E_{Li;min}$ et jusqu'à une énergie nulle à 90° . Les deux courbes se croisent donc nécessairement en un point qui dépend des masses en jeu. Un exemple est représenté par la Figure 2.2. Par ailleurs, à même énergie et pour une même épaisseur traversée, le noyau de carbone, qui a un Z plus faible, perdra moins d'énergie dans la cible après la collision que le projectile. Le point de croisement a donc toujours lieu à un angle plus faible que celui déduit de (A.11). A partir de ce point, la séparation entre les deux pics augmente toujours avec l'angle et le carbone de recul se trouve toujours à plus haute énergie. Le rapport des nombres de coups dans le détecteur, lui, ne cesse d'augmenter en faveur du carbone de recul jusqu'au moment où l'énergie de celui-ci n'est plus suffisante pour lui permettre de quitter la cible.

Il y a trois inconvénients majeurs à utiliser la diffusion élastique du faisceau sur le carbone de la cible pour la normalisation des données. Le premier réside dans le fait que cette méthode est assez sensible à la valeur de la perte d'énergie dans la cible. Or il existe de grandes incertitudes sur les tables de perte d'énergie. Le deuxième inconvénient de cette méthode est qu'elle ne fournit pas d'indication directe sur le nombre de protons que contient la cible. La formule (2.11) permet d'obtenir le produit du courant par le nombre de noyaux de carbone par unité de surface. Pour passer au nombre de protons par unité de surface, il faut utiliser le facteur stœchiométrique du proton dans la cible. Or celui-ci varie avec la méthode de préparation de la cible mais aussi et surtout avec la durée d'exposition au faisceau. Avec la méthode RBS, aucune information sur le contenu de la cible

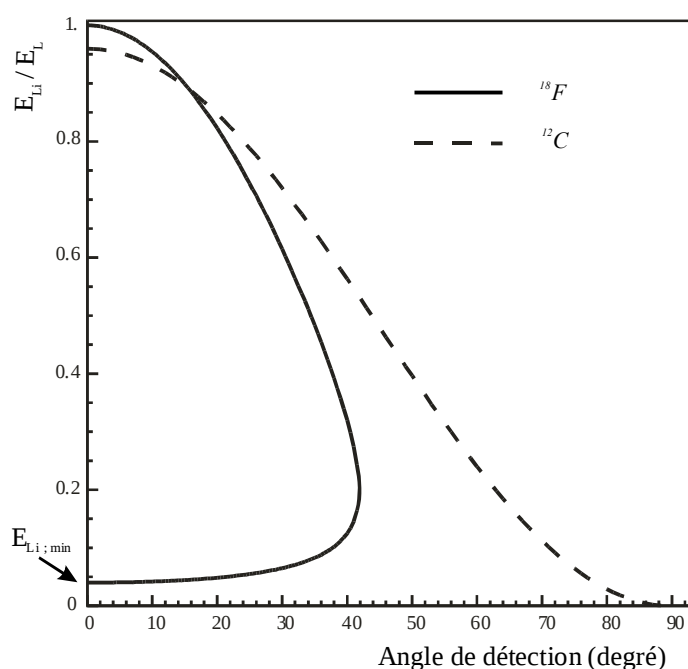


Figure 2.2 : Energie cinétique des noyaux ^{18}F et ^{12}C issus de la diffusion élastique $^{18}\text{F}+^{12}\text{C}$ en fonction de l'angle de détection dans le repère LAB. En cinématique inverse, la perte d'énergie dans la cible après la diffusion est plus importante pour le ^{18}F que pour le ^{12}C .

n'est accessible. Enfin, la section efficace de la diffusion peut s'écarter de la formule de Rutherford, même si l'énergie des collisions est relativement faible par rapport à la barrière coulombienne. En principe, il suffit de diminuer l'angle de détection pour garantir que ces écarts restent faibles. Ce n'est pas toujours possible en pratique. Le taux de comptage augmente rapidement quand l'angle diminue et risque d'endommager le détecteur. C'est aussi aux petits angles que la section efficace varie le plus rapidement avec l'angle. Or les incertitudes sur le centrage du faisceau limitent la précision de mesure de celui-ci.

Ces incertitudes systématiques difficilement quantifiables rendent vain et inutile d'introduire dans l'équation (2.11) les complications traitées dans la section précédente. La normalisation par la diffusion élastique des particules du faisceau est une méthode rapide et facile mais dont la précision peut difficilement être meilleure que 5 à 10 %.

Enfin, la méthode de normalisation la plus performante est basée sur l'étude du spectre des protons de recul issus de la diffusion élastique du faisceau sur l'hydrogène de la cible. Cette méthode présente l'avantage décisif de fournir directement le facteur de normalisation complet $In_p \Delta x$, indépendamment de la composition chimique exacte de la cible (supposée homogène). La faible perte d'énergie des protons dans la cible minimise la déformation du spectre par rapport à la forme de la section efficace. En raison de la faible énergie de collision, l'écart

de la section efficace par rapport à la formule de Rutherford n'est important qu'en présence d'une résonance. Loin d'être un inconvénient, cet écart peut être étudié pour déduire certaines caractéristiques de la résonance. Si la largeur de la résonance est supérieure à 1 keV^[Cos97], on peut extraire du seul spectre des protons de recul l'énergie de la résonance, sa largeur totale Γ_{tot} , sa largeur partielle pour les protons Γ_p et une information sur son spin et sa parité. Cela requiert cependant une calibration en énergie fiable des détecteurs, valable pour les protons. Une fois celle-ci réalisée, on peut encore utiliser le spectre des protons pour évaluer la perte d'énergie du faisceau dans la cible, ce qui permet de limiter les erreurs dues à l'incertitude sur les tables de pouvoir d'arrêt. Dans certains cas malheureusement, l'énergie des protons est trop faible et le spectre est inutilisable en raison du bruit de fond lié à la radioactivité du faisceau. La section suivante est consacrée à l'étude de la diffusion élastique (p,p) en cinématique inverse. On y décrit en détail la méthode expérimentale la plus appropriée à la normalisation des mesures de réactions (p,γ) et (p,α) effectuées en cinématique inverse.

2.3 La diffusion élastique H(X,p)

L'étude de la diffusion élastique (p,p) est intéressante non seulement parce qu'elle fournit une méthode de normalisation précise pour les mesures de réaction (p,α) et (p,γ), mais aussi pour elle-même dans la mesure où elle donne accès à des informations cruciales sur la spectroscopie du même noyau composé formé par toutes ces réactions. Elle a constitué un préalable à chacune des mesures utilisant un faisceau d'ions radioactifs effectuées à Louvain-la-Neuve^{[Ben92][Del92][Cos94]}. Avant de discuter de la méthode expérimentale proprement dite, commençons par décrire plus en détail la cinématique de la diffusion élastique et par présenter brièvement la théorie de la diffusion résonante.

2.3.1. Cinématique

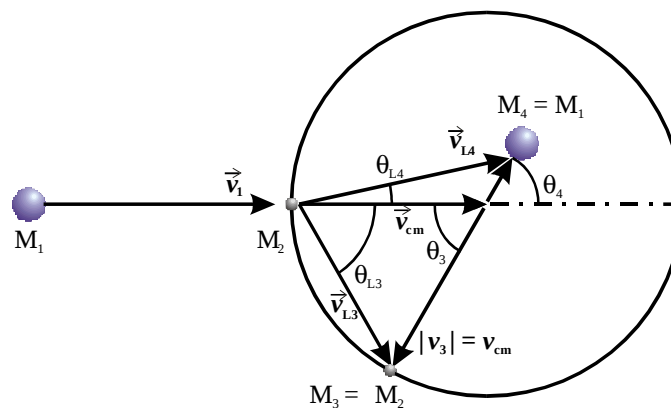


Figure 2.3 : Représentation schématique classique d'une collision élastique.

La Figure 2.3 présente l'image classique de la diffusion élastique. La vitesse du proton dans le repère c.m. est égale à la vitesse du centre de masse dans le repère LAB – équation (A.5). Comme les masses sont conservées, les grandeurs des quantités de mouvement dans le repère c.m. ne sont pas modifiées par la collision. Le proton est donc émis avec une vitesse égale à v_{cm} . Le changement de repère classique $\vec{v}_{Lp} = \vec{v}_p + \vec{v}_{cm}$ implique directement

$$\theta_{Lp} = \frac{\pi - \theta_p}{2} \quad \text{et donc} \quad \sin \frac{\theta_p}{2} = \cos \theta_{Lp} \quad (2.14)$$

Tandis que l'application de la formule relativiste (A.13) donne

$$\tan \theta_{Lp} = \frac{1}{\gamma_{cm}} \tan \frac{\pi - \theta_p}{2} \quad \text{et donc} \quad \sin \frac{\theta_p}{2} = \frac{\cos \theta_{Lp}}{\sqrt{\cos^2 \theta_{Lp} + \gamma_{cm}^2 \sin^2 \theta_{Lp}}} \quad (2.15)$$

La quantité de mouvement des protons de recul s'obtient facilement à partir de l'équation (A.11) qui se simplifie fortement pour donner

$$p_{Lp} = \gamma_{\theta_{Lp}}^2 \frac{2M_1}{M_1 + M_2 + E_L} p_{Lf} \cos \theta_{Lp} \quad (2.16)$$

où p_{Lf} est l'impulsion du faisceau. Dans la limite non relativiste de cette équation, on peut aussi exprimer simplement l'énergie cinétique des protons de recul

$$E_{Lp} \approx \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_L \cos^2 \theta_{Lp} \quad (2.17)$$

2.3.2. Section efficace différentielle

Le formalisme théorique de la diffusion élastique résonante appliqué à la cinématique inverse est développé dans la référence [Cos97]. Nous adopterons ici la description de Feshbach^[Fes60].

La section efficace de la diffusion coulombienne (2.12) est bien connue depuis longtemps (voir par exemple [Tay72]). Comme le potentiel est central et que la collision n'implique pas de recombinaison des moments angulaires entrants, la section efficace s'exprime simplement comme le carré de la norme d'une amplitude de diffusion qui a la forme

$$f_c(E, \theta) = -\frac{\tilde{\lambda}}{2} \eta \frac{\exp(2i\sigma_0 - i\eta \ln(\sin^2 \theta/2))}{\sin^2 \theta/2} \quad (2.18)$$

$$\text{avec} \quad \tilde{\lambda} = \frac{\hbar}{p_{cm}} = \frac{1}{k} \quad (2.19)$$

$$\text{et} \quad \eta = \tilde{\lambda} \frac{e^2 / 4\pi\epsilon_0}{\hbar^2} \mu Z_1 Z_2 \quad \text{le paramètre de Sommerfeld} \quad (2.20)$$

où l'on a défini la masse réduite du système $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$. Le déphasage de Coulomb de l'onde-s, σ_0 , est indéterminé.

Le calcul de la partie nucléaire de la section efficace est scindé en deux. On considère que l'amplitude de la diffusion élastique peut s'exprimer comme la somme d'une composante directe, variant lentement avec l'énergie, et d'une composante résonante, présentant de fortes variations avec l'énergie et caractérisée par la formation d'un état de spin et parité $J\pi$ bien déterminé. La première composante s'obtient en considérant le potentiel d'une sphère impénétrable de rayon a , c'est pourquoi on l'appelle l'amplitude de sphère dure, f_{sd} . Elle s'exprime comme suit

$$f_{sd}(E, \theta) = \sum_l (2l+1) f_{sd;l} P_l(\cos \theta) \quad (2.21)$$

où P_l est le polynôme de Legendre d'ordre l et $f_{sd;l}$ est l'amplitude de l'onde partielle de moment cinétique orbital l qui est donnée, au facteur de phase $\exp(2i\omega_l)$ près, par

$$f_{sd;l}(E) = -i \frac{\lambda}{2} \exp(2i\omega_l) (\exp(2i\phi_l) - 1)$$

où $\omega_l = \sigma_l - \sigma_0$ est le déphasage de Coulomb de l'onde- l par rapport à l'onde-s, (2.22)

soit
$$\omega_l = \sum_{n=1}^l \arctan\left(\frac{\eta}{n}\right)$$

et $\phi_l = \arctan\left(\frac{F_l(ka)}{G_l(ka)}\right)$ est le déphasage de sphère dure, exprimé en terme des fonctions régulières et irrégulières de Coulomb, F_l et G_l . (2.23)

La somme des deux amplitudes $f_p = f_c + f_{sd}$ est appelée l'amplitude potentielle car elle est obtenue sur la base de potentiels réels. Elle décrit la diffusion de charges ponctuelles corrigée par des termes qui tiennent compte de la taille finie du noyau. C'est, en bonne approximation, l'amplitude de diffusion élastique loin de toute résonance. A nouveau, comme le potentiel est central, la section efficace de la diffusion potentielle est simplement donnée par

$$\frac{d\sigma_p}{d\Omega} = |f_p|^2 \quad (2.24)$$

Incluons maintenant la contribution du processus résonant. Soit I_1 et I_2 les spins des deux noyaux en jeu. Ils sont tous deux conservés mais ils se combinent pour donner un spin de voie d'entrée $S = I_1 + I_2$ avant la collision et un spin de voie de sortie S' après la collision qui peuvent être différents a priori. De même, le moment cinétique orbital l avant la collision peut être différent du moment l' après la collision, mais le moment cinétique total doit être conservé ($\mathbf{S} + \mathbf{l} = \mathbf{J} = \mathbf{S}' + \mathbf{l}'$)

ainsi que π , la valeur propre de l'opérateur Parité. En présence d'une résonance unique, une seule valeur de $J\pi$ domine, alors qu'en dehors des résonances, toutes les valeurs possibles de $J\pi$ peuvent apporter une contribution à la section efficace.

Pour décrire la partie résonante de la diffusion, on utilise une matrice de transition qui est une généralisation de la formule de Breit-Wigner appliquée à la diffusion élastique^[Fes60]. La section efficace différentielle est une combinaison assez compliquée des éléments de cette matrice^[Bla52], tenant compte des quatre considérations suivantes : premièrement, quand ni le faisceau ni la cible ne sont polarisés et qu'on n'observe pas la polarisation des produits, la section efficace différentielle doit être invariante sous la rotation autour de l'axe de collision. Deuxièmement, plusieurs configurations des spins dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie sont compatibles avec la même valeur de l . La section efficace résultante est une moyenne sur toutes les valeurs possibles des projections des spins incidents et une somme sur toutes les valeurs possibles de la projection du spin de la résonance. Troisièmement, la section efficace mesurée n'implique pas nécessairement une seule valeur du moment angulaire orbital l . Enfin, la section efficace résonante est invariante sous l'opérateur parité. Pour la diffusion élastique, on néglige les possibilités de modification du spin de voie, c'est-à-dire qu'on ne considère que les transitions telles que $S = S'$.

En se limitant au cas d'une résonance isolée et en considérant seulement la plus faible¹³ valeur du moment cinétique orbital permettant de former l'état J^π , la section efficace totale de la diffusion (p,p) s'écrit finalement^[Cos97].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_p}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{BW}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_l}{d\Omega} \quad (2.25)$$

avec $\frac{d\sigma_p}{d\Omega}$ la section efficace de la diffusion potentielle (2.24)

et $\frac{d\sigma_{BW}}{d\Omega}$ la section efficace de Breit-Wigner donnée par

$$\frac{d\sigma_{BW}}{d\Omega} = |f_{R;l}|^2 \omega (2J+1)(2l+1)^2 \sum_{L(pair)}^{2l} (l00|L0)^2 \left\{ \begin{matrix} l & J & S \\ J & l & L \end{matrix} \right\}^2 P_L(\cos \theta) \quad (2.26)$$

où l'on a utilisé l'expression (1.12) du facteur statistique ω et défini l'amplitude résonante de l'onde- l

$$f_{R;l} = -\frac{\hat{\lambda}}{2} \exp(2i(\omega_l + \phi_l)) \frac{\Gamma_{p;l}}{E - E_{J\pi} + i\Gamma_{J\pi}/2} \quad (2.27)$$

avec $\Gamma_{p;l}$ la largeur proton de la résonance pour l'onde- l .

¹³ Ceci se justifie par les faibles énergies de collision envisagées.

Enfin, $\frac{d\sigma_l}{d\Omega}$ représente l'interférence entre la composante potentielle et la composante résonante. Elle est donnée par¹⁴

$$\frac{d\sigma_l}{d\Omega} = 2\omega \sum_L^{2l} \Re(f_p^* f_{R;L}) P_L(\cos\theta)$$

Dans le cas où $l = 0$, l'équation (2.26) se simplifie considérablement puisque le coefficient de Clebsch-Gordan $(000|00)$ vaut trivialement 1, ainsi que P_0 , tandis que le coefficient six-j $\begin{Bmatrix} 0 & J & J \\ J & 0 & 0 \end{Bmatrix}$ se ramène à $1/(2J+1)$. La Figure 2.4 représente les trois termes de l'équation (2.25) dans le cas particulier de la diffusion $^{18}\text{F}+p$ pour un moment cinétique de la voie d'entrée $l=0$.

Le facteur réel $\Gamma_{p;l}$ intervenant dans (2.27) est appelé la largeur proton de la résonance pour l'onde- l . Il présente une variation avec l'énergie qui suit la probabilité de pénétration à travers la barrière coulombienne et est généralement paramétrisé^[Rol88] par

$$\Gamma_{p;l}(E) = \frac{2\hbar^2}{\mu a^2} \Theta_p^2 P_l(E, a) = \Gamma_{p;l} \frac{P_l(E, a)}{P_l(E_{J\pi}, a)} \quad (2.28)$$

où $P_l(E, a)$ est le facteur de pénétrabilité donné par

$$P_l(E, a) = \frac{ka}{F_l(ka)^2 + G_l(ka)^2} \quad (2.29)$$

et Θ_p^2 est appelé la largeur réduite du niveau pour les protons.

2.3.3. Détection des protons de recul

L'étude des réactions $H(X, p)$ ne peut pas se baser sur l'analyse du spectre des noyaux lourds diffusés. L'angle maximum d'émission de ceux-ci dans le repère LAB n'est que de quelques degrés et leur énergie est très proche de celle du faisceau. Pratiquement, on ne peut pas séparer les noyaux diffusés du faisceau. En revanche, la détection des protons de recul permet une analyse détaillée de la section efficace. Comme nous l'avons déjà souligné, la faible perte d'énergie des protons dans la cible limite la distorsion du spectre mesuré par rapport à la forme de la section efficace.

Les protons de recul sont émis avec un angle maximum de 90° par rapport à la direction du faisceau, correspondant à un angle $\theta = 0^\circ$ dans le repère c.m. Les protons détectés à 0° sont émis à 180° dans le repère c.m. La partie purement résonante de la section efficace différentielle est nécessairement symétrique par

¹⁴ Sous notre hypothèse, cette somme se réduit à un seul terme.

rapport à 90° , quel que soit le moment angulaire orbital de la réaction $^{18}\text{F}+p$ [Fes60]. Pour $l=0$, elle est isotrope tandis que pour $l=1$, elle atteint un maximum en 0° et 180° . Dans ces deux cas, son importance relative par rapport à la contribution coulombienne augmente avec θ , l'angle c.m. d'émission des protons. Il est donc intéressant de détecter les protons émis vers l'avant dans le repère LAB. L'angle de détection minimum est toutefois limité par la diffusion du faisceau sur le carbone de la cible dont le taux est nettement plus important.

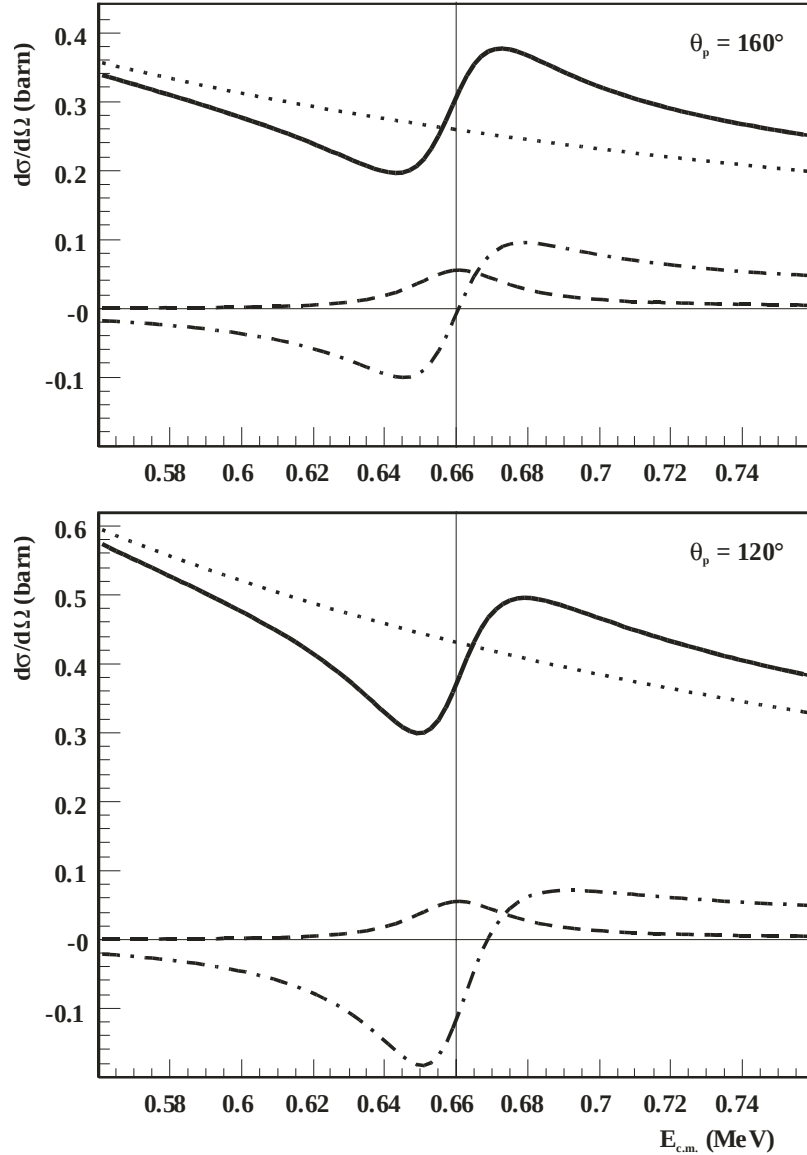


Figure 2.4 : Section efficace différentielle de la diffusion élastique $^{18}\text{F}+p$ aux alentours d'une résonance $3/2^+$ ($l=0$) située à 660 keV avec une largeur totale $\Gamma_{tot} = 33$ keV et des largeurs partielles $\Gamma_\alpha = \Gamma_p = \Gamma_{tot}/2$. La ligne continue représente la somme des trois termes de l'équation (2.25). La ligne pointillée représente la contribution de la partie potentielle, la ligne interrompue celle de la partie résonante et la ligne interrompue pointillée celle de l'interférence. (a.) $\theta_{cm} = 160^\circ$. (b.) $\theta_{cm} = 120^\circ$.

Pour compenser la faible intensité du faisceau radioactif, il est nécessaire que le détecteur couvre un grand angle solide. Néanmoins, cela ne peut se faire au détriment de la résolution angulaire. Une mauvaise résolution angulaire implique non seulement l'intégration de la section efficace sur toute la gamme couverte, mais aussi le mélange de protons ayant subi différentes pertes d'énergie dans la cible. Le détecteur doit donc avoir une bonne résolution en angle polaire. Une segmentation supplémentaire dans la direction azimutale permet de diminuer le taux de comptage dans chaque détecteur individuel aux petits angles de détection. Le problème de l'importance du taux de comptage dû à la diffusion du faisceau sur le carbone est ainsi reporté vers le système d'acquisition, mais la probabilité de détection simultanée de deux particules dans un même détecteur et/ou de la sommation des signaux électroniques (« pile-up ») est diminuée.

L'utilisation d'une géométrie à symétrie cylindrique permet de simplifier l'analyse des données, notamment pour le calcul de l'angle solide. En effet, si le détecteur peut être représenté par un double intervalle en angle polaire et azimutal $[\theta_{L1}, \theta_{L2}][\varphi_1, \varphi_2]$, l'angle solide dans le repère c.m. est donné par¹⁵

$$\Delta\Omega_{cm} = (\varphi_2 - \varphi_1) \cdot (\cos\theta_2 - \cos\theta_1) \quad (2.30)$$

où les angles dans le repère c.m. $\theta_i = \theta_{cm}(\theta_{Li})$ sont calculés par (2.15).

Enfin, le détecteur doit évidemment présenter une bonne résolution en énergie puisque c'est la distribution en énergie des produits qui rend compte des variations de la section efficace avec l'énergie.

2.3.4. Le détecteur LEDA

Le détecteur LEDA (Louvain-Edinburgh Detector Array) permet de satisfaire à toutes ces exigences. Il s'agit d'un détecteur multi-pistes au silicium, fourni par Micron Semi-conductor Ltd (type YY1). Il est divisé en huit secteurs dont chacun est composé de seize pistes simple-face indépendantes de 4,9 mm de large. Un secteur est représenté sur la Figure 2.5. Les huit secteurs assemblés forment une configuration annulaire couvrant jusqu'à 91 % de l'angle azimutal. Le rayon minimal de la partie active est de 5 cm et son rayon extérieur de 13 cm. La gamme angulaire couverte et la résolution angulaire dépendent de la distance entre la cible et le détecteur.

Les secteurs sont fabriqués suivant une variante du procédé MOS (Metal Oxyde Silicon). La région active est définie par photo-lithographie en projetant un masque sur une galette de silicium. La taille d'un secteur correspond à une galette standard de 4'' de diamètre. La Figure 2.6 représente une vue en coupe des pistes inscrites sur la galette.

¹⁵ en première approximation.

Les 128 voies du détecteur complet sont reliées individuellement à un préamplificateur de charge (*RAL108*) et un amplificateur/discriminateur assurant la mise en forme du signal (*RAL109*), tous deux développés spécialement par le groupe d'Edimbourg et le groupe de micro électronique du Rutherford-Appleton Laboratory (RAL)^[Sel92]. Les préamplificateurs sont placés à l'extérieur de la chambre de réaction mais sont connectés directement à celle-ci via des connecteurs étanches 2x17 IDC pour minimiser la longueur des câbles et assurer l'isolation des voies d'entrée.

Les caractéristiques techniques du détecteur LEDA sont présentées dans le Tableau 2.2. La résolution du détecteur est étudiée au chapitre suivant. Une valeur typique de la résolution électronique d'une voie est ~ 10 keV. La résolution en énergie pour une particule α de 5,5 MeV est de ~ 20 keV. La résolution en temps peut atteindre 1 ns.

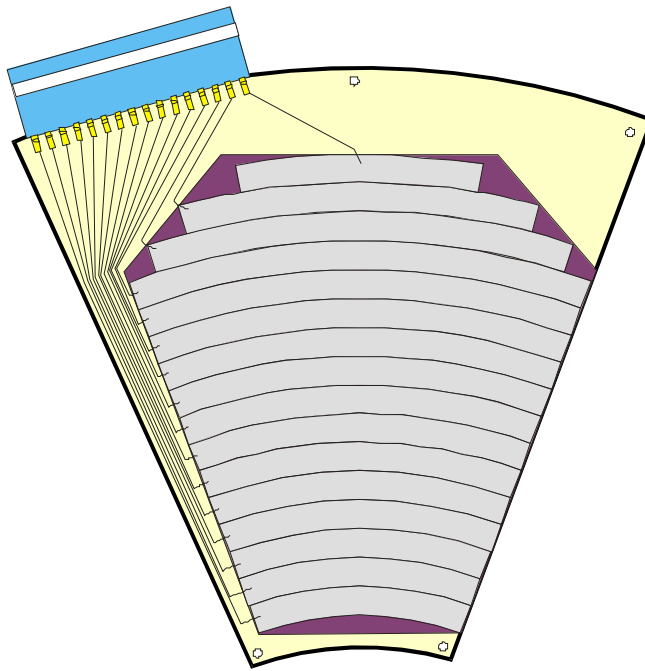


Figure 2.5 : Représentation d'un secteur du détecteur LEDA (75 %).

Tableau 2.2 : Caractéristiques techniques du détecteur LEDA (1 secteur).

Type	MSL single-sided, totally depleted
Active area	98 cm ²
Number of strips	16 p ⁺ strips + 1 n ⁺ backplate
Strip width	4.9 mm
Strip azimuthal angular range	13x41°, 36°, 29°, 19°

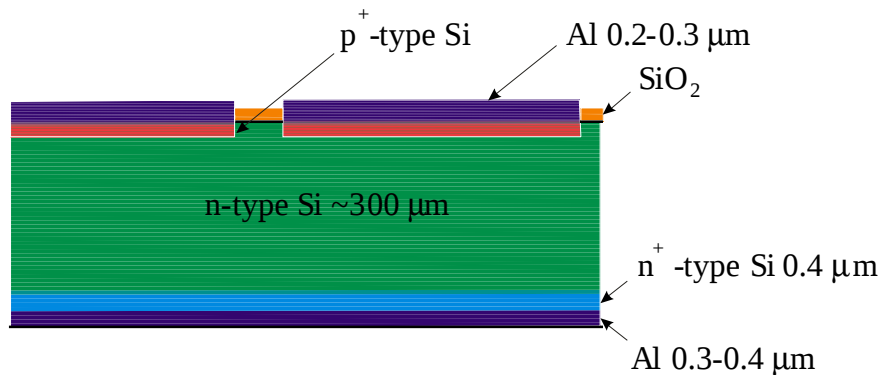


Figure 2.6 : Schéma en coupe d'une piste du détecteur LEDA (voir le texte).

Le schéma d'un dispositif expérimental typique pour l'étude des réactions $H(X,p)X$ avec le détecteur LEDA est représenté par la Figure 2.7. Le détecteur est placé à une trentaine de centimètres en aval de la cible, ce qui détermine un angle minimum d'une dizaine de degrés et une résolution angulaire d'environ 1° , variant cependant avec l'angle.

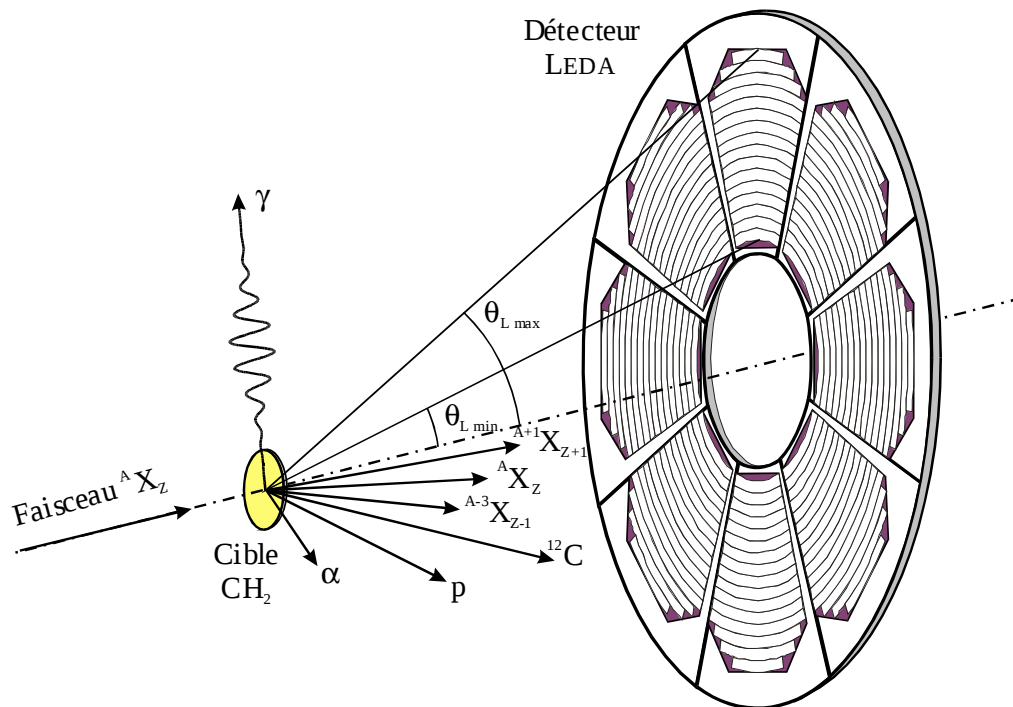


Figure 2.7 : Représentation schématique du dispositif expérimental de base utilisant le détecteur multi-pistes LEDA. D'autres configurations plus complexes combinant plusieurs détecteurs sont possibles^[Lai98]. Remarquons au passage qu'une solution intéressante pour détecter les particules émises aux angles proches de 90° consiste à assembler six secteurs disposés en forme d'abat-jour.

2.4 Les réactions $H(X,\alpha)$

2.4.1. Cinématique et section efficace

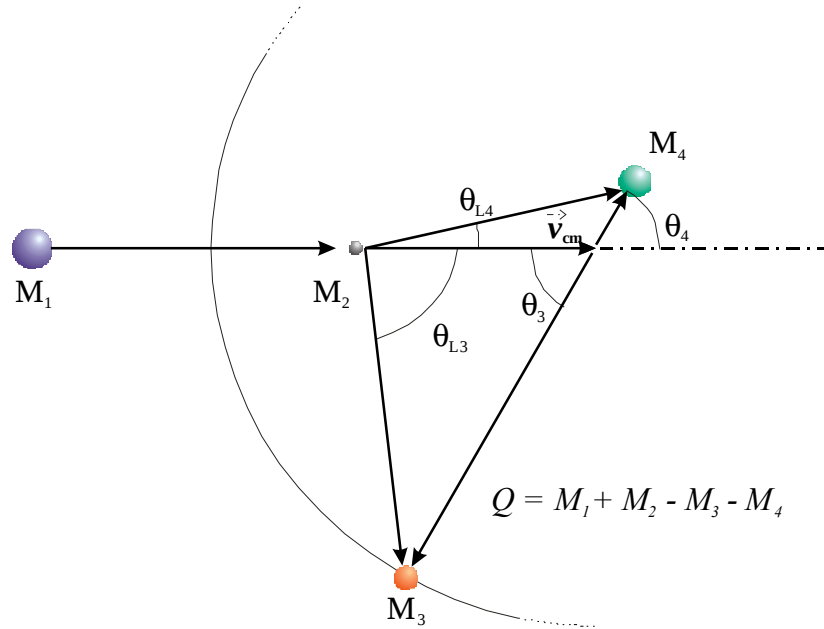


Figure 2.8 : Représentation schématisée d'une réaction (p, α) .

La Figure 2.8 représente l'image classique d'une réaction (p, α) typique. Les particules α sont généralement émises entre 0° et 180° . L'énergie des particules émises vers l'avant atteint facilement plusieurs MeV en raison, d'une part, de l'importante quantité de mouvement apportée par le faisceau et, d'autre part, de la grande énergie de liaison des particules α qui favorise les grandes valeurs de Q (la chaleur de réaction). La Figure 2.9 représente l'énergie des particules α en fonction de l'angle d'émission pour le cas particulier de la réaction $H(^{18}\text{F}, \alpha)^{15}\text{O}$.

L'angle d'émission des résidus est limité par la condition (A.12). Il augmente avec la valeur de Q . L'angle limite d'émission des résidus est généralement suffisamment grand pour qu'une partie d'entre eux puisse être séparée du faisceau incident. Cependant, leur importante perte d'énergie dans la cible ne permet pas la mesure de l'ensemble du spectre. Les résidus émis vers l'arrière dans le repère c.m. sont généralement arrêtés dans la cible.

Dans la plupart des cas, il est également possible de détecter les particules α et les résidus en coïncidence. La Figure 2.10 représente l'angle d'émission du résidu en fonction de l'angle de la particule α dans le repère LAB. Le seul angle commun aux deux produits d'une même réaction est 0° , inaccessible en pratique. Malgré cela, un détecteur annulaire, comme LEDA, couvrant un certain intervalle en angle polaire peut enregistrer des coïncidences. La simple construction géométrique

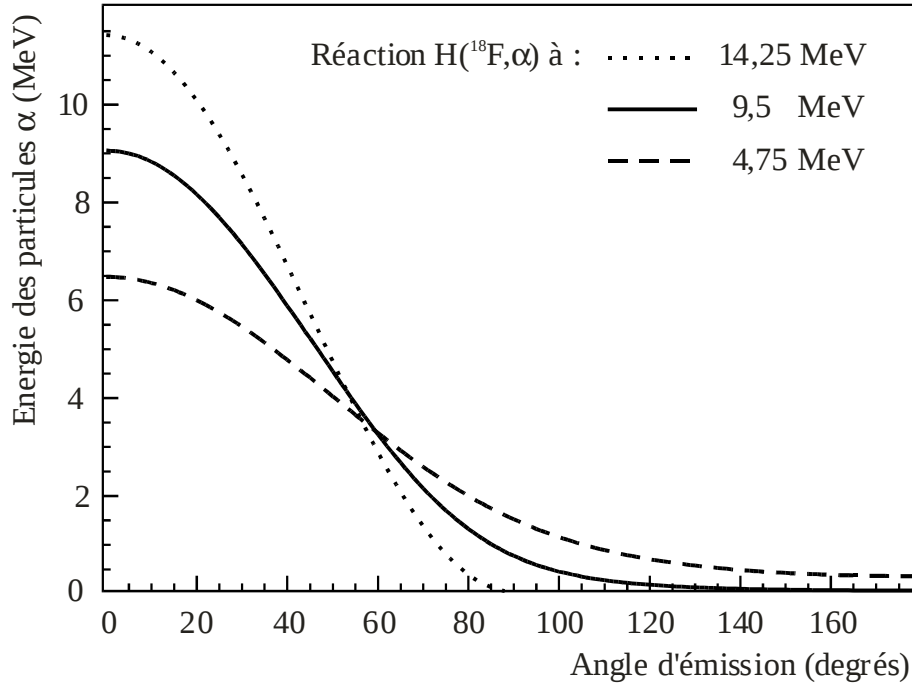


Figure 2.9 : Energie cinétique des particules α émises lors de la réaction $H(^{18}\text{F}, \alpha)^{15}\text{O}$ en fonction de l'angle d'émission dans le repère LAB pour des énergies de collision dans le repère c.m. de 250 keV, 500 keV et 750 keV, soit, respectivement, des énergies des ^{18}F incidents dans le repère LAB de 4,75 MeV, 9,5 MeV et 14,25 MeV. L'importante valeur du Q de réaction rend non linéaire la variation de l'énergie des particules α avec l'énergie du faisceau.

représentée sur la Figure 2.10 démontre que la proportion de la surface du détecteur dans lequel les particules sont détectées en coïncidence augmente quand l'angle minimum couvert par le détecteur diminue.

La distribution angulaire des particules α est déterminée, en partie, par les spins et la parité du noyau incident, de la résonance et du résidu. Dans les cas qui nous préoccupent, l'énergie de la voie d'entrée est faible et on peut, en bonne approximation, limiter les valeurs possibles du moment cinétique orbital de la voie d'entrée à $l=0$ ou $l=1$. Le spin et la parité de la particule α (0^+) limitent considérablement les valeurs possibles du moment cinétique orbital de la voie de sortie. La forme générale de la section efficace différentielle résonante est donnée par [Bla52]. Dans le cas d'une résonance isolée, elle s'écrit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda^2}{4} \sum_{L(l'S')}^{L_{\max}} \frac{(-)^{S-S'} \bar{Z}(l_1 l_2 J; SL) \bar{Z}(l'_1 l'_2 J; S'L)}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \Re(f_{J\pi; S l_1 \rightarrow S' l'_1} f_{J\pi; S l_2 \rightarrow S' l'_2}^*) P_L(\cos \theta) \quad (2.31)$$

avec $f_{J\pi; S l \rightarrow S' l'}$ l'élément de la matrice de transition résonante décrivant le passage d'un état initial (Sl) vers un état final ($S'l'$). Les facteurs $\bar{Z}$ de Blatt-Biedenharn

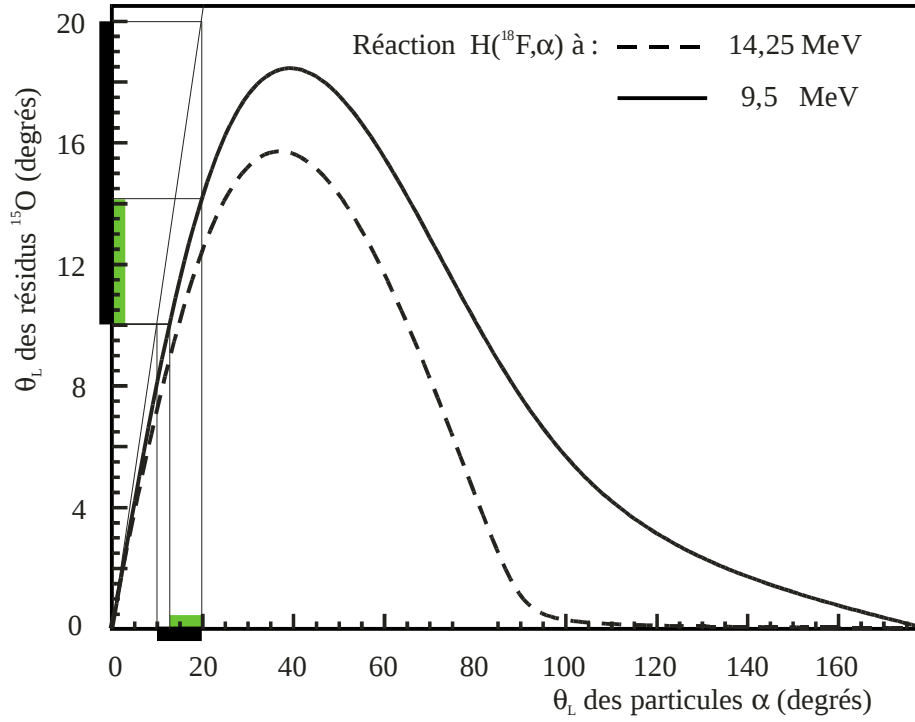


Figure 2.10 : Angle d'émission des résidus issus de la réaction $H(^{18}\text{F}, \alpha)^{15}\text{O}$ en fonction de l'angle d'émission des particules α , dans le repère LAB, à des énergies de collision dans le repère c.m. de 500 keV (trait plein) et 750 keV (trait interrompu). Les projections se rapportent à la courbe en trait plein. Elles indiquent comment un détecteur annulaire (en gras) couvrant un certain intervalle en angle polaire peut enregistrer les particules α et les résidus ^{15}O en coïncidence. La partie grisée représente la portion du détecteur dans laquelle les produits sont détectés en coïncidence.

décrivent la recombinaison des moments cinétiques en jeu et leurs interférences possibles. Ils peuvent s'exprimer en fonction des coefficients six-j^[Edm57] :

$$\bar{Z}(l_1 l_2 J; SL) = (-)^{l_1 + l_2} (2J + 1) \sqrt{(2l_1 + 1)(2l_2 + 1)} (l_1 l_2 00 | L 0) \begin{Bmatrix} l_1 & J & S \\ J & l_2 & L \end{Bmatrix} \quad (2.32)$$

Les valeurs de L qui déterminent la distribution angulaire des produits doivent pouvoir satisfaire les conditions $\mathbf{L} = \mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2$ et $\mathbf{L} = \mathbf{l}'_1 + \mathbf{l}'_2$, ce qui implique

$$L_{\max} \leq 2l_{\max} \quad \text{et} \quad L_{\max} \leq 2l'_{\max}$$

Sous certaines hypothèses simplificatrices, la distribution angulaire est complètement déterminée par les coefficients $\bar{Z}$. Illustrons cela en prenant l'exemple des deux résonances traitées plus loin pour la réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$, $J^\pi = (3/2^+)$ et $(3/2^-)$. Etant donné les spins des noyaux impliqués ($^{18}\text{F}_{\text{gs}}(1^+)$, $p(1/2^+)$, $\alpha(0^+)$, $^{15}\text{O}_{\text{gs}}(1/2^-)$), le spin de voie de sortie S' vaut nécessairement $1/2$. La résonance $3/2^+$ peut être formée via ($S=1/2$ et $l=2$) ou ($S=3/2$ et $l=0$ ou 2) et elle se désintègre nécessairement via $l'=1$. En négligeant $f_{J\pi; S2 \rightarrow \frac{1}{2}1}$ devant $f_{J\pi; \frac{3}{2}0 \rightarrow \frac{1}{2}1}$ (pour

$S=1/2$ et $3/2$), on se limite à la partie $l=0$ de la section efficace et la somme (2.31) se réduit à un seul terme

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda^2}{4} \omega \left| f_{J\pi; \frac{3}{2} 0 \rightarrow \frac{1}{2} 1} \right|^2$$

qui s'écrit, dans le formalisme de Breit-Wigner

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda^2}{4} \omega \frac{\Gamma_{p;l=0} \Gamma_{\alpha;l=1}}{(E - E_R)^2 + (\Gamma_{tot}/2)^2} \quad (2.33)$$

Dans ce cas, la section efficace est isotrope.

Quant à la résonance $3/2^-$, elle se forme via ($S=1/2$ et $l=1$) ou ($S=3/2$ et $l=1$ ou 3) et se désintègre nécessairement via $l'=2$. Si l'on néglige les termes qui modifient le spin de voie devant ceux qui ne le modifient pas, seul $l=1$ est permis et la somme (2.31) se limite aux deux termes

$$\frac{\left| f_{J\pi; \frac{1}{2} 1 \rightarrow \frac{1}{2} 2} \right|^2}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \left[\bar{Z} \left(1 \frac{3}{2} 1 \frac{3}{2}; \frac{1}{2} 0 \right) \bar{Z} \left(2 \frac{3}{2} 2 \frac{3}{2}; \frac{1}{2} 0 \right) P_0(\cos \theta) + \bar{Z} \left(1 \frac{3}{2} 1 \frac{3}{2}; \frac{1}{2} 2 \right) \bar{Z} \left(2 \frac{3}{2} 2 \frac{3}{2}; \frac{1}{2} 2 \right) P_2(\cos \theta) \right]$$

qui peuvent être calculés facilement grâce à (2.32), et qui donnent l'expression simple

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\lambda^2}{8} \omega \frac{\Gamma_{p;l=1} \Gamma_{\alpha;l=2}}{(E - E_R)^2 + (\Gamma_{tot}/2)^2} (3 \cos^2 \theta + 1) \quad (2.34)$$

Sans l'hypothèse simplificatrice avancée plus haut, la section efficace différentielle fait intervenir plusieurs composantes de la matrice de transitions et la distribution angulaire dépend aussi de la dynamique nucléaire.

Comme nous l'avons déjà signalé plus haut, les largeurs peuvent varier avec l'énergie. En première approximation, près de la résonance et loin de l'énergie E_{bc} de la barrière coulombienne, elles sont proportionnelles au facteur de pénétrabilité (2.29). La dépendance de la largeur Γ_α s'exprime par une équation similaire à (2.28) donnée pour la largeur Γ_p , en tenant compte du fait que les masses et les charges des noyaux sont différents dans la voie de sortie et que l'énergie disponible est augmentée de la chaleur de réaction Q

$$\Gamma_{\alpha;l}(E+Q) = \frac{2\hbar^2}{\mu_{out} a_{out}^2} \Theta_\alpha^2 P_l(E+Q, a) = \Gamma_{\alpha;l} \frac{P_l(E+Q, a_{out})}{P_l(E_{J\pi}+Q, a_{out})} \quad (2.35)$$

L'ajout du terme Q a pour effet de rapprocher l'énergie de la limite E_{bc} et donc de détériorer la valeur de l'approximation effectuée. Il est clair, en effet, que la section efficace n'est plus proportionnelle au facteur de pénétrabilité lorsque l'énergie est supérieure à la barrière coulombienne. Insérer, telle quelle, l'équation (2.35) dans l'équation de la section efficace de Breit-Wigner (2.33) fournit une fonction qui diverge à haute énergie, d'autant plus vite que la valeur du l des

particules α est élevée. Elle ne peut donc pas être utilisée pour évaluer la queue à haute énergie d'une résonance sur un intervalle supérieur à quelques largeurs. Elle demeure cependant valide pour estimer la queue à basse énergie de la résonance tant que l'énergie $E+Q$ est nettement inférieure à la hauteur de la barrière coulombienne E_{bc} (équation (1.1)).

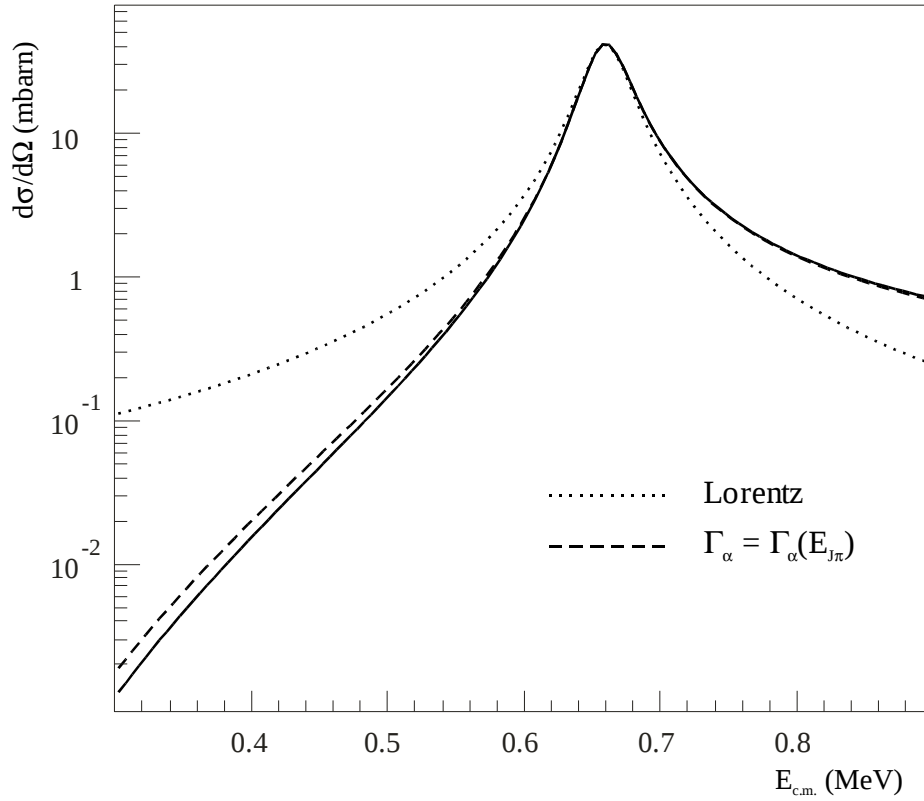


Figure 2.11 : Section efficace différentielle de Breit-Wigner de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ aux alentours d'une résonance $3/2^+$ ($l=0$) située à 660 keV avec une largeur totale $\Gamma_{tot} = 33$ keV et de largeurs partielles $\Gamma_{\alpha} = \Gamma_p = \Gamma_{tot}/2$. La forme de la queue de la résonance dépend de l'évolution des largeurs partielles en fonction de l'énergie.

2.4.2. Détection des particules α et/ou des résidus

Il est possible d'étudier les réactions $\text{H}(\text{X},\alpha)$ avec le même dispositif que celui présenté pour les réactions $\text{H}(\text{X},p)$ (voir Figure 2.7). Avec un tel dispositif, on peut donc étudier les deux réactions simultanément. De plus, l'analyse des spectres des protons peut servir à la normalisation des spectres des particules α . Ce dispositif présente aussi l'avantage de permettre, éventuellement, la détection en coïncidence des particules α et des résidus.

La position du détecteur qui optimise le nombre de particules α mesurées dépend de la distribution angulaire de celles-ci. Supposons un détecteur annulaire

(2π) , d'ouverture en angle polaire $\Delta\theta_L$ fixée. Pour une distribution isotrope, l'angle optimal est celui qui correspond au maximum de l'angle solide couvert dans le repère c.m. La Figure 2.12 représente l'évolution relative de $\Delta\Omega_{cm}$ en fonction de l'angle θ_L dans le cas de la réaction $H(^{18}F, \alpha)^{15}O$ à 9.5 MeV. L'angle optimal est proche de 45° . Cette valeur est supérieure à l'angle maximal d'émission des résidus. De plus, elle n'est pas accessible avec le détecteur LEDA, à moins d'altérer considérablement la résolution angulaire en le plaçant très près de la cible. Par ailleurs, pour les réactions ayant lieu via $l = l$, l'angle optimal est déplacé vers les petits angles car la distribution angulaire est maximale vers l'avant. Dans le cas de la résonance $3/2^-$ décrite ci-dessus, on voit apparaître un second maximum correspondant aux particules α émises vers l'arrière dans le repère c.m. La section efficace différentielle est en effet symétrique par rapport à 90° (polynômes de Legendre d'ordres pairs).

La position du détecteur résulte d'un compromis entre, d'un côté, la maximalisation du nombre de particules α détectées et, de l'autre, la maximalisation du nombre de coïncidences entre particules α et résidus et la netteté de la mise en évidence de structures résonantes dans le spectre des protons.

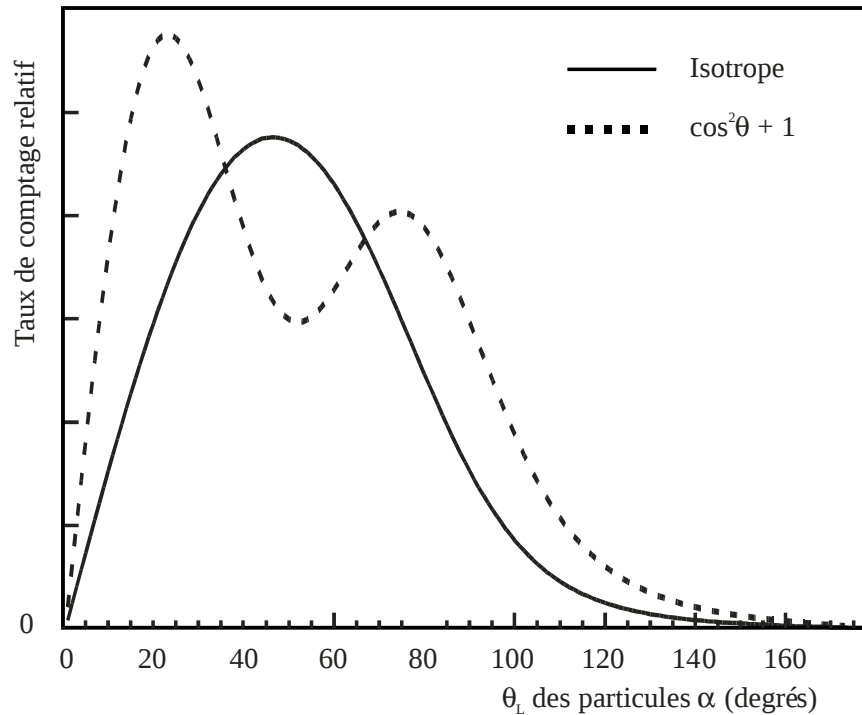


Figure 2.12 : Evolution du taux de comptage des particules α dans un détecteur annulaire d'ouverture angulaire fixe en fonction de l'angle de détection dans le repère LAB, dans le cas de la réaction $H(^{18}F, \alpha)^{15}O$ à 9,5 MeV. Le trait plein correspond à une distribution isotrope, le trait discontinu à une distribution proportionnelle à $P_0(\cos\theta) + P_2(\cos\theta)$ dans le repère c.m. La normalisation des deux courbes est arbitraire.

La principale limite de cette méthode est qu'elle nécessite l'extrapolation de la section efficace différentielle, mesurée dans un intervalle relativement restreint de l'angle polaire, à l'ensemble de l'angle solide. Or, la distribution angulaire n'est connue a priori que dans le cadre d'approximations difficiles à tester (voir section précédente). La seule manière de limiter les erreurs systématiques que cela peut engendrer est de multiplier le nombre de détecteurs pour mesurer la distribution angulaire des particules α . Cela exige un grand nombre de détecteurs et un nombre de coups suffisant dans chacun d'eux, ce qui n'est pas toujours réalisable.

2.5 Les réactions $H(X,\gamma)$

2.5.1. Cinématique

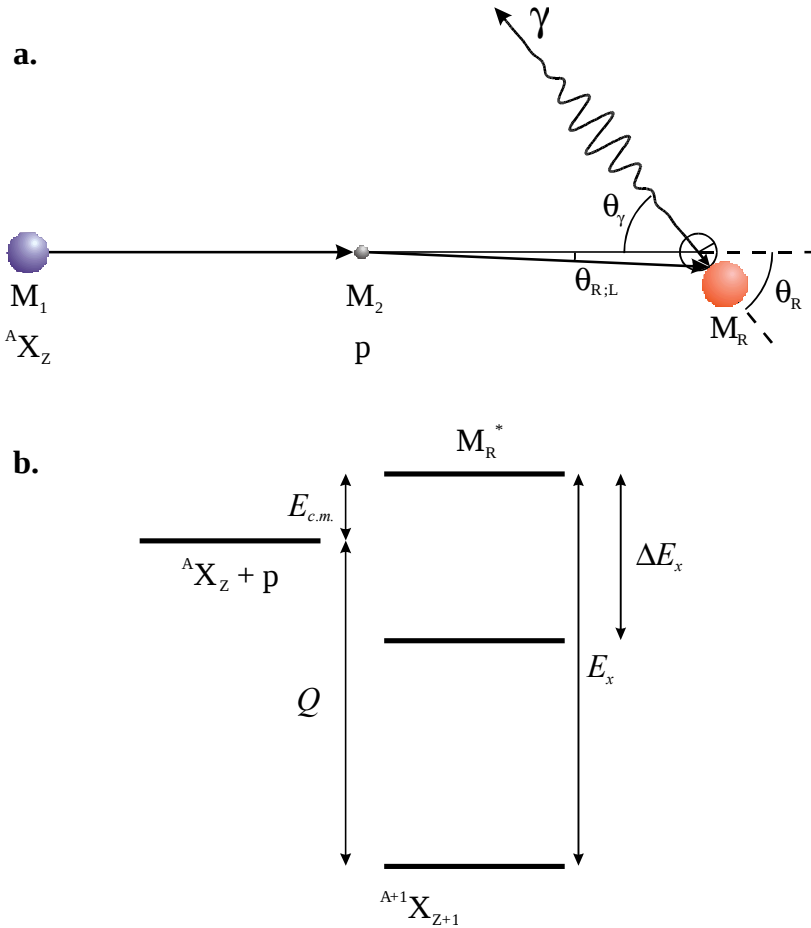


Figure 2.13 : a. Représentation schématique classique d'une réaction (p,γ) . b. Schéma de la répartition de l'énergie totale en différentes grandeurs pertinentes pour la cinématique de la réaction.

La cinématique des captures radiatives se déduit des formules de la section 2.2.1 en annulant la masse M_3 . La réaction dans le repère c.m. est représentée

schématiquement par la Figure 2.13.a. Le noyau R , issu de la capture, est appelé le noyau de recul, ou résidu.

Pour ce type de réaction, il est plus parlant d'exprimer les formules de cinématique en fonction de l'énergie d'excitation du noyau de recul. Considérons une première transition γ entre le niveau du noyau composé et un état donné du spectre du noyau de recul, séparé en énergie d'excitation d'une quantité ΔE_x , comme indiqué sur la Figure 2.13.b. Avec les notations de cette figure, l'énergie totale dans le repère c.m. est simplement

$$M^* = M_{R^*} = M_R + E_x \quad (2.36)$$

Dans le système d'unité naturel ($c = 1$), l'énergie du rayon gamma émis est égale à sa quantité de mouvement. Celle-ci est égale à la quantité de mouvement du résidu dans l'état où il se trouve après l'émission de ce premier γ .

$$E_\gamma = p_\gamma = p_R = \frac{M^{*2} - (M^* - \Delta E_x)^2}{2M^*} = \Delta E_x \left(1 - \frac{\Delta E_x}{2M^*} \right) \quad (2.37)$$

En première approximation ($\Delta E_x \ll M^*$), l'énergie du rayon γ est égale à la différence d'énergie entre les niveaux et aussi à la quantité de mouvement du noyau de recul dans le repère c.m. Quant à l'énergie cinétique du noyau de recul dans le repère c.m., elle est directement donnée par

$$E_R = \Delta E_x - E_\gamma = \frac{\Delta E_x^2}{2M^*} \quad (2.38)$$

Dans le repère LAB, l'énergie du rayon γ en fonction de l'angle de détection est donnée par

$$E_{L\gamma} = \frac{E_\gamma}{\gamma_{cm}(1 - v_{cm} \cos \theta_{L\gamma})} \quad \text{avec} \quad \cos \theta_{L\gamma} = \frac{\cos \theta_\gamma + v_{cm}}{1 - v_{cm} \cos \theta_\gamma} \quad (2.39)$$

et les composantes de la quantité de mouvement du résidu, en fonction de θ_γ par

$$\begin{aligned} p_{LRx} &= p_L + \gamma_{cm} E_\gamma (\cos \theta_\gamma - v_{cm}) \\ p_{LRy} &= E_\gamma \sin \theta_\gamma \end{aligned} \quad (2.40)$$

La quantité de mouvement p_L du projectile (en MeV/c) est toujours largement supérieure à l'énergie du rayon γ (en MeV). Par conséquent, la quantité de mouvement du résidu est toujours approximativement égale à la quantité de mouvement du projectile

$$\vec{p}_{LR} \approx \vec{p}_L \quad (2.41)$$

Les résidus sont donc émis dans un cône étroit autour de la direction du faisceau. On peut également déduire l'angle maximum d'émission des résidus de l'équation (2.40).

$$\tan \theta_{R;\max} = \frac{1}{p_L/E_\gamma - \gamma_{cm} v_{cm}} \approx \frac{E_\gamma}{p_L} \quad (2.42)$$

Dans la plupart des cas, il n'y a pas un seul rayon γ émis mais une cascade de transitions qui aboutissent finalement au niveau fondamental du noyau composé. Les directions des différents γ émis sont généralement corrélées et la distribution angulaire des résidus est compliquée à calculer exactement. L'équation (2.41) demeure cependant valable et on peut toujours mettre une limite supérieure à l'angle d'émission des résidus en utilisant l'équation (2.42) avec $E_\gamma = E_x$.

Cette cinématique inverse des réactions (p,γ) se prête à trois types de méthodes expérimentales différentes, qui sont passées en revue ci-dessous.

2.5.2. Détection des rayons γ

La méthode consistant à détecter les rayons γ émis est celle qui se rapproche le plus des méthodes classiques. Elle souffre de deux inconvénients majeurs qui la rendent impraticable pour l'étude de bien des réactions impliquant des noyaux radioactifs intéressantes pour l'astrophysique. Premièrement, l'efficacité de détection des rayons γ est relativement faible. Ce facteur, combiné aux faibles intensités des faisceaux d'ions radioactifs et aux faibles valeurs des sections efficaces à mesurer, est parfois déjà prohibitif à lui seul. En plus de cela, la radioactivité du faisceau vient noyer les rayons γ à détecter dans un rayonnement de fond important. Dans le cadre de l'étude des réactions impliquées dans la combustion explosive de l'hydrogène, les ions radioactifs du faisceau sont émetteurs β^+ et une importante partie du bruit de fond provient des rayons γ de 511 keV accompagnant l'annihilation des positons émis. Seules les transitions γ de bien plus haute énergie sont, dès lors, facilement observables.

La seule réaction étudiée par cette méthode, jusqu'à présent, est la fameuse réaction déterminant la transition entre le cycle CNO et le cycle CNO chaud, $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ ^{[Dec91][Del93]}. Ce fut aussi la première réaction étudiée à l'aide d'un faisceau d'ions radioactifs et la première mesure d'astrophysique nucléaire réalisée à Louvain-la-Neuve. A ce titre elle a nécessité l'établissement de la plupart des principes de la méthode expérimentale de la cinématique inverse ^[Gal91]. Au-delà du fait qu'il s'agissait d'un défi technologique majeur, cette mesure n'a été possible que grâce à la conjonction favorable d'au moins trois facteurs. D'une part, le faisceau de ^{13}N est, comme on l'a compris par la suite, un des plus faciles à obtenir, avec une intensité raisonnable de quelques 10^8 pps. D'autre part, le niveau d'intérêt astrophysique est le premier état excité dans le ^{14}O , donnant lieu à une transition γ unique. Le nombre de rayons γ dans le pic n'est donc diminué d'aucun rapport de branchement et la résolution en énergie n'est pas un facteur crucial pour l'identification de la transition. Celle-ci est, en effet, de toute façon dégradée par le rayonnement de fond. Enfin, l'énergie du γ émis est suffisamment élevée (5,173

MeV) pour s'élever au-dessus du bruit de fond. On peut ajouter à cela que l'importante largeur totale du niveau a permis une analyse détaillée du spectre des protons de recul, permettant de s'assurer en ligne que la résonance était bien couverte dans la cible et fournissant un facteur de normalisation relativement fiable.

2.5.3. Détections de la radioactivité des noyaux de recul

Afin de contourner les limites imposées à la méthode basée sur la détection des rayons γ , on peut penser utiliser le fait que les produits d'une capture radiative (p, γ) par un noyau émetteur β^+ sont eux-mêmes émetteurs β^+ , généralement de court temps de vie. Il est donc possible de compter le nombre de noyaux produits en observant leurs émissions radioactives. Cette approche a été appliquée à l'étude de la réaction $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$ qui joue un rôle dans l'échappement au cycle CNO chaud. Trois expériences indépendantes, basées sur ce principe mais utilisant des méthodes différentes, ont déjà été réalisées à Louvain-la-Neuve.

Deux de ces expériences sont basées sur la détection des particules α émises par le ^{20}Ne consécutivement à la désintégration β^+ du ^{20}Na . Approximativement 20 % des ^{20}Na produits suivent cette voie de désintégration. Les deux méthodes diffèrent par le système de détection des particules α . Dans les deux cas, le faisceau traverse la cible de CH_2 et est implanté, avec les produits de la réaction dans un support qui est ensuite porté devant le détecteur. Celui-ci doit donc, impérativement, être insensible aux radiations β et γ . La première expérience utilise des détecteurs au silicium à double face fortement segmentés (DSSSD, Double Sided Silicon Strip Detector)^[Pag94]. La seconde utilise des plaques sensibles permettant, après développement, la visualisation des trajectoires de particules fortement ionisantes (SSNTD, Solid State Nuclear Track Detector)^[Van98]. Les deux méthodes ont recours à la mesure de l'énergie des particules α pour distinguer le signal du bruit de fond. Celui-ci provient essentiellement de la radioactivité α naturelle des matériaux présents dans la chambre à réaction. La grande efficacité de détection des particules α compense la perte due au facteur de branchement de l'émission α retardée. Cette méthode est cependant limitée aux rares cas où le résidu est émetteur α retardé.

La troisième expérience est basée sur la détection des positons émis par les produits de la réaction^{[Mic95a][Mic96]}. L'énergie maximale des positons émis par le ^{20}Na (~11 MeV) est bien plus élevée que l'énergie maximale des positons émis par le ^{19}Ne (2,2 MeV). Cela permet une identification des positons basée sur la mesure de leur énergie. Celle-ci est réalisée par un télescope constitué d'une pile de scintillateurs plastiques d'épaisseurs variables. Afin de supprimer la plus grande partie du rayonnement β^+ du faisceau qui saturerait les scintillateurs, les positons sont d'abord guidés vers le télescope par un champ magnétique solénoïdal à

l'intérieur duquel un obstacle arrête les positons de faible énergie. Les positons de plus haute énergie peuvent contourner l'obstacle et atteindre le télescope. Un scintillateur judicieusement placé à l'intérieur du solénoïde permet de délocaliser le déclenchement de l'acquisition et de distinguer les particules qui traversent le télescope dans le mauvais sens. Le bruit de fond est encore réduit en utilisant, en anti-coïncidence, plusieurs détecteurs placés autour du dispositif. L'ensemble a été baptisé STAR (Solenoid and Telescope for Astrophysical Research)^[Mic95b]. Cette méthode n'est applicable que dans les cas où la différence d'énergie maximale des positons émis par le projectile et le produit est suffisamment grande.

Les trois expériences présentent l'avantage de pouvoir utiliser la signature du temps de vie du ^{20}Na pour mieux distinguer le signal du bruit de fond. Lors des deux premières expériences, cela est réalisé à l'aide d'un système de rotation de la feuille d'implantation devant plusieurs détecteurs successifs. Lors de la troisième, c'est le faisceau qui est pulsé, avec une période de quelques secondes, faisant apparaître une figure typique de saturation/décroissance qui est ensuite ajustée pour déduire le taux de production de la réaction.

En revanche, ces trois expériences souffrent de leur sensibilité à la réaction parasite $^{19}\text{Ne}(d,n)^{20}\text{Na}$ induite par le deutérium présent naturellement dans la cible ($\sim 0,01\%$). La section efficace de cette réaction parasite, qui ne procède pas par l'interaction électromagnétique, est supérieure de plus d'un facteur 5000 à la section efficace de la réaction (p,γ) à mesurer. La soustraction de la contribution de la réaction parasite impose donc une mesure parallèle de sa section efficace. Cela peut, heureusement, être réalisé relativement facilement avec une cible de CD_2 . Cette soustraction limite néanmoins la précision de la mesure. C'est pourquoi l'utilisation d'une cible gazeuse de H_2 isotopiquement pure a été appliquée à l'expérience STAR^{[Gra94][Gra95]}. Une telle démarche introduit cependant de nouvelles erreurs systématiques liées à l'incertitude sur le contenu de la cible. Il faut remarquer que la mesure de la section efficace de la réaction (d,n) présente un certain intérêt pour elle-même, car elle permet d'évaluer la composante directe de la section efficace (p,γ) ^[Van98].

2.5.4. Détection directe des noyaux de recul

Une troisième méthode est envisageable pour l'étude des réactions (p,γ) en cinématique inverse. Elle est basée sur le fait que les noyaux de recul quittent la cible avec une quantité de mouvement relativement importante et dont la direction est incluse dans un cône de faible ouverture. Il est donc envisageable de guider les produits de la réaction et de les focaliser vers un système de détection adapté. Bien entendu, il est nécessaire d'éliminer le très grand nombre d'ions du faisceau qui occupent le même cône de cinématique. Cette séparation ne peut se faire à l'aide d'éléments magnétiques isolés puisque les produits ont approximativement la

même quantité de mouvement que les ions du faisceau. Seule la sélection de l'état de charge maximal des produits, inaccessible aux ions du faisceau, pourrait garantir une bonne séparation, mais la probabilité d'occupation de cet état de charge, aux énergies qui nous intéressent, est beaucoup trop faible pour permettre une mesure avec l'efficacité requise. L'utilisation d'un champ électrostatique dipolaire isolé permet une sélection en énergie mais nécessite la réalisation d'électrodes courbes dont la fabrication est assez difficile. La superposition d'un champ magnétique perpendiculaire à un champ électrostatique permet une sélection en vitesse. C'est le principe du filtre de Wien.

Une particule de charge q se déplaçant à la vitesse v dans la direction z , soumise à deux champs électrique et magnétique perpendiculaires entre eux et à la direction de propagation, subit une force de Lorentz dont la seule composante non nulle est parallèle au champ électrique

$$\mathbf{F}_x = q(\mathbf{E}_x - v\mathbf{B}_y) \quad (2.43)$$

Si la vitesse de la particule est égale au rapport E_x/B_y , la force de Lorentz est nulle et la direction de la particule n'est pas modifiée. En revanche, pour toutes les autres vitesses, la particule subit une déviation qui est proportionnelle à sa charge. Le pouvoir de séparation du filtre, pour des ions de même quantité de mouvement, est proportionnel à la séparation en masse entre le projectile et le noyau de recul, $\Delta v/v = \Delta m/m$, limitant son usage aux noyaux légers.

Quelle que soit la méthode de séparation adoptée, le principe du séparateur de recul est particulièrement bien adapté à l'étude des réactions (p, γ) en cinématique inverse. Il peut s'appliquer avec succès non seulement à toutes les réactions (p, γ) impliquant des noyaux légers, mais aussi aux réactions (α , γ)¹⁶. Il permet de minimiser l'impact de la réaction parasite (d,n) évoquée plus haut, du simple fait que la cinématique de cette réaction produit un cône d'émission des noyaux de recul nettement plus ouvert que celui de la réaction (p, γ). En limitant l'acceptance du dispositif à l'angle solide contenant l'ensemble des produits de la réaction (p, γ), seul un faible pourcentage des résidus de la réaction (d,n) est amené vers le système de détection.

Etant donné les valeurs des quantités de mouvement et des énergies cinétiques en jeu, et les valeurs maximales des champs accessibles, en pratique, dans les éléments de séparation, ceux-ci doivent s'étendre sur plusieurs dizaines de centimètres afin d'assurer une déviation suffisante. En tenant compte de l'encombrement des éléments, l'extension spatiale des produits à la sortie du dispositif est beaucoup trop importante pour permettre une détection efficace. C'est pourquoi il est nécessaire d'assortir le séparateur proprement dit d'éléments d'optique corpusculaire permettant le transport et la focalisation des produits vers

¹⁶ à condition de disposer d'une cible de ^4He .

le système de détection. Ces éléments permettent également d'assurer que le faisceau et les produits de la réaction pénètrent dans le filtre de Wien perpendiculairement aux champs. Au total, plusieurs mètres de ligne de faisceau séparent la cible du détecteur. Le temps de vol des produits de la réaction dans le séparateur est de l'ordre d'une milliseconde, avec une résolution en temps de plusieurs dizaines de nanosecondes, déterminée par la dispersion en énergie à la sortie de la cible et par les différences de longueur de trajet induites par l'ouverture angulaire des produits¹⁷.

Le séparateur de recul peut également être combiné à l'une ou l'autre, ou même aux deux méthodes précédentes. Si l'efficacité de transmission du séparateur est suffisamment grande, les rayons γ peuvent être détectés en coïncidence avec les noyaux de recul, ce qui réduit considérablement le taux de bruit de fond. On peut également envisager que le système de détection des noyaux de recul soit à même de détecter la radioactivité des produits. Cela est pertinent dans les cas où le nombre de coups attendu est suffisamment important pour pouvoir mettre en évidence le temps de vie du produit. En ce qui concerne la détection des positons, l'élimination de la plus grande partie du faisceau en amont du système de détection permet une identification des positons à l'aide d'un simple réglage du seuil de détection.

Un projet de séparateur de recul basé sur l'utilisation d'un filtre de Wien est présenté au chapitre 5.

¹⁷ Celle-ci dépend de la cinématique de la réaction, mais aussi de la diffusion multiple et de l'ouverture angulaire du faisceau incident.

Chapitre 3

Etude expérimentale de la réaction $\text{H}(^{18}\text{F}, \alpha)^{15}\text{O}$

*L'homme qui consulte une montre connaît l'heure.
L'homme qui consulte deux montres n'est jamais sûr.*

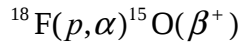
Le ^{18}F est un noyau radioactif se désintégrant par capture électronique ($Q_{EC} = 1,6555 \text{ MeV}$) et par émission β^+ . Le seul niveau accessible lors de la désintégration de l'état fondamental (1^+) est le niveau fondamental du ^{18}O (0^+). La faible valeur de Q_{EC} implique un temps de demi-vie relativement long de 109,77 minutes^[Til95]. Cette valeur place le ^{18}F à la limite des isotopes utilisables comme cible^[Le93], ce qui explique qu'aucune expérience de ce type n'est décrite dans la littérature. En revanche, le ^{18}F est largement utilisé en médecine nucléaire. Les méthodes permettant sa production en abondance ont fait l'objet de nombreuses études. C'est son rôle dans la combustion explosive de l'hydrogène qui en fait l'objet de notre attention particulière.

3.1 Intérêt astrophysique du ^{18}F

Comme l'indique la Figure 1.3 de la section 1.3, le ^{18}F se trouve au point de branchement entre une voie d'échappement au cycle CNO chaud,



et une voie de retour vers le cycle CNO principal,



Le rapport des sections efficaces (p, γ) et (p, α) détermine le flux de matière s'engageant dans la voie de sortie du cycle CNO. Dans ce cadre, la mesure de la section efficace de la réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)$ fait partie d'un programme incluant également l'étude de la réaction $^{18}\text{F}(p, \gamma)$. Cependant, il apparaît que la section efficace de la réaction (p, α) est tellement élevée que la valeur précise du rapport perd de son intérêt. En bonne approximation, aux températures permettant l'échappement du cycle CNO chaud, tout le ^{18}F produit sur un site stellaire se trouve quasi-instantanément consommé par la réaction (p, α) . En d'autres mots, l'abondance à l'équilibre en ^{18}F est si faible que le flux de matière suivant la voie

(3.1) est négligeable par rapport à une autre voie d'échappement possible au cycle CNO, la chaîne :



Pourtant, les estimations du taux de réaction par paire de particules de la réaction $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)$ sont inférieures d'un facteur mille au taux prévu pour la réaction $^{18}\text{F}(p, \gamma)$. C'est la très grande abondance à l'équilibre en ^{15}O qui explique cette situation étonnante. Le ^{15}O ($T_{1/2} = 2,03$ m) occupe en effet un site d'attente dans le cycle CNO chaud, le ^{16}F étant non lié et la réaction $^{15}\text{O}(p, \alpha)^{12}\text{N}$ ayant une valeur de Q négative.

La réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ est susceptible de jouer un rôle dans la détermination de l'abondance en ^{15}O . Les deux voies principales de production du ^{18}F sont, d'une part, les chaînes $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}(\beta^+)^{18}\text{F}$ et $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}(\beta^+)^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$ qui tirent parti de la grande abondance initiale en ^{16}O de certaines étoiles, et, d'autre part, la chaîne $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}(\beta^+)^{18}\text{F}$ qui se greffe au cycle CNO chaud aux hautes température rencontrées, par exemple, dans les sursauteurs X. Les deux premières chaînes de réaction, suivies de la réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)$, ont pour effet d'entraîner la plupart de l'oxygène initial vers le cycle CNO. La troisième permet de contourner la voie $^{14}\text{O}(\beta^+)^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ qui est retardée par la désintégration du ^{14}O et a pour conséquence d'accélérer la transformation du ^{14}O en ^{15}O .

Par ailleurs, la réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ est évidemment déterminante pour l'abondance en ^{18}F puisqu'elle constitue sa principale voie de destruction. A ce titre, elle est d'une grande importance pour évaluer le flux de rayons γ émis lors de l'explosion de novae^[Her99]. La plus grande partie des rayons γ observables provenant de tels événements sont en effet issus de l'annihilation des positons accompagnant la désintégration β^+ des isotopes éjectés lors de l'explosion. Le ^{18}F , en raison de son long temps de vie, est l'émetteur β^+ le plus abondamment présent lorsque le milieu devient transparent aux rayons γ , c'est-à-dire dans les quelques heures qui suivent le début de l'explosion, bien avant le pic de luminosité en lumière visible¹⁸. La connaissance précise de la section efficace est une condition nécessaire à l'élaboration des modèles d'explosion de novae et à leur confrontation aux observations. L'actuel développement important de l'astronomie γ (section 1.1.3) donne l'espoir d'avoir bientôt des données précises qui pourront être utilisées à cette fin.

La réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ est également impliquée dans la production de l'azote dans les novae de type O-Ne-Mg. La voie de production de l'azote empruntant le cycle CNO chaud est en effet défavorisée par la faible abondance initiale en carbone et azote dans ce type de novae par rapport aux novae classiques. La chaîne

¹⁸ Le ^7Be peut également contribuer au flux de rayons γ , contrairement au ^{13}N dont le faible temps de vie rend la contribution négligeable.

de réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}(\beta^+)^{15}\text{N}$ est susceptible d'expliquer la grande abondance en azote observée^[Liv94] dans les résidus de novae de type O-Ne-Mg.

Enfin, la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ influence également l'abondance isotopique en ^{18}O dans la matière éjectée par les novae^[Wie82]. Elle est en effet en compétition avec la désintégration radioactive $^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}$ qui est une source importante de ^{18}O .

3.2 Spectroscopie du ^{19}Ne au-dessus du seuil $^{18}\text{F} + p$

Cette section est consacrée à la présentation des différentes informations disponibles concernant les niveaux d'énergie du ^{19}Ne au-dessus du seuil $^{18}\text{F} + p$, indépendamment des mesures effectuées dans le cadre de ce travail dont les résultats sont discutés au chapitre suivant. Afin de pouvoir comparer nos résultats avec les données existantes, il nous a semblé nécessaire de présenter un aperçu critique des différentes mesures relatées. De même, il est utile de mettre en évidence les liens entre ces différentes études, rendus nébuleux par le fait que l'ordre chronologique des publications ne correspond pas à celui de la réalisation des expériences, ce qui se manifeste par la présence de références croisées donnant parfois l'impression de raisonnements circulaires. Par ailleurs, les auteurs des expériences présentées ne tirent pas toujours toutes les conséquences de leurs résultats et nous présentons ici également les résultats complémentaires que nous avons pu tirer de leurs données.

3.2.1. Aperçu général

L'énergie de liaison d'un proton dans le ^{19}Ne est de 6,4112(5) MeV^[Til95]. L'énergie de liaison d'une particule α dans le même noyau étant de 3,5294(5) MeV, tous les états non liés pour les protons sont non liés pour les particules α . De plus, les premiers niveaux excités du ^{18}F et du ^{15}O se trouvent respectivement à 0,94 et 5,2 MeV, ce qui implique que seuls les états fondamentaux du ^{18}F (1^+) et du ^{15}O ($1/2^-$) sont accessibles lors de l'émission de proton ou de la décroissance α pour tous les états d'énergie d'excitation inférieure à 7,35 MeV.

Les niveaux d'énergie du noyau de ^{19}Ne au-dessus du seuil proton étaient assez mal connus en 1994, lorsque l'étude de cette réaction a commencé à Louvain-la-Neuve. La situation s'est largement clarifiée depuis, grâce notamment à une étude spectroscopique réalisée par Utku et ses collaborateurs^[Utk98]. La Figure 3.1 représente le schéma des niveaux du ^{19}Ne en parallèle avec les niveaux du noyau miroir ^{19}F .

Sur la Figure 3.1, nous avons également représenté les fenêtres de Gamow pour des températures de 0,2, 0,5 et 1,0 10^9 K. La présence de nombreuses résonances au sein même de la fenêtre de Gamow laisse penser que le taux de

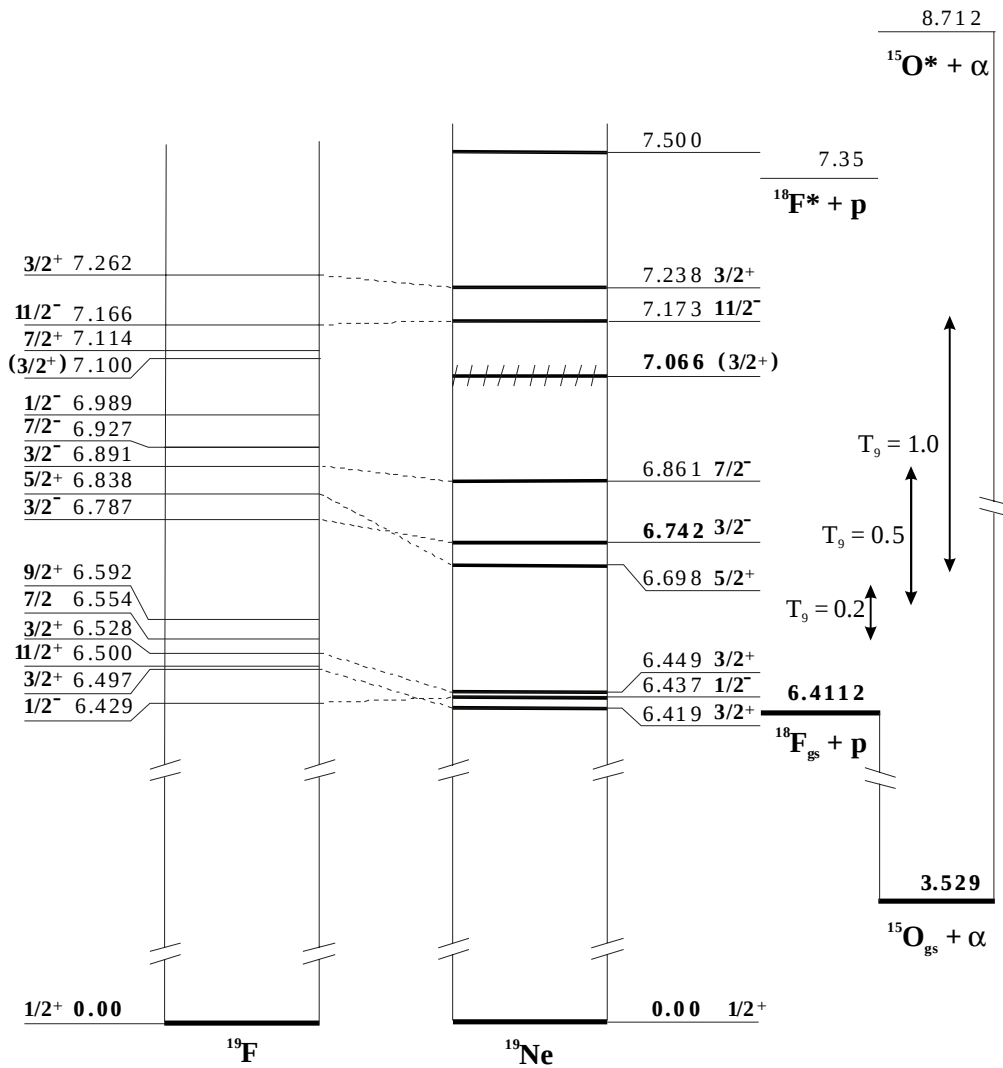


Figure 3.1 : Comparaison des schémas de niveaux du ^{19}Ne au-dessus du seuil $^{18}\text{F}+p$ avec les niveaux du ^{19}F . L'identification des états analogues est représentée par les traits pointillés. Les flèches verticales représentent les fenêtres de Gamow calculées pour 0,2 GK, 0,5 GK et 1,0 GK, soit la gamme des températures des novae et sursauteurs X.

réaction est dominé par les processus résonants, en tout cas à haute température. En l'absence de mesure directe, les taux de réaction peuvent être estimés en déduisant les valeurs des largeurs Γ_p , Γ_α et Γ_γ pour les niveaux du ^{19}Ne des valeurs connues pour les niveaux analogues dans le noyau miroir ^{19}F , qui est stable. Encore faut-il identifier les noyaux analogues. Un coup d'œil aux schémas des niveaux de ces deux isotopes permet de constater qu'il y a beaucoup plus de niveaux connus dans le ^{19}F que dans le ^{19}Ne dans cette région en énergie, alors qu'en-dessous du seuil il existe une correspondance quasi univoque. L'identification des états analogues n'est donc pas une tâche aisée.

Etant donné les faibles énergies de collision impliquées dans les réactions thermonucléaires, les états les plus intéressants a priori sont ceux qui sont

accessibles par $^{18}\text{F} + \text{p}$ via un moment cinétique orbital $l_p = 0$ ($J^\Pi = 1/2^+, 3/2^+; l_\alpha = 1$) ou $l_p = 1$ ($J^\Pi = 1/2^-, 3/2^-, 5/2^-; l_\alpha = 0, 2$). Au vu des spins et parités des niveaux présents dans la fenêtre de Gamow, seuls les niveaux à 7,066 MeV ($J^\Pi=3/2^+$) et à 6,742 MeV ($J^\Pi=3/2^-$) remplissent cette condition.

3.2.2. Le niveau à 7,066 MeV

Ce niveau a été mis en évidence pour la première fois par Garrett, Middleton et Fortune^[Gar70], lors de l'étude de la réaction $^{20}\text{Ne}(^3\text{He},\alpha)^{19}\text{Ne}$, à l'aide d'un faisceau de ^3He de 15 MeV envoyé sur une cible gazeuse de ^{20}Ne (99.9 %). Les particules α étaient analysées à l'aide d'un spectrographe magnétique permettant l'étude simultanée de plusieurs angles d'émission. La référence [Gar70] ne présente cependant pas de distribution angulaire correspondant à ce niveau qui est observé à une énergie d'excitation $E_x = 7,064 \pm 0,020$ MeV, à la limite supérieure des énergies accessibles à l'expérience.

Presque simultanément, Haynes, Kemper et Fletcher^[Hay72] étudiaient la même réaction avec un faisceau de ^3He de 18 MeV et un détecteur à barrière de surface. Il situent ce pic à $7,068 \pm 0,010$ MeV, mais il est intéressant de noter que la calibration de leur détecteur repose sur l'hypothèse d'un défaut de hauteur d'impulsion de 0,1 % pour les ^3He par rapport aux particules α . Sans cette correction, le pic se trouve à 7,054 MeV. Les auteurs ne rapportent pas d'analyse de la distribution angulaire des particules α pour ce niveau qui est parmi les plus faibles qu'ils observent.

Après que Wiescher et Kettner^[Wie82] ont mis en évidence l'intérêt de la spectroscopie du ^{19}Ne pour la nucléosynthèse dans les novae, Utku et al. portent une attention particulière à ce niveau qu'ils étudient à l'aide de la réaction $^{19}\text{F}(^3\text{He},\text{t})^{19}\text{Ne}$, en utilisant un faisceau de ^3He d'environ 30 MeV sur une cible de CaF_2 . Les tritons sont détectés à $0^\circ, 5^\circ, 10^\circ$ et 15° . Ils observent, à $7,070 \pm 0,007$ MeV, un pic de 46 keV de large qu'ils attribuent à une résonance unique. En tenant compte d'une résolution expérimentale de 24 keV, ils déduisent une largeur totale pour cette résonance $\Gamma_{\text{tot}} = 39 \pm 10$ keV. Ils vérifient que la position et la forme du pic ne varient pas avec l'angle de détection des tritons, ce qui serait le signe de la présence d'un double pic mal séparé. Ils constatent par ailleurs que l'hypothèse d'un double pic ne permet pas un meilleur ajustement du spectre. Enfin, ils détectent les protons et les particules α émis à $90^\circ, 110^\circ$ et 145° en coïncidence avec les tritons détectés à 0° . Ils observent que le rapport du nombre de protons au nombre de particules α ne dépend pas de l'énergie des tritons à l'intérieur du pic α , alors que ce rapport est très différent d'un pic à l'autre. L'ensemble de ces éléments favorise l'hypothèse d'un pic unique. En extrapolant à l'ensemble de l'angle solide le rapport entre les nombres de protons et de

particules α, ils obtiennent le rapport $\Gamma_p/\Gamma_\alpha = 0,58$ dont ils peuvent tirer les rapports $\Gamma_\alpha/\Gamma_{tot}$ et Γ_p/Γ_{tot} en considérant la relation $\Gamma_{tot} = \Gamma_p + \Gamma_\alpha$:

$$\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_{tot}} = \left(1 + \frac{\Gamma_p}{\Gamma_\alpha}\right)^{-1} \quad \text{et} \quad \frac{\Gamma_p}{\Gamma_{tot}} = \left(1 - \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_{tot}}\right) \quad (3.3)$$

Remarquons que la seconde relation implique que l'erreur absolue soit identique pour les deux rapports, ce qui n'est pas le cas dans [Utk98] où, de plus, le rapport Γ_p/Γ_α est donné sans son erreur¹⁹. En ce qui concerne le spin et la parité de cet état, la comparaison de la valeur obtenue pour Γ_p avec les limites de Wigner (« single particle limit », équation (2.28) avec $\Theta^2=3/2$) pour différentes valeurs du moment cinétique orbital (calculées dans [Reh95] et [For00]) amène Utku à se prononcer pour des valeurs accessibles via un $l_p = 0$, c'est-à-dire $J^\pi = 1/2^+$ ou $3/2^+$. Enfin, la force de la résonance pour la réaction (p,α) est déduite de la relation

$$\omega\gamma_{(p,\alpha)} = \omega \cdot \frac{\Gamma_p}{\Gamma_{tot}} \cdot \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_{tot}} \cdot \Gamma_{tot} \quad (3.4)$$

avec ω donné par l'équation (1.12) pour I_1 et I_2 les spins des noyaux de la voie d'entrée, ^{18}F (1^+) et p ($1/2^+$).

Rehm et ses collaborateurs^{[Reh95][Reh96]} ont étudié cette résonance lors d'une mesure directe de la section efficace de la réaction $\text{H}(^{18}\text{F}, ^{15}\text{O})\alpha$ en utilisant un faisceau de ^{18}F sur une cible CH_2 (polypropylène). Le ^{18}F était dans un premier temps produit auprès du cyclotron de l'Université du Wisconsin par un faisceau de protons de 11 MeV sur une cible d'eau enrichie en ^{18}O . Après séparation chimique^[Rob95], le ^{18}F , incorporé à la cathode de la source d'ions de l'accélérateur Tandem ATLAS, était transporté au laboratoire d'Argonne, Illinois. Cet accélérateur ne permettant pas de séparer le ^{18}F de son isobare stable ^{18}O , un mélange de $^{18}\text{O}^{4+}$ et de $^{18}\text{F}^{4+}$ était porté à différentes énergies comprises entre 11.7 et 15.1 MeV. Chaque mesure, d'environ 2 heures, leur permettait d'accumuler sur la cible ($\sim 60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) approximativement 4.10^9 ^{18}F , soit $\sim 5.10^5$ ^{18}F par seconde. L'intensité de la composante ^{18}O du faisceau était environ 1000 fois plus intense. Les ^{15}O émis étaient détectés au bout d'un séparateur magnétique rempli de gaz, et identifiés grâce à la mesure de leur temps de vol et de leur rigidité magnétique. La détection des particules α émises en coïncidence permet une réduction considérable du bruit de fond mais pas l'élimination complète du signal correspondant au ^{15}N émis par la réaction $\text{H}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})\alpha$. La section efficace différentielle de production de ^{15}O , moyennée sur toute l'épaisseur de la cible, est représentée en fonction de l'énergie du faisceau sur la Figure 3.2. Etant donné la faible statistique et le petit nombre d'énergies de faisceau, l'ajustement de cette distribution expérimentale par une distribution de Breit-Wigner à 3 paramètres

¹⁹ Dans [Reh96], on trouve une référence à la thèse de S. Utku^[Utk94] mentionnant $\Gamma_p/\Gamma_\alpha = 0,58 \pm 0,06$, tandis que dans [Utk93] on trouve $\Gamma_p/\Gamma_\alpha = 0,58 \pm 0,08$.

(l'énergie de la résonance E_R , sa largeur totale Γ_{tot} et sa force $\omega\gamma_{(\text{p},\alpha)}$) fournit les résultats fort imprécis repris dans le Tableau 3.1. Afin d'augmenter la précision de leur résultat, ils réalisent un ajustement à 2 paramètres (E_R et $\omega\gamma_{(\text{p},\alpha)}$) en utilisant le rapport Γ_p/Γ_α mesuré par Utku. Ils obtiennent ainsi un $\omega\gamma_{(\text{p},\alpha)}$ de $2,1 \pm 0,7$ keV dont ils peuvent alors déduire la largeur Γ_{tot} par la relation

$$\Gamma_{\text{tot}} = \frac{\omega\gamma}{\omega} \cdot \left(2 + \frac{\Gamma_p}{\Gamma_\alpha} + \left(\frac{\Gamma_p}{\Gamma_\alpha} \right)^{-1} \right)$$

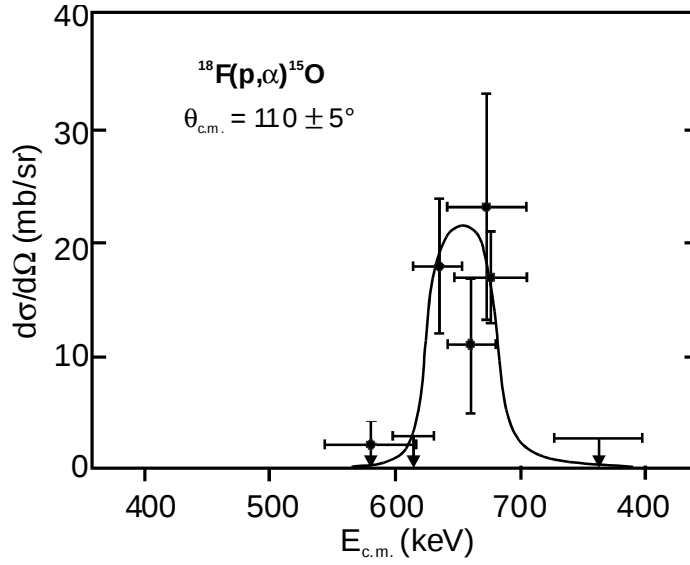


Figure 3.2 : Section efficace différentielle expérimentale de la réaction $\text{H}(^{18}\text{F}, ^{15}\text{O})\alpha$ obtenue par [Reh96]. Les barres d'erreur horizontales correspondent aux intervalles en énergie couverts par le faisceau dans la cible.

Rehm obtient une valeur de $\Gamma_{\text{tot}} = 13,6 \pm 4,6$ keV, incompatible avec la valeur de [Utk98] dont une partie des résultats est pourtant utilisée explicitement pour réaliser l'ajustement. De plus, bien que ce ne soit pas fait dans [Reh96], il est possible de déduire des valeurs de Γ_{tot} et $\omega\gamma_{(\text{p},\alpha)}$ mesurées, une valeur pour $\Gamma_p/\Gamma_{\text{tot}}$ par la relation

$$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_{\text{tot}}} = \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4}{\omega} \cdot \left(\frac{\omega\gamma}{\Gamma_{\text{tot}}} \right)} \right) \quad (3.5)$$

En considérant un rapport $\omega\gamma/\Gamma_{\text{tot}}$ égal à $0,084 \pm 0,057$ et un spin de la résonance égal à $3/2$, cela donne $\Gamma_p/\Gamma_{\text{tot}} = 0,15^{+0,15}_{-0,11}$ qui est incompatible à 1σ avec le résultat de [Utk98] ($\Gamma_p/\Gamma_{\text{tot}} = 0,37 \pm 0,04$). Dans ces conditions, il est légitime de mettre en question le choix de [Reh96] d'utiliser la valeur de [Utk98] pour le rapport des largeurs partielles. C'est pourquoi, dans la suite, nous considérerons uniquement les résultats issus de l'ajustement à 3 paramètres (voir Tableau 3.1).

Simultanément à la mesure de [Reh96], une mesure directe était réalisée à Louvain-la-Neuve par Coszach et ses collaborateurs^{[Cos95][Cos97]} utilisant la méthode décrite dans la section 2.4. Un faisceau pur de ^{18}F de 14 MeV était envoyé sur une cible épaisse ($\sim 200\mu\text{g}/\text{cm}^2$) de polyéthylène (CH_2). Les particules α étaient détectées dans le détecteur LEDA entre 12° et 28° dans le laboratoire. Une feuille d'aluminium était placée devant le détecteur pour empêcher les produits de la diffusion élastique du faisceau sur le carbone de la cible de parvenir au détecteur. La position et la largeur du spectre α sont utilisées pour déduire la position de la résonance $E_R = 7,049 \pm 0,015$ MeV et sa largeur totale $\Gamma_{tot} = 37 \pm 5$ keV. Le manque de statistique et l'importante perte d'énergie des particules α dans la feuille d'aluminium rendent ces résultats imprécis. L'intégrale des spectres α , normalisés par l'intensité du faisceau déduite des spectres des protons, permet de calculer la section efficace différentielle à 16 angles compris entre 25° et 55° dans le repère du centre de masse. La distribution angulaire obtenue est compatible avec une distribution isotrope, confirmant l'hypothèse d'un $l_p = 0$. Sous cette hypothèse, l'extrapolation de la section efficace différentielle à l'ensemble de l'angle solide fournit la force de la résonance $\omega\gamma = 5,6 \pm 0,6$ keV. Coszach ne réalise pas d'ajustement des spectres protons mais il vérifie d'une part que leur forme est incompatible avec l'hypothèse $l_p = 1$ ou $l_p = 2$ et, d'autre part, qu'elle est compatible avec un rapport Γ_p/Γ_{tot} compris entre 0,4 et 0,6 pour un spin $J_R = 3/2$ et supérieur à 0,7 pour un spin $J_R = 1/2$. Par ailleurs, on déduit de ses données un rapport $\omega\gamma/\Gamma_{tot} = 0,151 \pm 0,026$ qui nous permet de calculer $\Gamma_p/\Gamma_{tot} = 0,35^{+0,15}_{-0,10}$, mais aussi de fixer une limite inférieure sur le facteur statistique ω . En effet, l'expression de la largeur réduite $\gamma = \Gamma_p\Gamma_\alpha/(\Gamma_p + \Gamma_\alpha)$ impose la condition $\gamma/\Gamma_{tot} \leq 1/4$ qui permet d'écrire

$$\omega \geq 4 \cdot \frac{\omega\gamma}{\Gamma_{tot}} \quad (3.6)$$

Cette condition fournit une limite inférieure égale à 0,4 (à 2σ), parfaitement compatible avec un spin $3/2$ ($\omega = 2/3$) et permettant d'exclure un spin $1/2$ ($\omega = 1/3$). La relation (3.6) permet encore de déduire une inégalité entre la largeur totale et la force de la résonance. En effet, si l'on admet que la résonance est formée via un moment cinétique orbital $l = 0$, la valeur maximale de ω est $4/6$, et donc

$$\Gamma_{tot} \geq 6 \cdot \omega\gamma \quad (3.7)$$

Les résultats de [Cos95] et ceux de l'ajustement à 3 paramètres de [Reh96] remplissent tous deux cette condition. En revanche, ce n'est pas le cas du résultat de l'ajustement à deux paramètres de [Reh96].

Tableau 3.1 : Résumé des paramètres spectroscopiques répertoriés pour l'état à 7,066 MeV du ^{19}Ne (à 655 keV au-dessus du seuil $^{18}\text{F}+\text{p}$).

Référence	E_x (MeV)	J^Π	Γ_{tot} (keV)	$\Gamma_p/\Gamma_{\text{tot}}$	$\Gamma_\alpha/\Gamma_{\text{tot}}$	$\omega\gamma_{(\text{p},\alpha)}$ (keV)
[Gar70]	$7,064 \pm 0,020$	—	—	—	—	—
[Hay72]	$7,068 \pm 0,010$	—	—	—	—	—
[Utk98]	$7,070 \pm 0,007$	$3/2^+, 1/2^+$	39 ± 10^a	$0,37 \pm 0,04$	$0,64 \pm 0,06$	$6,1 \pm 1,6^b$
[Reh96]	$7,064 \pm 0,007$	$3/2^+, 1/2^+$	32 ± 20	$0,15^{+0,15}_{-0,11}^c$	$0,85^{+0,11}_{-0,15}^c$	$2,7 \pm 0,7$
[Cos95]	$7,049 \pm 0,015$	$3/2^+$	37 ± 5^a	$0,35^{+0,15}_{-0,10}^c$	$0,65^{+0,10}_{-0,15}^c$	$5,6 \pm 0,6$
Moyenne	$7,066 \pm 0,005^d$	$3/2^+$	37 ± 5^d	$0,32^{+0,06}_{-0,05}^e$	$0,68^{+0,05}_{-0,06}^d$	$5,3 \pm 1,9^{b,f}$

^a valeurs contestées par [For00] qui conteste l'analyse des données et suggère une largeur inférieure d'environ 10 keV.

^b calculé par l'équation (3.4) avec $\omega = 4/6$.

^c calculé par l'équation (3.5) avec $\omega = 4/6$.

^d moyenne pondérée par $1/\delta_i^2$, la borne d'erreur inclut l'erreur d'arrondi.

^f les valeurs n'étant pas compatibles entre elles, une moyenne des $\omega\gamma$ ne se justifie pas.

^e calculé par l'équation (3.3), $\Gamma_p/\Gamma_{\text{tot}} = 1 - \Gamma_\alpha/\Gamma_{\text{tot}}$.

Le Tableau 3.1 rassemble l'ensemble de ces résultats. Au terme de ces mesures, la position et la largeur totale de la résonance sont relativement bien déterminées. On observe cependant un fort écart entre les largeurs partielles tirées de [Reh96] et celles mesurées par [Utk98], et une incompatibilité entre [Reh96] et les deux autres mesures en ce qui concerne la force de la résonance.

Actuellement, le niveau analogue de cet état dans le noyau miroir n'a toujours pas été identifié. En 1998, Butt et ses collaborateurs^[But98] ont pu mettre en évidence la présence d'un niveau à 7,101 MeV dans le ^{19}F , qu'ils présentent comme un candidat sérieux. L'existence de ce niveau, confondu avec un autre niveau $7/2^+$ à 7,114 MeV, était déjà présumée depuis longtemps^[Smo61] mais avait été contestée^[Mo72]. La mesure de Butt repose sur l'analyse du spectre γ obtenu en bombardant une cible de ^{15}N (gazeuse) avec des particules α entre 3 et 4 MeV. Il observe clairement des transitions γ vers un état $3/2^-$, très peu probables à partir d'un état $7/2^+$. L'évolution du taux d'émission de ces rayons γ en fonction de l'énergie des particules α incidentes fait nettement apparaître une résonance de largeur $\Gamma_{\text{tot}} = 28 \pm 1$ keV centrée en $E_x = 7,101 \pm 0,001$ MeV. Sur la base de l'hypothèse qu'il s'agit bien de niveaux analogues et en appliquant la formule approximative

$$(\Gamma_\alpha)_{^{19}\text{Ne}^*} = \left(\frac{\rho}{F_l^2 + G_l^2} \right)_{^{15}\text{O}+\alpha} \left(\frac{F_l^2 + G_l^2}{\rho} \right)_{^{15}\text{N}+\alpha} (\Gamma_\alpha)_{^{19}\text{F}^*} \quad (3.8)$$

[But98] estime que la largeur Γ_α du niveau à 7,066 MeV dans le ^{19}Ne doit être proche de 30 keV.

Plus récemment, Fortune et Sherr ont contesté cette identification^[For00]. D'après leur calcul, le niveau analogue dans le ^{19}Ne devrait se trouver à une énergie nettement plus élevée : $E_x = 7,41 \pm 0,1$ MeV, dans une région où il n'y a actuellement pas d'état $3/2^+$ connu ayant une largeur comparable à 30 keV. Ils suggèrent une étude de la réaction $^{18}\text{F}(d,n)^{19}\text{Ne}$ pour découvrir un tel état. Dans le même article, les auteurs soulignent que la méthode utilisée dans [Utk98] pour obtenir la largeur de la résonance n'est pas valable. Sur la base du même spectre, ils prétendent que la largeur nominale de la résonance doit se trouver entre 22 et 33 keV, selon la forme de la fonction de réponse du détecteur. Il est difficile d'estimer dans quelle mesure la même remarque pourrait s'appliquer au résultat de [Cos95], mais il est probable que la valeur de sa largeur devrait aussi être revue à la baisse.

3.2.3. Le niveau à 6,742 MeV

Ce niveau a, comme le précédent, été révélé par [Gar70] où il figure parmi les niveaux les plus intensément peuplés, à $6,744 \pm 0,010$ MeV. La distribution angulaire des particules α indique clairement un moment cinétique orbital $l = l$ et plaide en faveur d'un spin $3/2$. Dans [Hay72] ce niveau est observé à $6,741 \pm 0,010$ et la distribution angulaire confirme l'hypothèse d'un $l = l$, sans permettre de distinguer entre un spin $1/2$ et $3/2$.

[Utk98] relate la présence de ce niveau à 6,741 MeV dans le spectre des tritons de la réaction $^{19}\text{F}(^3\text{He},t)^{19}\text{Ne}$, mais la largeur du pic est égale à la résolution de son détecteur ce qui ne permet pas d'en extraire la largeur intrinsèque Γ_{tot} . Il observe également les particules α en coïncidence, mais il n'obtient aucun proton, ce qui

Tableau 3.2 : Résumé des paramètres spectroscopiques répertoriés pour l'état à 6,742 MeV du ^{19}Ne (à 331 keV au-dessus du seuil $^{18}\text{F}+p$).

Référence	E_x (MeV)	J^π	Γ_{tot} (keV)	Γ_p/Γ_{tot}	$\Gamma_\alpha/\Gamma_{tot}$	$\omega\gamma_{(p,\alpha)}$ (eV)
[Gar70]	$6,744 \pm 0,010$	$3/2^-, (1/2^-)$	—	—	—	—
[Hay72]	$6,741 \pm 0,010$	$3/2^-, 1/2^-$	—	—	—	—
[Utk98]	$6,741 \pm 0,006$	—	<20	—	$1 \pm 0,05$	—
[Utk98]*	—	$3/2^-$	2,7	$2,2 \cdot 10^{-3}$	1	4^a
Moyenne	$6,742 \pm 0,005$	$3/2^-$	—	—	—	—

* sur la base des propriétés de l'état analogue dans le noyau miroir ^{19}F [wie80].

^a équation (3.4) avec $\omega = 4/6$.

lui permet seulement de conclure que $\Gamma_{tot} \cong \Gamma_{\alpha} \gg \Gamma_p$. Par ailleurs, il observe le même niveau dans le spectre des tritons émis lors de la réaction $^{20}\text{Ne}(\text{d},\text{t})^{19}\text{Ne}$. La présence d'un pic correspondant à 6,787 MeV dans le spectre des ^3He de la réaction miroir $^{20}\text{Ne}(\text{d},^3\text{He})^{19}\text{F}$ suggère que ces deux niveaux constituent une paire d'analogues. De plus, les deux pics évoluent de la même manière avec l'angle de détection. Cette identification soutient l'attribution de spin et parité $J^{\pi} = 3/2^{-}$ et permet d'évaluer les largeurs partielles de ce niveau à partir de la largeur Γ_{α} et du facteur spectroscopique Θ_p^2 , connus pour le niveau à 6,787 MeV du ^{19}F [Wie80]. L'ensemble de ces résultats sont repris dans le Tableau 3.2.

3.3 Description des expériences

Comme nous l'avons déjà évoqué dans la section précédente, l'étude expérimentale de la réaction $\text{H}(^{18}\text{F},\alpha)^{15}\text{O}$ a été entreprise à Louvain-la-Neuve par Coszach et ses collaborateurs. Cette expérience couvrait la région en énergie d'excitation comprise entre 550 keV et 740 keV. Elle a permis de mettre en évidence l'importante largeur totale du niveau à 7,066 MeV et de mesurer sa force de résonance. Ce résultat était cependant contesté par l'expérience concurrente de Rehm qui obtenait une largeur totale inférieure de presque un facteur 3 et une force inférieure d'un facteur 2. Cette situation a motivé la réalisation d'une nouvelle mesure dans la même région en énergie. En outre, la fenêtre de Gamow pour les températures correspondantes aux conditions d'explosion des novae est située à des énergies inférieures. Il était donc naturel d'envisager une mesure à plus basse énergie. La suite de ce chapitre est consacrée à la description de ces deux mesures.

3.3.1. Vue d'ensemble

Chronologiquement, la première mesure réalisée (Expérience I) couvrait l'intervalle de basse énergie dans le repère c.m. 265–535 keV entourant la résonance à 6,742 MeV qui se trouve à 331 ± 5 keV au-dessus du seuil pour les protons. La seconde mesure (Expérience II) couvrait l'intervalle 490–730 keV entourant la résonance à 7,066 MeV qui correspond à une énergie de collision de 655 ± 5 keV dans le repère c.m.. La Figure 3.3 représente les différents intervalles d'énergie couverts par ces deux expériences et par [Cos95].

Les deux mesures ont été réalisées en suivant les principes exposés dans la section 2.4. En raison des contingences imposées par la réalisation d'autres expériences, elles n'utilisent pas la même chambre à réaction. L'épaisseur de cible a aussi été adaptée aux objectifs des expériences. Le Tableau 3.3 présente les caractéristiques particulières des deux mesures. L'énergie du faisceau de ^{18}F utilisé est identique dans les deux cas (voir section 3.3.2). Pour l'expérience I, un

dégradeur de graphite de 300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ est placé devant la cible afin de diminuer l'énergie du faisceau à l'entrée de celle-ci.

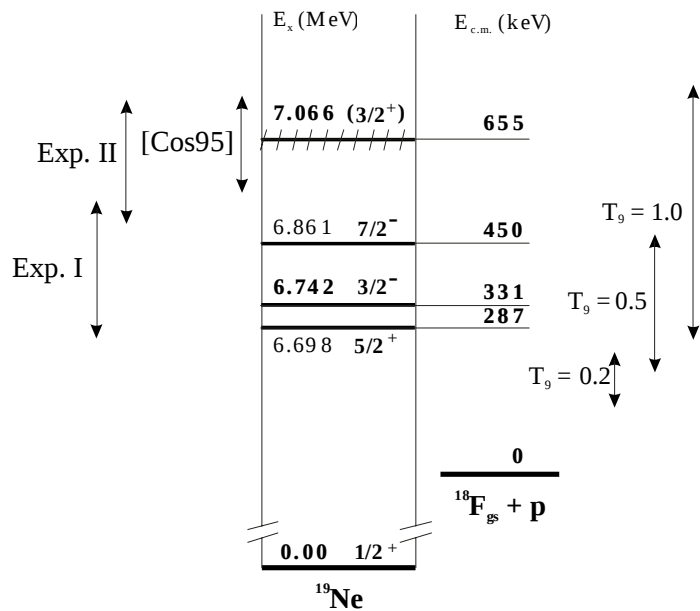


Figure 3.3 : Intervalles en énergie dans le spectre du ^{19}Ne couverts par les mesures réalisées à Louvain-la-Neuve. Les fenêtres de Gamow pour $T = 0,2$ GK, $0,5$ GK et $1,0$ GK sont également représentées.

Une différence fondamentale par rapport à l'expérience de [Cos95] est la suppression de la feuille d'aluminium protégeant le détecteur du faisceau diffusé sur le carbone de la cible. L'utilisation d'une voie de TDC différente pour chaque secteur, plutôt que d'une seule pour l'ensemble du détecteur, a aussi permis de détecter les particules α en coïncidence avec les résidus.

Tableau 3.3 : Caractéristiques techniques des deux mesures présentées dans le texte.

	Expérience I	Expérience II
Distance cible-détecteur	26,3 cm	23,7 cm
Epaisseur de cible	275 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	272 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$
Energie nominale du faisceau	14 MeV	14 MeV
Energie du faisceau à l'entrée de la cible	10,2 MeV	13,9 MeV
Energie des collisions à l'entrée de la cible	537 keV	732 keV
Energie des collisions à la sortie de la cible	265 keV	489 keV

3.3.2. Le faisceau de ^{18}F

Le faisceau de ^{18}F nécessaire à la réalisation de ces expériences a été développé à Louvain-la-Neuve grâce à la collaboration entre L'Institut de Physique Nucléaire, le Centre de Recherche du Cyclotron (CRC) et le Laboratoire de Tomographie à Positron. Sa production se déroule suivant les trois étapes suivantes.

a. PRODUCTION DU ^{18}F

Le ^{18}F est produit en quantité à l'aide d'un faisceau de protons issu du cyclotron CYCLONE30 (15 MeV, 12 μA) incident sur une cible d'eau enrichie en ^{18}O . Après une irradiation d'environ 2 heures, l'activité de la cible atteint 1 Curie, ce qui correspond à $3,5 \cdot 10^{14}$ noyaux de ^{18}F , soit un taux de production supérieur à $5 \cdot 10^{-3}$ ^{18}F par proton incident^[Sin90]. Un processus de séparation chimique^[Cog96] permet d'extraire le ^{18}F de la cible sous forme de CH_3F avec une efficacité d'environ 50 %. Le CH_3F est refroidi pour être condensé et est alors transporté vers la source d'ionisation.

b. IONISATION

Le mélange contenant le ^{18}F est introduit dans une source d'ions de type ECR (« Electron Cyclotron Resonance »). L'efficacité d'ionisation décroît fortement quand la pression dans la source augmente. Il est donc important de limiter le débit d'entrée du gaz. Par ailleurs, la désintégration du ^{18}F impose un taux de consommation relativement élevé sous peine de gaspiller une grande partie du contenu. La recherche de l'optimum est une tâche délicate. Les ingénieurs du CRC ont estimé l'efficacité d'ionisation à 0,5 %.

Les ions produits sont extraits de la source par une tension de quelques kV et un aimant d'analyse sélectionne ceux qui ont le rapport m/q du $^{18}\text{F}^{2+}$. A ce niveau, la sélection est sommaire et il n'est pas possible de séparer le ^{18}F de son analogue isobarique ^{18}O ($\Delta m/m \sim 10^{-4}$). Ces deux noyaux sont donc injectés ensemble dans le cyclotron CYCLONE.

c. ACCÉLÉRATION

Afin de fournir un faisceau de basse énergie ($< 0,8$ MeV/A) et de maximiser le pouvoir de séparation, CYCLONE est utilisé dans son mode harmonique 6. Les deux ions $^{18}\text{F}^{2+}$ et $^{18}\text{O}^{2+}$ sont accélérés mais leurs trajectoires sont suffisamment différentes pour qu'ils puissent être extraits séparément par un réglage fin du champ magnétique au niveau de l'extraction. Le faisceau isobarique stable est abondamment utilisé pour le réglage des détecteurs et la validation de la méthode expérimentale. Le rendement d'accélération est estimé à 4 %.

En définitive, un faisceau de 14 MeV, d'une intensité comprise entre $2 \cdot 10^5$ et 10^6 ^{18}F par seconde peut être obtenu de manière reproductible. A cette énergie, la

haute fréquence du cyclotron a une période égale à $T_{HF} = 78,945$ ns. Cette pulsation HF du faisceau fournit un moyen simple d'identification des particules par temps de vol (voir la section 3.3.4 ci-dessous). La contamination en ^{18}O a été évaluée à moins de 4 %^[Cos95].

Plusieurs tentatives pour obtenir un faisceau de 10 MeV se sont révélées infructueuses. Cette énergie se situe à la limite inférieure des énergies accessibles avec un faisceau de $^{18}\text{F}^{2+}$. Il semble que ce soient les conditions d'injection qui dégradent considérablement le rendement d'accélération.

Il y a deux principaux inconvénients à l'utilisation d'un faisceau issu d'un cyclotron par rapport à un accélérateur électrostatique. La difficulté de changer l'énergie du faisceau a déjà été évoquée. Plus gênante encore est l'incertitude sur l'énergie absolue nominale du faisceau. Celle-ci dépend de la trajectoire exacte des particules à l'intérieur du cyclotron, qui elle-même dépend des conditions exactes d'injection et d'extraction. Le même effet affecte la distribution en énergie du faisceau (~ 1 %) et l'extension temporelle des paquets de particules. Il est d'autant plus marqué lorsque, comme dans le cas du ^{18}F , les collimateurs qui limitent physiquement les trajectoires possibles des ions sont ouverts au maximum afin de transmettre la plus grande partie des ions.

3.3.3. Electronique et système d'acquisition des données

Les deux expériences partagent le même schéma électronique, à quelques détails près. En principe, il s'agit simplement d'amplifier les signaux provenant des différentes pistes de LEDA, de numériser et enregistrer les signaux analogiques, et de numériser et enregistrer le temps écoulé entre l'arrivée d'un signal et la pulsation suivante de la HF du cyclotron. La conversion amplitude→numérique est assurée par des modules *SILENA 4418/V CAMAC ADC* et la conversion temps→numérique par des modules *LECROY 3377 CAMAC TDC* (et *LECROY 4208 CAMAC TDC* pour l'expérience I).

Le signal de déclenchement du système d'acquisition (« trigger ») est simplement constitué d'une union logique (« or ») des 128 voies logiques validée par une impulsion de la HF du cyclotron. Il est connecté à la voie commune d'un module *LECROY 4208 CAMAC TDC* qui génère un signal LAM (« Look At Me ») envoyé au contrôleur de l'acquisition qui déclenche alors la lecture de tous les modules.

Le contrôle de l'acquisition est réparti hiérarchiquement entre un contrôleur du châssis CAMAC (*VCC 2117/B*, de fabrication maison) et un processeur VME (*MOTOROLA MVME167*). Le contrôleur CAMAC fonctionne par scrutation. En présence du signal LAM du *TDC4208*, il entame la lecture des modules CAMAC et stocke les données en mémoire tampon avant de les transférer par paquets au

processeur VME qui, lui, fonctionne par interruptions (« interrupt ». Le processeur VME code les données concernant les événements et les range par blocs de 8 ko. Cette structure hiérarchique s'impose lorsqu'on utilise plusieurs châssis CAMAC simultanément. Elle est superflue dans notre cas bien qu'elle rende l'acquisition plus rapide. Deux processeurs VME supplémentaires s'occupent respectivement de l'écriture des blocs sur bande magnétique et de la construction et la diffusion sur le réseau Ethernet des spectres, ce qui permet leur visualisation en ligne.

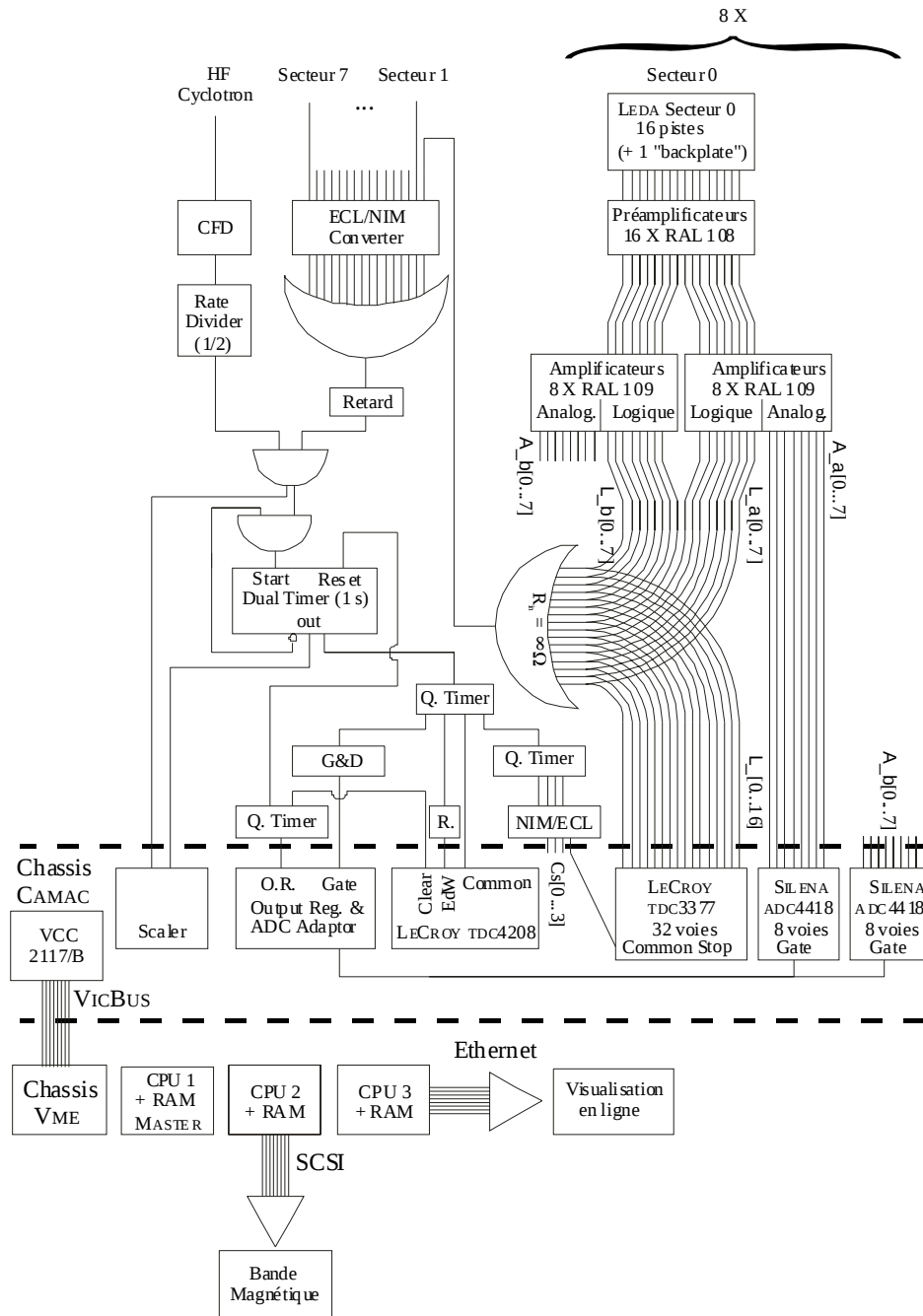


Figure 3.4 : Schéma de l'électronique d'acquisition de l'expérience II.

La Figure 3.4 représente le schéma électronique détaillé pour l'expérience II. Pour cette expérience, le *TDC4208* est utilisé uniquement pour sa propriété d'envoyer le signal LAM. Lors de l'expérience I, les *TDC3377* n'étaient pas utilisés pour mesurer le temps de vol. Les voies logiques de chaque secteur étaient rassemblées et envoyées en commun dans une des 8 voies du *TDC4208*. Cela causait une ambiguïté sur le temps de vol en cas d'événements coïncidents (fortuits ou non) dans un même secteur. Signalons au passage que l'expérience I a, en fait, servi de test pour l'introduction du *TDC3377* dans le système d'acquisition. Un module était utilisé pour rechercher d'éventuelles corrélations du bruit de fond dans le détecteur avec le passage de rayons cosmiques détectés par un grand « parapluie » Cherenkov^[Le193]. Aucune corrélation n'a été trouvée.

Afin d'éviter de déclencher l'acquisition avant la fin du traitement de l'événement précédent, le candidat trigger arme un système de bascule qui est relâché par un signal provenant du registre de sortie (« O.R. ») indiquant la disponibilité du système. Le même signal remet le *TDC3208* en état de recevoir un nouvel événement. Le nombre de candidats trigger est compté par une échelle (« scaler »). S'il passe la bascule, le signal est utilisé pour donner à la fois le signal start du *TDC4208*, le signal de fermeture de la fenêtre de lecture (« End Window »), le signal stop commun des *TDC3377* et la porte (« gate ») à l'intérieur de laquelle les ADC vont chercher le signal à convertir. Le nombre de candidats acceptés est également compté par une échelle.

3.3.4. Format des données brutes

Avant de commencer l'analyse des données hors-ligne, il faut relire les blocs de données contenant les informations sur les événements et les décoder. La structure des blocs et des événements diffère légèrement d'une expérience à l'autre. En règle générale, un bloc est constitué d'un en-tête contenant des informations communes à tout le bloc et d'un corps principal contenant les données relatives aux événements individuels. L'en-tête contient le nombre d'événements inclus dans le bloc et la taille réellement utilisée par le bloc. On y enregistre également la valeur des échelles au moment de la création du bloc. Enfin, deux octets sont réservés pour un nombre fixe qui sert, ultérieurement, à la vérification de la conformité de la lecture du bloc.

Les événements sont constitués d'une partie de taille fixe et d'une partie de taille variable. La première contient nécessairement la taille de l'événement qui varie en fonction du nombre de modules touchés et un code de conformité. Pour l'expérience I, les données provenant des 8 voies du TDC sont toutes enregistrées dans un vecteur de taille fixe. Pour l'expérience II, les données ne sont enregistrées que pour les TDC et ADC dans lesquels il y a eu une conversion réussie. La donnée

est alors précédée d'un préfixe définissant le numéro du module et de la voie touchée.

Le décodage est réalisé par un programme en C basé sur un canevas réalisé par A. Ninane. Ce programme appelle des routines HBOOK^[cernh] qui permettent de stocker les données sous un format lisible par le logiciel PAW^[cernp] utilisé pour l'analyse des données. La structure de base de stockage des événements est, dans la terminologie de HBOOK, le « ntuple ». Il s'agit essentiellement d'une matrice dont chaque ligne correspond à un événement et dont les colonnes sont constituées par les valeurs des différentes variables associées aux événements. Le nombre et la définition des variables sont identiques pour tous les événements (par exemple l'énergie et le temps de vol) et fixés à l'initialisation. Le nombre de lignes n'est limité que par la mémoire disponible allouée au programme. Le logiciel PAW permet de dessiner l'histogramme d'une des variables ou d'une combinaison quelconque de celles-ci. Il permet également de représenter les corrélations entre les variables en dessinant des histogrammes à deux ou trois dimensions.

En première analyse, deux ntuples sont créés. Le premier n'a que deux variables qui sont les valeurs des échelles, c'est-à-dire le nombre de candidats triggers et le nombre de triggers acceptés. L'histogramme du rapport de ces deux variables permet de suivre l'évolution du temps mort.

Le second ntuple a sept variables qui sont le nombre de voies de TDC touchées (la multiplicité de l'événement), l'adresse de la première voie touchée, les valeurs de l'ADC et du TDC correspondantes, et l'adresse de l'éventuelle seconde voie touchée avec les valeurs de l'ADC et du TDC correspondantes. La plupart des événements sont de multiplicité unitaire. Une grande partie de la mémoire occupée par ce ntuple peut paraître inutilement réservée. Ce gaspillage est justifié par la simplification qu'il introduit lors de la construction ultérieure des spectres. Il est rendu possible par le faible nombre d'événements enregistrés avec le faisceau radioactif. Les données enregistrées avec le faisceau isobarique stable sont traitées différemment. La proportion des événements de multiplicité supérieure à 2 est très faible ($\sim 10^{-6}$). Leur étude séparée a permis de s'assurer qu'ils pouvaient être négligés pour la suite de l'analyse.

Les TDC sont utilisés dans le mode « common stop ». Les données C_T qu'ils fournissent correspondent au temps écoulé entre l'arrivée du signal et l'impulsion suivante de la HF, soit $D - t_{vol}$ où t_{vol} est le temps de vol réel de la particule entre la cible et le détecteur et D est une constante qui dépend du retard R introduit dans l'électronique, et du décalage F entre les paquets de particules et les impulsions issues de la HF (Figure 3.5). Les particules plus lentes, qui ont un temps de vol plus long, produisent une donnée plus petite, comme indiqué par la Figure 3.5. Si le temps de vol augmente, le signal start du TDC peut dépasser une impulsion de la

HF et faire passer subitement la valeur de C_T de sa valeur minimum à sa valeur maximum. Le temps de vol n'est donc mesuré que modulo une période HF. Afin de mettre en évidence une éventuelle structure s'étendant sur un intervalle de temps supérieur à T_{HF} , on supprime une impulsion de la HF sur deux à l'aide d'un diviseur de taux (« rate divider »). Dans ces conditions, deux particules de même temps de vol peuvent fournir deux données C_T distinctes, séparées exactement d'une période T_{HF} .

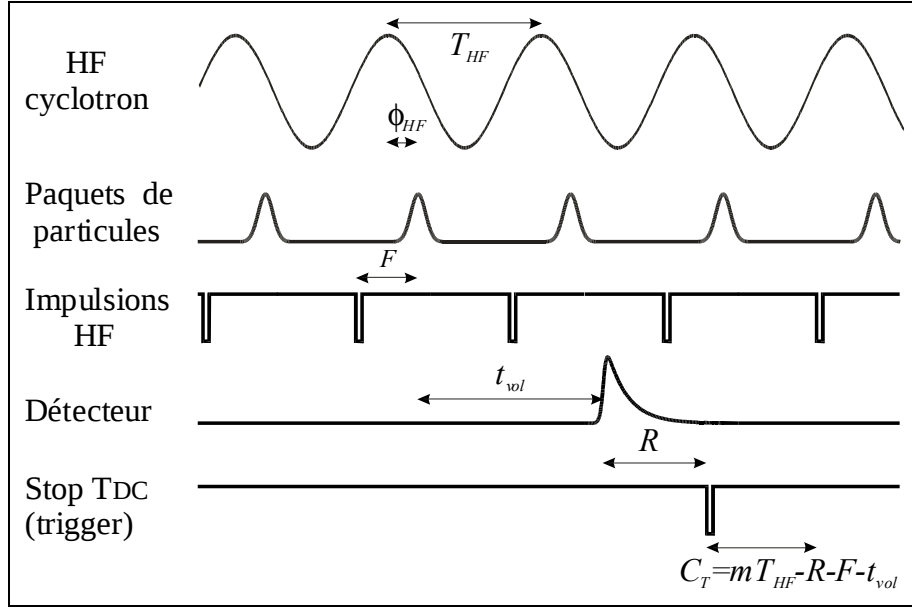


Figure 3.5 : Représentation des décalages en temps entre les différents signaux intervenant dans la prise des données.

Les données de l'ADC, C_E , sont proportionnelles à l'énergie E_d déposée par la particule dans le détecteur

$$C_E = g \cdot E_d + C_{E0}$$

où g est le gain et C_{E0} l'offset de l'ADC. L'énergie déposée est égale à l'énergie cinétique de la particule incidente moins l'énergie perdue dans la couche morte du détecteur, ΔE . Pour des particules non relativistes, la corrélation entre C_T et C_E prend donc la forme²⁰

$$C_T = D - \Delta L \sqrt{\frac{1}{2} \frac{g m}{(C_E - C_{E0} + g \Delta E)}} \quad (3.9)$$

qui a, approximativement, l'allure de $C_T = a - b \sqrt{m/C_E}$. Toutes les particules de masse m donnée parcourant la même distance ΔL suivent donc la même courbe décrite par (3.9). En conséquence, les particules de masses différentes occupent

²⁰ On néglige ici le décalage en temps entre deux signaux d'amplitudes différentes qui découle de l'absence de système de discrimination à fraction constante dans le RAL109.

des régions différentes de l'histogramme biparamétrique du nombre de coups en fonction de C_T et C_E . Un exemple est représenté par la Figure 3.6.a. Comme on le voit sur cette figure, la méthode permet de séparer proprement les protons, les particules α et les noyaux plus lourds de carbone et de fluor.

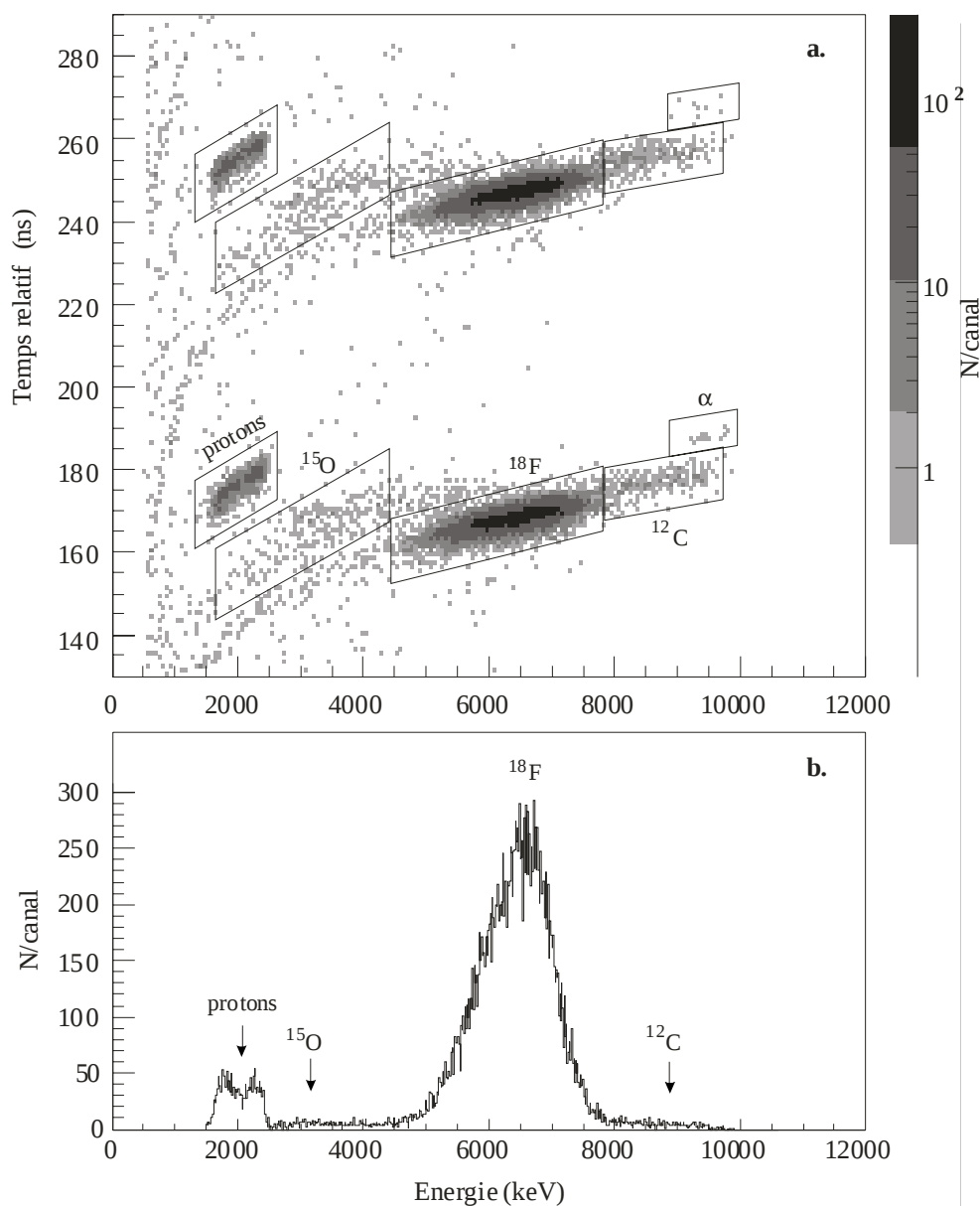


Figure 3.6 : a. Spectre biparamétrique typique représentant le nombre d'événements en fonction de l'amplitude du signal issu d'un détecteur et de la différence de temps mesurée par rapport aux pulsations de la HF du cyclotron. Les différents pics correspondent à des particules de charges et de masses différentes. L'amplitude du signal est convertie en une énergie équivalente déposée par une particule α (voir section 3.4.1). b. Projection du spectre biparamétrique sur l'axe des énergies. Ces spectres sont obtenus à 17° , avec un faisceau de ^{18}F de 14 MeV sur une cible de CH_2 de $272 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (Exp. II).

3.4 Analyse des données

L'analyse de l'expérience I a été réalisée dans le courant de l'année 1996^[Gra97]. L'analyse de l'expérience II est fort semblable à celle de l'expérience I. Deux différences importantes méritent cependant d'être signalées. Premièrement, la normalisation de la section efficace dans l'expérience I se fait à l'aide des ^{18}F diffusés élastiquement sur le carbone de la cible tandis que pour l'expérience II, ce sont les protons de recul issus de la collision avec l'hydrogène de la cible qui ont été utilisés. L'analyse des spectres des protons de l'expérience II constitue une partie substantielle de ce travail. Ce point est discuté dans la section 3.4.6. L'autre différence réside dans le fait que la statistique plus importante de l'expérience II a permis l'analyse angle par angle des spectres α qui n'était pas possible lors de l'expérience I.

Dans cette section nous détaillerons les étapes importantes de l'analyse des deux expériences, en insistant sur les problèmes techniques qui ont été rencontrés et sur la manière de les résoudre.

3.4.1. Calibration et rejet des pistes

Comme indiqué dans la section 3.3.1, chaque piste du détecteur LEDA est reliée à ses propres voies d'ADC et de TDC²¹ via des lignes électroniques (pré-amplificateur, amplificateurs, discriminateur, etc.) indépendantes. Il est donc naturel que les gains et les références en temps des différentes lignes soient légèrement différents. La première étape de l'analyse consiste à homogénéiser les gains afin qu'une certaine quantité de charge déposée dans une piste affecte le contenu du même canal quelle que soit la piste. De même, il est utile d'homogénéiser les références en temps de sorte que deux événements simultanés apparaissent au même canal dans deux pistes différentes.

L'adaptation des gains est réalisée à l'aide d'une source de particules α composée de ^{239}Pu , de ^{241}Am et de ^{144}Cm , en couche mince. Cette source émet trois groupes de particules α dont les énergies sont reprises dans le Tableau 3.4. Comme ces énergies sont toutes concentrées entre 5 et 6 MeV, il est nécessaire de s'assurer au préalable de la linéarité de la conversion de la quantité de charge déposée en numéro de canal. Ceci est réalisé à l'aide d'impulsions calibrées générées par un module de précision (« pulser », BNC PB-4, temps de montée 5 ns, temps total 500 ms). Une régression linéaire sur la position du pic en canaux en fonction de l'amplitude nominale de l'impulsion permet d'évaluer la non-linéarité définie comme le rapport de l'écart maximum par rapport à la droite de régression sur la longueur de l'intervalle des canaux balayés : $\Delta C_{\text{max}}/(C_{\text{max}}-C_{\text{min}})$. La non-

²¹ Pour l'expérience I, il n'y a qu'un seul canal de TDC par secteur de LEDA, mais cela ne change rien à la discussion qui suit étant donné le faible taux de détection.

linéarité est généralement inférieure à 0,05 %. Lors de l'expérience II, une piste a dû être supprimée en raison d'une mauvaise linéarité.

Tableau 3.4 : Valeurs des énergies et des intensités relatives des pics pour les particules α émises par la source Pu-Am-Cm utilisée pour l'homogénéisation des gains et la calibration des pistes du détecteur LEDA. La perte d'énergie dans la source est prise en compte.

	$E_{\alpha 1}$ (MeV)	$E_{\alpha 2}$ (MeV)	$E_{\alpha 3}$ (MeV)
^{239}Pu	5,105 (13,8 %)	5,143 (15,1 %)	5,155 (73,3 %)
^{241}Am	5,387 (2,7 %)	5,443 (12,8 %)	5,486 (82,8 %)
^{144}Cm	5,763 (25,3 %)	5,805 (74,2 %)	

L'utilisation du générateur d'impulsions permet également d'obtenir une évaluation de la résolution électronique des pistes. La Figure 3.9 présente, en grisé, les valeurs des dispersions moyennes des pics du « pulser » en fonction du numéro de la piste pour l'expérience II.

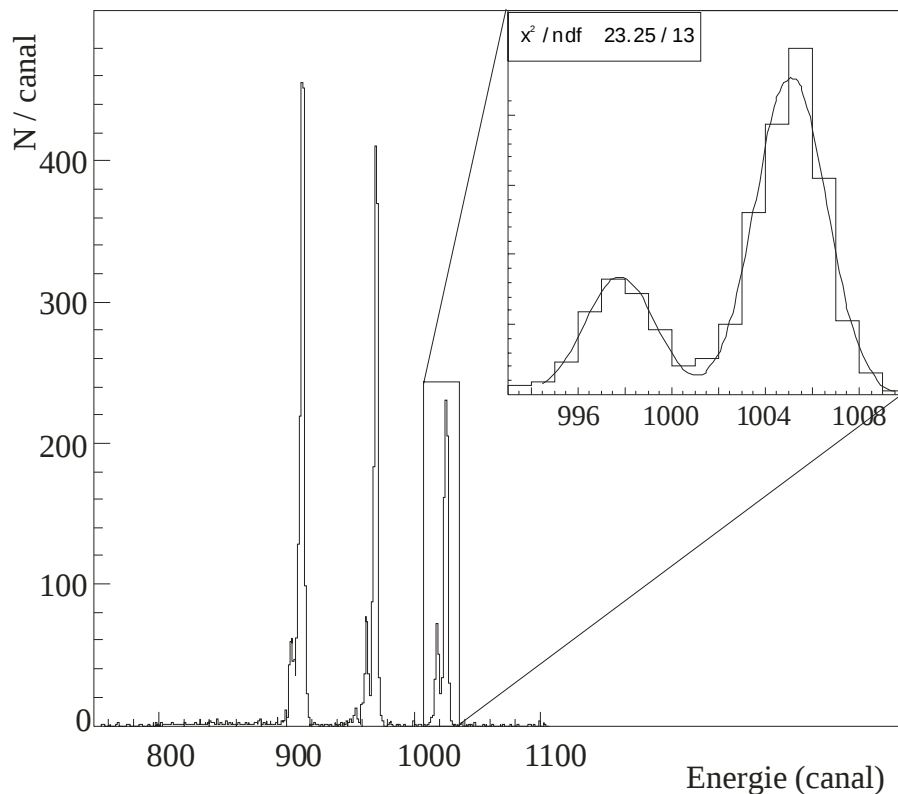


Figure 3.7 : Spectre typique des particules α issues de la source Pu-Am-Cm. Ces spectres sont utilisés pour déterminer les droites de calibration des détecteurs individuels et pour évaluer les résolutions de détecteurs. L'encart présente le résultat de l'ajustement du double pic du ^{144}Cm .

Pour réaliser l'homogénéisation des gains proprement dite, il faut repérer les positions des différents pics α pour chaque piste. La Figure 3.7 présente un spectre α typique. Chaque groupe de pics est ajusté séparément à l'aide d'une double gaussienne à quatre paramètres qui sont : les positions des centroïdes, la dispersion commune aux deux pics, et la somme totale du contenu des deux pics²². Les rapports d'intensités des pics sont fixés. Les énergies déposées dans les détecteurs par les particules α sont définies à partir des données du Tableau 3.4 et des pertes d'énergies calculées^[Zie96] des particules α dans l'épaisseur de la couche morte du détecteur, en fonction des angles des détecteurs. Or, l'épaisseur de la couche morte n'est pas connue avec précision. Nous avons tiré parti du fait que le χ^2 de l'ajustement par une droite des positions des pics observés en fonction de l'énergie déposée dans le détecteur dépend de l'épaisseur supposée de la couche morte. Nous avons considéré l'épaisseur qui minimise la moyenne sur toutes les pistes de ce χ^2 (voir Figure 3.8). Cela fournit une épaisseur moyenne de 0,27 μm , parfaitement compatible avec les données techniques du constructeur.

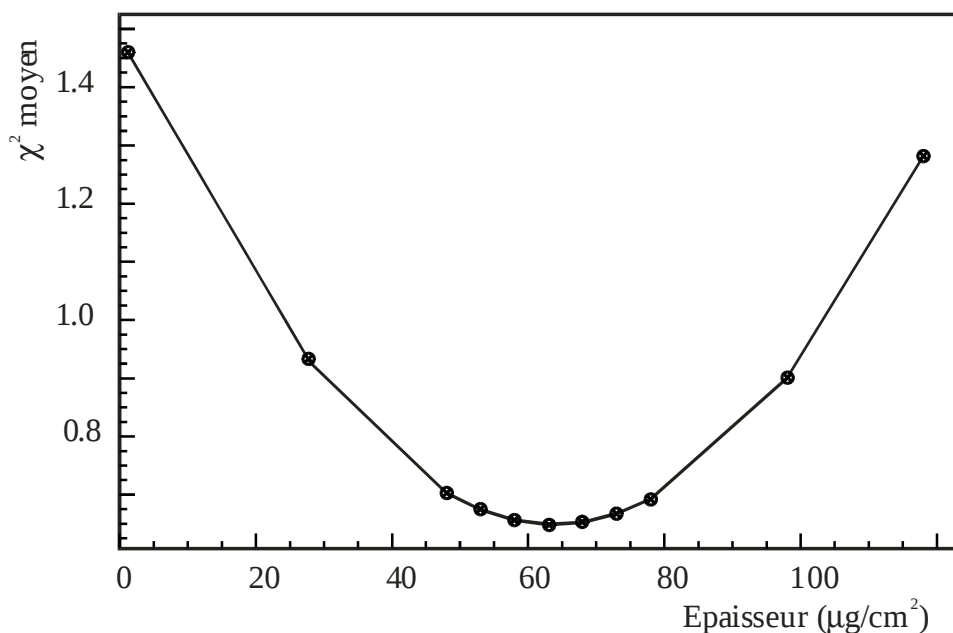


Figure 3.8 : L'ajustement par une droite du graphe de la position des pics des particules α en fonction de l'énergie nominale déposée dans le détecteur fournit une valeur de χ^2 pour chaque piste. Le graphe représente l'évolution de la valeur moyenne de ces χ^2 en fonction de la valeur supposée de l'épaisseur de la couche morte du détecteur. La valeur adoptée est celle qui correspond au minimum de la courbe.

Pour chaque piste, on a une relation linéaire entre un numéro de canal et l'énergie déposée :

²² Pour le cas du ^{239}Pu , la présence d'un double pic non-résolu est prise en compte également.

$$C_E = g_\alpha \cdot E_{d;\alpha} + C_{E0} \quad \text{avec} \quad E_{d;\alpha} = E_\alpha - \Delta E_\alpha$$

où g_α est le gain pour les particules α , C_{E0} l'offset de l'ADC et ΔE_α l'énergie perdue dans la couche morte du détecteur. Il s'agit bien sûr d'une relation de calibration du détecteur mais qui n'est valable que pour des particules α . En effet, elle découle d'une part, de la proportionnalité directe entre l'amplitude du signal à la sortie du préamplificateur et le nombre de charges déposées dans le détecteur et, d'autre part, de la relation linéaire entre A , l'amplitude du signal, et C_E , la valeur affichée par l'ADC. En d'autres termes

$$A = k \cdot \frac{E_d}{\varepsilon} \quad \text{et} \quad C_E = c \cdot A + C_{E0}$$

où ε est l'énergie nécessaire à la particule pour créer une paire électron-trou dans la région active du détecteur. Ce paramètre dépend de la charge et de la masse de la particule^[Len86]. Le gain, g_x , dépend donc du type de la particule x incidente. Soit g_α le gain pour les particules α , la variable

$$E = (C_E - C_{E0}) / g_\alpha = \frac{\varepsilon_\alpha}{\varepsilon_x} E_{d;x} \quad (3.10)$$

est indépendante du gain de la piste et est directement proportionnelle à l'énergie déposée par la particule x .

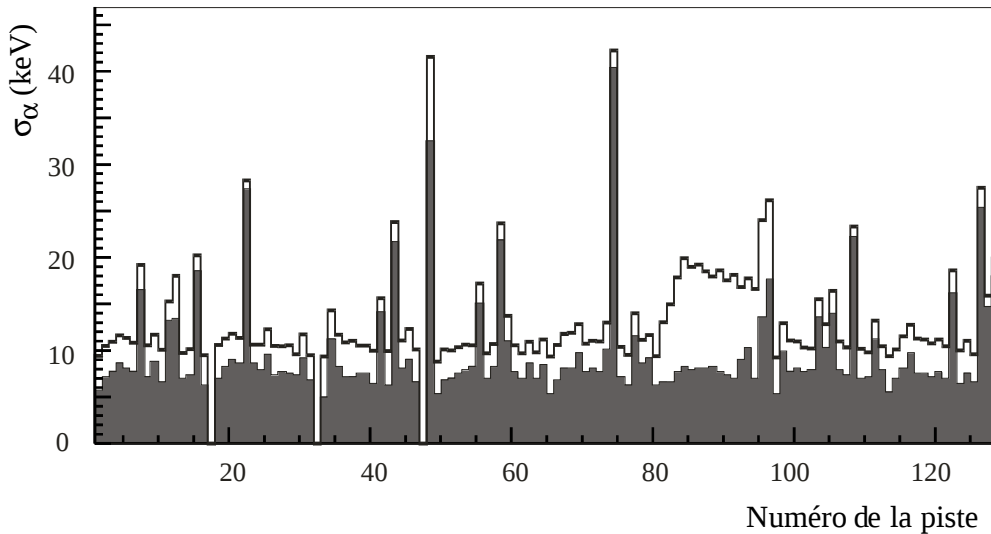


Figure 3.9 : Résolution du détecteur en fonction du numéro de la piste. La partie grisée représente la contribution purement électronique déduite de l'analyse des pics du générateur d'impulsions.

L'analyse des spectres de la source de particules α fournit également une mesure de la résolution des détecteurs. Celle-ci est évaluée en prenant, pour chaque piste, la moyenne des dispersions obtenues pour les trois ajustements (un ajustement par groupe de 2 pics α). Celle-ci est représentée sur la Figure 3.9. Nous avons éliminé de l'analyse les pistes dont la résolution totale était supérieure à 15

keV, car une telle valeur est non seulement susceptible de déformer considérablement les spectres attendus, mais rend de plus très imprécis le processus de calibration. Pour l'expérience II, il est apparu que tout un secteur présentait une mauvaise résolution et a dû être supprimé. Ce secteur avait subi des dégâts radiatifs lors d'une expérience antérieure.

Afin de contrôler d'éventuelles dérives du gain et de l'offset, nous avons systématiquement effectué une mesure de calibration à l'aide de la source α en début et en fin de campagne de mesure. Des différences de gain de quelques dixièmes de pourcent sont observées ainsi que des différences d'offset de quelques canaux. Les différences de gain évoluent globalement par groupe de 16 voies, mettant en cause la stabilité des préamplificateurs, tandis que les différences d'offset évoluent par groupe de 8 voies, mettant naturellement en cause les amplificateurs ou les ADC. La variation du gain des préamplificateurs peut s'expliquer par des variations de la température de ceux-ci. Nous avons effectivement déploré de fréquents problèmes de faux contacts au niveau des ventilateurs utilisés pour leur refroidissement. La stabilité de la température dans l'igloo où se trouve la chambre à réaction et dans la cabane contenant l'électronique d'acquisition est un facteur crucial pour limiter ce genre de complications.

Pour réaliser l'homogénéisation des références en temps, il nous manque une référence absolue commune à toutes les pistes. C'est pourquoi nous nous sommes limités à synchroniser les pistes qui se trouvent au même angle de la manière suivante. Pour une mesure réalisée avec le faisceau stable, nous avons sélectionné les régions dans le spectre biparamétrique de E (donné par l'équation (3.10)) en fonction de C_T qui correspondent aux protons de recul. La projection de ces régions sur l'axe des temps fournit deux pics approximativement gaussiens, séparés d'une période HF du cyclotron, soit 78,945 ns. Après ajustement des pics, on trouve un écart de $78,935 \pm 0,011$ canaux, ce qui confirme que les TDC convertissent bien les différences de temps en assurant une nanoseconde par canal. La référence en temps est donnée par la moyenne sur toutes les pistes au même angle de la position médiane entre ces deux pics. Pour chaque piste, on enregistre ΔT_0 , le décalage de la position médiane entre les deux pics par rapport à cette référence, qui est de l'ordre de quelques nanosecondes avec une erreur absolue inférieure à 0,2 nanoseconde. On définit alors la variable

$$T = C_T - \Delta T_0 \quad (3.11)$$

qui est identique pour tous les événements simultanés à un angle donné.

Une fois ces opérations effectuées, on génère, à partir des données brutes, des données homogénéisées en appliquant les transformations (3.10) et (3.11). En pratique, pour chaque piste, on crée un ntuple à deux variables de manière à

conserver l'information événement par événement afin de pouvoir encore appliquer un facteur de calibration de l'énergie ($\epsilon_x/\epsilon_\alpha$) différent selon la région dans laquelle se trouve l'événement.

Pour l'expérience I, nous n'avons pas analysé les spectres des protons et nous avons supposé le rapport $\epsilon_{\text{Fluor}}/\epsilon_\alpha$ égal à 1. Pour l'expérience II, en revanche, une analyse des spectres des protons était requise et impliquait une évaluation du facteur $\epsilon_p/\epsilon_\alpha$. Dans ce but, nous avons tiré profit de la disponibilité d'un faisceau stable de ^{18}O en marge du faisceau de ^{18}F . En envoyant ce faisceau sur une cible de CD_2 , on peut détecter dans LEDA, non seulement les deutons de recul, mais aussi les protons de recul provenant de la diffusion sur l'hydrogène résiduel de la cible ainsi que les protons issus de la réaction $\text{D}(^{18}\text{O},\text{p})^{19}\text{O}$. La Figure 3.10 représente les niveaux d'énergie accessibles au ^{19}O lors de cette réaction. Ceux-ci déterminent les énergies des protons émis.

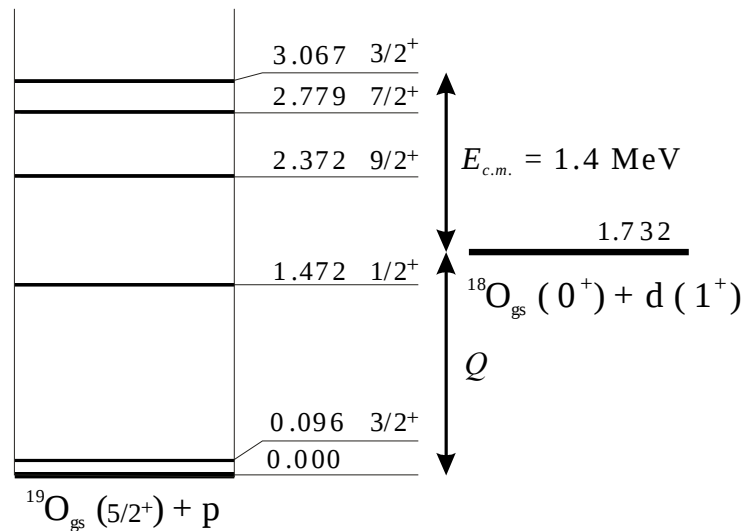


Figure 3.10 : Niveaux d'énergie de ^{19}O accessibles lors de la réaction $\text{D}(^{18}\text{O},\text{p})^{19}\text{O}$ à 14 MeV. Seuls les niveaux 1/2⁺ et 3/2⁺ peuvent être formés avec un moment cinétique orbital $l=0$.

Dans la gamme angulaire couverte par le détecteur, les protons émis lors de la décroissance vers l'état 1/2⁺(3/2⁺) ont une énergie comprise entre 3,5 et 4,1 MeV (5,5 et 6,1 MeV). Le groupe de haute énergie n'offre pas suffisamment de statistique pour pouvoir être utilisé. Par ailleurs, la longueur d'arrêt des protons de 6 MeV dans le silicium est de 300 μm , ce qui est égal ou supérieur à l'épaisseur des secteurs utilisés et compromet l'évaluation précise de l'énergie déposée. Nous n'avons donc utilisé que les protons du premier groupe. Afin de repérer la position des flancs de haute et basse énergie, correspondant respectivement aux réactions ayant lieu à l'entrée et à la sortie de la cible, nous avons ajusté chaque pic par une fonction purement phénoménologique à cinq paramètres de type :

$$f(e_1, e_2, d_1, d_2, n) = \frac{n}{(1 + e^{-(x-e_1)/d_1}) \cdot (1 + e^{(x-e_2)/d_2})} \quad (3.12)$$

qui rend bien compte de la forme du pic lorsque la cible est mince. Les paramètres e_1 et e_2 correspondent aux positions des flancs du spectre ; d_1 et d_2 représentent les dispersions des flancs et n est un facteur de normalisation. L'ajustement n'a pas pu être réalisé pour les pistes situées à l'angle minimum en raison du bruit de fond important lié à l'intensité du faisceau. Pour chacune des autres pistes retenues d'après les critères précédents, nous avons enregistré les trois positions des flancs de haute énergie des pics, soient $e_{(p,p)}$, $e_{(d,p)}$ et $e_{(d,d)}$.

Un programme de cinématique amélioré pour tenir compte des pertes d'énergie permet de reconstituer la position des pics en fonction de cinq paramètres qui sont R et θ , les coordonnées polaires de la position du centroïde du faisceau par rapport au centre de la cible, $\varepsilon_\alpha/\varepsilon_p$, $\varepsilon_\alpha/\varepsilon_d$ et $Q-E_x$ la différence de masse entre le système $^{18}\text{O}+d-p$ et l'état excité du ^{19}O . L'énergie du faisceau est considérée connue, ainsi que l'épaisseur de la cible. A posteriori, on a vérifié que la valeur nominale de celle-ci était bien compatible avec la différence e_2-e_1 aux différents angles, en utilisant les tables de pertes d'énergie de TRIM96^[Zig96]. Le meilleur ajustement global est obtenu pour les valeurs reprises dans le Tableau 3.5.

La valeur de $\varepsilon_\alpha/\varepsilon_p$ obtenue est parfaitement compatible avec le résultat de Lennard et al.^[Len86]. C'est un paramètre crucial pour l'analyse et l'ajustement des spectres des protons issus de la diffusion élastique.

Tableau 3.5 : Paramètres issus de l'ajustement de la position des pics protons et deutons issus des réactions $H(^{18}\text{O},p)$, $^2H(^{18}\text{O},p)$ et $^2H(^{18}\text{O},d)$.

Paramètre	Valeurs optimales		Valeurs nominales	
R	1,6	$\pm 0,2$	mm	—
θ	4,49	$\pm 0,08$	rad	—
$Q-E_r$	271	± 6	keV	260 ± 5 KeV
$\varepsilon_\alpha/\varepsilon_p$	0,987	$\pm 0,001$		0,986 $\pm 0,001$
$\varepsilon_\alpha/\varepsilon_d$	0,992	$\pm 0,001$		—

3.4.2. Définition des régions d'intérêt

Une fois les gains et les références en temps homogénéisés, on peut définir différentes régions dans les spectres biparamétriques qui correspondent aux différents types de particules détectées. On vérifie que ces régions sont bien identiques pour toutes les pistes situées au même angle. Dans certains cas, en particulier pour les régions contenant les particules α pour l'expérience I, le nombre total d'événements d'un type dans une piste n'est pas suffisant pour

permettre l'identification de la région qui y correspond et il est nécessaire de sommer tous les spectres au même angle. Par la suite cependant, chaque spectre est construit séparément et l'ensemble est sommé en tenant compte des effets de discrétisation décrits dans la section suivante. On utilise également le pic des particules issues de la diffusion élastique comme repère lors de la définition des régions d'intérêt. Ces régions d'intérêt sont représentées sur la Figure 3.6.

3.4.3. Somme de spectres et effets de discrétisation

Il est important de remarquer que les spectres issus de deux pistes différentes situées au même angle, bien que contenant la même information physique, ne peuvent pas être additionnés sans précaution. En effet, la différence d'énergie entre deux canaux dépend du gain. C'est pourquoi les données brutes ne peuvent être projetées que dans des histogrammes dont les bornes et le nombre de canaux dépendent du gain associé à chaque piste. Pour préserver la forme exacte de la distribution, on ne peut utiliser que des histogrammes dont la largeur des intervalles est un multiple entier de la différence d'énergie entre deux valeurs discrètes de l'ADC. La Figure 3.11 représente un exemple de ce qui se passe lorsque l'on ne respecte pas cette règle. Une solution simple à ce problème consiste à reconstituer une distribution approximativement continue en attribuant à chacune des entrées de l'histogramme une donnée tirée aléatoirement dans

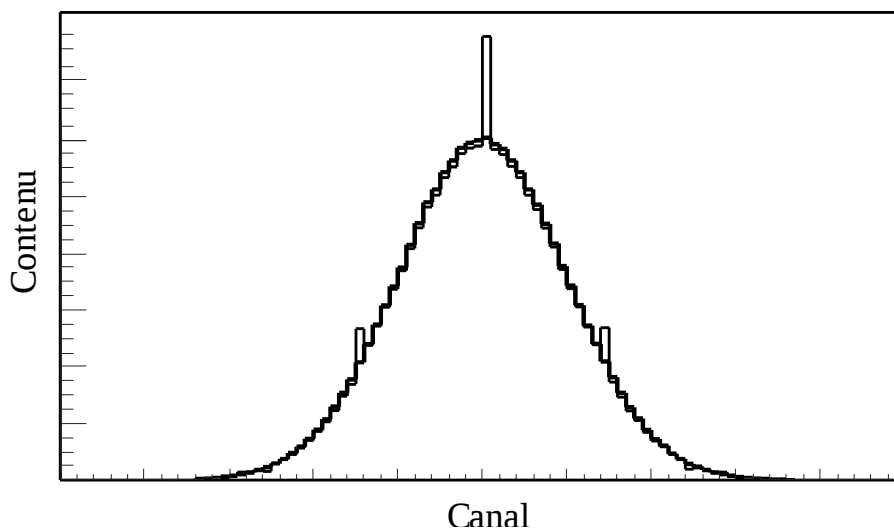


Figure 3.11 : Illustration de l'effet de la projection de spectres provenant de détecteurs ayant des gains légèrement différents dans un histogramme unique. Les deux histogrammes représentent la somme de trois distributions gaussiennes discrétisées, en tenant compte (trait épais) ou en ne tenant pas compte de la discrétisation (trait fin).

l'intervalle de l'histogramme qui la contient. Pour gagner du temps, nous avons cependant utilisé une autre procédure²³ qui consiste à projeter les histogramme en répartissant les contenus au prorata des proportions de recouvrement des intervalles (Figure 3.12). En notant X_n le contenu du canal n de l'histogramme X , on applique l'identification

$$G_j \rightarrow G_j + \sum_i H_i \cdot \frac{w_{ij}}{w_i}$$

Une telle procédure préserve la forme de la distribution à condition qu'elle ne varie pas rapidement d'un intervalle à l'autre. Les variations rapides sont atténuées et les fluctuations statistiques ne sont pas respectées.

La procédure est simplifiée pour les spectres temporels car les TDC choisis ont une échelle interne qui garantit 1 ns par canal. Il suffit de faire en sorte que, après l'homogénéisation des références en temps, les valeurs centrales des intervalles des histogrammes utilisés coïncident avec les valeurs discrètes des données homogénéisées. A défaut, le décalage en temps d'un spectre à l'autre peut atteindre 1 ns. Comme nous ne réalisons pas d'analyse de la forme des spectres en temps, l'effet de ce décalage est marginal. En tenir compte nous a permis de minimiser la largeur en temps des régions d'intérêt des spectres biparamétriques.

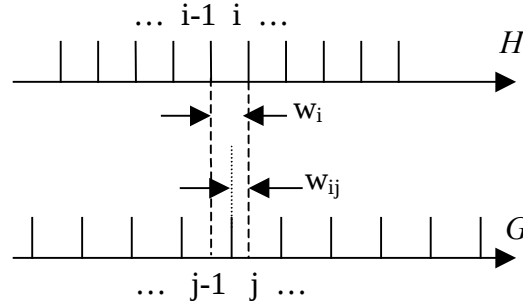


Figure 3.12 : Représentation schématique de la procédure de somme d'histogramme ayant des largeurs d'intervalle différentes. Le contenu du canal j de l'histogramme G est incrémenté de la somme sur i du contenu du canal i de H pondéré par le facteur w_{ij}/w_i .

3.4.4. Simulation de la cible épaisse

Afin de mieux comprendre et de pouvoir reconstituer la forme des spectres en énergie des produits d'une réaction quelconque issus d'une cible épaisse, nous avons développé un ensemble de routines en C++ utilisant notamment les classes du code ROOT^[cern]. Ces routines ont été utilisées pour ajuster des spectres simulés

²³ développée antérieurement dans le cadre du changement de variable non linéaire d'histogrammes représentant des distributions de probabilité continue.

aux spectres expérimentaux des protons de recul de l'expérience II (section 3.4.6). Le schéma de base suivi pour générer les spectres se déroule en deux étapes.

La première étape consiste à simuler la distribution en énergie du faisceau tout au long de la cible. La cible épaisse est divisée en N_s tranches minces d'épaisseurs égales. On construit un vecteur de N_s histogrammes contenant chacun la distribution en énergie du faisceau au centre d'une tranche. Ces histogrammes sont remplis à partir de la distribution en énergie initiale du faisceau de la manière schématisée par la Figure 3.13. Pour chaque canal de l'histogramme de départ, on calcule, à partir des tables de parcours d'arrêt^[Zie96], la perte d'énergie dans l'épaisseur de cible parcourue pour parvenir au centre de la tranche considérée. Le contenu du canal initial est alors réparti suivant une gaussienne centrée autour de l'énergie obtenue avec une dispersion donnée par la formule de Bohr (2.9)²⁴. Le contenu des canaux de l'histogramme cible est calculé en sommant les contributions de toutes ces gaussiennes qui se superposent.

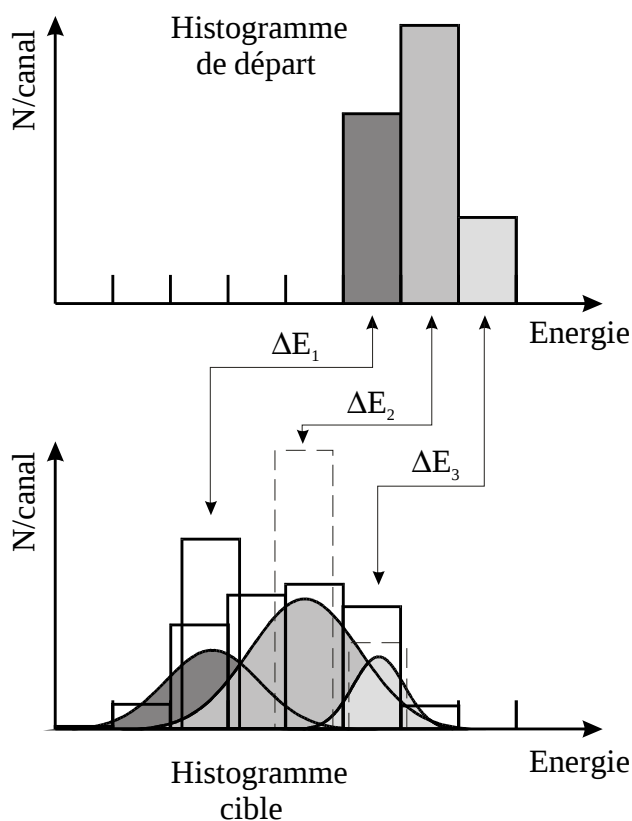


Figure 3.13: Illustration de l'algorithme utilisé pour transformer une distribution en énergie initiale en une distribution après la traversée d'une épaisseur de cible donnée.

²⁴ Pour éviter d'obtenir un histogramme en dents de scie, on limite la valeur minimale de la dispersion à la largeur en énergie des canaux de l'histogramme cible.

La seconde étape est la construction du spectre des produits à partir de la section efficace de la réaction en tenant compte des contributions individuelles des tranches traitées comme des cibles minces. Le changement de variable (A.7) permet de transformer la distribution de l'énergie du faisceau (LAB) en distribution de l'énergie de la collision (c.m.)²⁵. L'algorithme du changement de variable consiste à appliquer la transformation à chacune des bornes des canaux de l'histogramme de départ pour définir un histogramme à taille de canaux variable dans lequel on transfère les contenus canal par canal, avant de le projeter dans l'histogramme cible dont la taille des canaux est fixe. La méthode de projection est similaire à celle décrite dans la section 3.4.3 pour la somme des spectres. Pour obtenir le spectre des produits émis entre $\theta_L - d\theta_L/2$ et $\theta_L + d\theta_L/2$ on multiplie le contenu des canaux par la valeur de la section efficace différentielle évaluée au centre des canaux, en tenant compte de la variation de l'angle dans le repère c.m. avec l'énergie de la collision, $\theta = \theta(E, \theta_L)$. On multiplie ensuite, canal par canal, les contenus par l'angle solide dans le repère c.m. qui est aussi fonction de l'énergie de collision donné par

$$2\pi [\cos(\theta(E, \theta_L - d\theta_L/2)) - \cos(\theta(E, \theta_L + d\theta_L/2))] \quad (3.13)$$

Le facteur de normalisation restant peut être appliqué globalement en fin de procédure. Il s'agit du produit de l'intensité du faisceau par le nombre de particules cibles par cm^2 dans la tranche et de la fraction de l'angle azimutal couvert par le détecteur.

L'opération suivante est un nouveau changement de variable vers l'énergie de l'éjectile dont il faut encore soustraire la perte d'énergie dans l'épaisseur de cible restant à parcourir et dans la couche morte du détecteur. Pour ce faire, on utilise la même routine qui a permis le calcul de la distribution en énergie du faisceau. Le spectre des éjectiles dans un détecteur couvrant un intervalle en angle polaire $[\theta_L, \theta_L + \Delta\theta_L]$ s'obtient en sommant les contributions de toutes les tranches pour tous les angles considérés compris dans l'intervalle ($\Delta\theta_L/d\theta_L$ au total), comme illustré par la Figure 3.14. Ce spectre est alors convolué par la fonction de réponse du détecteur, approximée par une gaussienne. Plus exactement, comme le spectre expérimental est une somme de spectres dans des détecteurs de résolutions différentes (Figure 3.9), on convolue le spectre primaire autant de fois qu'il y a de détecteurs impliqués, en sommant les résultats.

La diffusion multiple et l'ouverture angulaire du faisceau ne sont pas prises en compte dans ce schéma. Il est possible d'en reproduire l'effet principal par une convolution du spectre final par une gaussienne dont la dispersion varie avec l'angle^[Cos97]. C'est la méthode que nous avons adoptée.

²⁵ Aux énergies qui nous occupent, la non-linéarité de ce changement de variable est très faible. Le développement de l'algorithme décrit se justifie surtout par la suite.

Au bout du compte, la construction d'un spectre d'une centaine de canaux à partir d'un histogramme de distribution en énergie du faisceau de 80 canaux, en divisant la cible en 50 tranches et avec $d\theta_L = 0,25^\circ$, prend environ 4 secondes de CPU d'une machine EV6 ALPHA 500 MHz. Ce temps est suffisamment court pour permettre une procédure d'ajustement à plusieurs paramètres en un temps raisonnable.

Trois catégories de paramètres interviennent dans la simulation. Dans la suite, nous appellerons « paramètres physiques » les paramètres que l'on veut mesurer et qu'il est donc justifié d'ajuster pour reproduire au mieux les spectres expérimentaux. Il s'agit, par exemple, des énergies et des largeurs de résonances, ou de l'intensité du faisceau. Nous appellerons « paramètres expérimentaux » les paramètres qui sont nominalelement connus mais dont la valeur exacte influence la forme des spectres simulés. Les incertitudes sur ces paramètres introduisent des erreurs systématiques sur les résultats qu'il est important de pouvoir évaluer. La liste de ces paramètres est très longue. Parmi les plus importants, citons l'épaisseur de la cible, l'énergie du faisceau, la dispersion en énergie du faisceau, les différents pouvoirs d'arrêt de la cible pour les particules qui la traversent et les gains des amplificateurs. Enfin, les « paramètres numériques » sont ceux dont la portée ne dépasse pas le cadre de la méthode numérique et de la discrétisation. Il s'agit, par exemple, du nombre de tranches considérées, du nombre de canaux des histogrammes simulés ou de la largeur $d\theta_L$ des intervalles angulaires utilisés. Le résultat final doit être stable vis à vis de ces paramètres.

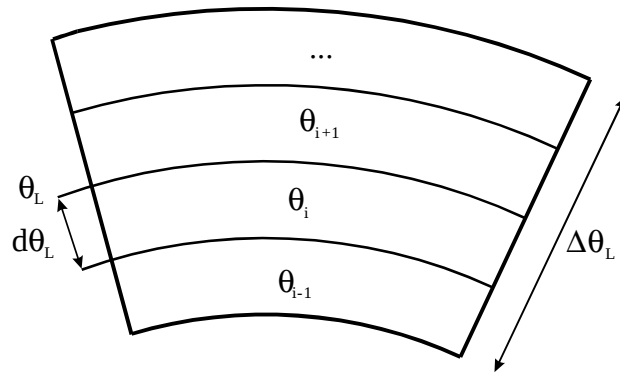


Figure 3.14 : Illustration de la division d'une piste du détecteur LEDA en plusieurs bandes. Le spectre simulé est une superposition des spectres obtenus aux angles θ_i .

3.4.5. Analyse des spectres des particules α

Le programme de simulation présenté ci-dessus permet de comparer les spectres obtenus à chaque angle dans le détecteur LEDA aux spectres reconstitués à

partir des paramètres de la section efficace et des processus de perte d'énergie et de straggling dans la cible.

a. EXPÉRIENCE I

La comparaison directe des spectres expérimentaux aux spectres simulés n'est pas pertinente pour l'analyse des spectres α de l'expérience I. En effet, le nombre total de particules α détectées à un angle donné est très faible et ne permet aucune comparaison significative. Afin de rassembler l'ensemble des données dans un spectre unique, nous avons construit un spectre α en fonction de l'énergie de la collision dans le repère c.m. Cette opération ne peut être effectuée sans approximation car, en raison du straggling en énergie du faisceau et des particules α , il n'y a pas de relation univoque entre l'énergie mesurée de la particule α et la position de la collision dans la cible, ni entre la position de la collision et l'énergie de la collision. Dans un premier temps, nous avons négligé cet effet. Plus exactement, nous avons utilisé l'énergie de collision la plus probable pour chaque particule α détectée.

Pour une vingtaine de positions dans la cible, nous avons calculé, d'une part, l'énergie nominale du faisceau après la traversée du dégradeur et d'une partie de la cible, ainsi que, d'autre part, l'énergie des particules α émises aux différents angles, lors d'une collision à cette énergie, et leur énergie résiduelle après la traversée de l'épaisseur de cible restante et de la couche morte du détecteur. Les pertes d'énergie ont été calculées en utilisant les tables de parcours d'arrêt de [Nor71]. Le graphe de l'énergie des particules α dans le détecteur en fonction de l'énergie de la collision montre une relation quasi linéaire dépendant légèrement de l'angle de détection. Une simple interpolation est effectuée pour trouver l'énergie de collision correspondant à chacun des 47 coups enregistrés dans la région d'intérêt définie pour les particules α . Une partie de ces coups proviennent du bruit de fond dans le détecteur. On projette alors les événements dans un histogramme ayant l'énergie de la collision comme abscisse. La largeur des canaux de l'histogramme est choisie égale à 7,5 keV, soit 135 keV dans le repère LAB. Cette largeur correspond à l'élargissement attendu du spectre en raison de la résolution des détecteurs, de l'élargissement cinématique dû à l'ouverture angulaire du détecteur et surtout du straggling du faisceau dans le dégradeur et dans la cible. La Figure 3.15 présente le spectre obtenu. La partie grisée représente la contribution du bruit de fond.

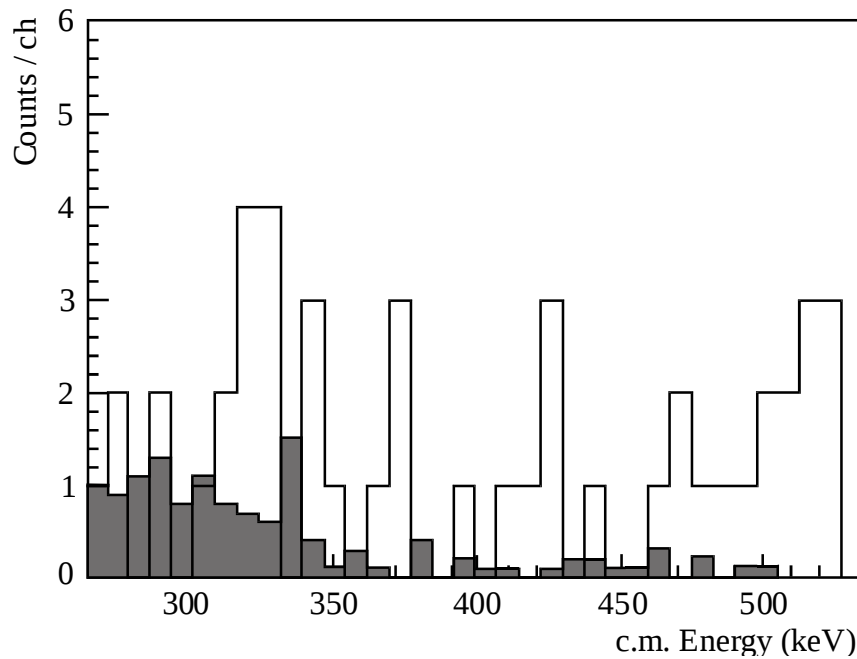


Figure 3.15 : Spectre des particules α reconstitué en fonction de l'énergie de la collision dans le repère c.m. La partie grisée représente le bruit de fond attendu dans le détecteur.

Le bruit de fond dans le détecteur est mesuré en l'absence de faisceau pendant une durée légèrement supérieure à la durée de l'exposition de la cible au faisceau. Aucune différence significative du taux de bruit de fond par unité de surface entre les pistes n'a été constatée. Le nombre total de coups de bruit de fond dans la fenêtre en énergie considérée est rapporté à la durée de la mesure et réduit d'un facteur 10 représentant le rapport de la largeur en temps de la région d'intérêt pour les particules α sur la période T_{HF} . Un total de 13 coups est obtenu essentiellement concentrés en-dessous de 7 MeV. Ces 13 coups sont alors ventilés dans les différents angles au prorata de la surface couverte par les détecteurs, et la transformation vers l'énergie de la collision leur est appliquée. Une étude indépendante du bruit de fond dans un détecteur PIPS a montré qu'une partie de celui-ci pourrait provenir du support en aluminium sur lequel sont montés les secteurs de Leda et de la chambre elle-même. Une isolation de la face arrière des secteurs est à envisager si une telle mesure à faible taux de détection doit être répétée à l'avenir. Par ailleurs, le bruit de fond augmente considérablement en-dessous de 6 MeV.

La présence du dégradeur introduit une incertitude sur l'énergie d'entrée du faisceau dans la cible de CH_2 , qu'il est nécessaire de contrôler. Un bon test de la validité du calcul des pertes d'énergie est fourni par l'étude de la réaction $\text{H}(^{18}\text{O},\alpha)^{15}\text{N}$ induite par le faisceau stable de ^{18}O . L'intensité de ce faisceau permet d'obtenir rapidement un spectre α pour chaque angle. Ces spectres présentent un

flanc à haute énergie fort raide, correspondant à l'entrée du faisceau dans la cible. Les positions de ces flancs peuvent être comparées au calcul présenté ci-dessus. Un bon accord global est obtenu (Figure 3.16), confirmant la validité du calcul des pertes d'énergie et la valeur nominale de l'épaisseur du dégradeur. L'écart moyen entre la mesure et le calcul est de 40 keV dans le repère LAB. Malheureusement, en raison de la diminution rapide de la section efficace, les flancs à basse énergie sont nettement plus diffus et ne peuvent être utilisés de la même manière.

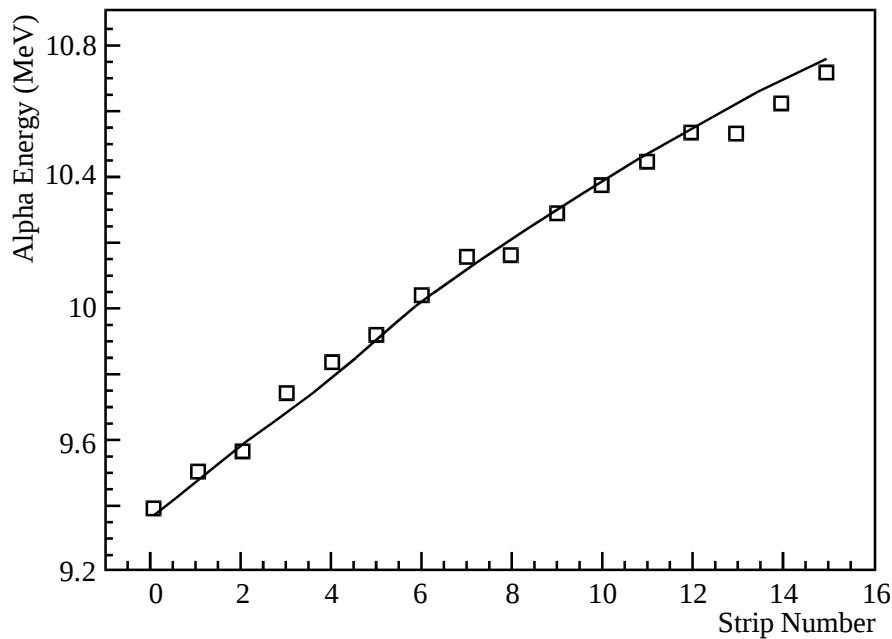


Figure 3.16 : Energie maximum des particules α issues de la réaction $H(^{18}\text{O}, \alpha)^{15}\text{N}$ en fonction du numéro du strip (angles décroissants). Les carrés représentent les données expérimentales et la courbe est calculée à partir des tables de parcours d'arrêt.

Une autre mesure annexe a été effectuée à l'aide du faisceau isobarique de ^{18}O afin de déterminer les paramètres du straggling en énergie du faisceau dans la cible et dans le dégradeur. En observant le pic de la diffusion du faisceau sur une fine feuille d'or placée derrière le dégradeur, et en le comparant au pic obtenu quand la fine feuille d'or est placée en sandwich entre le dégradeur et la cible de CH_2 , il est possible de déterminer, à la fois, l'élargissement causé par le straggling et la perte d'énergie dans la cible. Il est à noter qu'il ne nous est pas possible de distinguer les effets du straggling de ceux causés par l'inhomogénéité de l'épaisseur de la cible. Un paramètre empirique pour le straggling est extrait de ces données sous la forme $\sigma_{str} = f \Delta E^{1/2}$ que nous avons ensuite appliqué aux ions de fluor en le corrigeant par le facteur Z_F/Z_O .

La structure du spectre (Figure 3.15) fait apparaître un léger excès de coups dans la région de la résonance à 331 keV que nous pouvons interpréter comme une

contribution de la résonance. La force de la résonance ne peut être évaluée directement à partir de la simple intégrale du spectre. En effet, lors de la construction de celui-ci, nous n'avons pas tenu compte de la distribution angulaire des particules α issues de la réaction résonante ni des poids différents des événements issus de détecteurs ayant des angles solides différents. Le spectre nous permet seulement de déterminer un intervalle en énergie dans lequel on va considérer que la contribution principale à la réaction (p,α) provient de la résonance à 331 keV. Cet intervalle est transformé en un intervalle en énergie des particules α , différent pour chaque angle. Dans cet intervalle pour l'angle i , le nombre de coups mesuré, N_{ei} , est donné par la somme du bruit de fond et du nombre de particules α issues de la résonance

$$N_{ei} = N_{bgi} + N_{\alpha i} \quad (3.14)$$

où $N_{\alpha i}$ peut s'exprimer en fonction de la section efficace à partir de l'équation (2.1) que l'on transforme en

$$N_{\alpha i} = I \frac{M_1 + M_2}{M_2} \frac{dE}{dx}(E_{J\pi}) n \zeta_i \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \int_{\theta_i}^{\theta_i + \Delta\theta_i} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) 2\pi \sin \theta d\theta dE \quad (3.15)$$

pour faire apparaître l'intensité du faisceau intégrée sur toute la durée de la mesure, I , et la fraction de 2π de l'angle azimutal couvert par le détecteur placé à l'angle i , ζ_i . Ce dernier facteur peut varier fortement d'un angle à l'autre, en raison de la suppression de certaines pistes défectueuses. Le fait que les pistes soient situées à des angles polaires contigus permet de regrouper facilement les coups observés aux différents angles. En négligeant les 100 microns de zone morte entre les pistes, on peut écrire

$$\sum_i \frac{N_{\alpha i}}{\zeta_i} = C \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) 2\pi \sin \theta d\theta dE \quad (3.16)$$

où les facteurs constants ont été regroupés dans la constante C . La valeur de cette intégrale dépend de la distribution angulaire de la section efficace. Or, nous avons démontré dans la section 2.4.1 que, pour la résonance $3/2^-$ à 331 keV qui nous occupe, sous l'hypothèse de l'absence de termes qui modifient le spin de voie, la distribution angulaire de la section efficace suit la fonction $P_0(\cos\theta) + P_2(\cos\theta)$, c'est-à-dire

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \left(\frac{3\cos^2 \theta + 1}{8\pi} \right) \sigma(E) \quad (3.17)$$

En introduisant l'équation (3.17) dans (3.16), et en effectuant l'intégrale angulaire, on obtient une variable proportionnelle à l'intégrale de la section efficace totale

$$\sum_i \frac{N_{\alpha i}}{\zeta_i} = C C'(\theta_{\min}, \theta_{\max}) \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sigma(E) dE \quad (3.18)$$

Le facteur C' correspond à l'intégrale de la partie angulaire de l'équation (3.17) par rapport à l'angle polaire dans le repère c.m. sur l'intervalle $[\theta_{\min}, \theta_{\max}] = [20^\circ, 44^\circ]$. Sa valeur numérique est de 5,78, ce qui signifie que l'ensemble du détecteur LEDA, dans la configuration de l'expérience, ne peut collecter qu'environ 17 % des particules α émises par la résonance. Le même facteur C' évalué pour une distribution isotrope vaudrait 9.

Par hypothèse, la dépendance en énergie de la section efficace totale est celle d'une distribution de Breit-Wigner, donnée par l'équation (1.11). On effectue l'intégrale (3.18) en utilisant l'approximation d'une résonance étroite, justifiée par l'estimation semi-empirique de [Utk98], $\Gamma_{tot} \sim 2,7$ keV. Cette approximation procure finalement la relation

$$\sum_i \frac{N_{\alpha i}}{\zeta_i} = C C' 2\pi^2 \chi_R^2(\omega\gamma)_{J\pi} \quad (3.19)$$

qui permet de déterminer la force de la résonance $\omega\gamma$ à partir du nombre de particules α détectées aux différents angles. En vertu de l'équation (3.14), la somme qui constitue le membre de gauche de (3.19) peut encore s'écrire

$$\sum_i \frac{N_{\alpha i}}{\zeta_i} = \sum_i \frac{N_{ei}}{\zeta_i} - \sum_i \frac{N_{bgi}}{\zeta_i} \quad (3.20)$$

L'erreur statistique sur cette variable est alors approximativement donnée par

$$\delta_{\sum_i \frac{N_{\alpha i}}{\zeta_i}} = \sqrt{\sum_i \frac{N_{ei} + N_{bgi}}{\zeta_i^2}}$$

Les relations (3.19) et (3.20) permettent de calculer la force de la résonance, à condition de pouvoir évaluer la constante C qui fait notamment intervenir l'intégrale de l'intensité du faisceau incident, I . Nous avons utilisé la méthode de normalisation sur les ions ^{18}F issus de la diffusion élastique sur le carbone de la cible et du dégradeur. Le spectre des protons de recul ne peut pas être utilisé car l'énergie des protons est trop faible pour qu'ils puissent être convenablement séparés du bruit de fond de basse énergie induit par les β^+ accompagnant le faisceau. Deux angles ont été choisis ($16,4^\circ$ et $23,2^\circ$), pour lesquels il était possible de séparer facilement les ^{18}F diffusés des ^{12}C de recul. L'écart entre les deux valeurs obtenues pour I est de 7 %, ce qui est supérieur à l'écart statistique attendu (~ 1 %). L'écart restant néanmoins raisonnable, nous avons pris la moyenne des deux résultats qui fournit une intensité de faisceau moyenne de $(4,2 \pm 0,2) 10^5$ $^{18}\text{F s}^{-1}$. Cependant, comme la résonance est étroite, seule la composante du faisceau passant par l'énergie correspondant à l'énergie de la résonance apporte une contribution au taux. En raison du straggling, une partie du faisceau entre dans la cible de CH_2 à une énergie déjà trop basse et une partie encore plus importante

du faisceau la quitte à une énergie trop élevée. En définitive, une correction de 10 % doit être appliquée à l'intensité du faisceau.

Après avoir ainsi déterminé la valeur de la force de la résonance, nous avons voulu vérifier la cohérence de notre analyse et nous avons reconstitué le spectre de la Figure 3.15 avec la valeur de $\omega\gamma$ obtenue. Nous avons donc simulé, suivant les principes développés plus haut, les spectres aux différents angles en considérant une section efficace de Breit-Wigner centrée en 331 keV, avec une largeur totale de 2,7 keV donnée par [Utk98] (voir section 3.2.3). Ensuite, nous avons utilisé la même procédure de projection dans l'histogramme en fonction de l'énergie de la collision que celle appliquée aux données issues de l'expérience. La comparaison avec le spectre expérimental est excellente. Elle indique que l'élargissement du spectre dû au straggling est bien reproduit. L'accord semble légèrement amélioré si l'on considère que la résonance est placée à 329 keV. Le résultat de la simulation est représenté par la Figure 3.17. La partie à haute énergie du spectre simulé est obtenue en considérant la queue de la résonance à 7,066 keV ($E_{c.m.}=655$ keV) avec la moyenne des paramètres mesurés par [Cos95] et [Utk98].

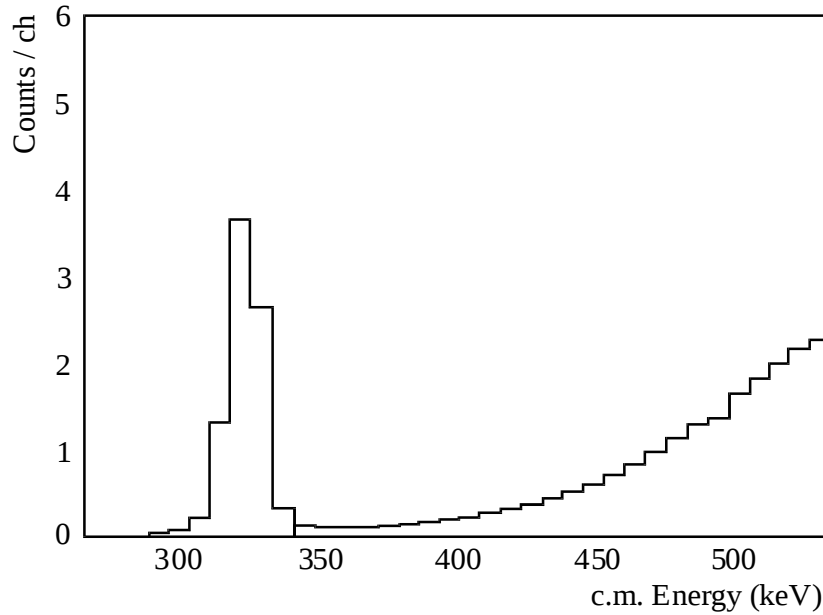


Figure 3.17 : Spectre des particules α , en fonction de l'énergie de la collision, simulé en considérant la contribution de la queue de la résonance à 655 keV et une résonance $3/2^-$ à 329 keV, de largeur totale $\Gamma_{tot} = 2,7$ keV et de force $\omega\gamma = 4,3$ eV.

La résonance à 655 keV, dont la largeur est probablement supérieure à 30 keV, peut être considérée comme une résonance large, $\Gamma_{tot}/E_{j\pi} \sim 0,05$. Sa queue à basse énergie est susceptible de s'étendre jusque dans l'intervalle en énergie couvert par

l'expérience I. Nous avons calculé sa contribution en suivant exactement la même procédure que ci-dessus, avec une section efficace différentielle isotrope de la forme (2.33) et des expressions approchées de (2.28) et (2.35) pour décrire la variation en énergie des largeurs partielles. L'effet du straggling sur cette zone fortement décentrée du spectre est particulièrement important. Une grande partie du faisceau pénètre dans la cible avec une énergie inférieure à celle qui est susceptible d'apporter une contribution maximale.

Afin de faire apparaître plus clairement la contribution de la résonance, la Figure 3.18 présente le spectre brut dont on a soustrait la distribution du bruit de fond mesuré et la contribution simulée de la queue de la résonance supérieure. Aucune structure particulière n'est observée autour des énergies répertoriées pour les deux autres résonances contenues dans cet intervalle, à 287 keV et 450 keV. Une valeur limite supérieure peut être déduite pour les forces de ces résonances.

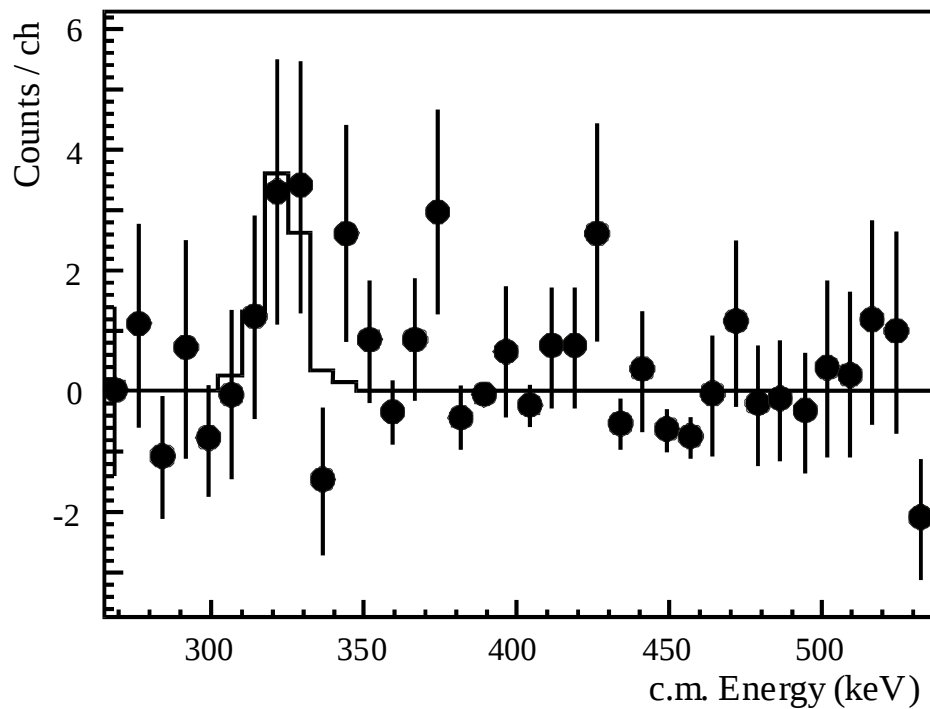


Figure 3.18 : Spectre des particules α issues de la résonance à 331 keV reconstitué en fonction de l'énergie de la collision dans le repère c.m. Les points représentent la différence entre les deux histogrammes de la Figure 3.15 dont on a encore soustrait la contribution de la queue de la résonance à 655 keV. La ligne continue représente la contribution simulée d'une résonance à 329 keV d'une largeur égale à 2,7 keV d'une force égale 4,3 eV.

Deux canaux particuliers, à 375 keV et 425 keV, présentent un excès de coups. De telles structures ne peuvent pas être interprétées comme des contributions de résonances étroites car, en raison de la très large distribution en énergie du

faisceau causée par le straggling, la largeur observée ne peut pas être inférieure à 7,5 keV. De fait, la largeur observée du pic attribué à la résonance à 331 keV est bien supérieure à sa largeur intrinsèque présumée^[Utk98] de 2,7 keV, qui est la valeur introduite dans la simulation. Nous avons donc considéré que ces déviations ne sont pas significatives.

b. EXPÉRIENCE II

Les spectres α de l'expérience II peuvent être étudiés individuellement, angle par angle. Dans le but de faire apparaître plus clairement la structure attendue, les canaux des histogrammes dans lesquels sont projetés les spectres issus des pistes situées au même angle sont regroupés, huit par huit. La largeur exacte des canaux dépend de l'angle ; elle est d'approximativement 35 keV dans le repère LAB. La Figure 3.19 présente plusieurs spectres α typiques. Ces spectres mettent nettement en évidence la présence d'une résonance. En outre, ils vont nous permettre d'obtenir directement une information sur la position et la largeur de la résonance. Après normalisation, ils fourniront une mesure de la force de la résonance.

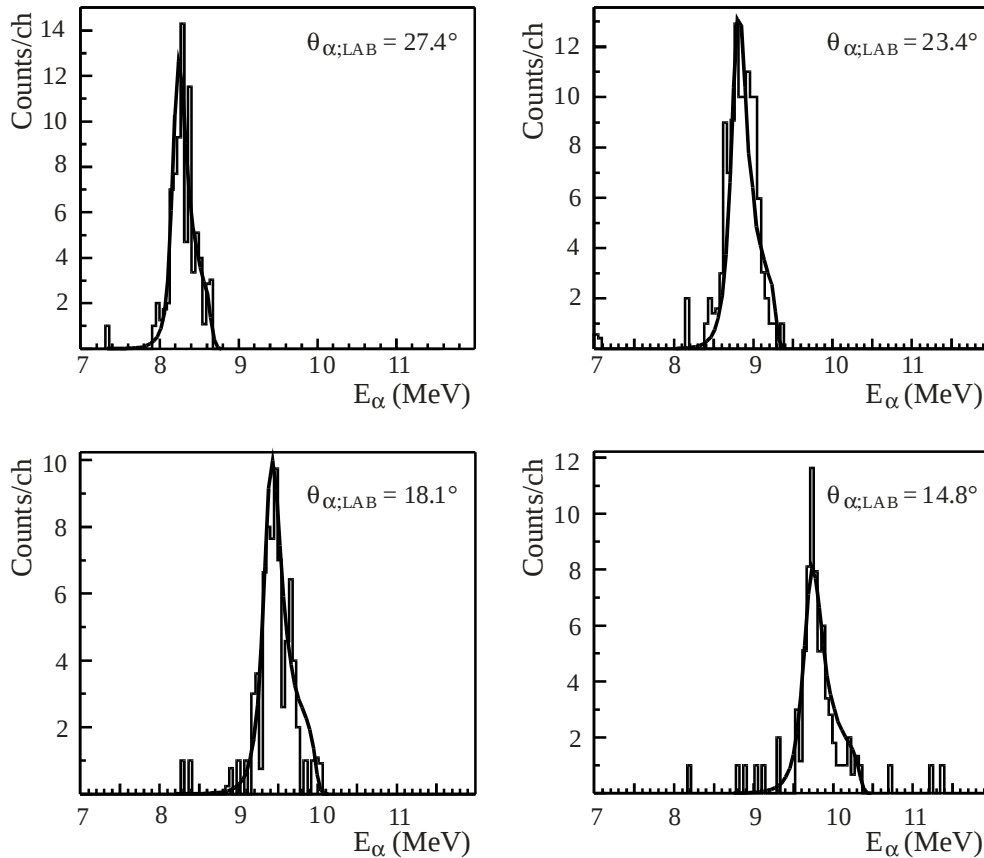


Figure 3.19 : Spectres typiques des particules α issues de la réaction $\text{H}(^{18}\text{F},\alpha)$ entre 9,3 et 13,9 MeV (Exp. II). La courbe en trait plein représente le résultat de la simulation utilisant les paramètres de la résonance du Tableau 4.3.

Energie de la résonance

La position des centroïdes des spectres permet d'obtenir l'énergie de la résonance. Quatre sources d'erreur systématique peuvent dégrader la précision de cette mesure. Les plus importantes proviennent des incertitudes sur les pertes d'énergie du faisceau et des particules α dans la cible ainsi que sur l'épaisseur de la cible elle-même.

L'incertitude sur le pouvoir d'arrêt de la cible pour les particules α est assez faible. Pour l'épaisseur traversée, une erreur de quelques pourcents sur le pouvoir d'arrêt affecte peu l'énergie absolue des particules α après la cible. En revanche, une erreur sur la perte d'énergie du faisceau introduit un déplacement de la profondeur nominale à laquelle le faisceau atteint l'énergie de la résonance et modifie considérablement l'épaisseur de la cible restant à traverser par les particules α , ce qui introduit un déplacement du pic de quelques keV.

Dans le but de réduire les incertitudes sur la perte d'énergie du faisceau dans la cible, nous avons participé à une campagne de mesures de pertes d'énergie des ions légers de faible énergie dans différents milieux, dont le CH₂. L'ensemble des mesures à 1 MeV par nucléon sont déjà terminées^[Ang00]. Elles ont permis de mettre en évidence une sous-estimation d'environ 10 % de la perte d'énergie du fluor dans le CH₂ par les tables de Ziegler^[Zie96]. Nous avons appliqué ce facteur tel quel pour toute la gamme d'énergie couverte dans la cible, soit 0,520–0,770 MeV/A. Nous avons estimé à 10 % l'incertitude sur la perte d'énergie du faisceau dans la cible. Les tables de perte d'énergie pour les particules α sont réputées nettement plus fiables, en raison, notamment, de l'abondance de données expérimentales. En revanche, l'épaisseur de la cible leur restant à parcourir dépend de l'épaisseur absolue de la cible qui est déterminée par pesée. La légèreté de la cible affecte la précision de cette mesure. En outre, l'épaisseur de la couche morte du détecteur ne peut pas être déterminée avec grande précision. Nous avons estimé à 10 % l'incertitude sur la perte d'énergie des particules α .

L'incertitude sur l'énergie nominale du faisceau influence également la détermination de l'énergie de la résonance. L'écart entre l'énergie nominale et l'énergie réelle du faisceau peut être de l'ordre d'une centaine de keV. De fait, comme il est décrit dans la section suivante, nous avons constaté, à partir de l'analyse des spectres protons, qu'une énergie du faisceau de 13,9 MeV permet de mieux rendre compte de la forme des spectres des protons. Une telle différence modifie également la profondeur nominale à laquelle le faisceau atteint l'énergie de la résonance et donc l'énergie mesurée des particules α . Nous avons utilisé cette valeur de l'énergie du faisceau avec une incertitude de 100 keV.

Enfin, la calibration des détecteurs influence encore la valeur de l'énergie absolue de la résonance. Les particules α détectées se trouvent dans une région

assez éloignée des énergies utilisées pour la calibration. La non-linéarité de l'échelle est cependant contrôlée grâce au générateur d'impulsions (section 3.4.1). Par ailleurs, nous ne pouvons pas exclure d'éventuelles dérives du gain et de l'offset. Les effets de la dérive des gains et des offsets se répercutent principalement sur la résolution des spectres issus de la somme de plusieurs spectres mesurés par des détecteurs connectés à des lignes électroniques indépendantes. La température ambiante peut, cependant, induire une dérive globale de tous les gains simultanément et introduire ainsi un décalage net de l'échelle en énergie. Nous avons considéré une incertitude de 0,1 % sur le gain et une incertitude supplémentaire de 1 canal de l'ADC pour tenir compte des dérives de l'offset.

Enfin, si l'on considère la variation des largeurs partielles avec l'énergie, la forme du pic n'est pas symétrique et la position du centroïde ne donne pas la position du maximum. Cette erreur systématique est la moins gênante des quatre car elle peut être corrigée a posteriori en utilisant la forme de la résonance déterminé par sa largeur.

Largeur de la résonance

La largeur des spectres α rend compte de la largeur totale de la résonance. Elle est estimée sur la base de l'écart quadratique moyen (EQM) par rapport au centroïde défini par

$$EQM = \sum_j N_{ej} (E_j - \bar{E})^2 / \sum_j N_{ej} \quad (3.21)$$

L'effet combiné de la distribution en énergie du faisceau et du straggling est estimé à l'aide du programme décrit plus haut. En considérant que la distribution en énergie du faisceau a une largeur totale à mi-hauteur de 150 keV, et en utilisant la formule de Bohr pour déterminer le straggling en énergie, l' EQM attendu des spectres issus d'une résonance infiniment mince serait compris entre 26 keV et 36 keV, selon l'angle du détecteur. Les EQM observés varient entre 140 keV et 215 keV. La largeur de la résonance apporte donc la contribution dominante à l' EQM des spectres.

Les spectres individuels fournissent des valeurs statistiquement indépendantes de la largeur de la résonance. Pour chaque spectre, nous avons recherché la valeur de la largeur de la résonance à introduire dans le programme de simulation pour reproduire la même valeur de l' EQM , en utilisant l'énergie de la résonance issue de la procédure décrite ci-dessus. Toutes les valeurs sont donc soumises aux mêmes sources d'erreur systématique. Ni la distribution en énergie du faisceau, ni le straggling des particules α ne sont mesurés. Ces paramètres méconnus introduisent une incertitude sur la mesure de la largeur de la résonance. Une borne maximale

d'erreur est obtenue en appliquant la même procédure avec des valeurs extrêmes pour le straggling et la distribution en énergie du faisceau.

Il faut remarquer que la distribution en énergie de la résonance ne dépend, en bonne approximation, que de l'énergie et de la largeur de la résonance, et pas du rapport Γ_p/Γ_α . Ceci nous permet de déterminer $E_{J\pi}$ et Γ_{tot} uniquement à partir des spectres α . La procédure est itérative car le facteur correctif à appliquer au centroïde de la distribution pour obtenir $E_{J\pi}$ dépend de la largeur Γ_{tot} alors même que la transformation de l'*EQM* en largeur Γ_{tot} dépend de l'énergie de la résonance. La convergence est néanmoins très rapide. En fait, en partant de l'estimation de la largeur donnée par les mesures précédentes, les valeurs de $E_{J\pi}$ et Γ_{tot} sont déjà stabilisées après quelques itérations.

Force de la résonance

Moyennant une normalisation, les contenus des spectres α peuvent être utilisés pour déterminer la force de la résonance. Le taux de production de particules α à l'angle i est défini comme le rapport du nombre de particules α détectées au nombre total d'ions ^{18}F incidents sur la cible

$$Y_i = \frac{N_{\alpha i}}{I} \quad (3.22)$$

Ce nombre est extrapolé à l'ensemble de l'angle solide pour donner le taux de production total de la résonance. Soulignons encore que cette extrapolation dépend de la distribution angulaire des particules α issues de la résonance. Toutes les études antérieures de ce niveau, passées en revue dans la section 3.2.2, s'accordent sur le fait qu'il est atteint via un moment cinétique orbital $l = 0$. Par ailleurs, notre analyse des spectres des protons aboutit à la même conclusion. Cela implique une distribution isotrope dans le repère c.m. L'extrapolation du taux s'effectue alors simplement en corrigeant Y_i par l'angle solide des pistes situées à l'angle i

$$Y_{Ti} = \frac{2}{\zeta_i (\cos \theta_{i \min} - \cos \theta_{i \max})} Y_i \quad (3.23)$$

On obtient ainsi autant de mesures statistiquement indépendantes du taux de production total qu'il y a d'angles considérés. Ce taux de production total est proportionnel à l'intégrale de la section efficace résonante, et donc à la force de la résonance.

Dans l'approximation d'une résonance étroite ($E_{J\pi} \gg \Gamma_{tot}$), la force de la résonance est égale au produit $\omega\gamma$ et se déduit du taux de production à l'aide de la relation

$$(\omega\gamma)_{J\pi} \approx \frac{M_2}{M_1 + M_2} Y_T \cdot \frac{dE}{dx}(E_{J\pi}) (2\pi^2 \lambda_R^2 f_c)^{-1} \quad (3.24)$$

avec

$$f_c = \pi^{-1} \left[\arctan\left(\frac{E_{in} - E_{J\pi}}{\Gamma_{tot}/2}\right) - \arctan\left(\frac{E_{out} - E_{J\pi}}{\Gamma_{tot}/2}\right) \right] \quad (3.25)$$

où E_{in} et E_{out} sont les bornes de l'intervalle en énergie de collision couvert par le faisceau dans sa traversée de la cible. Le facteur correctif f_c dépend des paramètres de la résonance $E_{J\pi}$ et Γ_{tot} qui sont déterminés plus haut, mais aussi de E_{in} et E_{out} qui ne peuvent pas être obtenus à partir des spectres α . Par ailleurs, il est calculé en considérant une forme de résonance purement lorentzienne, ce qui n'est pas rigoureusement notre cas.

Dans le cas d'une résonance large, la force de la résonance, définie par la relation (1.14) est encore proportionnelle, mais plus nécessairement égale, au produit $\omega\gamma = \omega \Gamma_p (\Gamma_{tot} - \Gamma_p) / \Gamma_{tot}$. Le facteur de proportionnalité doit être calculé numériquement, de même que le facteur correctif f_c . Après avoir fixé $E_{J\pi}$ et Γ_{tot} , on peut utiliser le programme de simulation pour trouver, pour chaque angle, le coefficient de proportionnalité entre le produit $\omega\gamma$ introduit dans la simulation et le nombre de coups obtenus dans le spectre simulé. Le produit $\omega\gamma$ est déterminé par le seul paramètre restant libre, Γ_p . Cette méthode présente l'avantage de tenir compte des effets du straggling en énergie du faisceau. La valeur du produit $\omega\gamma$ ainsi obtenue est indépendante du facteur ω isolément, et donc du spin supposé de la résonance, mais elle ne prend pas en considération la contrainte imposée par l'équation (3.6), $\omega\gamma \leq \omega \Gamma_{tot} / 4$.

La valeur de l'intégrale du courant, I , nécessaire à la normalisation, est obtenue à partir de l'analyse des spectres des protons issus de la diffusion élastique. Sans anticiper sur ce qui constitue la section suivante, il est intéressant de noter, dès maintenant, que la valeur de I déduite de ces spectres est peu sensible aux paramètres de la résonance, de sorte que l'on peut considérer que les valeurs de $E_{J\pi}$, Γ_{tot} et $\omega\gamma$ déduites des spectres α sont toutes indépendantes des valeurs tirées des spectres des protons.

La faible statistique enregistrée dans la piste placée à l'angle maximum nous l'a fait rejeter de l'analyse. Le spectre situé à l'angle minimum a également été écarté car il contient une forte proportion de bruit de fond, lié au faisceau mais non corrélé à la période HF. Ce bruit de fond, difficilement mesurable, est interprété comme provenant de diffusions parasites du faisceau en différentes positions le long de la ligne de faisceau et dans la chambre de réaction. La qualité du transport du faisceau souffre, en effet, du fait que les collimateurs situés aux niveaux de l'injection et de l'extraction du cyclotron sont ouverts au maximum dans le but de transmettre la plus grande partie du ^{18}F ionisé.

Le Tableau 3.6 présente un résumé des données concernant les spectres de particules α . Il reprend les positions des centroïdes, les valeurs de l' EQM calculées pour chacun des pics ainsi que le contenu de ceux-ci.

Tableau 3.6 : Résumé des données concernant les spectres des particules α observés aux 14 angles de détections retenus.

Piste	Angle c.m. nominal	ζ_i	$E_c \pm EQM$ (MeV)	Nombre de coups
1	53,1	0,564	$8,311 \pm 0,159$	82
2	51,2	0,7	$8,447 \pm 0,146$	104
3	49,3	0,683	$8,573 \pm 0,176$	117
4	47,4	0,797	$8,715 \pm 0,178$	127
5	45,4	0,683	$8,854 \pm 0,180$	112
6	43,5	0,683	$9,013 \pm 0,173$	105
7	41,5	0,797	$9,108 \pm 0,181$	94
8	39,4	0,683	$9,212 \pm 0,189$	85
9	37,4	0,569	$9,387 \pm 0,163$	63
10	35,4	0,683	$9,478 \pm 0,205$	73
11	33,1	0,683	$9,600 \pm 0,239$	76
12	31,0	0,797	$9,746 \pm 0,212$	87
13	28,9	0,683	$9,807 \pm 0,199$	66
14	26,6	0,569	$9,950 \pm 0,217$	57

3.4.6. Analyse des spectres des protons

Les spectres des protons de l'expérience II sont comparés aux spectres simulés à l'aide du code présenté ci-dessus, en utilisant la section efficace (2.25). La Figure 3.20.a présente un spectre typique des protons faisant apparaître la figure d'interférence décrite dans la section 2.3.2. Sur la même figure, nous avons représenté le spectre simulé en utilisant les paramètres moyens du Tableau 3.1 pour la résonance à 655 keV et les valeurs nominales des paramètres expérimentaux.

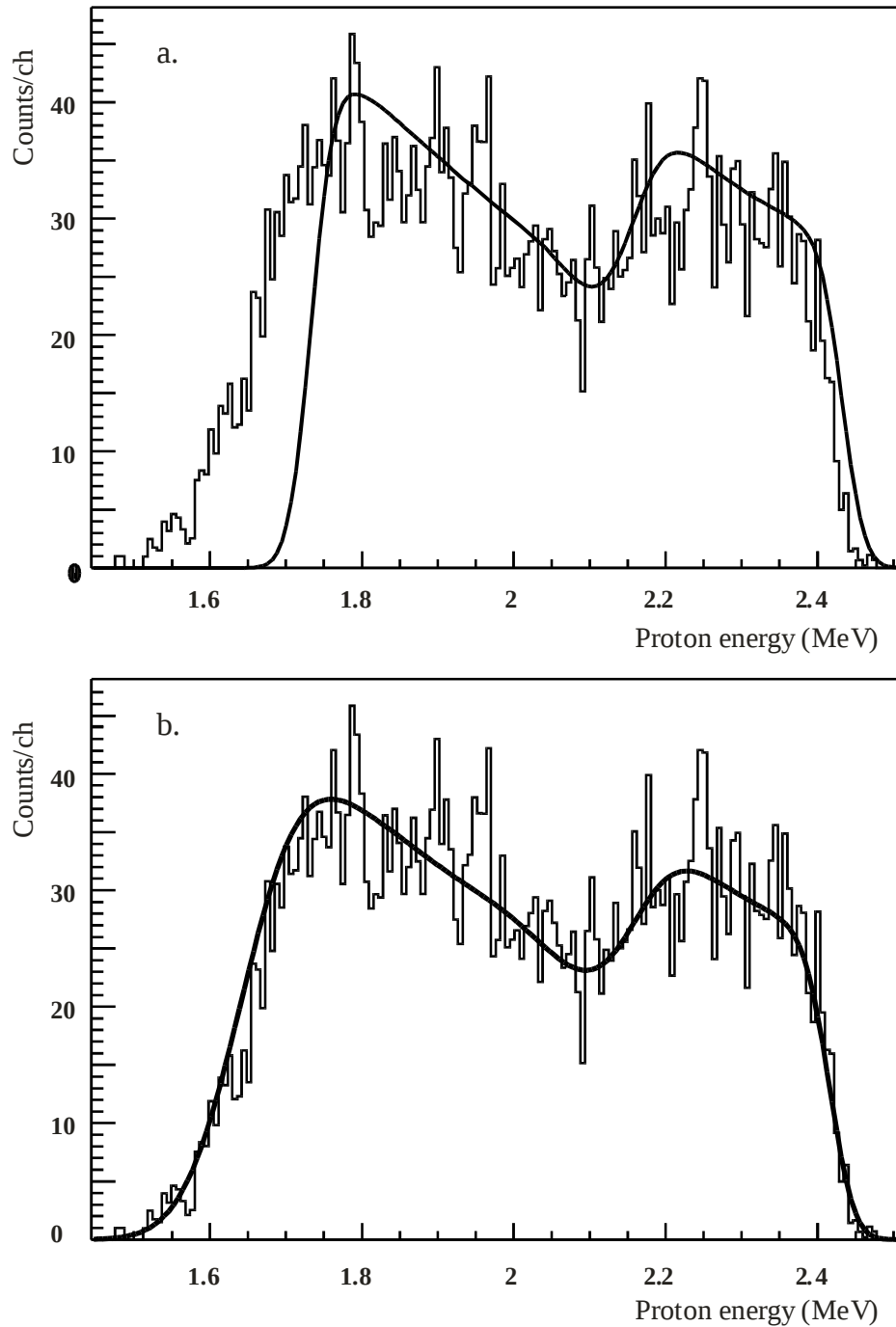


Figure 3.20 : (a.) Spectre des protons détectés à 20.3° comparé au spectre simulé en utilisant les paramètres moyens du Tableau 3.1 pour la résonance à 655 keV et les valeurs nominales des paramètres expérimentaux. L'ouverture angulaire du faisceau n'est pas prise en compte. (b.) Le même spectre comparé au spectre simulé en utilisant les mêmes paramètres de la résonance mais avec une énergie du faisceau de 100 keV inférieure à l'énergie nominale ($-0,7\%$) et en augmentant de 10 % les valeurs de [Zie96] du pouvoir d'arrêt du CH_2 pour le fluor. L'effet de l'ouverture angulaire du faisceau est simulé en convoluant le spectre par une gaussienne dont la dispersion dépend de l'angle de détection et de l'énergie.

D'emblée, on remarque que les positions des flancs des deux spectres ne coïncident pas. Plusieurs paramètres influencent la position des flancs. Le flanc de haute énergie, défini par les protons diffusés à l'entrée de la cible, est surtout influencé par l'énergie du faisceau incident. L'épaisseur de la cible intervient également dans la mesure où les protons doivent la traverser entièrement avant d'arriver dans le détecteur. Dans le même ordre d'idée, une variation du pouvoir d'arrêt de la cible pour les protons, ϵ_p , provoque un effet comparable. Plus marginalement, une erreur sur l'épaisseur de la couche morte du détecteur est susceptible de modifier légèrement la perte d'énergie des protons. Enfin, un problème de calibration des détecteurs se répercute également sur la position des flancs. Un tel problème peut se situer soit au niveau de la calibration à l'aide de la source α (erreur systématique ou dérive du gain), et dans ce cas les spectres α sont également affectés, soit au niveau de la détermination du facteur de calibration $\epsilon_\alpha/\epsilon_p$, et dans ce cas, seuls les spectres des protons sont concernés. Il existe plusieurs combinaisons de ces paramètres qui permettent de reproduire le flanc de haute énergie. Cependant, les mêmes paramètres, à l'exception de ϵ_p , influencent aussi, mais différemment, la position du flanc de basse énergie. Celle-ci dépend encore du pouvoir d'arrêt de la cible pour le fluor ϵ_F .

Afin de reproduire convenablement les positions des flancs à tous les angles, nous avons d'abord considéré que les paramètres les moins contraints sont l'épaisseur de la cible ΔX , l'énergie nominale du faisceau E_b , et le pouvoir d'arrêt ϵ_F . Un bon accord est déjà obtenu en considérant une énergie du faisceau égale à 13,9 MeV au lieu de 14,0 MeV et un pouvoir d'arrêt ϵ_F de 10 % supérieur aux tables de [Zie96], en parfait accord avec la mesure de perte d'énergie évoquée plus haut^[Ang00]. Il est aussi possible d'obtenir un bon accord en maintenant une énergie du faisceau à 14 MeV, à condition d'introduire une correction de 25 % à ϵ_p . Or, une telle correction est difficilement justifiable car le pouvoir d'arrêt pour les protons est nettement mieux déterminé que celui pour le fluor, en raison du grand nombre de données expérimentales existantes. Une autre solution possible pour garder une énergie du faisceau à 14 MeV revient à augmenter simultanément l'épaisseur de cible de 15 % et le facteur de calibration de 10 % sans appliquer les 10 % de correction à ϵ_F . Ces différentes combinaisons de paramètres expérimentaux sont envisagées séparément dans la suite afin d'évaluer les bornes maximales d'erreur systématique sur les paramètres de la résonance.

La Figure 3.20.a montre aussi une grande différence entre les largeurs des flancs expérimentaux et simulés. On observe que les dispersions expérimentales sont toujours plus importantes que les dispersions simulées en tenant compte de la résolution des détecteurs, du straggling en énergie dans la cible, et de l'ouverture angulaire des pistes. La sous-estimation de la dispersion est plus importante pour le flanc de basse énergie. Par ailleurs, on remarque, que la dispersion

expérimentale des flancs augmente nettement plus avec l'angle de détection que la dispersion simulée. On peut reproduire la variation de la dispersion du flanc de haute énergie en augmentant la valeur du coefficient de la formule de Bohr (2.9) d'un facteur 3, mais cela ne permet pas de reproduire la variation de la dispersion du flanc de basse énergie qui correspond aux protons émis en fin de cible, n'ayant plus que la fine couche morte du détecteur à traverser.

Nous avons interprété cette dispersion supplémentaire comme la manifestation des effets qui ne sont pas pris en compte dans la simulation, dont notamment, le diamètre non nul de la tache du faisceau, l'ouverture angulaire de la tache du faisceau et le straggling angulaire du faisceau dans la cible. Nous ne sommes pas parvenus à introduire ces effets de manière rigoureuse dans le programme. Aussi avons nous opté pour une démarche plus empirique consistant à ajouter une étape de convolution des spectres par une gaussienne dont la largeur dépend de l'angle de détection et de l'énergie des protons. Dans cette optique, la dispersion en énergie du flanc de haute énergie doit augmenter proportionnellement au produit $\sin\theta_L \cos\theta_L$, comme il ressort de l'équation (2.17). Si l'on explique l'élargissement du spectre entre le début et la fin de la cible par un terme provenant du straggling angulaire, il est raisonnable de considérer que la largeur de la gaussienne de convolution doit diminuer linéairement avec l'énergie des protons qui diminue quand la profondeur de pénétration dans la cible augmente. En dernier ressort, pour déterminer la largeur de la gaussienne de convolution, nous avons ajusté les valeurs de la dispersion des flancs du spectre à l'angle minimal, respectivement $\sigma_c(E_{\min}, \theta_{L\min})$ et $\sigma_c(E_{\max}, \theta_{L\min})$, et celle du flanc droit du spectre à l'angle maximal $\sigma_c(E_{\max}, \theta_{L\max})$. A l'aide de ces valeurs, nous avons déterminé la pente, commune à tous les angles, de la droite qui donne l'évolution en énergie de la dispersion

$$\sigma_c(E, \theta_L) = \sigma_c(E_{\max}, \theta_L) - bE \quad (3.26)$$

Les valeurs de $\sigma_c(E_{\max}, \theta_L)$ sont calculées suivant la dépendance angulaire définie plus haut, entre les bornes $\sigma_c(E_{\min}, \theta_{L\min})$ et $\sigma_c(E_{\max}, \theta_{L\max})$. Une telle approche rend inutile de développer une évaluation du straggling en énergie plus précise que celle donnée par la formule de Bohr.

La Figure 3.20.b présente les mêmes spectres que la Figure 3.1.a après l'application des corrections que nous venons de décrire. L'accord est suffisamment bon pour permettre une procédure d'ajustement des paramètres de la section efficace afin de minimiser l'écart entre les spectres expérimentaux et simulés. La variable à minimiser est définie par

$$\chi^2 = \sum_i^{n_c} \frac{(N_{ei} - N_{si})^2}{N_{ei}} \quad (3.27)$$

où N_{ei} et N_{si} sont respectivement les nombres de coups observés et simulés dans le canal i . La somme est limitée aux n_c canaux contenant plus de 10 coups, de sorte

que la variable X^2 suive une distribution de χ^2 dont le nombre de degrés de liberté est donné par $n_c - n_p - I$, où n_p est le nombre de paramètres utilisés pour l'ajustement.

Nous avons choisi de laisser libres les quatre paramètres physiques suivants : le facteur de normalisation I , l'énergie de la résonance $E_{J\pi}$, la largeur totale de la résonance Γ_{tot} , et la largeur partielle relative Γ_p/Γ_{tot} . Un autre ajustement, avec Γ_p comme paramètre au lieu du rapport Γ_p/Γ_{tot} , a aussi été réalisé et fournit exactement le même minimum. Avec ce dernier choix de paramètres cependant, le calcul numérique de la matrice d'erreur pose des difficultés lorsque les intervalles de valeurs possibles pour Γ_p et Γ_{tot} ne sont pas fortement réduits. L'ajustement porte, simultanément, sur huit spectres répartis dans la gamme des angles couverts, de sorte que les quelques centaines d'itérations requises nécessitent plusieurs heures de calcul. Le nombre total de canaux pris en compte est $n_c = 964$. Deux ajustements séparés sont réalisés en considérant alternativement les deux valeurs possibles du spin de la résonance, $J = 3/2$ et $J = 1/2$.

Pour les deux valeurs de spin, l'ajustement s'est révélé bien meilleur dans l'hypothèse d'une énergie du faisceau de 13,9 MeV que dans les autres configurations avec une énergie du faisceau égale à 14 MeV. Les valeurs de X^2 sont alors supérieures de 9 % et 14 %. La moins bonne solution est celle où le pouvoir d'arrêt ϵ_F n'est pas corrigé.

Les Figure 3.21 et Figure 3.22 présentent les spectres expérimentaux et les spectres simulés issus de l'ajustement pour les deux valeurs de spin considérées. Les valeurs des paramètres obtenus sont présentées et discutées au chapitre suivant. Elles sont utilisées pour simuler les spectres qui ne sont pas inclus dans la procédure d'ajustement. La Figure 3.22 présente les résultats obtenus. La qualité de l'ajustement est également discutée au chapitre suivant.

Un des quatre paramètres de l'ajustement est la valeur de l'intégrale du courant, I . La valeur obtenue peut être comparée à une estimation rapide de l'intensité du faisceau réalisée en négligeant l'effet de la résonance, c'est-à-dire en ne considérant que la section efficace de diffusion coulombienne. Soit $N_p(\theta_L)$ le nombre de protons détectés dans les pistes situées à l'angle θ_L , couvrant l'intervalle en angle polaire compris entre θ_{Lmin} et θ_{Lmax} . Le facteur I est alors donné approximativement par

$$I \approx \frac{M_2}{M_1 + M_2} \frac{N_p(\theta_L)}{n_p \Delta X \bar{\sigma}_R(\theta_L) \Delta \Omega_{cm}} \quad (3.28)$$

où l'on a utilisé le pouvoir d'arrêt moyen de la cible, $\Delta E/\Delta X$, dans le but d'introduire la section efficace différentielle de Rutherford moyenne sur l'intervalle $[E_L, E_L - \Delta E_L]$ couvert par l'énergie du faisceau dans le repère LAB (voir l'équation (2.13))

$$\bar{\sigma}_R(\theta_L) = \frac{d\sigma_R}{d\Omega}(\theta_L) = \frac{Z^2 (e^2/4\pi\epsilon_0)^2}{16 E_L (E_L - \Delta E_L) \cos^4 \theta_L}$$

L'angle solide $\Delta\Omega_{cm}$ du détecteur dans le repère c.m. est simplement calculé à l'aide de la relation

$$\Delta\Omega_{cm} = \frac{2\pi \zeta_i (\cos \theta_{L\min} - \cos \theta_{L\max})}{4 \cos \theta_L}$$

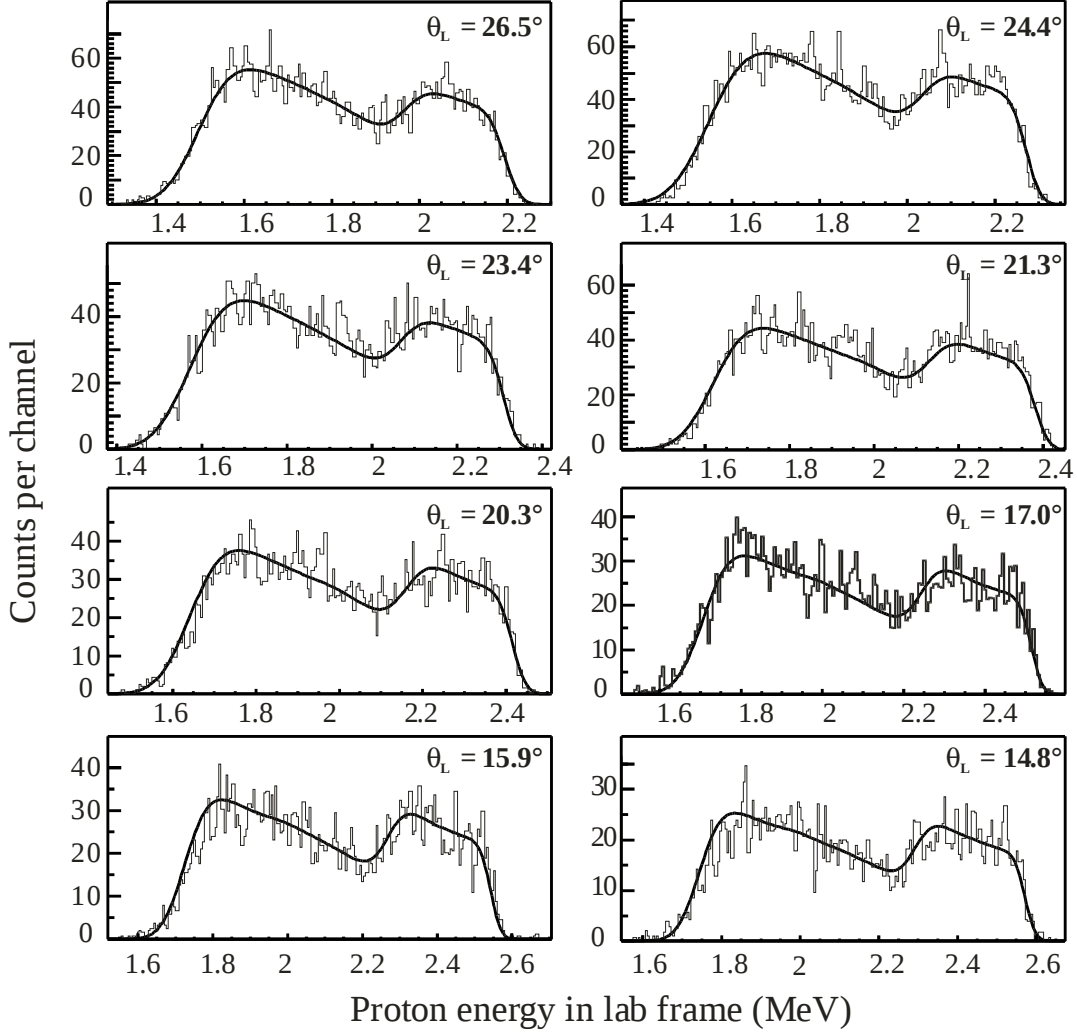


Figure 3.21 : Ensemble des huit spectres des protons utilisés pour l'ajustement. La courbe en trait plein représente le résultat de l'ajustement en supposant le spin de la résonance égal à 3/2. Les courbes résultant de l'ajustement en supposant le spin de la résonance égal à 1/2 sont très semblables.

Les approximations effectuées aboutissent à une surestimation de la section efficace moyenne réelle, et donc à une sous-estimation du facteur de normalisation I . En effet, sur l'intervalle en énergie couvert, la section efficace moyenne est diminuée par la présence de la résonance. Cette observation, qui peut paraître

paradoxale à première vue, s'explique par la présence du terme d'interférence qui domine la section efficace aux grands angles et dont l'intégrale en énergie est négative dans la région angulaire couverte par notre expérience. Son effet de réduction de la section efficace est encore amplifié par le fait que, dans les conditions de l'expérience, le terme d'interférence prédomine sur le terme résonant. Le fait d'avoir sorti le facteur ϵ_F de l'intégrale conduit également à une surestimation de $\bar{\sigma}_R$ car la cible couvre une région dans laquelle ϵ_F décroît avec l'énergie des ions. Cette observation permet de mettre en évidence, une fois encore, l'importance cruciale, en cinématique inverse, de la connaissance du pouvoir d'arrêt de la cible, non seulement pour déterminer l'énergie des résonances, mais aussi pour la normalisation nécessaire à la mesure de sections efficaces absolues. L'incertitude sur ϵ_F détermine principalement la borne maximale d'erreur systématique sur I , que nous avons évaluée à 5 %.

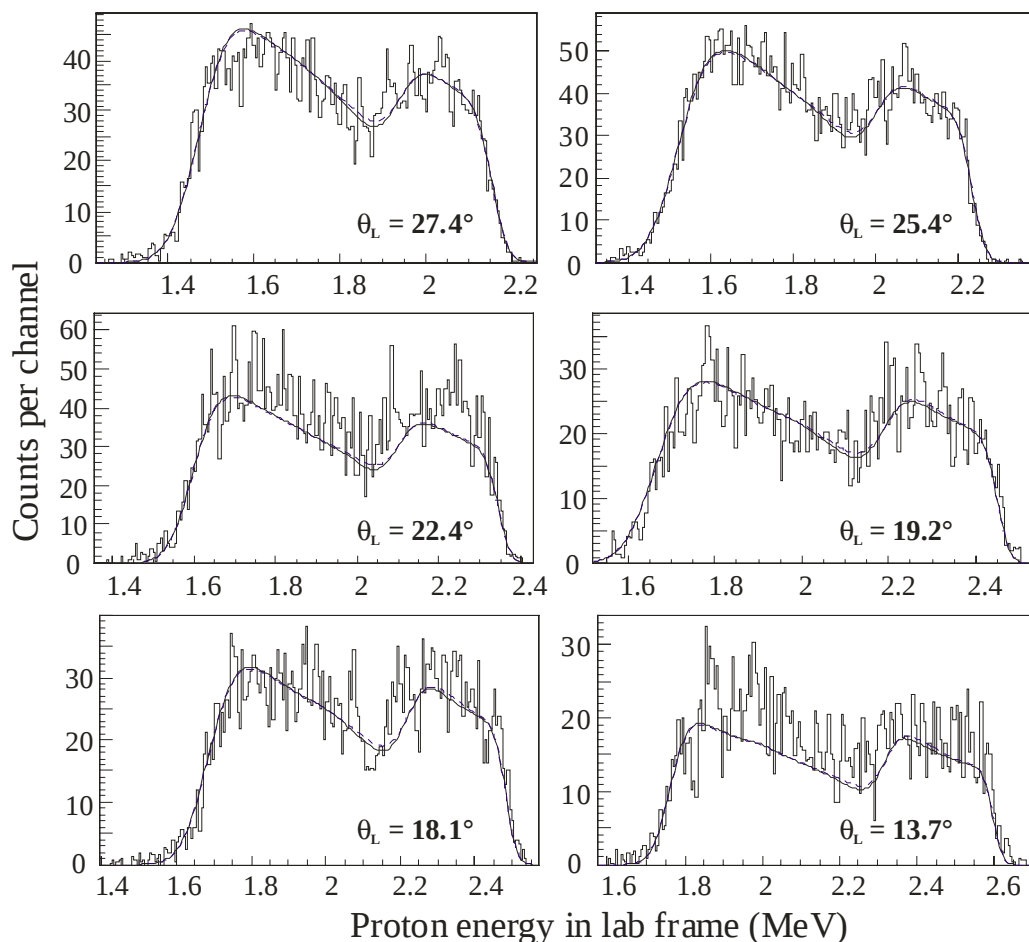


Figure 3.22 : Ensemble des six spectres des protons qui ne sont pas utilisés pour l'ajustement. Les courbes en trait continu et interrompu représentent, respectivement, les résultats de l'ajustement en supposant le spin de la résonance égal à 3/2 et 1/2.

Chapitre 4

Résultats et discussion

On vit plus en quelques instants que durant de longues périodes.

L'étude de la réaction $H(^{18}\text{F}, \alpha)^{15}\text{O}$ à l'aide d'un faisceau radioactif de ^{18}F incident à 10 MeV et 14 MeV sur des cibles épaisses de polyéthylène a permis d'observer deux résonances susceptibles de contribuer significativement au taux de réaction thermonucléaire dans un environnement stellaire de type explosif. La première section de ce chapitre présente les informations spectroscopiques obtenues expérimentalement lors de cette étude. La seconde section présente et évalue les conséquences astrophysiques de ces résultats.

4.1 Résultats expérimentaux

La description de l'analyse des données du chapitre précédent s'est faite séparément pour l'expérience I, couvrant l'intervalle d'énergie de collision entre 265 keV et 535 keV, et pour l'expérience II couvrant l'intervalle entre 490 keV et 732 keV. Il nous paraît plus logique, cependant, de structurer la présentation et la discussion des résultats en fonction des différents paramètres mesurés. Les résultats de l'analyse des spectres des protons et des particules α de l'expérience II formant deux ensembles cohérents, ils sont présentés globalement dans les deux sections suivantes (4.1.1 et 4.1.2), avant d'être détaillés séparément dans la suite.

4.1.1. Résultats issus de l'analyse des spectres des protons

L'ajustement à quatre paramètres du groupe de huit spectres de protons simultanément, en supposant une résonance de spin 3/2, a fourni le quadriplet de valeurs du Tableau 4.1.

La valeur minimale de la variable X^2 (définie par (3.27)) est 707 pour un nombre total de canaux pris en compte de 964. Cette valeur est étonnamment faible et semble indiquer une surestimation des barres d'erreur. Un double comptage des événements peut provoquer un tel effet. Après vérification, il apparaît que c'est l'algorithme de projection des données dans les histogrammes (section 3.4.3) qui nivelle les variations statistiques et tend ainsi à diminuer la valeur de X^2 .

Le second ajustement, réalisé en supposant un spin égal à 1/2, fournit le quadriplet de paramètres du Tableau 4.2. La valeur de X^2 sous cette hypothèse est

de 710, soit une augmentation de moins de 1% par rapport à la valeur obtenue sous l'hypothèse d'un spin $3/2$. Cet écart n'est pas suffisant pour nous permettre de déterminer le spin de la résonance par cette méthode.

Tableau 4.1 : Valeurs des paramètres minimisant la variable X^2 lors de l'ajustement global des spectres des protons en supposant une résonance de spin $3/2^+$ ($l = 0$). Les erreurs présentées ne tiennent pas compte des effets systématiques.

$E_{J\pi}$	=	656 ± 1 keV
Γ_{tot}	=	$31,5 \pm 1,9$ keV
Γ_p/Γ_{tot}	=	$0,467 \pm 0,013$
I	=	$(4,47 \pm 0,03) 10^9 {}^{18}\text{F}$

Tableau 4.2 : Valeurs des paramètres minimisant la variable X^2 lors de l'ajustement global des spectres des protons en supposant une résonance de spin $1/2^+$ ($l = 0$). Les erreurs présentées ne tiennent pas compte des effets systématiques.

$E_{J\pi}$	=	660 ± 1 keV
Γ_{tot}	=	$34,3 \pm 2,2$ keV
Γ_p/Γ_{tot}	=	$0,873 \pm 0,026$
I	=	$4,41 \pm 0,03 10^9 {}^{18}\text{F}$

4.1.2. Résultats issus de l'analyse des spectres des particules α

Les données de l'expérience II, reprises dans le Tableau 3.6, sont utilisées pour déduire des valeurs pour l'énergie, la largeur, et la force de la résonance à 7,066 MeV. Ces résultats sont présentés dans le Tableau 4.3.

Les valeurs de l'énergie et de la largeur de la résonance sont celles qui permettent de reproduire, à l'aide du programme de simulation, la position et l' EQM du pic des particules α .

Le produit $\omega\gamma$ est calculé de deux manières différentes à partir des taux de production de particules α . Les valeurs obtenues en utilisant l'approximation d'une résonance étroite sont identiques, à la deuxième décimale, à celles déduites en utilisant le programme de simulation. Le facteur de normalisation a été pris égal à $I = 4,47 10^9 {}^{18}\text{F}$, soit la valeur donnée par l'ajustement des spectres des protons en supposant une résonance de spin $3/2$. Ce choix est justifié dans la suite (section

4.1.7). L'énergie et la largeur de la résonance nécessaires à l'évaluation du facteur correctif f_c (3.25) sont les valeurs moyennes du Tableau 4.3.

Tableau 4.3 : Résultats issus de l'analyse des spectres des particules α .

Piste	$E_{J\pi}$ (keV)	Γ_{tot} (keV)	$\omega\gamma$ (keV)
1	661	43,5	$4,55 \pm 0,51$
2	661	29	$4,71 \pm 0,46$
3	656	41	$5,52 \pm 0,51$
4	657	39,5	$5,13 \pm 0,45$
5	657,5	38,5	$5,40 \pm 0,51$
6	663	35	$5,18 \pm 0,51$
7	657	33	$4,05 \pm 0,41$
8	653,5	31	$4,41 \pm 0,47$
9	664,5	24,5	$4,05 \pm 0,51$
10	657	36	$4,05 \pm 0,47$
11	657	56	$4,41 \pm 0,51$
12	664	40	$4,51 \pm 0,47$
13	658,5	28,5	$4,23 \pm 0,52$
14	664,5	39	$4,67 \pm 0,60$
	$659,4 \pm 1,1$	$36,8 \pm 2,1$	$4,63 \pm 0,11$

4.1.3. Energie des niveaux

a. LE NIVEAU À 6,742 MeV

L'expérience I a permis d'observer un faible excès de coups dans la région de la résonance située à 331 keV au-dessus du seuil $^{18}\text{F} + p$. Cet excès de coups ne serait certainement pas suffisant pour découvrir une résonance, mais dans notre cas, où la présence de la résonance n'est pas mise en doute, il est légitime de l'attribuer à la résonance. Sous cette hypothèse, même si le nombre de coups est très faible, il est possible de déterminer l'énergie nominale de la résonance qui maximise la vraisemblance des nombres de coups observés dans les 5 canaux qui entourent la région de la résonance. Nous avons considéré que le nombre de coups par canal suit une distribution de probabilité de Poisson de moyenne égale à la somme du nombre de coups de bruit de fond et du nombre de coups simulé pour ce canal. La valeur de l'énergie de la résonance introduite dans la simulation correspondant au maximum de vraisemblance est de 329 keV. Outre l'imprécision

due au manque de statistique, cette mesure peut être entachée de plusieurs erreurs systématiques. En plus d'une éventuelle dérive du gain de la ligne d'amplification, les incertitudes sur l'énergie du faisceau, sur l'épaisseur du dégradeur et de la cible, et sur la valeur du pouvoir d'arrêt de la cible pour les ions de fluor et les particules α , se répercutent sur la position du pic. Une borne maximale d'erreur de 15 keV, correspondant à deux canaux du spectre de la Figure 3.15, doit être considérée.

La résonance $3/2^-$ située à 6,742 MeV dans le ^{19}Ne est donc observée à une énergie

$$E_{J\pi} = 329 \pm 15 \text{ keV}$$

au-dessus du seuil $^{18}\text{F}+p$, c'est-à-dire à $6,740 \pm 0,015$ MeV dans le ^{19}Ne . La grande incertitude sur ce résultat fait qu'il n'influence pas la valeur moyenne de l'énergie de ce niveau présentée dans le Tableau 3.2.

b. LE NIVEAU À 7,066 MeV

L'expérience II a fourni deux mesures séparées de l'énergie du niveau à 7,066 MeV dans le ^{19}Ne . La première utilise la position des centroïdes des pics des particules α observés à 14 angles de détection différents. Les résultats sont présentés dans le Tableau 4.3. Nous avons effectué une moyenne simple de ces résultats et considéré une erreur statistique égale à l'estimateur de l'écart-type sur cette moyenne. Une valeur de 659 ± 1 keV est obtenue. L'erreur systématique est nettement plus importante que l'erreur statistique. En laissant varier les différents paramètres expérimentaux (ΔX , E_L , σ_{E_L} , ϵ_F , ϵ_α , ϵ_p , ϵ_p/ϵ_a , facteurs de Bohr, etc.) dans des limites raisonnables, on peut fixer une borne maximale sur l'ensemble des erreurs systématiques à 5 keV. En résumé, cette mesure fournit une valeur de l'énergie de la résonance

$$E_{J\pi} = 659 \pm 1 \pm 5 \text{ keV} \quad (\text{à partir des spectres } \alpha)$$

ce qui correspond à une énergie du niveau de $7,070 \pm 0,006$ MeV.

La seconde mesure résulte de l'ajustement à quatre paramètres du spectre des protons de recul issus de la diffusion élastique $^{18}\text{F}+p$. Les Tableaux 4.1 et 4.2 présentent les deux quadriplets de paramètres minimisant la valeur de X^2 pour les deux valeurs possibles du spin de la résonance. La valeur de l'énergie de la résonance est de 656 keV pour une résonance de spin $3/2$, et de 660 keV pour une résonance de spin $1/2$. Les erreurs statistiques sur ces valeurs sont déduites de la dérivée partielle de la variable X^2 par rapport au paramètre $E_{J\pi}$. Elles sont approximativement égales à 1 keV. A nouveau, l'erreur systématique est supérieure à cette erreur statistique. Elle est du même ordre que l'erreur systématique portant sur la mesure utilisant les spectres α . Car, si l'incertitude sur

la perte d'énergie des protons n'est pas aussi grande que pour les particules α ²⁶, la calibration des spectres des protons reste soumise aux incertitudes sur le rapport $\epsilon_p/\epsilon_\alpha$. Cette mesure fournit donc deux résultats distincts pour la position de cette résonance.

$$E_{J\pi} = 656 \pm 1 \pm 5 \text{ keV} \quad (\text{\AA partir des spectres des protons, } J = 3/2)$$

$$E_{J\pi} = 660 \pm 1 \pm 5 \text{ keV} \quad (\text{\AA partir des spectres des protons, } J = 1/2)$$

La compatibilité entre les résultats des mesures utilisant les spectres des protons et des particules α doit être évaluée en ne tenant compte que des erreurs statistiques puisque les deux mesures sont soumises aux mêmes erreurs systématiques dominantes. Rappelons que celles-ci proviennent de l'incertitude sur l'épaisseur de la cible, sur l'énergie nominale du faisceau, et sur le pouvoir d'arrêt ϵ_F . La valeur issue des spectres α est relativement bien compatible avec les deux valeurs issues des spectres des protons. L'accord est meilleur avec l'hypothèse d'un spin 1/2, mais l'écart par rapport à la valeur obtenue pour un spin 3/2 n'est pas suffisamment significatif pour pouvoir déterminer le spin de la résonance par cette méthode.

En raison du fait que ces deux mesures sont affectées d'erreurs systématiques communes, elle ne peuvent pas être introduites séparément dans le calcul de la nouvelle moyenne de l'énergie du niveau. Malgré cela, on peut combiner les résultats des deux mesures en traitant séparément, d'une part, les erreurs systématiques communes, et d'autre part, les erreurs statistiques et les erreurs systématiques indépendantes, comme celles affectant ϵ_p et ϵ_α . Une telle combinaison aboutit à deux valeurs de l'énergie de résonance, selon le spin de celle-ci

$$E_{J\pi} = 657 \pm 5 \text{ keV} \quad (J\pi = 3/2)$$

$$E_{J\pi} = 659 \pm 5 \text{ keV} \quad (J\pi = 1/2)$$

qui correspondent à des énergies du niveau de $7,068 \pm 0,005 \text{ MeV}$ ($J\pi = 3/2$) et $7,070 \pm 0,005 \text{ MeV}$ ($J\pi = 1/2$). Ces dernières valeurs peuvent être combinées aux autres mesures répertoriées dans le Tableau 3.1. La nouvelle valeur moyenne pour la position de cet état à l'issue de notre mesure est

$$E_x = 7,067 \pm 0,004 \text{ MeV} \quad (J\pi = 1/2 \text{ ou } 3/2)$$

4.1.4. Force de la résonance à 6,742 MeV

La force de cette résonance est mesurée en intégrant le nombre de particules α détectées dans la région en énergie de la résonance, normalisé au nombre d'ions de

²⁶ L'incertitude sur la perte d'énergie des particules α provient surtout de l'incertitude sur l'épaisseur de cible qu'elles doivent traverser, et pas de l'incertitude sur ϵ_F .

^{18}F diffusés sur le carbone de la cible. Un taux de production de $(4,1 \pm 1,9) 10^{-9}$ particules α par ion ^{18}F incident a permis de déduire une force de résonance

$$\omega\gamma = 4,3 \pm 2,1 \text{ eV}$$

Ce résultat est en très bon accord avec la prévision semi-théorique de 4 eV formulée par [Utk98].

L'importante erreur statistique sur ce résultat provient du faible nombre de coups obtenu. La normalisation est relativement imprécise également, mais l'erreur systématique principale provient de l'extrapolation du nombre de particules α détectées à l'angle solide total²⁷. En l'absence de contrainte expérimentale sur la distribution angulaire des particules α , il est difficile de fixer une borne maximale raisonnable sur l'erreur commise. Une erreur d'un facteur 2 sur le facteur d'extrapolation ne peut pas être exclue.

4.1.5. Largeur totale de la résonance à 7,066 MeV

La largeur totale de cet état a été mesurée séparément sur la base des spectres des particules α et des protons de l'expérience II. L'expérience I fournit également une contrainte expérimentale sur ce paramètre.

Chacun des 14 spectres α analysés de l'expérience II fournit une mesure de la largeur totale à partir de la valeur de l'écart quadratique moyen du pic observé. Les résultats sont repris dans le Tableau 4.3. Nous avons effectué une moyenne simple de ces largeurs et considéré une erreur statistique égale à l'estimateur de l'écart-type sur cette moyenne. La valeur obtenue est

$$\Gamma_{tot} = 37 \pm 2 \pm 3 \text{ keV} \quad (\text{à partir des spectres } \alpha)$$

L'erreur systématique sur cette mesure provient essentiellement de l'incertitude sur la distribution en énergie du faisceau au long de la cible, qui dépend de la distribution initiale et du straggling. La valeur de l' EQM étant largement dominée par l'effet de la largeur de la résonance, les incertitudes sur ces paramètres expérimentaux affectent peu le résultat. Nous avons évalué à 3 keV la borne maximale d'erreur systématique sur la largeur totale déterminée par cette méthode.

L'ajustement des spectres des protons fournit deux valeurs distinctes selon la valeur supposée du spin de la résonance. Ces deux valeurs peuvent être entachées d'erreurs systématiques qui proviennent essentiellement de l'incertitude sur les largeurs des gaussiennes de convolution simulant l'effet de l'ouverture angulaire

²⁷ C'est une modification de la distribution angulaire supposée qui explique l'écart entre la valeur présentée ici et la valeur publiée dans [Gra97].

du faisceau au long de la cible²⁸. La gamme des valeurs possibles pour ces largeurs est limitée par la valeur de la dispersion observée au niveau des flancs du spectre. Une borne maximale d'erreur sur la largeur totale peut être fixée à 5 keV. Les largeurs totales tirées de l'analyse des spectres des protons sont donc

$$\Gamma_{tot} = 31,5 \pm 2 \pm 5 \text{ keV} \quad (\text{à partir des spectres des protons, } J = 3/2)$$

$$\Gamma_{tot} = 34 \pm 2 \pm 5 \text{ keV} \quad (\text{à partir des spectres des protons, } J = 1/2)$$

Ces deux résultats indiquent un léger écart par rapport à la mesure basée sur les spectres des particules α . Cet écart n'est cependant pas significatif et, de plus, il peut être expliqué par les erreurs systématiques. L'accord semble amélioré si l'on considère un spin 1/2, mais ces résultats ne permettent pas de tirer de conclusion significative sur la valeur du spin de la résonance. Par ailleurs, les deux résultats sont compatibles avec la valeur moyenne des autres mesures reprises dans le Tableau 3.1.

Les conclusions de la section 4.1.7 ci-dessous nous ont fait adopter la valeur correspondant à une résonance de spin 3/2. Cette valeur est combinée au résultat de la mesure basée sur les spectres α en tenant compte du fait que les deux mesures partagent une partie des sources d'erreurs systématiques. Nous avons effectué une moyenne simple des deux résultats et traité séparément les erreurs systématiques communes des erreurs statistiques et systématiques indépendantes. Notre résultat final pour la largeur de la résonance, issu de cette combinaison, est

$$\Gamma_{tot} = 34 \pm 3 \pm 2 \text{ keV}$$

Cette valeur peut-être introduite dans le calcul de la nouvelle valeur moyenne de la largeur de ce niveau, avec les autres mesures reprises dans le Tableau 3.1. Le résultat est

$$\Gamma_{tot} = 36 \pm 4 \text{ keV}$$

Remarquons que l'expérience I fournit également une contrainte expérimentale sur les valeurs de la largeur et de la force de cette résonance. En effet, le nombre de coups observés dans la région comprise entre 400 et 535 keV, attribués à la queue de la résonance à 655 keV, est de 20 ± 5 . Nous avons calculé que, pour une résonance de spin 3/2 à 655 keV, de largeur égale à 37 keV, et de force égale 5,6 keV, le nombre de coups attendus, dans les conditions de l'expérience I, est 18. Nos mesures de l'énergie, de la largeur et de la force de la résonance sont compatibles avec les valeurs utilisées pour ce calcul, ce qui implique une contribution semblable de la queue de la résonance dans cette région comprise entre 400 et 535 keV. A l'opposé, les valeurs de 13,6 keV pour la largeur

²⁸ Remarquons que cette incertitude affecte peu la largeur des spectres α simulés, en raison de la largeur importante des canaux des histogrammes dans lesquels sont projetés les spectres des particules α .

et 2,7 keV pour la force, obtenues par [Reh96] ne permettent de rendre compte que de 3 coups dans cette région.

4.1.6. Force de la résonance à 7,066 MeV

Les intégrales des nombres de coups enregistrés dans la région de la résonance des 14 spectres α fournissent autant de mesures de la force de la résonance. Cette méthode requiert la connaissance du facteur de normalisation I . Celui-ci constitue un des paramètres de l'ajustement des spectres des protons. La valeur obtenue dépend peu de la valeur supposée du spin de la résonance. L'écart entre les deux valeurs n'est que de 1 %. Nous avons utilisé la valeur correspondant à l'ajustement supposant un spin 3/2,

$$I = (4,47 \pm 0,03 \pm 0,23) 10^9 {}^{18}\text{F}.$$

Ce choix est justifié dans la section suivante. Une telle valeur de I correspond à une intensité du faisceau, moyennée sur les 6,5 heures utiles de l'expérience, de $2 \cdot 10^5 {}^{18}\text{F s}^{-1}$. L'erreur systématique sur le facteur de normalisation est dominée par l'incertitude sur le pouvoir d'arrêt ϵ_F et par l'incertitude sur l'énergie nominale du faisceau. Ces deux paramètres déterminent l'intervalle en énergie couvert par le faisceau dans la cible. La borne maximale d'erreur sur le facteur I est déterminée en laissant varier ces paramètres dans une large gamme de valeurs raisonnables. Un écart maximal d'environ 5 % est observé, soit $0,23 \cdot 10^9 {}^{18}\text{F}$. Il est intéressant de comparer la valeur du facteur I obtenue par la simulation à l'estimation rapide basée sur la formule (3.28). Cette dernière fournit une valeur moyenne sur tous les spectres de $(3,96 \pm 0,03) 10^9 {}^{18}\text{F}$, qui est inférieure de 11 % à la valeur retenue. Un tel écart n'est pas surprenant, étant donné les approximations effectuées. En effet, la discussion de la section 3.4.6 a montré que l'estimation rapide (3.28) aboutit à une sous-estimation du courant I .

Avant d'effectuer la moyenne des $\omega\gamma$ obtenus aux différents angles, il est nécessaire de s'assurer qu'ils ne présentent pas une distribution angulaire incompatible avec l'hypothèse de distribution isotrope dans le repère c.m. La Figure 4.1 représente les 14 valeurs de $\omega\gamma$ en fonction du cosinus de l'angle d'émission dans le repère c.m. Les barres d'erreur verticales indiquent les erreurs statistiques tirées des nombres de coups observés. Les barres d'erreur horizontales représentent les intervalles angulaires couverts par les pistes situées à l'angle correspondant. La distribution observée ne permet pas de mettre en évidence la présence de termes en $P_2(\cos\theta)$ ou $P_4(\cos\theta)$ qui indiqueraient une composante de moment cinétique orbital $l \neq 0$ dans la section efficace différentielle.

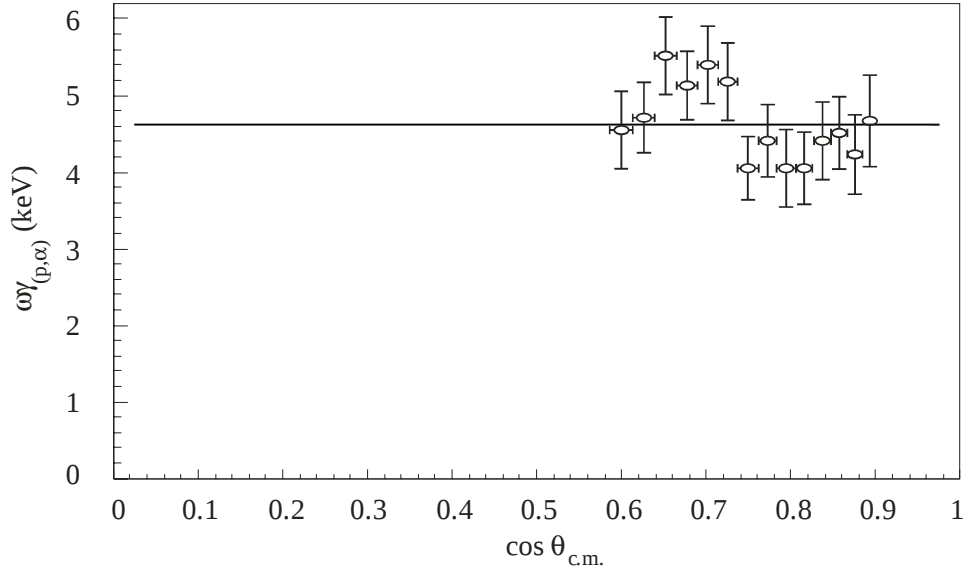


Figure 4.1 : Distribution angulaire du produit $\omega\gamma$ déduit du nombre de particules α observées aux quatorze angles retenus. Les barres d'erreur verticales indiquent les erreurs statistiques tirées des nombres de coups observés. Les barres d'erreur horizontales représentent les intervalles angulaires couverts par les pistes situées à l'angle correspondant. Le facteur de normalisation I est tiré de l'analyse des spectres des protons.

Le graphe des valeurs de $\omega\gamma$ en fonction de $\cos\theta$ peut donc être ajusté par une droite horizontale. La valeur du χ^2 obtenue est 13,6 pour 13 degrés de liberté. Cette valeur permet de considérer les écarts entre les valeurs de $\omega\gamma$ comme une déviation statistique. La valeur moyenne obtenue est

$$\omega\gamma = 4,63 \pm 0,11 \pm 0,28 \text{ keV.} \quad (\text{à partir des spectres } \alpha)$$

Une erreur systématique de 6 % provenant de l'incertitude sur le facteur de normalisation I doit être prise en compte.

Cette valeur de $\omega\gamma$ peut être insérée dans l'équation (3.7) pour déterminer une limite inférieure, à 2σ , sur la largeur de la résonance égale à

$$\Gamma_{tot} > 29 \text{ keV} \quad (4.1)$$

Cette limite inclut l'erreur systématique sur le facteur de normalisation. Les valeurs obtenues plus haut pour la largeur totale sont toutes parfaitement compatibles avec cette limite.

Les paramètres issus de l'ajustement des spectres des protons peuvent être utilisés pour calculer le produit $\omega\gamma$ à l'aide de l'équation (3.4). Deux valeurs distinctes sont obtenues suivant le spin supposé de la résonance

$$\omega\gamma = 5,2 \pm 0,3 \pm 0,4 \text{ keV.} \quad (\text{à partir des spectres des protons, } J = 3/2)$$

$$\omega\gamma = 1,3 \pm 0,3 \pm 0,4 \text{ keV.} \quad (\text{à partir des spectres des protons, } J = 1/2)$$

La borne maximale d'erreur systématique sur ce résultat est également déterminée en observant les variations de sa valeur sous l'effet des modifications des paramètres expérimentaux qui l'influencent. L'anti-corrélation, pour une valeur donnée du spin, entre les deux paramètres Γ_{tot} et Γ_p/Γ_{tot} , qui s'explique par le fait que c'est une combinaison de ces paramètres qui détermine le nombre de protons détectés, a pour conséquence que les variations du produit $\omega\gamma$ sont moindres que ce qu'on pourrait attendre sur la base des bornes maximales d'erreur sur Γ_{tot} et Γ_p/Γ_{tot} . La borne maximale d'erreur systématique est évaluée à 0,4 keV.

Seule la valeur de $\omega\gamma$ obtenue en supposant un spin 3/2 peut être considérée comme compatible avec celle obtenue à l'aide des spectres des particules α . C'est un premier argument justifiant le choix de cette solution.

Nous avons combiné les valeurs du produit $\omega\gamma$ obtenues sur la base des spectres des protons et des particules α en considérant que les sources d'erreurs systématiques sur ces deux résultats sont indépendantes. En effet, seule une erreur d'évaluation de l'angle solide des détecteurs se répercute directement sur les deux mesures. Nous avons effectué une moyenne simple des deux résultats et sommé quadratiquement les erreurs systématiques, indépendamment des erreurs statistiques. Notre résultat final pour le produit $\omega\gamma$ est

$$\omega\gamma = 4,9 \pm 0,2 \pm 0,2 \text{ keV}$$

Cette valeur est compatible avec les résultats de [Cos95] et [Utk98], repris dans le Tableau 3.1, mais pas avec celui de [Reh96]. Nous avons pris le parti d'exclure ce dernier résultat pour calculer une moyenne pondérée des valeurs expérimentales de la force de cette résonance pour la réaction (p,α)

$$\omega\gamma = 5,1 \pm 0,4 \text{ keV}$$

4.1.7. Spin de la résonance à 7,066 MeV

Nous avons déjà signalé que seule la valeur du produit $\omega\gamma$ obtenue à partir de l'ajustement des spectres des protons en supposant un spin 3/2 pour la résonance était compatible avec la valeur de $\omega\gamma$ mesurée à partir des spectres α .

L'analyse des spectres α fournit un second argument en faveur de l'attribution d'une valeur 3/2 au spin de la résonance. En effet, les valeurs de $\omega\gamma$ et Γ_{tot} obtenues à partir des spectres α uniquement peuvent être insérées dans l'équation (3.6) pour déterminer une limite inférieure, à 2σ , sur la valeur du facteur statistique ω

$$\omega > 0,36 \tag{4.2}$$

Cette limite permet d'exclure la valeur 1/3 correspondant à une résonance de spin 1/2. Par élimination, nous pouvons donc conclure que le spin de la résonance est égal à 3/2 (dans l'hypothèse d'une résonance unique).

4.1.8. Largeurs partielles de la résonance à 7,066 MeV

Les ajustements des spectres des protons fournissent deux valeurs très différentes de la largeur partielle selon que l'on suppose un spin 1/2 ou 3/2 pour la résonance. Les deux arguments développés dans la section précédente nous permettent de ne considérer que la valeur correspondant au spin 3/2. Soit

$$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_{tot}} = 0,467 \pm 0,013 \pm 0,06$$

L'erreur systématique est évaluée de la même manière que pour les autres paramètres. Elle est dominée par l'incertitude sur le straggling en énergie et sur les largeurs des gaussiennes de convolution simulant l'ouverture angulaire du faisceau.

Si le facteur ω est fixé, le rapport $\omega\gamma/\Gamma_{tot}$ issu de l'analyse des spectres α permet également de déduire une valeur pour la largeur partielle pour les protons. La relation (3.5) fournit

$$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_{tot}} = 0,25^{+0,13}_{-0,08} \quad (4.3)$$

L'importante incertitude sur ce résultat provient des erreurs systématiques sur $\omega\gamma$ et Γ_{tot} .

On constate un écart important, de l'ordre d'un facteur 2, entre les deux valeurs obtenues pour la largeur partielle. Pour expliquer un tel écart à partir des erreurs systématiques, il faudrait considérer les valeurs extrêmes de presque tous les paramètres expérimentaux, ce qui impliquerait des problèmes de compatibilité au niveau des autres paramètres de la résonance. Nous ne pouvons donc pas prétendre avoir une mesure fiable de ce paramètre.

Par ailleurs, nos deux résultats sont assez éloignés de la valeur de [Utk98], $0,37 \pm 0,04$, bien que la valeur issue des spectres des protons puisse encore être considérée comme compatible.

Il est intéressant de remarquer que cette incompatibilité pourrait s'expliquer en faisant l'hypothèse que la résonance à 7,066 keV est en fait un doublet d'états $3/2^+$ et $1/2^+$. En effet, ni la forme, ni la dépendance angulaire des spectres des protons et des particules α ne permettent d'exclure une telle superposition de résonances séparées de quelques keV, pourvu que leurs largeurs totales soient toutes les deux supérieures à une vingtaine de keV. Une combinaison particulière des largeurs partielles de ces deux résonances serait parfaitement à même d'expliquer, à la fois, le léger écart entre les valeurs de $\omega\gamma$ obtenues à partir des spectres des protons et des particules α , et l'écart important entre les largeurs partielles déduites de la forme du spectre des protons et du rapport $\omega\gamma/\Gamma_{tot}$ tiré des spectres des particules α . Cette hypothèse est compatible avec les spectres présentés par [Utk98] et

expliquerait même l'écart relativement important, quoique non significatif, entre les rapports du nombre de protons au nombre de particules α détectés en coïncidence avec les tritons dans les deux moitiés du pic observé (voir section 3.2.2). Le nombre de coups dans nos spectres des particules α n'est malheureusement pas suffisant pour tester significativement cette hypothèse.

4.1.9. Autres résonances et composante non-résonante

L'expérience I a couvert une gamme en énergie dans laquelle deux autres résonances sont répertoriées^[Ti195], à 287 et 450 keV, avec des largeurs totales de quelques keV. Aucun excès de coups particulier n'est observé dans les régions de ces résonances. Des limites supérieures, à 1σ , de 0,9 eV et 0,8 eV, ont pu être déduites pour les forces respectives de ces résonances. Ces limites sont bien supérieures aux prévisions de [Utk98], établies à 0,27 eV et 0,02 eV.

La composante non-résonante de la section efficace de la réaction (p,α) ne peut pas être déduite de nos mesures. En effet, dans la gamme d'énergie couverte par l'expérience II, la queue de la résonance à 7,066 MeV est susceptible d'influencer considérablement le taux de production de particules α , aussi bien à basse énergie qu'à haute énergie. L'évaluation de la composante directe dépendrait alors fortement de la forme exacte de la distribution en énergie de la section efficace loin de la résonance, qui n'est connue qu'approximativement. Par ailleurs, le nombre de coups enregistrés par l'expérience I est trop faible pour permettre une évaluation fiable de cette composante. La région en énergie la plus adéquate pour mesurer celle-ci se trouve entre 350 et 450 keV. Cette région est libre de toute résonance et la contribution de la queue de la résonance à 655 keV peut y être négligée. Un facteur S de quelques dizaines de MeV barn pourrait y être mesuré avec un nombre total de ^{18}F sur la cible supérieur d'un facteur 10 à celui obtenu pour l'expérience I. Si une telle mesure devait être envisagée, il serait intéressant d'utiliser une cible suffisamment épaisse pour couvrir à nouveau la résonance à 331 keV afin de réduire l'erreur statistique et d'éventuellement observer la distribution angulaire des particules α issues de la résonance. Une limite plus contraignante pourrait également être imposée à la force de la résonance à 287 keV, qui est encore susceptible de jouer un rôle important pour l'astrophysique.

4.2 Conséquences astrophysiques

4.2.1. Taux de réaction thermonucléaires

Nos mesures permettent de calculer le taux de réaction thermonucléaire par paire de particules en fonction de la température. Le Tableau 4.4 et la Figure 4.2 présentent les résultats obtenus à partir des valeurs moyennes pour les paramètres des deux résonances à l'issue de nos mesures.

Le taux de la résonance à 331 keV est calculé en utilisant l'approximation de la résonance étroite (équation 1.13). L'importante erreur statistique est représentée sur le graphe de la Figure 4.2 par la surface hachurée.

Le taux de la résonance à 656 keV est calculé numériquement en introduisant les dépendances en énergie des largeurs partielles (2.28) et (2.35) dans la formule de Breit-Wigner (2.33). L'énergie disponible dans la voie de sortie, $^{15}\text{O}+\alpha$, est proche de la barrière coulombienne. Le facteur de pénétrabilité pour les particules α n'a plus de sens aux énergies supérieures à la barrière. Par ailleurs, la valeur de la barrière $E_{bc;out}$ n'est pas déterminée exactement, car elle dépend de la forme du potentiel nucléaire. Nous avons adopté la valeur $E_{bc;out} = 3,5$ MeV et utilisé la formule (2.35) pour les énergies inférieures à cette valeur, correspondant à une énergie de collision de 620 keV. Au-dessus de cette valeur, nous avons considéré que la largeur partielle Γ_α devient simplement proportionnelle au facteur λ^{-1} . La valeur choisie pour $E_{bc;out}$ n'affecte le taux de réaction thermonucléaire qu'aux températures inférieures à quelques 10^8 K. A ces températures, l'écart entre les deux courbes extrêmes ($E_{bc;out} = 0$ et $E_{bc;out} \gg Q$) est de l'ordre d'un facteur 2. La queue de la résonance est, en fait, surtout sensible à la dépendance de Γ_p avec l'énergie.

Tableau 4.4 : Taux de réaction thermonucléaire par paire de particules pour la réaction (p, α). Les deux résonances étudiées dominent le taux pour les températures supérieures à $2 \cdot 10^8$ K.

T (GK)	$N_A \langle \sigma v \rangle$ (cm ³ mole ⁻¹ s ⁻¹)		
	331 keV	656 keV	Somme
0,1	$5,89 \cdot 10^{-10}$	$1,36 \cdot 10^{-5}$	$1,36 \cdot 10^{-5}$
0,2	$4,06 \cdot 10^{-2}$	$3,99 \cdot 10^{-2}$	$8,05 \cdot 10^{-2}$
0,3	$1,28 \cdot 10^{+1}$	2,42	$1,52 \cdot 10^{+1}$
0,4	$2,01 \cdot 10^{+2}$	$56,5 \cdot 10^{+1}$	$7,66 \cdot 10^{+2}$
0,5	$9,70 \cdot 10^{+2}$	$8,37 \cdot 10^{+2}$	$1,81 \cdot 10^{+3}$
0,6	$2,63 \cdot 10^{+3}$	$6,35 \cdot 10^{+3}$	$8,98 \cdot 10^{+3}$
0,7	$5,19 \cdot 10^{+3}$	$2,80 \cdot 10^{+4}$	$3,32 \cdot 10^{+4}$
0,8	$8,39 \cdot 10^{+3}$	$8,53 \cdot 10^{+4}$	$9,37 \cdot 10^{+4}$
0,9	$1,20 \cdot 10^{+4}$	$2,01 \cdot 10^{+5}$	$2,13 \cdot 10^{+5}$
1,0	$1,56 \cdot 10^{+4}$	$3,93 \cdot 10^{+5}$	$4,09 \cdot 10^{+5}$

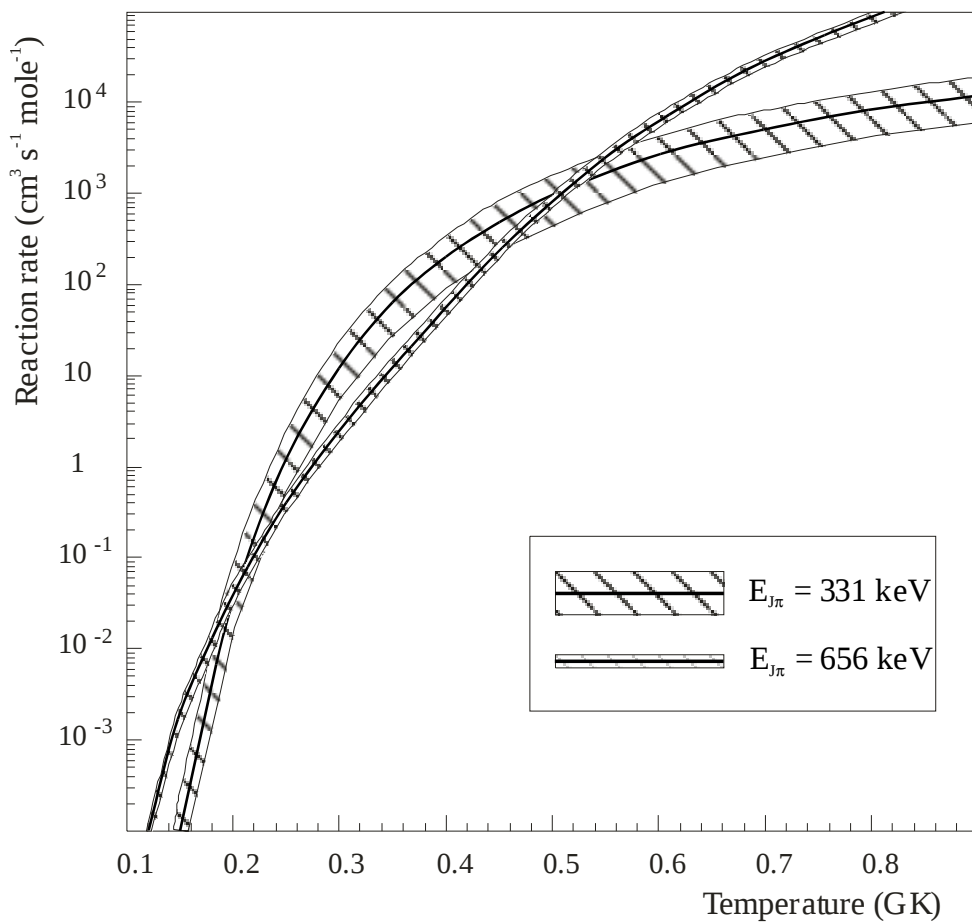


Figure 4.2 : Taux de réaction thermonucléaire par paire de particules pour la réaction (p,α). Les contributions individuelles des deux résonances étudiées sont représentées par des surfaces indiquant leurs intervalles d'erreur respectifs.

4.2.2. Conséquences

Nos résultats sont assez proches de ceux repris par [Utk98]. Notre mesure de la force de la résonance à 331 keV y est même reprise explicitement. Les conclusions qu'il en tire ne doivent donc pas être modifiées.

Aux températures comprises entre 0,2 et 0,5 GK, la contribution de la résonance à 331 keV est significative. Celle-ci domine le taux de réaction dans les novae chaudes. Aux températures inférieures à 0,2 K, la contribution de la queue de la résonance semble reprendre le dessus, mais, dans cette région, le taux dépend sensiblement de la forme exacte de la dépendance en énergie des largeurs partielles. Par ailleurs, à ces températures, les contributions des résonances situées plus bas dans le spectre doivent être prises en compte^[Coc00].

Aux températures supérieures à 0,5 GK, lorsque le taux de la réaction $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$ est supérieur au taux de la réaction $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}$, la résonance à 656 keV domine le taux de la réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)$. Le rapport de branchement entre les réactions $^{18}\text{F}(p, \alpha)$ et $^{18}\text{F}(p, \gamma)$ est alors tel que l'échappement au cycle CNO chaud

par la voie $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}(p, \gamma)^{18}\text{Ne}(\beta^+)^{18}\text{F}(p, \gamma)^{19}\text{Ne}$ est 100 fois moins rapide que par la voie $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}$. La réaction $^{14}\text{O}(\alpha, p)$ est, à ces températures, environ 30 fois plus rapide que la réaction $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)$ mais la force de la réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)$ a pour conséquence que le ^{14}O est simplement transformé en ^{15}O sans laisser le temps à la réaction d'échappement d'avoir lieu. Remarquons qu'il reste encore une importante incertitude sur le taux de la réaction $^{18}\text{F}(p, \gamma)$ et qu'une mesure directe des forces des résonances à 331 keV et 656 keV est susceptible de nuancer ces conclusions.

D'autre part, nos mesures confirment l'importante largeur totale de la résonance à 656 keV. Cette largeur introduit une différence majeure par rapport aux estimations de [Wie82], qui ont longtemps été utilisées dans les codes de simulation. La queue à basse énergie de cette résonance est responsable d'une augmentation importante du taux de réaction dans la région en énergie pertinente pour les novae. Dans un article très récent, A. Coc et ses collaborateurs^[Coc00] ont montré que cela avait pour conséquence la réduction d'un facteur 60 de la quantité attendue de ^{18}F éjectée lors de l'explosion des novae. Cette valeur est importante pour la prévision des taux de comptage attendus des détecteurs de rayons γ embarqués sur satellite. Remarquons qu'aux températures inférieures à $2 \cdot 10^8$ K, les queues des résonances proches du seuil peuvent apporter une contribution significative au taux total.

Chapitre 5

Projet d'un séparateur de recul

Quand ARES rencontre LEDA

Nous avons vu au chapitre 2 qu'une méthode expérimentale bien adaptée à l'étude des réactions (p,γ) en cinématique inverse consiste à détecter les noyaux de recul issus de la réaction après les avoir séparés des ions du faisceau qui possèdent approximativement la même quantité de mouvement. Nous avons participé activement à la conception et au développement d'un tel dispositif à Louvain-la-Neuve, baptisé ARES^[Gra99] (Astrophysics REcoil Separator). Ce dispositif est basé sur l'utilisation d'un filtre de Wien dont le principe est rappelé à la section 2.5.4.

5.1 Développement du projet

5.1.1. Etapes de la conception

L'idée d'utiliser un séparateur de recul pour l'étude des réactions (p,γ) d'intérêt astrophysique était déjà présente lors de l'étude de la réaction $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ à Louvain-la-Neuve^[Lau88]. Ce n'est pourtant qu'en 1997 que la décision ferme d'en construire un à Louvain-la-Neuve a été prise. A ce moment s'est posée la question du choix du dispositif optimal. L'option du filtre de Wien a rapidement été retenue. Celui-ci combine l'avantage de limiter l'encombrement à celui de simplifier la réalisation des électrodes nécessaires à l'application du champ électrique. Un aimant de grande dimension, ayant servi de filtre de Wien au CERN, a pu être récupéré et installé auprès du nouveau cyclotron CYCLONE44, alors en construction. Le reste du dispositif est conçu autour de cette pièce maîtresse.

Il a fallu d'abord décider du mode de fonctionnement du filtre de Wien. On peut concevoir que le rapport des champs soit réglé de manière à dévier le faisceau et pas les produits, ou l'inverse, ou encore les deux composantes dans des directions opposées. La première solution a été retenue car elle facilite l'alignement des éléments de transport qui suivent le filtre. Elle atténue également l'effet que la distribution en énergie des produits peut avoir sur leur distribution spatiale après le filtre. Ce choix impose une sélection supplémentaire de l'état de charge des produits et du faisceau. En effet, quand la condition $v = E/B$ n'est pas satisfaite, la force de Lorentz est directement proportionnelle à la charge des ions. Dans la limite des valeurs de champs accessibles, le filtre de Wien n'est pas adéquat pour dévier les ions les moins chargés. De toute manière, les ions

neutralisés, par recombinaison de charge dans la cible ou dans le gaz résiduel du tube à vide, échappent complètement à l'effet du filtre. La proportion de tels « ions neutres » par rapport au nombre d'ions du faisceau est minimale^[Shi92], mais par rapport à la quantité de produits attendue, elle est suffisante pour noyer complètement le signal.

Le dispositif minimal du séparateur de recul, dans cette optique, est donc constitué de trois éléments : le sélecteur de charge, le filtre, et le détecteur. La seule manière d'évaluer le pouvoir de séparation réel du dispositif est de disposer d'un détecteur permettant l'identification des ions détectés. Un détecteur $E-\Delta E$ permet une identification en fonction du nombre atomique Z des ions (voir section 2.5.4). Un modèle simple et performant de détecteur $E-\Delta E$ consiste à combiner un détecteur à gaz (compteur proportionnel) pour la mesure de la perte d'énergie ΔE , avec un détecteur au silicium (PIPS ou autre) pour la mesure de l'énergie résiduelle E . Le détecteur à gaz doit être équipé d'une fenêtre d'entrée. Or, l'énergie des ions à détecter est toujours faible (quelques MeV) et la perte d'énergie dans la fenêtre d'entrée doit être minimisée. La fenêtre d'entrée doit donc être la plus mince possible, ce qui pose des problèmes de résistance à la pression exercée par le gaz qu'elle contient. Pour cette raison, il est nécessaire de minimiser son diamètre. Cette contrainte impose l'ajout au dispositif d'un doublet de quadripôles avant le détecteur, afin de focaliser les produits de la réaction sur celui-ci.

En tenant compte de ces contraintes, différentes configurations demeurent envisageables. Dans le but de se donner les moyens d'évaluer leurs performances respectives, différentes voies de développement de programmes de simulation ont été explorées. Dans un premier temps, P. Lipnik et R. Coszach ont utilisé le code GEANT^[cerng] pour simuler un dispositif dans lequel la sélection en charge avant le filtre est assurée par un solénoïde^[Cos97b]. Remarquons que la routine de transport des ions dans un champ électrique n'est pas initialement incluse dans le code GEANT. Un résultat important mis en évidence par cette étude est que les performances du filtre de Wien sont affectées par les champs de fuite à ses extrémités. Le champ magnétique aux bords de l'aimant décroît nettement moins rapidement que le champ électrique aux bords des électrodes, ce qui a pour effet de modifier le rapport des champs dans ces deux régions. Les ions censés traverser le filtre en ligne droite y subissent alors des déviations qui ne peuvent pas être négligées. Le rapport des champs nominaux au centre du filtre doit alors être légèrement différent de la vitesse à transmettre pour compenser ces déviations. Afin de limiter cet effet, il a été proposé d'utiliser des électrodes plus longues que les pièces polaires de l'aimant et légèrement pliées aux extrémités. Les formes des champs à l'intérieur du filtre sont représentées par la Figure 5.1. Le calcul du champ électrique entre les électrodes est effectué à l'aide du code POISSON. Le champ magnétique est mesuré à l'aide d'une sonde à effet Hall.

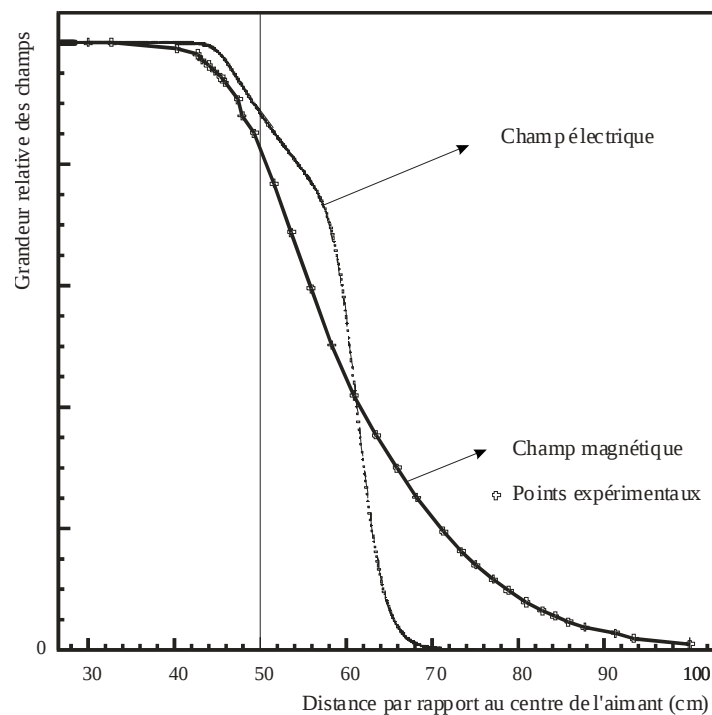


Figure 5.1 : Evolution des champs E et B en fonction de la position par rapport au centre de l'aimant. La ligne verticale représente l'extrémité de l'aimant.

Parallèlement, nous avons étudié un dispositif dans lequel la sélection en charge est assurée par un dipôle magnétique. Le dipôle est placé, a priori, en amont du filtre, de manière à éviter que les ions du faisceau les plus fortement chargés ne viennent percuter les électrodes à l'intérieur du filtre. La diffusion du faisceau sur les électrodes présente deux inconvénients majeurs. Premièrement, la surface des électrodes est très importante et offre une cible étendue pour la diffusion des ions du faisceau. Ces diffusions sont susceptibles de fournir une source importante de bruit de fond dans le détecteur, placé à la sortie du filtre. Deuxièmement, l'ionisation engendrée par l'ion peut provoquer d'importantes décharges qui nuisent à la stabilité du filtre. Les valeurs absolues des champs dans le filtre doivent donc être ajustées de manière à ce que les ions du faisceau, dans l'état de charge sélectionné, soient suffisamment déviés pour être séparés des produits à la sortie du filtre, mais ne percutent pas les électrodes à l'intérieur de celui-ci.

La présence du dipôle entre la cible et le filtre augmente considérablement la longueur du dispositif. Des éléments de transport supplémentaires sont nécessaires pour éviter que la tache du faisceau ne s'étende au-delà de l'ouverture du tube à vide. Un triplet et un doublet de quadripôles sont donc ajoutés, respectivement entre la cible et le dipôle et entre le dipôle et le filtre. Les champs dans les quadripôles et les distances entre les éléments sont autant de paramètres libres à ajuster pour optimiser l'efficacité du filtre.

Le code GEANT ne se prête pas facilement à une procédure d'optimisation avec un grand nombre de paramètres libres. C'est pourquoi nous avons recherché un programme de calcul de transport de faisceau conçu pour ce genre de tâche. Le code COSY^[Cosy] est parfaitement adapté à ce problème. Il est basé sur l'intégration numérique des équations du mouvement des particules. L'enveloppe du faisceau est obtenue en considérant les trajectoires correspondant à des conditions initiales extrêmes. En outre, COSY offre l'avantage de pouvoir calculer rapidement les corrections de trajectoires jusqu'à un ordre arbitrairement grand. De plus, les cartes des champs peuvent être entrées sous forme de fichier, ce qui permet de tenir compte exactement des champs de fuite.

Entre-temps, cependant, le professeur P. Lipnik avait développé, à l'aide du logiciel commercial Mathcad^[Mathc], un programme de calcul de transport de faisceau spécifique^[P.Lipnik]. C'est finalement ce programme-là qui a été utilisé pour donner les instructions nécessaires à la mise en place des éléments et au montage de la ligne. Il présente l'inconvénient de ne pas prendre en compte les champs de fuite dans les différents éléments et d'utiliser une approximation au premier ordre dans le calcul de l'effet du dipôle. Son avantage principal est d'être particulièrement lisible et de permettre de suivre pas à pas le comportement du système sous l'effet de la modification des paramètres. Le point de vue que nous avons alors adopté est de considérer les valeurs optimales des champs données par Mathcad comme des valeurs approchées à raffiner à l'aide du code GEANT, une fois fixées les distances entre les éléments.

La Figure 5.2 présente le dispositif finalement retenu et réalisé. Les éléments de sélection passifs que sont les collimateurs placés en aval du dipôle et du filtre sont d'une importance capitale. Ils garantissent une élimination nette des ions à rejeter qui, autrement, pourraient rejoindre la trajectoire principale après d'éventuelles diffusions sur les parois du tube à vide.

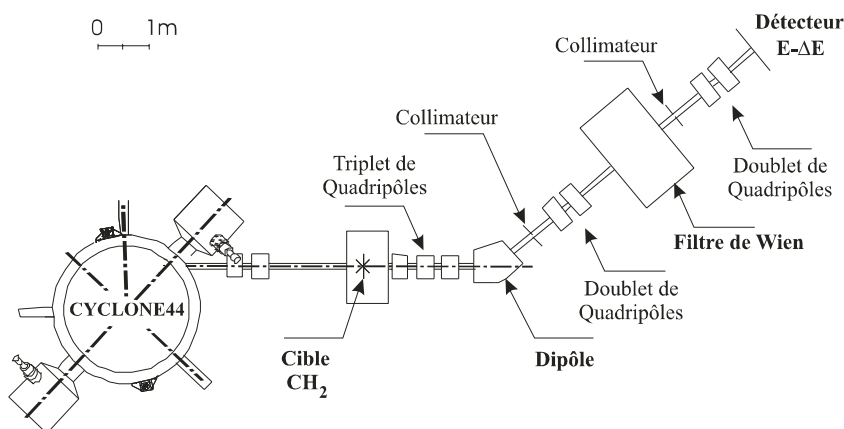


Figure 5.2 : Le séparateur de recul ARES installé auprès du nouveau cyclotron CYCLONE44.

5.1.2. Critères de performance

Pour être applicable à la mesure de sections efficaces d'intérêt astrophysique, le séparateur de recul doit présenter deux qualités essentielles. La première est de pouvoir séparer nettement les produits du faisceau et la seconde est de garantir une efficacité de transmission des produits maximale. Ces deux conditions sont imposées par le faible taux de production attendu.

L'efficacité de transmission du séparateur, ε_t , est définie par le rapport du nombre de produits de la réaction arrivant au niveau du détecteur sur le nombre de réactions ayant eu lieu dans la cible, $\varepsilon_t = N_{out}/N_R$. L'efficacité ε_t constitue le facteur principal dans l'efficacité de détection du dispositif, ε_{dt} , qui est le rapport du nombre de produits de la réaction détectés sur le nombre de réactions dans la cible $\varepsilon_{dt} = N_d/N_R$. En bonne approximation, l'efficacité de détection du dispositif est simplement donnée par le produit de l'efficacité de transmission du séparateur par l'efficacité de détection du détecteur, $\varepsilon_{dt} \approx \varepsilon_d \varepsilon_t$, mais ce n'est pas rigoureusement le cas lorsque l'efficacité de détection du détecteur, ε_d , dépend de la position ou de l'angle d'incidence de l'ion. La principale limite à l'efficacité de transmission provient de la sélection de l'état de charge opérée par le dipôle. La valeur de ε_t est toujours proportionnelle à la probabilité d'occupation de l'état de charge sélectionné. La mesure de la distribution en états de charge des produits est donc d'une grande importance pour évaluer l'efficacité de détection du dispositif. Celle-ci est un facteur de normalisation crucial pour la mesure de sections efficaces absolues. A priori, ε_{dt} est une fonction qui, comme ε_d , dépend non seulement de l'énergie des produits à la sortie de la cible, mais aussi de leur angle d'émission et de leur position à la sortie de la cible.

La position et la forme de la tache du faisceau issu du cyclotron sont soumises à des fluctuations au cours d'une même mesure. C'est pourquoi il est nécessaire de collimater le faisceau afin que la tache soit limitée à une région dans laquelle la variation de ε_{dt} avec la position de l'émission est relativement faible, sous peine de s'exposer à d'importantes erreurs systématiques sur la normalisation. La distribution angulaire des produits en sortie de cible dépend de l'ouverture angulaire du faisceau à l'entrée de la cible, de la cinématique de la réaction et de la diffusion multiple au sein de la cible. Elle ne doit pas être précisément connue si les variations de ε_{dt} à l'intérieur du cône d'ouverture maximale restent faibles. Dans le cas contraire, une mesure préalable peut être envisagée. Enfin, la distribution en énergie de ε_{dt} a nécessairement la forme d'un pic relativement étroit en raison de l'action combinée du dipôle et du filtre de Wien. L'efficacité de détection totale s'obtient en intégrant le produit de la distribution en énergie des produits à la sortie de la cible par la distribution en énergie de ε_{dt} . La distribution en énergie du faisceau incident doit donc être suffisamment stable pour ne pas introduire d'erreur systématique. Par ailleurs, afin de limiter les effets de straggling, il est utile de

choisir une cible d'épaisseur minimale. Lors de l'étude d'une résonance, cela impose aussi un contrôle rigoureux de l'énergie nominale du faisceau, afin de s'assurer que la résonance soit bien couverte dans la cible. Remarquons qu'il est possible, à certaines énergies, d'augmenter ε_{dt} , en augmentant l'épaisseur de la cible pour atteindre une énergie de sortie correspondant au maximum de l'état de charge retenu, mais il faut éviter que cela se fasse au détriment de l'efficacité de la séparation entre les produits et les ions du faisceau.

On définit le pouvoir de réjection du séparateur, v_r , par le rapport du nombre d'ions du faisceau sur la cible sur le nombre d'ions du faisceau à la sortie du séparateur, indépendamment de leurs énergies. Si Y est le taux de production²⁹ d'une réaction (p,γ) donnée, on obtient un rapport signal/bruit unitaire au niveau du détecteur quand l'inverse du pouvoir de réjection est égal au produit de Y par l'efficacité de transmission du filtre, soit $v_r^{-1} = \varepsilon_t Y$. Dans le cas d'une résonance étroite, le taux de production se déduit directement de l'équation (3.24). Pour fixer un ordre de grandeur, on peut calculer que le taux de production attendu^[Utk98] pour la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)$ autour de la résonance à 6,742 MeV, dans une cible de CH_2 , est de l'ordre de 10^{-11} . Par comparaison, le taux attendu^[Mag90] pour la réaction $^{15}\text{O}(\alpha,\gamma)$ autour de la résonance d'intérêt astrophysique à 4,033 MeV, dans une cible d'hélium pur, est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-15}$. De tels taux imposent un pouvoir de réjection très élevé.

Il faut remarquer que notre définition du pouvoir de réjection ne tient pas compte du rôle du détecteur $E-\Delta E$ dans la séparation entre les produits et le faisceau. On définit le pouvoir de séparation du dispositif complet, v_s , par le rapport du nombre d'ions du faisceau sur la cible sur le nombre d'ions détectés dans la région du spectre biparamétrique $E-\Delta E$ contenant 98 % des produits de la réaction ($\pm 2,35 \sigma$). Il est évident que v_s augmente proportionnellement à v_r . Le facteur de proportionnalité dépend du facteur de mérite f_m du détecteur $E-\Delta E$ pour la séparation des pics (à deux dimensions) des produits et du faisceau. On peut définir le facteur de mérite f_m par le rapport de la séparation entre les deux pics sur la somme de leurs largeurs à mi-hauteur. Un facteur de mérite supérieur à l'unité indique que les pics sont parfaitement séparés. Une valeur $f_m = 1$ indique que 1 % du contenu d'un pic se retrouve dans l'intervalle englobant 98 % du contenu de l'autre pic.

En conclusion, les performances du dispositif doivent être évaluées au regard de son efficacité de détection ε_{dt} et de son pouvoir de séparation v_s . Il est important de remarquer que ces deux quantités dépendent des qualités du faisceau incident sur la cible, ainsi que des propriétés de celle-ci (épaisseur, homogénéité, etc.).

²⁹ c'est-à-dire le nombre de produits par ion du faisceau sur la cible.

C'est pourquoi il faut considérer que le séparateur est en fait constitué de l'ensemble du système, de l'accélérateur jusqu'au détecteur.

5.2 Tests et simulations

En attendant la mise en fonction du cyclotron CYCLONE44, nous avons travaillé, en parallèle, sur le développement de la simulation du séparateur à l'aide du code GEANT, et sur les tests préliminaires des éléments au fur et à mesure de leur installation. Ces travaux ont été effectués dans le cadre des diplômes d'études approfondies de S. El Hajjami^[Elh97] et de M. Couder^[Cou99] et du mémoire de licence de F. Vanderbist^[Van99]. Ils sont basés sur le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$ autour de la résonance à 6,742 MeV (331 keV dans le repère c.m. de la collision).

5.2.1. Simulation pour le cas de la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)^{19}\text{Ne}$

L'objectif de la simulation à l'aide du code GEANT est multiple. Dans un premier temps, il s'agit d'évaluer l'efficacité de transmission du séparateur, et d'étudier sa dépendance en fonction de différents paramètres. On classe les paramètres étudiés en deux catégories. Les paramètres du transport sont liés aux positions et aux champs dans les éléments du séparateur. Les ouvertures des collimateurs sont aussi reprises dans cette catégorie. Les paramètres de cinématique concernent les conditions d'émission des ions à la sortie de la cible (quantité de mouvement, position, etc.). Les paramètres de transport peuvent être ajustés pour optimiser l'efficacité de transmission. La variation de ε_i en fonction des paramètres de cinématique doit être bien connue afin d'évaluer l'efficacité de détection du dispositif.

L'optimisation des paramètres de transport à l'aide de GEANT peut difficilement porter sur un grand nombre de paramètres simultanément. Aussi, nous avons dû adopter une procédure très simplifiée qui consiste à segmenter le problème en trois parties et à n'optimiser les paramètres de transport que pour une valeur nominale de l'énergie initiale. Premièrement, on détermine les champs dans les quadripôles du triplet de manière à obtenir une bonne focalisation des produits dans la direction horizontale au niveau du collimateur placé à la sortie du dipôle. Une fois ces valeurs fixées, on détermine les champs dans le premier doublet et dans le filtre en imposant que les projections des trajectoires des produits sur le plan vertical soient parallèles entre elles à l'entrée du filtre et que les projections horizontales convergent au niveau du second collimateur placé après le filtre. Enfin, les champs dans le dernier doublet minimisent le diamètre de la tache des produits au niveau du détecteur. Les contraintes imposées aux trois parties sont inspirées des résultats obtenus par la simulation utilisant Mathcad. Le résultat de l'optimisation est représenté par la Figure 5.3. Comme on peut l'observer sur la

figure, une partie des produits percute les parois horizontales du dipôle, ce qui limite l'efficacité de transmission.

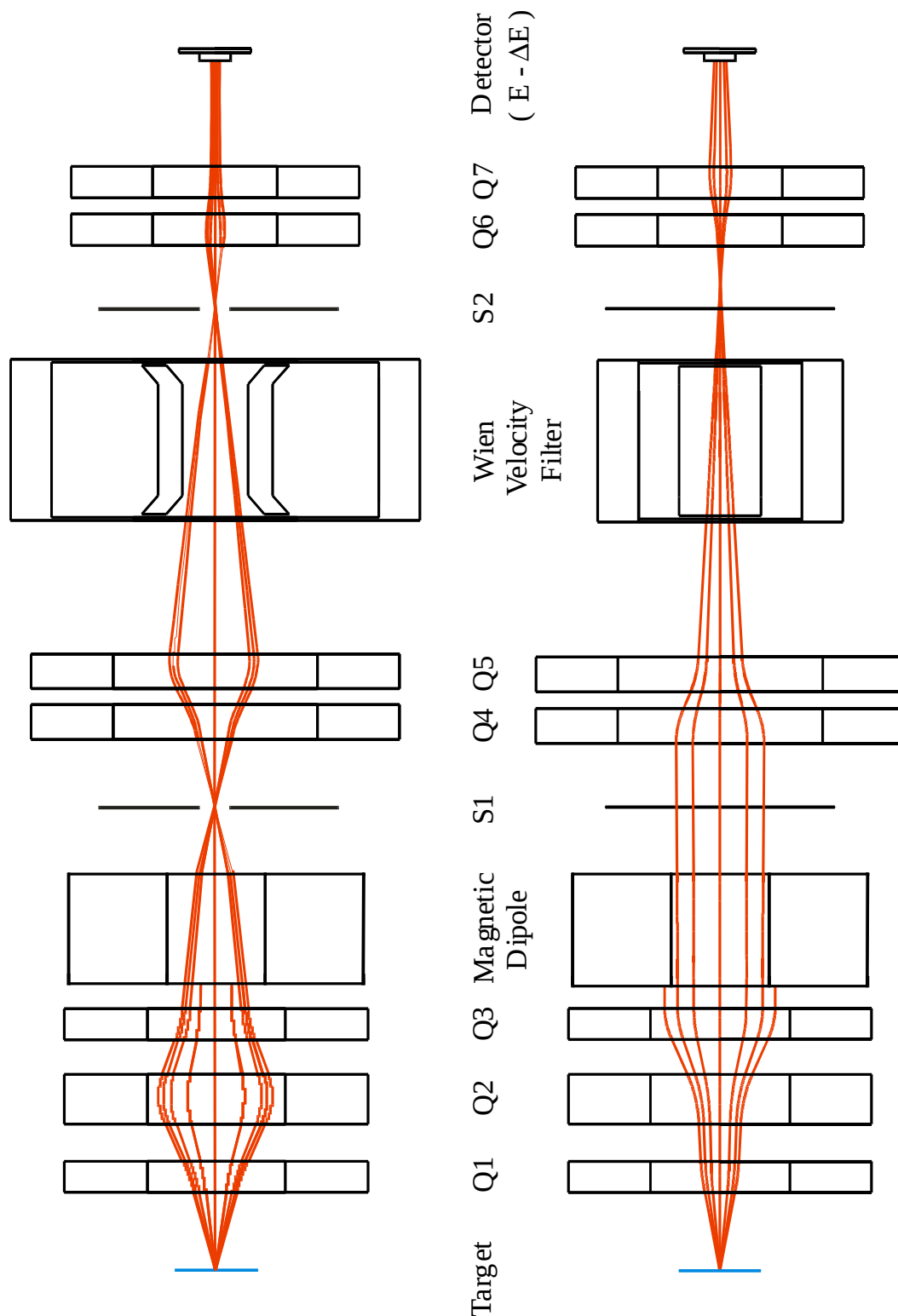


Figure 5.3: Représentation de l'enveloppe des produits de la réaction $H(^{18}\text{F}, ^{19}\text{Ne})\gamma$ à l'intérieur du séparateur de recul ARES, d'après la simulation utilisant le code GEANT.

Une fois les paramètres de transport fixés, on utilise la simulation pour étudier la variation de ε_i en fonction des paramètres de la cinématique. La méthode consiste à simuler une distribution uniforme sur un intervalle raisonnable pour tous les paramètres de cinématique simultanément. On observe, ensuite, les régions de l'espace multidimensionnel couvert qui permettent une transmission des produits. La probabilité de transmission pour une cellule particulière de l'espace de phase est donnée par le rapport du nombre d'ions transmis ayant les paramètres de cinématique de départ correspondants sur le nombre d'ions simulés avec ces paramètres de départ. La taille finie des cellules de l'espace de phase explique que cette probabilité puisse prendre des valeurs différentes de 0 et 1 malgré le caractère déterministe de la trajectoire. Pour simplifier, on peut réduire la dimensionnalité du problème en introduisant une distribution initiale attendue pour un ou plusieurs paramètres de cinématique. En prenant, par exemple, une distribution uniforme sur un disque de 8 mm de diamètre pour la position de l'émission du produit sur la cible, et une distribution angulaire isotrope dans un cône de demi-ouverture de 18 mrad pour son angle d'émission, on obtient la distribution de probabilité de transmission de l'état de charge Ne^{7+} en fonction de la quantité de mouvement initiale de la Figure 5.4.

Dans un second temps, la simulation peut être utilisée pour évaluer le pouvoir de réjection ν_r du séparateur. Pour ce faire, deux optiques complémentaires sont envisagées. D'une part, on simule séparément un grand nombre d'ions du faisceau et un grand nombre de produits. Leurs distributions spatiales respectives au niveau du dernier collimateur, en sortie du filtre, sont ajustées par une gaussienne. On calcule alors le facteur de mérite f_m de la séparation qui permet de calculer le nombre d'ions du faisceau attendus dans le pic des produits. Une telle approche fournit une estimation peu fiable du pouvoir de réjection. Non seulement parce que rien ne permet de justifier rigoureusement l'approximation gaussienne pour la queue du pic, mais surtout parce que, au niveau de réjection demandé, on s'attend à observer des ions du faisceau suivant des trajectoires fort excentriques qui ne sont pas prises en compte dans la simulation. Une autre approche consiste à rechercher des conditions cinématiques particulières des ions du faisceau, éventuellement très éloignées des conditions nominales, qui leur permettraient de traverser le séparateur. On évalue ensuite la probabilité qu'un ion du faisceau se trouve dans ces conditions à la suite d'un accident de parcours (par exemple une diffusion sur le support de cible ou sur les arêtes d'un collimateur).

Cette approche a permis de mettre en évidence l'importance du sens des champs à l'intérieur du filtre. A priori, seule l'orientation relative des champs dans le filtre est déterminée et une rotation arbitraire autour de la direction du faisceau est possible. La masse imposante de l'aimant ne laisse cependant de libre que le

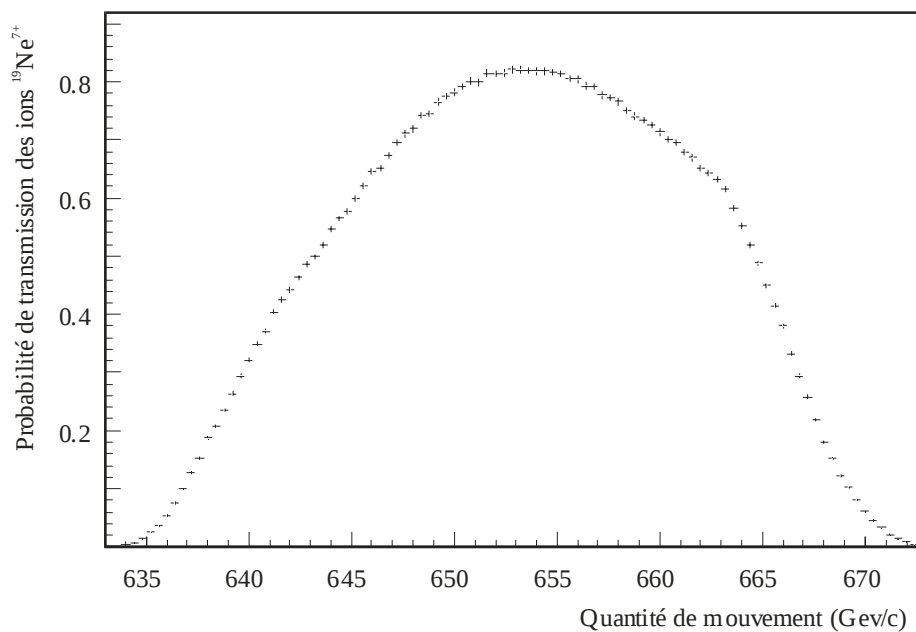


Figure 5.4 : Distribution de la probabilité de transmission des ions $^{19}\text{Ne}^{7+}$ issus de la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)$ en fonction de la quantité de mouvement initiale.

sens du champ magnétique dans la direction verticale. L'effet combiné du dipôle et du filtre est très différent selon que les deux champs magnétiques sont parallèles ou anti-parallèles. Dans ce dernier cas, le dipôle et le filtre dévient les ions du faisceau dans des sens opposés. Les ions du faisceau qui ont une énergie différente de l'énergie nominale subissent des déviations par rapport à la trajectoire centrale dans le dipôle qui peuvent être partiellement compensées dans le filtre pour les ramener au niveau de la trajectoire nominale des produits après celui-ci. La simulation a permis de montrer qu'en effet, dans le cas où les champs sont anti-parallèles, il existe deux régions de l'espace de phase autour de l'énergie nominale du faisceau pour lesquelles la transmission du filtre pour les ions du faisceau n'est pas négligeable. Il est facile d'évaluer la proportion du faisceau qui, en raison du straggling en énergie dans la cible, peut sortir de la cible avec l'énergie adéquate pour arriver au bout du séparateur. Ces régions disparaissent lorsque les champs sont parallèles entre eux. Hormis ce cas, nous n'avons pas trouvé de région de l'espace de phase qui permette une transmission des ions du faisceau à partir de la cible, au niveau de précision de la simulation, qui est limité par le nombre de particules qu'il est possible de simuler en un temps raisonnable ($\sim 5 \cdot 10^8$ en quelques heures). L'étude des autres positions initiales possibles doit encore être poursuivie.

5.2.2. Tests à l'aide d'une source α

L'utilisation du programme de simulation pour évaluer l'efficacité de détection ε_{dt} du dispositif impose des tests rigoureux de sa validité. Idéalement,

chaque élément doit être testé isolément. Deux procédures de test ont été suivies utilisant, toutes les deux, une source de particules α (^{241}Am) d'environ 10^6 Bq.

Le premier test porte sur le filtre de Wien isolé^[Elh97]. La source de particules α est placée devant le filtre et un doublet de collimateurs permet de définir un faisceau relativement bien défini mais très peu intense (quelques coups par minute). Le spectre de la source présente un pic d'environ 100 keV de large et une queue importante à basse énergie. Un détecteur mobile à la sortie du filtre permet d'avoir une image de la position de la tache de ce faisceau. Cette information est malheureusement peu précise en raison du diamètre important (~ 5 mm) du détecteur utilisé. Deux observables peuvent être comparées à la simulation. Il s'agit du profil de la tache du faisceau et de la variation de l'énergie moyenne détectée en fonction de la position du détecteur. Le profil de la tache du faisceau dépend de l'énergie considérée. Comme le filtre ne modifie pas l'énergie des particules, une analyse par tranche d'énergie est possible. La Figure 5.5 présente la comparaison des résultats expérimentaux avec la simulation. L'accord est satisfaisant, mais des tests supplémentaires plus précis sont encore nécessaires. Ce test a permis de mettre en évidence la nécessité de tenir compte des champs de fuite aux bords du filtre pour simuler convenablement son effet. Par ailleurs, à cette occasion nous avons aussi constaté que le champ magnétique rémanent est suffisamment important pour dévier les ions de quelques mm. La valeur de la transmission à champs nuls n'est donc pas accessible expérimentalement.

Le second test porte sur le doublet de quadripôles précédant le filtre. Il est important de vérifier que la simulation permet de bien rendre compte de l'effet des nombreux quadripôles du dispositif. Ce test a été réalisé par M. Couder et F. Vanderbist. La comparaison des spectres biparamétriques du taux de comptage des particules α détectées à la sortie du doublet en fonction des champs appliqués dans le premier et le second quadripôles, obtenus par l'expérience et par la simulation, montre que la simulation des quadripôles est fiable^[Cou99], à condition de tenir compte des champs de fuite aux bords des quadripôles.

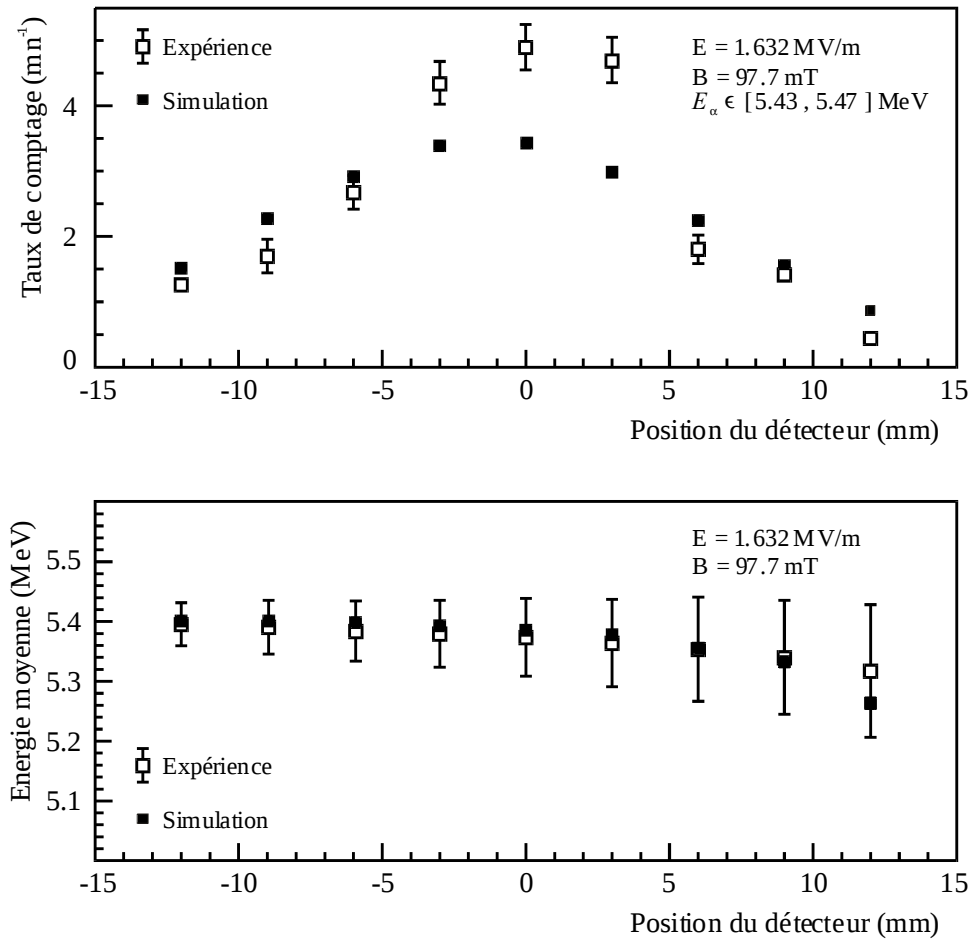


Figure 5.5 : a. Comparaison de la mesure, à la sortie du filtre de Wien, du profil d'un faisceau de particules α issues d'une source épaisse de ^{241}Am avec le profil du même faisceau simulé à l'aide du code GEANT. b. Comparaison de l'évolution de l'énergie moyenne des spectres des particules α issues de la source avec le résultat de la simulation.

5.3 Développement d'un détecteur $E-\Delta E$

Le détecteur $E-\Delta E$ placé au bout de la ligne du séparateur joue un rôle crucial dans la séparation entre les ions du faisceau et les produits de la réaction. Si la résolution en Z du détecteur est suffisamment bonne, le rôle du filtre est réduit à l'élimination d'une partie suffisante du faisceau pour que le taux de comptage soit assez bas pour être traité par le détecteur. En pratique, les facteurs aléatoires intervenant lors de la mesure de l'énergie, et surtout de la perte d'énergie des ions, limitent le facteur de mérite de la séparation entre les pics observés.

Nous avons conçu, dessiné et réalisé un détecteur $E-\Delta E$ qui est adapté aux contraintes de la mesure de section efficace de réaction (p,γ) avec la méthode du séparateur de recul. Le principe de base du détecteur est très simple, mais il est conçu de manière à pouvoir évoluer facilement si le besoin se présente. L'idée est

de combiner un détecteur à gaz avec un détecteur au silicium. Cette courte section est consacrée à la présentation des contraintes dont il a fallu tenir compte lors de la conception du détecteur. Une fois réalisé, le détecteur a été testé par M. Couder, dans le cadre de son mémoire de licence^[Cou98]. Ses performances doivent encore être étudiées avec un faisceau réel.

Le détecteur à gaz responsable de la mesure de la perte d'énergie des ions peut fonctionner comme une chambre à ionisation ou comme un compteur proportionnel. Dans une chambre à ionisation, tous les électrons produits par le passage de l'ion sont collectés sur l'anode mais les électrons eux-mêmes n'acquièrent pas assez d'énergie pour provoquer l'ionisation du gaz. Dans un compteur proportionnel, en revanche, les électrons sont suffisamment accélérés vers l'anode pour ioniser le gaz et le nombre d'électrons collectés est nettement plus important que le nombre d'ionisations provoquées par le passage de l'ion. Tant que le nombre d'électrons collectés reste proportionnel au nombre d'ionisations, le détecteur peut être utilisé pour la mesure de la perte d'énergie de l'ion dans le gaz. Au delà d'une certaine tension, cependant, l'avalanche d'électrons est limitée par la densité d'ionisation autour de l'anode et le nombre d'électrons collectés n'est plus déterminé par le nombre d'électrons initial mais par la forme de l'anode. Le détecteur est alors dans le mode Geiger-Muller qui ne convient pas pour notre objectif.

Le modèle le plus simple pour l'anode est un simple fil tendu entre les deux extrémités du détecteur. La dispersion temporelle du signal est minimale si le fil est parallèle à la direction du faisceau. C'est le modèle de base que nous avons retenu. Il peut fonctionner dans les deux modes décrits plus haut, selon la tension appliquée. Nous avons cependant voulu conserver la possibilité d'une anode plane. Une telle anode ne fonctionne que dans le mode de la chambre à ionisation. Afin d'éviter la dispersion en énergie du signal due à la variation de l'amplitude avec la position de l'ionisation, une grille conductrice, au potentiel de la masse, est placée devant l'anode. Avec cette grille, appelée grille de Frish, le signal enregistré sur l'anode correspond à la dérive des électrons dans le champ électrique entre l'anode et la grille qui ne dépend plus de la position initiale de l'ionisation. Le support du fil est conçu pour pouvoir accueillir une telle grille. Les emplacements de l'anode plane et de la grille sont également réservés.

Comme nous l'avons déjà signalé plus haut, la faible énergie des ions à détecter impose que la fenêtre d'entrée dans le détecteur à gaz soit très mince. Cela limite son diamètre mais aussi la valeur de la pression du gaz qu'elle contient. Les plus fines feuilles résistantes à la pression que nous avons pu obtenir sont des feuilles de PVC de $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Ces feuilles peuvent soutenir une pression de plusieurs hectoPa. Le gaz le plus facilement disponible convenant pour nos mesures à faible taux de comptage est l'isobutane. Pour que la perte d'énergie des

ions dans l'isobutane soit suffisante à une pression de 20 hectoPa, une longueur de plusieurs centimètres est nécessaire. Nous avons prévu une longueur totale de parcours dans le gaz de 7 cm.

Etant donné les faibles taux de comptage attendus, il est important de pouvoir suivre, en ligne, la stabilité du détecteur qui peut varier avec la pression et la température du gaz, ou simplement à cause du vieillissement de celui-ci. Nous avons envisagé de dédoubler le détecteur et de réserver une des deux parties au contrôle de la stabilité du gaz. Une source de particules α peut être insérée dans cette zone de contrôle.

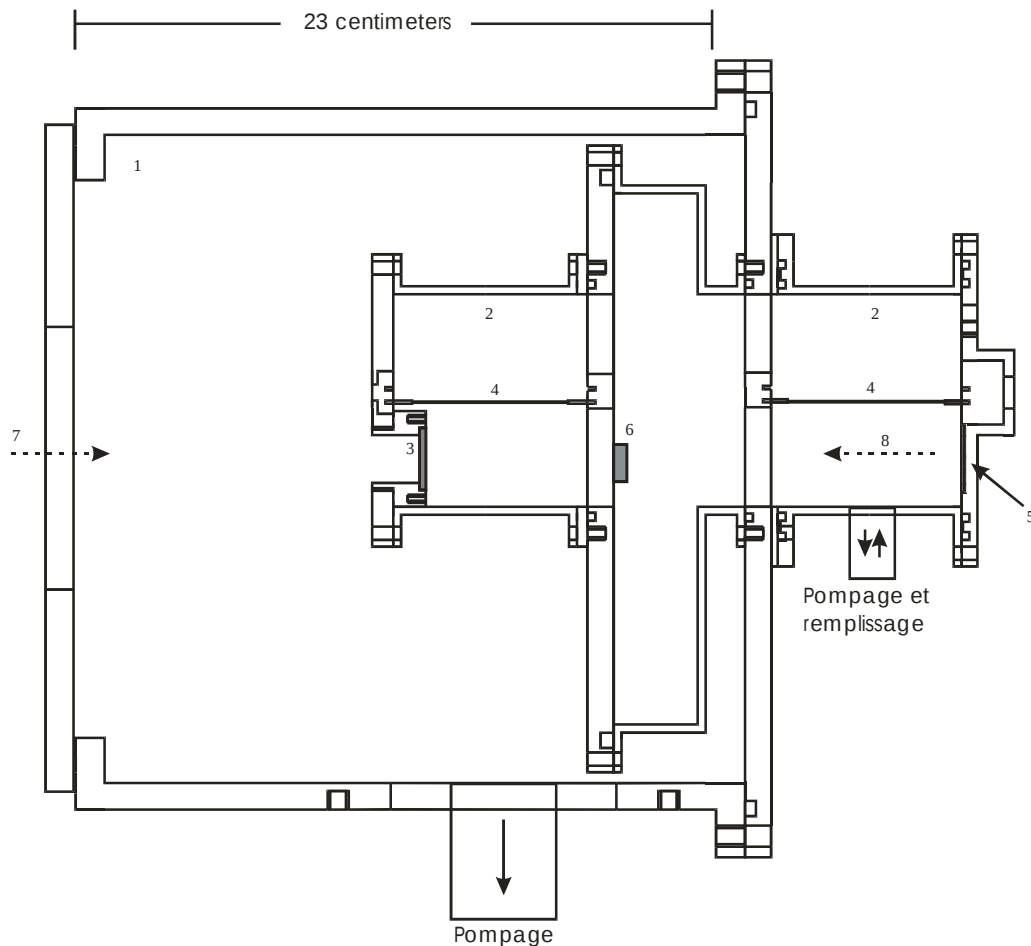


Figure 5.6 : Représentation en coupe du détecteur $E-\Delta E$ réalisé. (1) chambre à vide cubique (2) cellule à gaz cylindrique (3) fenêtre de PVC ($\sim 40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) (4) anode constituée d'un fil de $20 \mu\text{m}$ de diamètre (5) position de la source de particules α (6) position du détecteur au silicium (7) direction des produits de la réaction à détecter (8) direction des particules α permettant de tester le détecteur en ligne.

Entre les deux détecteurs à gaz, le détecteur au silicium mesure l'énergie résiduelle des ions (et des particules α issues de la zone de contrôle). Un simple détecteur de type PIPS, monté en transmission, peut être utilisé. Nous avons cependant voulu anticiper une éventuelle nécessité de mesurer la distribution spatiale des ions arrivant sur le détecteur. La place réservée pour le détecteur au silicium et ses connecteurs est donc suffisante pour accueillir, le cas échéant, un détecteur à pistes double face (DSSSD).

L'ensemble du détecteur est construit en inox plutôt qu'en aluminium, non seulement pour faciliter la réalisation des soudures, mais aussi parce que le taux de radioactivité naturelle de l'aluminium est plus élevé que celui de l'inox.

La Figure 5.6 présente une vue en coupe du détecteur réalisé. Le système de pompage et d'injection du gaz n'est pas représenté. Une connexion directe entre la chambre à vide et le volume du détecteur (« by-pass »), munie d'une vanne à grand débit, permet un pompage simultané des deux côtés de la fenêtre d'entrée. L'injection du gaz se fait dans la zone de contrôle via une vanne de précision. Un système de double o-ring, avec pompage de la zone intermédiaire, est prévu pour atténuer les risques de fuite de l'air vers le volume du détecteur. L'oxygène, même en faible quantité, risque, en effet, de dégrader considérablement les performances du détecteur à gaz.

5.4 Etat des lieux

A l'heure de clôturer ce travail, le cyclotron CYCLONE44 n'était pas en état de fournir un faisceau permettant une étude plus détaillée des performances du séparateur ARES. C'est chose faite aujourd'hui. Le développement du séparateur est actuellement mené par P. Leleux, W. Galster et M. Couder. Plusieurs mesures préliminaires avec des faisceaux de ^{14}N et de ^{19}F ont déjà été menées. Elles ont fourni des résultats encourageants. En particulier, le pouvoir de réjection du filtre pour le ^{14}N dans les conditions de transport du ^{15}O a pu être évalué à 10^{10} . Malheureusement, l'absence de faisceau de ^{15}O rend difficile et incertaine l'estimation de l'efficacité de transmission correspondante. Par ailleurs, l'utilisation d'un faisceau de ^{19}F sur une cible de CH_2 a permis de mettre en évidence la présence d'un pic attribué au produit de la réaction $^{19}\text{F}(p,\gamma)^{20}\text{Ne}$, mais une aussi bonne valeur du pouvoir de réjection n'a pas pu être retrouvée. Ces mesures préliminaires ont mis en évidence l'importance du centrage des éléments par rapport à l'axe du faisceau.

Par ailleurs, une chambre de réaction est actuellement en cours de réalisation permettant l'installation d'un détecteur LEDA au niveau de la cible de CH_2 . Un tel dispositif permettra l'étude simultanée des réactions $\text{H}(\text{X},\text{p})$, $\text{H}(\text{X},\gamma)$ et, le cas échéant, $\text{H}(\text{X},\alpha)$. Il constitue une excellente rentabilisation du précieux faisceau

radioactif. En particulier, la mesure prévue de la réaction $^{18}\text{F}(p,\gamma)$ à l'énergie de la résonance à 331 keV pourra être combinée avec une mesure plus précise de la force de cette résonance pour la réaction (p, α) (voir section 4.1.4).

Enfin, comme nous l'avons déjà signalé, une étude de faisabilité de cibles d'hélium implanté dans de l'aluminium est actuellement en cours. De telles cibles devraient permettre d'envisager l'étude des réactions $^4\text{He}(X,p)$, $^4\text{He}(X,\gamma)$ et $^4\text{He}(X,\alpha)$ à l'aide de la combinaison du séparateur ARES et du détecteur LEDA. Cette combinaison offre donc des perspectives particulièrement prometteuses.

Conclusion

La combustion explosive de l'hydrogène en milieu stellaire est caractérisée par la présence de réactions nucléaires (p,α) et (p,γ) impliquant des noyaux radioactifs. L'étude expérimentale de ces réactions nécessite l'usage de faisceaux d'ions radioactifs. Les méthodes expérimentales adaptées à ce type d'étude sont marquées par le fait que les ions du faisceau sont plus lourds que les noyaux cibles. Nous nous sommes efforcés de mettre en évidence les implications de cette configuration qui définit la cinématique inverse. Nous avons rappelé que l'importante perte d'énergie des ions du faisceau dans la cible permet de balayer, en une seule mesure, une large gamme d'énergies de collision. Un tel balayage est particulièrement profitable pour l'étude des résonances étroites car il permet d'obtenir le taux de production intégré sur toute la largeur de la résonance. On obtient ainsi facilement la force de la résonance.

Par ailleurs, la distribution en énergie des produits de la réaction donne une image de la distribution en énergie de la section efficace. Cette image est cependant déformée par les effets de perte d'énergie du faisceau et des produits à l'intérieur de la cible et par leur straggling en énergie. La diffusion multiple et la taille finie de la tache du faisceau sur la cible introduisent en outre un élargissement cinématique des spectres obtenus. Les qualités du faisceau, comme sa résolution en énergie ou sa divergence, influencent également la forme de la distribution en énergie des produits. Moyennant la prise en compte de ces effets, on obtient la distribution en énergie de la section efficace sans devoir modifier l'énergie du faisceau. Nous avons montré que la situation est comparable à un grand nombre d'expériences sur cibles minces effectuées simultanément à plusieurs énergies différentes. Le temps d'utilisation du faisceau est ainsi considérablement réduit.

Le code de simulation que nous avons développé permet de tenir compte de ces effets pour reproduire la forme des spectres à partir de la section efficace. Il permet également d'obtenir les paramètres de la section efficace par une procédure d'ajustement des spectres simulés aux spectres expérimentaux. Bien qu'il ait été développé pour l'étude des réactions $H(^{18}\text{F},\alpha)$ et $H(^{18}\text{F},p)$, il est applicable facilement à toute autre réaction du même type étudiée en cinématique inverse. En particulier, il permet de reproduire la distribution en énergie des noyaux de recul issus des réactions (p,γ) . A ce titre, il constitue une composante essentielle de l'estimation de l'efficacité de détection du séparateur ARES.

La mesure de sections efficaces absolues requiert une normalisation précise des taux de comptage. Nous avons montré que l'étude de la diffusion élastique des protons de la cible, à l'aide du détecteur LEDA, fournit une procédure de normalisation adéquate, bien que soumise à l'incertitude sur le pouvoir d'arrêt pour les ions du faisceau. Cette observation souligne l'importance du contrôle des paramètres expérimentaux, comme le pouvoir d'arrêt et l'épaisseur de la cible, pour la précision des résultats.

Il faut remarquer que l'étude des spectres des protons est également intéressante pour elle-même. En présence d'une résonance dont la largeur partielle pour les protons Γ_p est supérieure à quelques keV, une telle étude permet de déterminer précisément les paramètres spectroscopiques du niveau comme l'a illustré avec succès l'étude de la réaction $H(^{18}\text{F},p)$. Même en l'absence d'une telle résonance, la forme du spectre des protons fournit une bonne vérification de plusieurs paramètres expérimentaux comme l'énergie du faisceau, l'épaisseur de la cible, ou son pouvoir d'arrêt.

A l'occasion de l'étude de la réaction $H(^{18}\text{F},\alpha)$, nous avons montré que le détecteur LEDA est aussi parfaitement adapté à l'étude des réactions (p,α) en cinématique inverse. L'important angle solide couvert a permis de mesurer une force de résonance de quelques eV avec un faisceau d'intensité inférieure à 10^6 pps. Il faut cependant garder à l'esprit que cette mesure est soumise à une importante erreur systématique liée à l'extrapolation du nombre de particules α détectées à l'ensemble de l'angle solide.

Enfin, nous avons évoqué la possibilité de combiner les différentes méthodes expérimentales présentées en un dispositif unique dont les pièces maîtresses seraient le séparateur de recul ARES et le détecteur LEDA. Une telle combinaison correspond à une utilisation optimale du faisceau d'ions radioactifs dont l'obtention demeure techniquement difficile. Remarquons que cette combinaison laisse encore la place pour un système de détection des rayons γ et même éventuellement pour un système de détection de la radioactivité des produits. Une telle multiplication des informations disponibles, permettant une identification sans équivoque des produits, est effectivement nécessaire si l'on veut accéder à la mesure de taux de production aussi faibles que 1 événement par jour.

Nos résultats ont permis de confirmer les valeurs calculées des taux de réactions stellaires de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ présentées par Utku et ses collaborateurs^[Utk98]. Notre mesure de la force de la résonance à 6,742 MeV est la première indication expérimentale confirmant la valeur évaluée à partir des propriétés de l'état analogue dans le noyau miroir. Notre étude du niveau à 7,067 MeV a fourni un ensemble cohérent de données permettant de confirmer les valeurs de [Utk98] et [Cos95], au détriment des résultats de [Reh96]. Cette

confirmation se traduit par une augmentation de la confiance que l'on peut porter aux modèles d'explosions stellaires faisant intervenir la réaction $^{18}\text{F}(\text{p},\alpha)$. Parmi ceux-ci, épinglons les modèles qui permettent de prévoir le flux de rayons γ accompagnant les explosions de novae car ils devraient bientôt subir une confrontation directe à l'expérience grâce au développement de l'astronomie γ spatiale.

Références bibliographiques

- [Ang00] C. Angulo, Th. Delbar, J.S. Graulich et P. Leleux, accepté pour publication dans Nucl. Instr. Meth. **B**
- [Ang99] C. Angulo et al., Nucl. Phys. **A 656** (1999) 3-183
- [Arn99] M. Arnould & K. Takahashi, Rep. Prog. Phys. **62** (1999) 395-464
- [B2FH] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler & F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. **29** (1957) 547
- [Bah92] J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys. **64** (1992) 885
- [Bel80] P. Belery et al., Nucl. Instr. Meth. **179** (1981) 1-9
- [Ben92] Benjeloun et al., Nucl. Instr. Meth. **A 321** (1992) 521-528
- [Bla52] J.M. Blatt and R.D. Biedenharn, Rev. Mod. Phys. **24** (1952) 258. Voir aussi [Hub54]
- [Bra99] W. Bradfield-Smith, T. Davinson, A. di Pietro, A.M. Laird, A.N. Ostrowski, A.C. Shotter, P.J. Woods, S. Cherubini, W. Galster, J.S. Graulich, P. Leleux, L. Michel, A. Ninane, J. Vervier, J. Görres, M. Wiescher, J. Rahighi, J. Hinnefeld, Phys. Rev. **C 59** (1999) 3402-3409 ; Nucl. Instr. Meth., **A 425** (1999) 1-7
- [But98] Y.M. Butt et al., Phys. Rev. **C 58** (1998) R10
- [cerng] GEANT 3.21, *Detector Description and Simulation Tool*, Application Software Group, Computing and Networks Division, CERN Geneva, Switzerland (1993). Voir aussi <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/index.html>
- [cernh] HBOOK, *Statistical Analysis and Histogramming*, Application Software Group, Computing and Networks Division, CERN Geneva, Switzerland (1998). Voir aussi <http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/hbook/HBOOKMAIN.html>
- [cernp] PAW 2.09, *Physical Analysis Workstation*, Application Software Group, Computing and Networks Division, CERN Geneva, Switzerland (1998). Voir aussi <http://wwwinfo.cern.ch/asd/paw/index.html>
- [cernr] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. **A 389** (1997) 81-86. Voir aussi <http://root.cern.ch/>.
- [Cha92] A.E. Champagne et M. Wiescher, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **42** (1992) 39-76
- [Che99] S. Cherubini, W. Galster, J.S. Graulich, P. Leleux., J. Vervier, D. Miljanic, C. Spitaleri, M. Aliotta, M.Lattuada, A. Tumino, A. Laird, T. Davinson, A. di Pietro, A.N. Ostrowski, A.C. Shotter, P.J. Woods, in Proceedings of Cluster 99 Conference, Juin 1999, Rab, Croatia, (1999) sous presse

- [Coc00] A. Coc, M. Hernanz, J. José, J.P. Thibaud, accepté pour publication dans Astron. Astrophys.
- [Cog96] M. Cogneau et al., **A 420** (1999) 489
- [Cos94] R. Coszach et al., Phys. Rev. **C 50** (1994) 1695-1701
- [Cos95] R. Coszach, M. Cogneau, C.R. Bain, F. Binon, T. Davinson, P. Decrock, Th. Delbar, M. Gaelens, W. Galster, J.Görres, J.S. Graulich, R. Irvine, D. Labar, P. Leleux, M. Loiselet, C. Michotte, R. Neal, G. Ryckeweart, A.C. Shotter, J. Vanhorenbееck, J. Vervier, M. Wiescher, Ph. Woods, Phys. Lett. **B 353** (1995) 184
- [Cos97] R. Coszach, Thèse de doctorat, *Etude de la diffusion résonante proton-noyau par la méthode de la cinématique inverse* U.C.L. (1997) non publié.
- [Cos97b] R. Coszach, Thèse annexe de doctorat, *Etude de la diffusion résonante proton-noyau par la méthode de la cinématique inverse*, U.C.L. (1997) non publié.
- [Cosy] M. Berz, Computational aspects of design and simulation (COSY INFINITY), Nucl. Instr. Meth. **A 298** (1990) 473
- [Cou98] M. Couder, Mémoire de licence, *Mise au point d'un détecteur ΔE-E pour ions lourds de faible énergie*, U.C.L. (1998) non publié.
- [Cou99] M. Couder, Rapport de DEA, *Tests et simulations du séparateur de recul ARES*. U.C.L. (1999) non publié.
- [Cri98] M. Cribier, in Nuclei in the Cosmos V, Juillet 1998, Volos, Grèce, Ed. Frontières (1999) 366
- [Dec91] P. Decrock et al., Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 808
- [Del92] Th. Delbar et al., Nucl. Phys. **A 542** (1992) 263-277
- [Del93] Th. Delbar et al., Phys. Rev. **C 48** (1993) 3088
- [Edm57] A.R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, Princeton University Press (1957) Princeton, USA
- [Elh97] S. El Hajjami, Rapport de DEA, *Etude d'un filtre de Wien : essais avec une source ²⁴¹Am*. U.C.L. (1997) non publié.
- [Eng74] J.A. England, *Techniques in Nuclear Structure Physics*, Mac Millan (1974) New-York, USA
- [Fes60] H. Feshbach, *Nuclear Spectroscopy*, Ed. Ajzenberg-Selove, Academic (1960) New-York, USA
- [For00] H. T. Fortune et R. Sherr, Phys. Rev. **C 61** (2000) 024313
- [Fow67] W.A. Fowler, G.R. Caughlan & B.A. Zimmerman, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **5** (1967) 525
- [Gal91] W. Galster et al. Phys. Rev. **C 44** (1991) 2776
- [Gar70] J.D. Garrett, R. Middleton and H.T. Fortune, Phys. Rev. **C 4** (1970) 1243
- [Goe80] J. Goerres, K.U. Kettner, H. Kräwinkel and C. Rolfs, Nucl. Instr. Meth. **177** (1980) 295
- [Gra94] J.S. Graulich, Mémoire de licence, *Etude critique d'un canal à positons*. U.C.L. (1994) non publié.

- [Gra95] J.S. Graulich, Rapport de DEA, *Test d'une cible gazeuse pour canal magnétique* U.C.L. (1995) non publié.
- [Gra97] J.S. Graulich, F. Binon, W. Bradfield-Smith, M. Cogneau, R. Coszach, T Davinson, Th. Delbar, M. Gaelens, W. Galster, J.Görres, D. Labar, P. Leleux, M. Loiselet, J. McKenzie, R. Neal, G. Ryckeweart, A.C. Shotter, J. Vanhorenbeeck, J. Vervier, M. Wiescher, Ph. Woods, Nucl. Phys. **A 626** (1997) 751-759
- [Gra99] J.S. Graulich et al., in Nuclei in the Cosmos V, Juillet 1998, Volos, Grèce, Ed. Frontières (1999) 471
- [Ham98] F. Hammache et al. Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 928
- [Hay72] D.S. Haynes, K.W. Kemper et N.R. Fletcher, Phys. Rev. **C 5** (1972) 5
- [Her99] M. Hernanz, J. José, A. Coc, J. Gomez-Gomar and J. Isern, Astr. J. **526** (1999) L97-L100
- [Hof97] R.D. Hoffman, S.E. Woosley, & Y.Z. Qian, Astrophys. J. **482** (1997) 951-962
- [Hub54] R. Huby, Proc. Phys. Soc. **A 67** (1954) 1103
- [Jun98] M. Junker et al., Phys. Rev. **C 57** (1998) 2700
- [Kap98] F. Käppeler, F.K. Tkielemann & M. Wiescher, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **48** (1998) 175
- [Lai98] A. Laird, A.N. Ostrowski, A.C. Shotter, M. Aliotta, F. Cappuzzello, S. Cherubini., A. Cunsolo, T. Davinson, A. di Pietro, P. Figuera, W. Galster, J.S. Graulich, P. Leleux, L. Michel, A. Musumarra, A. Ninane, C. Spitaleri, A. Tumino, J. Vervier, P.J. Woods, in Nuclei in the Cosmos V, Juillet 1998, Volos, Grèce, Ed. Frontières (1999) 415-419
- [Lau88] X. Lauwerys, Mémoire de licence, *Filtre de Wien pour ions rapides $\beta \approx 0,04$* U.C.L. (1988) non publié.
- [Lel93] P. Leleux, *Technique de production de faisceaux exotique*, Cours dispensé à l'école Joliot-Curie de Physique nucléaire, septembre 1993, Maubuisson, France, non publié.
- [Lel93] P. Leleux et al., Nucl. Instr. Meth. **A 329** (1993) 518
- [Len86] W.N. Lennard et al. Nucl. Instr. Meth. **A 248** (1986) 454
- [Liv94] M. Livio, and J.W. Truran, Astrophys. J. **425** (1994) 797
- [Lor79] H. Lorenz-Wirzba et al. Nucl. Phys. **A 313** (1979) 346
- [Mag90] P.V. Magnus et al., Nucl. Phys. **A 506** (1990) 332-345
- [Mal82] J.B. Malherbe et H.W. Alberts, Nucl. Instr. Meth. **196** (1982) 499
- [Mathc] Mathcad® 7 Professional, MathSoft Inc. (1986-1997).
- [Mey94] B.S. Meyer, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **32** (1994) 153-190
- [Mic95a] C. Michotte, Thèse de doctorat, *Mesure de la section efficace de la réaction $^{19}\text{Ne}(p,\gamma)^{20}\text{Na}$ d'intérêt astrophysique par détection de la désintégration β du noyau ^{20}Na* U.C.L. (1995) non publié.
- [Mic95b] C. Michotte, J.S. Graulich, Th. Delbar, P. Leleux, P. Lipnik, Nucl. Instr. Meth. **A 366** (1995) 155-160

- [Mic96] C. Michotte, C.R. Bain, F. Binon, R. Coszach, T. Davinson, P. Decrock, Th. Delbar, P. Duhamel, M. Gaelens, W. Galster, J.Görres, J.S. Graulich, M. Huyse, P. Leleux, E. Liénard, P. Lipnik, A. Ninane, A.C. Shotter, Cs. Sükösd, G. Vancraeynest, P. Van Duppen, J. Vanhorenbeeck, J. Vervier, M. Wiescher, Ph. Woods, *Phys. Lett. B* **381** (1996) 402-406
- [Mo72] T. Mo and H.R. Weller, *Nucl. Phys. A* **198** (1972) 153
- [Nor71] L.C. Northcliffe & R.F. Shilling, *Nucl. Data Tables A* **7** (1971) 233
- [Ost96] D.A. Ostlie & B.W. Carroll, *An Introduction to Modern Stellar Astrophysics*, Addison-Wesley Publ. Co. (1996) New-York, USA
- [P.Lipnik] Rapport interne, <http://www.fynu.ucl.ac.be/projets/rnb/Ares/ares0.html>
- [Pag94] R.D. Page and G. Vancraeynest et al., *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 3066
- [Pau97] J. Paul & Ph. Laurent, *Astronomie gamma spatiale*, Gordon and Breach Science Publ. (1997) Amsterdam, Pays-Bas
- [Phi94] A.C. Phillips, *The Physics of Stars*, John Wiley & Sons (1994) Chichester, England
- [pns89] W.J. Thompson, B.W. Carney, H.J. Karwowski (Ed.) *Workshop on Primordial Nucleosynthesis*, World Scientific (1989) Singapour
- [Ram93] P.V. Ramana Murthy & A.W. Wolfendale, *Gamma-ray astronomy*, Cambridge astrophysics series **22**, Cambridge university press (1993) Cambridge, UK
- [Reh95] K.E. Rhem et al., *Phys. Rev. C* **52** (1995) R460
- [Reh96] K.E. Rhem et al., *Phys. Rev. C* **53** (1996) 1950
- [Rob95] A.D. Roberts et al., *Nucl. Instr. Meth B* **103** (1995) 523-528
- [Rol88] C.E. Rolfs and W.S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, University of Chicago Press (1988) Chicago, USA
- [Sel92] P.J. Sellin et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **311** (1992) 217-223
- [Shi92] K. Shima et al., *At. Nucl. Data Tables*, **51** (1992) 173
- [Sin90] Sindano et al., *Phys. Rev. C* **42** (1990) 748
- [Smo61] H. Smotrich, K.W. Jones, L.C. McDermott and R.E. Benenson, *Phys. Rev.* **122** (1961) 232
- [Tay72] J.R. Taylor, *Scattering Theory*, John Wiley & Sons (1972) New-York, USA
- [Till95] D.R. Tilley et al., *Nucl. Phys. A* **595** (1995) 1-170
- [Utk93] S. Utku et al., *Bull. Amer. Phys. Soc.* **38** (1993) 983
- [Utk94] S. Utku, PhD Thesis, Yale University, CT, USA (1994) non publié.
- [Utk98] S. Utku et al., *Phys. Rev. C* **57** (1998) 2731
- [Van00] F. Vanderbist, Rapport de DEA, U.C.L. (2000) non publié.

- [Van98] G. Vancraeynest, P. Decrock, M. Gaelens, M. Huyse, P. Van Duppen, C.R. Bain, T. Davinson, R.D. Page, A.C. Shotton, P.J. Woods, F. Binon, P. Duhamel, J. Vanhorenbeeck, R. Coszach, T. Delbar, W. Galster, J.S. Graulich, P. Leleux, E. Lienard, P. Lipnik, C. Michotte, A. Ninane, J. Vervier, H. Herndl, H. Oberhummer, C. Sükösd, M. Wiescher, Phys. Rev. C **57** (1998) 2711-2723
- [Van99] F. Vanderbist, Mémoire de licence, *Etudes préliminaires à la mesure de réactions (p, γ) dans un spectromètre à recul*. U.C.L. (1999) non publié.
- [Wie80] M. Wiescher et al., Nucl. Phys. A **349** (1980) 165-216
- [Wie82] M. Wiescher and K.U. Kettner, Astr. J. **263** (1982) 891
- [Woo94] S.E. Woosley et al. Astrophys. J. **433** (1994) 229
- [Zig96] J.F. Ziegler et al., *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, (1985) New York, USA, et le code SRIM 96.
Voir aussi <http://www.research.ibm.com/ionbeams/home.htm#SRIM>

Annexe 1

Formules de cinématique

Soit une réaction à deux corps entre un projectile de masse M_1 et une cible, initialement au repos, de masse M_2 . Dans la suite, nous appliquerons la simplification qui consiste à considérer $c = 1$, ce qui implique l'équivalence des unités d'énergie, de masse et de quantité de mouvement. Pour fixer les idées, considérons que toutes ces grandeurs sont exprimées en MeV. Soient E_L l'énergie cinétique de la masse M_1 dans le repère LAB avant la collision, et M_3 et M_4 les masses des produits de la réaction. Par convention, j'appelle la masse M_3 l'éjectile et la masse M_4 le résidu, et je définis E_{L3} , θ_{L3} , E_{L4} et θ_{L4} les énergies cinétiques et les angles d'émission respectifs de l'éjectile et du résidu dans le repère LAB. Le problème de cinématique revient d'une part à déterminer les corrélations entre ces quatre grandeurs étant donné les masses et l'énergie initiale et, d'autre part, à trouver leur correspondant dans le repère du centre de masse. Dans la suite, toutes les grandeurs sans indice L sont considérées dans le repère c.m. L'indice i se rapporte à la masse M_i . L'indice T indique une somme sur les deux masses ($i = 1, 2$ avant la collision, $i = 3, 4$ après la collision), et l'absence d'indice caractérise les formules valables pour toutes les valeurs de celui-ci.

Si E et $\vec{p}$ représentent l'énergie totale et l'impulsion, on a, quel que soit le repère

$$E_i^2 = M_i^2 + p_i^2 \quad \text{et} \quad E_i = M_i + E_i \quad (\text{A.1})$$

dont on tire directement

$$p_i = \sqrt{2M_i E_i + E_i^2} \quad \text{et} \quad E_i = \sqrt{M_i^2 + p_i^2} - M_i \quad (\text{A.2})$$

En particulier, avant la collision

$$p_{LT} = p_{L1x} = \sqrt{2M_1 E_L + E_L^2}$$

En choisissant un axe x parallèle à la direction initiale du faisceau et en nommant y la direction transverse, la transformation de Lorentz qui permet le passage du repère LAB au repère c.m. s'exprime comme suit :

$$\left. \begin{aligned} E &= \gamma_{cm} (E_L - \vec{v}_{cm} \cdot \vec{p}_L) \\ p_x &= \gamma_{cm} (p_{Lx} - v_{cm} E_L) \\ p_y &= p_{Ly} \end{aligned} \right\} \quad (A.3)$$

et la transformation inverse

$$\left. \begin{aligned} E_L &= \gamma_{cm} (E + \vec{v}_{cm} \cdot \vec{p}) \\ p_{Lx} &= \gamma_{cm} (p_x + v_{cm} E) \\ p_{Ly} &= p_y \end{aligned} \right\} \quad (A.4)$$

avec $\vec{v}_{cm}$ la vitesse du repère c.m. par rapport au repère LAB et $\gamma_{cm} = 1/\sqrt{1-v_{cm}^2}$. Comme ces formules s'appliquent également à la quadri-impulsion totale et que, par définition, l'impulsion totale dans le repère c.m. est nulle, on trouve directement

$$v_{cm} = \frac{p_{LT}}{E_{LT}} = \frac{\sqrt{2M_1 E_L + E_L^2}}{M_1 + M_2 + E_L} \quad \text{et} \quad \gamma_{cm} = \frac{M_1 + M_2 + E_L}{\sqrt{(M_1 + M_2)^2 + 2M_2 E_L}} \quad (A.5)$$

Par ailleurs, la transformation de Lorentz conserve la norme des quadri-vecteurs et l'on définit la masse invariante M^* par la relation

$$E_{LT}^2 - p_{LT}^2 = E_T^2 = M^{*2} \quad (A.6)$$

M^* est donc l'énergie totale dans le repère c.m. En injectant (A.6) dans (A.4) appliquée à la quadri-impulsion totale, avec $p_T = 0$, on trouve

$$M^* = \frac{E_{LT}}{\gamma_{cm}} = \sqrt{(M_1 + M_2)^2 + 2M_2 E_L} \quad (A.7)$$

qui peut aussi être inversée pour donner

$$E_{LT} = \frac{M^{*2} - M_1^2 - M_2^2}{2M_2}$$

On peut maintenant trouver l'énergie cinétique de la collision dans le repère c.m. :

$$E_{cm} = E_1 + E_2 = M^* - (M_1 + M_2) \quad (A.8)$$

dont la limite non-relativiste, bien connue, est

$$E_{cm} \approx \frac{M_2}{M_1 + M_2} E_L$$

L'impulsion, avant la collision, de chaque masse dans le repère c.m. s'obtient en appliquant l'équation (A.3) à la masse M_2 , qui est au repos dans le repère LAB.

$$p_1 = p_2 = p_{LT} \frac{M_2}{M^*} \stackrel{\text{def}}{=} p_{cm} \quad (A.9)$$

Après la collision, les conditions de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie imposent

$$M^* = E_3 + E_4 \quad \text{et} \quad p_3 = p_4 \stackrel{\text{def}}{=} p'_{cm}$$

En utilisant l'expression (A.1) pour E_4 , on trouve l'énergie et l'impulsion de la masse M_3 après la collision :

$$\left. \begin{aligned} E_3 &= \frac{M^{*2} + M_3^2 - M_4^2}{2M^*} \\ E_3 &= \frac{(M^* - M_3)^2 - M_4^2}{2M^*} \\ p'_{c.m.} &= \frac{\sqrt{(M^{*2} - M_3^2 - M_4^2)^2 - 4M_3^2 M_4^2}}{2M^*} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.10})$$

Les grandeurs équivalentes pour la masse M_4 s'obtiennent simplement en permutant les indices 3 et 4. Les équations (A.7), (A.8) et (A.10) forment la solution du problème dans le repère c.m. dans lequel l'angle d'émission n'est pas déterminé par la cinématique, avec comme seule condition $\theta_4 = \theta_3$.

Passons maintenant à la solution dans le repère LAB. En appliquant les équations (A.4) à la masse i ($i = 3, 4$), on trouve, en éliminant l'angle dans le repère c.m.

$$p_{Li} = \gamma_{\theta_{Li}}^2 \cdot \left(\mu_i v_{cm} \cos \theta_{Li} \pm \sqrt{\mu_i^2 - \left(\frac{M_i}{\gamma_{\theta_{Li}}} \right)^2} \right) \quad (\text{A.11})$$

où l'on a défini

$$\gamma_{\theta_{Li}}^2 = \frac{1}{\sqrt{1 - v_{cm}^2 \cos^2 \theta_{Li}}} \quad \text{et} \quad \mu_i = \frac{E_i}{\gamma_{cm}}$$

Si $M_i < \mu_i$, seul le signe + doit être retenu dans l'équation (A.11). Dans le cas contraire, il y a deux valeurs de p_{Li} qui correspondent au même angle d'émission de la masse M_i dans le laboratoire et la condition $\mu_i^2 - (M_i / \gamma_{\theta_{Li}})^2 \geq 0$ implique l'existence d'un angle maximum pour la masse M_i donné par

$$\theta_{Li}^{\max} = \arccos \left(\frac{\sqrt{M_i^2 - \mu_i^2}}{M_i v_{cm}} \right) \quad (\text{A.12})$$

En tenant compte du fait que la transformation de Lorentz ne modifie pas la composante transverse de l'impulsion, on peut trouver l'angle d'émission dans le repère c.m. à partir de l'angle observé dans le laboratoire :

$$\sin \theta_i = \frac{p_{Li}}{p'_{cm}} \sin \theta_{Li}$$

La transformation inverse s'obtient en prenant le rapport des composantes selon X et Y de p_{Li} qui fournit

$$\tan \theta_{Li} = \frac{\sin \theta_i}{\gamma_{cm} \left(\cos \theta_i + v_{cm} \frac{E_i}{p'_{cm}} \right)} = \frac{\sin \theta_i}{\gamma_{cm} \left(\cos \theta_i + v_{cm} \sqrt{1 + \left(\frac{M_i}{p'_{cm}} \right)^2} \right)} \quad (\text{A.13})$$