



HAL
open science

Spectroscopie du ^{19}Ne par diffusion inélastique. Applications à l'astrophysique.

J.C. Dalouzy

► **To cite this version:**

J.C. Dalouzy. Spectroscopie du ^{19}Ne par diffusion inélastique. Applications à l'astrophysique.. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2008. Français. NNT: . tel-00365695

HAL Id: tel-00365695

<https://theses.hal.science/tel-00365695>

Submitted on 4 Mar 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



GANIL T 08 03

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

GANIL
Laboratoire commun CEA / DSM - CNRS / IN²P³

UNIVERSITE de CAEN/ BASSE NORMANDIE

U.F.R. de Sciences
ECOLE DOCTORALE SIMEM

THESE

Présentée par

Mr Jean-Christophe DALOUZY

et soutenue

le 27 Octobre 2008

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : **Constituants élémentaires et physique théorique**

Arrêté du 07 Août 2006

Titre :

**Spectroscopie du ^{19}Ne par diffusion inélastique.
Applications à l'astrophysique.**

MEMBRES du JURY :

Mr Didier Beaumel, Chargé de recherche – HDR, IPN Orsay (*Rapporteur*)

Mr Jürgen Kiener, Chargé de recherche – HDR, CSNSM Orsay (*Rapporteur*)

Mr Pierre Descouvemont, Directeur de recherche, Université Libre de Bruxelles

Mme Francesca Gulminelli, Professeur, Université de Caen / Basse Normandie

Mr François de Oliveira, Chargé de recherche, GANIL Caen

Mr Olivier Sorlin, Directeur de recherche, GANIL Caen (*Directeur de thèse*)

Table des matières

Introduction	9
1 Introduction à l'astrophysique nucléaire	13
1.1 Généralités astrophysiques	14
1.1.1 La composition de l'Univers : du macroscopique au microscopique	14
1.1.2 L'évolution stellaire	17
1.2 Le phénomène des novae	22
1.3 Intérêt du ^{19}Ne en astrophysique	24
1.3.1 La synthèse du ^{18}F dans les novae	24
1.3.2 Le taux de réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$	25
1.3.3 Le ^{18}F et l'astronomie gamma	28
2 L'expérience $^{19}\text{F}(d, d')^{19}\text{F}^*$ à Orsay	31
2.1 Motivation de l'expérience	31
2.1.1 L'intérêt astrophysique	31
2.1.2 La méthode	33
2.1.2.1 Le cas général	33
2.1.2.2 Application à la réaction $d(^{19}\text{F}, d')^{19}\text{F}$	37
2.2 Le Tandem d'Orsay	38
2.2.1 La source d'ions	38
2.2.2 L'accélérateur	39
2.2.3 La ligne 420	40
2.3 Montage expérimental	41
2.3.1 Le faisceau	41
2.3.2 Les cibles	41
2.3.3 Le système de détection	43
2.3.3.1 Les Germanium	43

2.3.3.2	Le télescope à 0°	46
2.3.3.3	Le télescope MUST2	48
2.3.3.4	La géométrie de l'ensemble de l'expérience	55
2.4	Analyse et résultats	56
2.4.1	Le télescope à 0°	56
2.4.1.1	L'identification des particules	56
2.4.1.2	Energie totale et les niveaux excités du ^{19}F	58
2.4.1.3	Le bruit de fond et les différents beam-catcher	66
2.4.2	MUST2	69
2.4.2.1	La purification des spectres	69
2.4.2.2	Identification des particules détectées dans MUST2	70
2.4.2.3	La cinématique attendue des alpha	71
2.4.3	Les coïncidences	71
2.4.3.1	Les coïncidences gamma-deuton	73
2.4.3.2	Les coïncidences alpha-deuton	76
2.5	Bilan de cette expérience	79
3	L'expérience $^{19}Ne(p, p')^{19}Ne^*$ à Louvain-la-Neuve	81
3.1	L'accélérateur de Louvain la Neuve	81
3.1.1	La source	81
3.1.2	Le cyclotron	82
3.1.3	La sélection du faisceau	82
3.2	Méthode expérimentale	82
3.3	Préparation de l'expérience	85
3.3.1	Simulations	85
3.3.1.1	La cinématique des alpha de décroissance	85
3.3.1.2	Nombre de ^{19}Ne diffusés et quantité de beta détectés	87
3.3.2	Choix de l'épaisseur de cible	89
3.4	Montage expérimental	91
3.4.1	Le faisceau	91
3.4.2	La cible utilisée	93
3.4.3	Le système de détection	93
3.4.3.1	Le télescope à 0°	93
3.4.3.2	Le détecteur annulaire : CD-PAD	99
3.4.3.3	Le système de détection : synthèse	104

3.5	Les corrélations angulaires	105
3.5.1	Formalisme des distributions angulaires	105
3.5.2	Application à l'expérience	109
3.5.2.1	La décroissance par une particule de spin nul	110
3.5.2.2	La décroissance par une particule de spin non nul	113
3.6	Extraction des données	116
3.6.1	Identification et sélection des particules	116
3.6.1.1	Dans le télescope à 0°	116
3.6.1.2	Dans le télescope CD-PAD	121
3.6.2	Coïncidences	124
3.6.2.1	Les coïncidences proton-alpha	124
3.6.2.2	Les coïncidences proton-proton	124
3.6.3	Purification des données	127
3.6.3.1	Multiplicité	127
3.6.3.2	Contamination par le ^{16}F	129
3.6.3.3	Cinématique des événements	136
3.6.4	Spectre final	136
3.6.4.1	Reconstruction de l'énergie d'excitation	138
3.6.4.2	Corrections géométriques	138
3.6.5	Diagnostic du faisceau grâce à CD-PAD	139
3.6.5.1	Centrage du faisceau	141
3.6.5.2	Taille du faisceau	142
3.6.6	Les distributions angulaires	143
3.6.6.1	Méthode de construction	143
3.6.6.2	Corrections géométriques	143
3.6.6.3	Fit et déduction du spin	146
4	Résultats et interprétations sur la structure du ^{19}Ne	147
4.1	Les résultats	147
4.1.1	Les niveaux au-dessus du seuil alpha dans le ^{19}Ne	147
4.1.1.1	Pic 1 : $4.5 MeV < E^* < 4.9 MeV$	149
4.1.1.2	Pic 2 : $E^* = 5.08 MeV$	152
4.1.1.3	Pic 3 : $5.2 MeV < E^* < 5.7 MeV$	153
4.1.1.4	Pic 4 : $5.8 MeV < E^* < 6.6 MeV$	157
4.1.1.5	Conclusion	165

4.1.2	Les niveaux au-dessus du seuil proton dans le ^{19}Ne	168
4.1.2.1	A : $E^* = 7.079 \text{ MeV}$	170
4.1.2.2	B : $E^* = 7.193 \text{ MeV}$	171
4.1.2.3	C : $E^* = 7.494 \text{ MeV}$	172
4.1.2.4	D : $E^* = 7.614 \text{ MeV}$	172
4.1.2.5	E : $E^* = 7.863 \text{ MeV}$	175
4.1.2.6	F : $E^* = 7.979 \text{ MeV}$	177
4.2	Comparaison avec les niveaux du ^{19}F	179
4.3	Implication astrophysique	182
Conclusion et Perspectives		185
Annexes		187
Les polynômes de Legendre		189
Les calculs cinématiques		191
1	La diffusion inélastique	191
1.1	Calcul non relativiste	192
1.2	Calcul relativiste	193
2	La décroissance par émission d'une particule	194
2.1	Le cas classique	195
2.2	Le cas relativiste	196
3	Cascade de décroissance par émission de particules	197
Bibliographie		199

Remerciements

Je tiens avant toute chose à remercier Mme Francesca Guillmineli, Mr Jürgen Kiener, Mr Didier Beaumel, Mr Pierre Descouvemont, Mr Olivier Sorlin et Mr François de Oliviera qui ont accepté de faire parti de mon jury de thèse. Je remercie tout particulièrement messieurs Kiener et Beaumel pour leur lourde tache de rapporteur. Je remercie aussi Olivier Sorlin, mon directeur de thèse, pour les discussions que nous avons eu.

François, je vais essayer par ces quelques lignes de te remercier pour ta présence pendant ces 3 années et ton encadrement. Ce dernier a été pour moi exemplaire car il correspondait exactement à ce que j'attendais : le parfait équilibre entre la liberté pour tracer mon chemin et les balises que tu posais pour éviter la dispertion. Mais ce n'est pas tout, tu es également pour moi le chercheur tel que je me l'étais toujours imaginé : inventif, ouvert à toutes nouvelles idées mais surtout, le plus important à mon sens, curieux de tout. Ce fut un très grand plaisir de travailler avec toi et je n'oublierai pas les nuits d'expérience mais aussi d'observations astronomique, les discussions à table le midi,... bref toutes ces petites choses qui font qu'une thèse devient un plaisir.

Une expérience en physique nucléaire c'est également une aventure humaine et une réussite (ou un échec hélas de temps à autre!) collective. Je tiens donc à remercier toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin aux expériences dont les résultats figurent dans cette thèse. Je pense notamment à Alain, Nicolas, Jürgen, Hinda, Didier, Maria-Grazia, Iulian, Lynda, Ruxendra, Apostol, Florin, Alex, Carmen, Tom,..... Je n'oublie pas non plus les informaticiens, les techniciens, les personnels des accélérateurs sans qui aucun travail de thèse ni de recherche serait possible.

Je tiens également à remercier Anthony avec qui j'ai partagé mon bureau pendant deux ans. Je n'oublie pas les fous rire nous empêchant de travailler (et oui, je le reconnais, ça m'est arrivé!) et la bonne humeur de tous les jours. Maintenant que nous sommes à nouveau collègue, nous nous croiserons peut-être pour évoquer ces bons souvenirs. Je pense aussi aux autres doctorants du GANIL avec qui j'ai passé de très bon moments : Marie, Karim et Florence. Humm..... je crois qu'il en manque quelques uns mais bien sûr! La bande des 3 du bureau d'à coté. Merci à vous d'avoir subit sans trop vous plaindre mes visites très (trop?) fréquentes pour parler de tout et surtout de rien.

Un merci tout particulier à ma femme Cécile pour m'avoir supporter et toujours soutenus dans les hauts et les bas. Je remercie également Simon pour les longues nuits de sommeil réparateur qu'il m'a laissé durant la rédaction du manuscrit.

Merci à mes parents pour leur véritable chasse à la faute d'orthographe et de grammaire dans le manuscrit et la bataille a été rude! Je crois qu'ils ont lu le manuscrit un plus grand

nombre de fois que moi.

Enfin, merci à tous ceux qui sont venu assisté à ma soutenance, cela m'a beaucoup touché (Jean-Pierre, Navin, Stéphane, Daniel, Franck, Christiane, Johane, Jean-Max,...).

A ma femme Cécile

Introduction

”Rien ne vient du néant, et rien, après avoir été détruit, n’y retourne. Les atomes se déplacent dans tout l’Univers en effectuant des tourbillons et c’est de la sorte que se forment les composés : feu, eau, air et terre.” Démocrite (IV^e siècle av J.C.).

Les premières pierres de la physique atomique ont été posées par Leucippe et son disciple Démocrite au V^e siècle av JC. En effet, avec eux naquit l’atomisme, courant de pensée dont l’une des idées est que le monde est constitué de briques indivisibles et éternelles, les atomes. L’atome ne va rester pendant plusieurs siècles qu’une supposition sans qu’aucun moyen expérimental puisse confirmer son existence réelle, d’où l’adoption par la majorité des philosophes de l’époque d’une théorie antagoniste : pour eux le monde n’est qu’un mélange des quatre éléments, la terre, le feu, l’air et l’eau. Cette façon d’expliquer le monde va perdurer jusqu’au XVIII^e siècle. Durant toutes ces années, les alchimistes essaieront en vain de transmuter des métaux, le plomb en or notamment, en effectuant toute sorte de mélange pour changer la nature même de la matière.

En 1773, Laurent de Lavoisier va balayer le concept des 4 éléments et par la même occasion l’alchimie en introduisant la notion d’élément chimique au sens actuel du terme mais également en posant les bases de la chimie moderne. L’atomisme va donc définitivement dominer la façon d’expliquer la composition de la matière, même si l’atome n’a toujours pas pu être observé. Les scientifiques de l’époque vont alors recenser tous les éléments chimiques. Cependant, en accord avec le principe même du matérialisme, l’atome a toujours été considéré comme la brique élémentaire et indivisible de la matière, jusqu’en 1896, date à laquelle Henri Becquerel découvre la radioactivité naturelle. Dans la continuité, les études de Pierre et Marie Curie vont suggérer que l’atome est peut-être lui aussi composé de particules plus petites encore.

Il faudra cependant attendre 1911 pour que Rutherford obtienne la première preuve expérimentale de l’existence de l’atome, grâce à une expérience célèbre de diffusion élastique de particules alpha dans une feuille d’or. Il en conclura que l’atome est comme nous l’imaginons encore aujourd’hui : un noyau de très petite taille chargé positivement et entouré d’un cortège d’électrons. Quelques années plus tard, suite à la découverte en 1932 du

neutron par Chadwick, Heisenberg va proposer que le noyau est en fait une composition de neutrons et de protons. La connaissance du noyau va alors progresser très vite jusqu'à aujourd'hui.

Parallèlement, depuis que l'homme a levé les yeux vers le ciel, il a toujours voulu comprendre ses observations. D'abord basé sur des observations faites à l'oeil nu les astronomes ont essayé d'expliquer le mouvement des astres. La nature même de ces objets à cette époque était fondée plus sur des croyances que sur des mesures scientifiques. Il faudra attendre l'apparition de la spectroscopie au *XVIII^e* siècle pour pouvoir analyser la lumière émise par les étoiles et commencer à réellement comprendre la nature des astres qui composent l'Univers.

Cependant, le premier lien entre la physique nucléaire et l'astrophysique n'est apparu que très tardivement. En effet, le premier à avoir eu l'idée que l'énergie libérée par les étoiles venait de la fusion nucléaire de l'hydrogène fut A.S. Eddington en 1920. On peut dire que c'est à cette date que l'astrophysique nucléaire est née, même si ce n'est que 8 ans plus tard que G. Gamow formalisera et expliquera plus précisément le mécanisme de la fusion nucléaire dans les étoiles. 1938 fut une date importante pour l'astrophysique nucléaire, effectivement c'est à cette date que l'article de H.A. Bethe [18] sur le cycle proton-proton dans le Soleil parut. Il recevra d'ailleurs le prix Nobel en 1967 pour cette étude. La même année, il proposa un second cycle de réaction, le cycle CNO (pour Carbone, Azote, Oxygène), pour la combustion de l'hydrogène dans les étoiles. Enfin, la théorie de la nucléosynthèse des éléments dans les étoiles, de la fusion de l'hydrogène à la synthèse des éléments au delà du fer, a été émise par G. et M. Burbidge, F. Hoyle et W. Fowler [39]. Ce dernier recevra également le prix Nobel pour cela en 1983.

L'astrophysique nucléaire est une branche de la physique nucléaire qui a permis d'expliquer beaucoup de phénomènes observés, cependant le travail qui reste à accomplir est encore colossal. Si les principes généraux semblent à priori assez bien compris, de nombreuses zones d'ombre persistent. L'un des enjeux actuels et surtout futur de l'astrophysique nucléaire est de comprendre l'abondance des éléments partout dans l'Univers, leur mécanisme de formation et de destruction, pour aboutir à la prédiction de l'évolution chimique des galaxies et de l'Univers. Dans ce travail, la physique nucléaire joue et jouera nécessairement un rôle important. En effet il est nécessaire de connaître toutes les propriétés des noyaux formés dans les sites astrophysiques : masse, position des niveaux excités, facteurs spectroscopiques, largeurs, rapports d'embranchement, temps de vie,.... et cela pour plus de 2000 noyaux ! La route est donc encore longue et difficile mais là est l'un des objectifs principaux de l'astrophysique et de la physique nucléaire du futur.

Plus modestement, l'objectif de cette thèse est de mieux connaître la structure du ^{19}Ne qui joue un rôle clef dans la compréhension des novae. L'observation gamma des novae est l'un des enjeux importants des télescopes spatiaux, comme Integral[78]. L'origine des gamma prompts lors de l'explosion d'une nova vient presque exclusivement de l'annihilation du β^+ issu de la décroissance du ^{18}F . On comprend ici très bien que la connaissance de l'abondance du ^{18}F a une importance capitale pour l'observation d'une nova en gamma. A ce jour, il existe une très grosse incertitude sur cette abondance qui vient essentiellement des réactions de destruction de ce noyau, soit $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ et $^{18}\text{F}(p, \gamma)^{19}\text{Ne}$. Les taux de ces deux réactions dépendent intégralement de la structure du ^{19}Ne au-dessus du seuil d'émission proton. Malgré quelques difficultés expérimentales qui seront expliquées dans cette thèse, une attention toute particulière a naturellement été faite pour l'étude de ces niveaux. C'est grâce à une réaction de diffusion inélastique $^{19}\text{Ne}(p, p')^{19}\text{Ne}^*$ que la position, le spin et la largeur de plusieurs états dans le ^{19}Ne ont pu être mesurés pour la première fois.

Pour cerner correctement l'étude du ^{19}Ne réalisée au cours de cette thèse, il est important de connaître l'environnement astrophysique, à savoir les novae, dans lequel se produisent les réactions nucléaires faisant intervenir ce noyau, c'est le thème de la première partie. Pour déduire des informations sur la structure d'un noyau, il est très fréquent en physique nucléaire d'étudier son noyau miroir à cause de leur similarité structurelle. Dans le cas du ^{19}Ne son noyau miroir est le noyau stable de ^{19}F . C'est l'une des raisons pour laquelle une expérience de diffusion inélastique a été réalisée au Tandem d'Orsay, les résultats obtenus sont présentés dans la deuxième partie. Le troisième chapitre est consacré à la présentation et à l'extraction des résultats de l'expérience de diffusion inélastique du ^{19}Ne sur les protons, réalisée à Louvain la Neuve (LLN). Enfin, l'exploitation de ces résultats, c'est à dire leur impact sur les taux de réaction thermonucléaire mais également la comparaison entre la structure des deux noyaux miroir sont détaillés dans la dernière partie.

Chapitre 1

Introduction à l'astrophysique nucléaire

Comment parler d'astrophysique nucléaire sans commencer par parler d'astrophysique ? Pour mieux comprendre les contraintes mais également le contexte des études faites en physique nucléaire appliquées à l'astrophysique, il est nécessaire d'avoir une idée précise de l'environnement et des différents mécanismes physiques dans lesquels interviennent les réactions nucléaires mesurées en laboratoire. C'est le thème de ce chapitre.

Qu'est-ce que l'Univers ? De quoi est-il composé ? Comment ses constituants fonctionnent-ils ? Et comment évoluent-t-ils ? Voilà autant de questions auxquelles les astrophysiciens essaient de répondre. L'enjeu est énorme, les problèmes aussi ! Pour cela, leurs outils sont multiples :

1. L'analyse des ondes électromagnétiques qui viennent de l'Univers, en attendant peut-être dans l'avenir l'étude des ondes gravitationnelles,
2. L'analyse des météorites qui tombent sur Terre et plus récemment des poussières récupérées dans la queue des comètes ou sur d'autres planètes,
3. La détection des particules énergétiques qui frappent la haute atmosphère terrestre ou des neutrinos, solaires essentiellement pour le moment.
4. La mesure des abondances terrestres des éléments chimiques.

Les modèles pour expliquer le fonctionnement des différents sites astrophysiques ont été ensuite construits grâce à ces observations mais également confrontés à celles-ci. C'est cet aller-retour entre observations et modèles qui permet de faire progresser notre compréhension de l'Univers qui nous entoure. Contrairement à beaucoup d'autres domaines de la physique, et plus généralement de la science, en astrophysique il est totalement im-

possible de modifier le système étudié ou même de reproduire sur Terre les conditions dans lesquelles la matière est soumise dans ces systèmes. C'est donc face à cette difficulté que l'outil principal est la simulation numérique des phénomènes observés dans le ciel. Il est cependant très important de connaître tous les ingrédients physiques mis en jeu, et ils sont nombreux. La physique nucléaire en est bien évidemment un et non des moindres.

Ce chapitre d'introduction se compose de la façon suivante : la première partie aborde les quelques notions de base de l'évolution stellaire pour permettre une bonne compréhension du phénomène des novae. Ce phénomène, lieu privilégié où se produisent les réactions nucléaires autour du noyau de ^{19}Ne , est ensuite détaillé dans la partie suivante. Enfin, la dernière partie de ce chapitre traite des réactions nucléaires faisant intervenir précisément le noyau de ^{19}Ne . Elle permet ainsi de dégager l'intérêt de ce noyau en astrophysique nucléaire mais également de mettre en évidence les principales sources d'incertitudes subsistant encore actuellement.

1.1 Généralités astrophysiques

Comme écrit dans les précédentes lignes, l'astrophysique est un domaine extrêmement vaste et totalement impossible à détailler avec précision dans ces quelques pages, un simple survol de la physique stellaire est donc fait dans les lignes qui suivent pour mieux cerner l'étude qui a été faite dans cette thèse et définir quelques mots de vocabulaire qui sont utilisés par la suite.

1.1.1 La composition de l'Univers : du macroscopique au microscopique

Selon la théorie actuellement la plus admise, celle du Big Bang, l'Univers aurait connu il y a environ 14 milliards d'années, une phase extrêmement dense et chaude. Depuis ce moment, il n'a pas arrêté de se refroidir et de se dilater. L'un des restes observationnels le plus fort de cette période est le fameux rayonnement du fond du ciel ou cosmologique. Ce rayonnement a été émis durant les premiers instants de l'Univers, plus précisément 380 000 ans après le Big Bang. L'émission d'un tel rayonnement a été rendue possible grâce au refroidissement de l'environnement qui a permis aux électrons de se lier aux noyaux, l'Univers est alors devenu globalement neutre, le rendant ainsi transparent au rayonnement électromagnétique. Depuis, ce fond cosmologique n'a cessé de se refroidir pour atteindre de nos jours, 2.7 K [63].

Au début, l'Univers n'était qu'un plasma très chaud composé de particules élémen-

taires. A partir de 1 seconde après le Big Bang, alors que la température a déjà chuté à 0.1 MeV ($\approx 1.2 \cdot 10^9 K$), de nombreuses réactions nucléaires vont avoir lieu entre les protons et les neutrons du milieu. Cette phase, appelée nucléosynthèse primordiale, va durer environ 3 à 4 minutes. Seuls les éléments très légers sont synthétisés : les isotopes de l'Hydrogène, de l'Hélium et du Lithium.

A l'issue de cette phase, d'un point de vue microscopique, l'Univers n'est qu'un gaz chaud, composé en très grande majorité d'Hydrogène (93%) et d'Hélium (7%) et d'un peu de Lithium. Cette matière primordiale va ensuite être soumise quasiment exclusivement à l'interaction gravitationnelle. En effet c'est cette dernière qui va modeler les grandes structures macroscopiques de l'Univers.

Certains endroits de l'Univers un peu plus denses que d'autres vont attirer la matière environnante et finir par s'effondrer sur eux-mêmes pour former les premières étoiles, appelées étoiles de première génération. Ces étoiles ont un très grand intérêt astrophysique car leur composition, on le comprend bien, est directement la composition de l'Univers primordial. Considérant que tous les éléments au-delà de l'Hélium sont appelés des métaux, ces étoiles sont dites de faible métallicité. Elles vont cependant être le siège de réactions nucléaires différentes de celles de la nucléosynthèse primordiale. En effet, au coeur de ces étoiles vont être formés des éléments plus lourds, comme le Carbone, l'Azote, l'Oxygène suivant une nucléosynthèse que l'on appelle nucléosynthèse stellaire.

L'interaction gravitationnelle, jouant une fois de plus son rôle, va permettre de former les premières galaxies. On pense que ces galaxies étaient beaucoup plus petites que celles que l'on peut observer de nos jours et que les collisions entre celles-ci étaient très fréquentes, collisions qui ont augmenté la formation d'étoiles due à l'effondrement gravitationnel des nuages de gaz.

Actuellement, la structure macroscopique et microscopique de notre Univers n'est que le résultat de l'évolution de cet Univers primordial. D'un point de vue macroscopique, l'Univers est constitué d'un grand nombre de galaxies, elles sont estimées à 100 milliards, qui regroupent quasiment toute la matière observable de l'Univers. La grande majorité des étoiles qui les composent a succédé aux étoiles de première génération, possédant ainsi une métallicité plus élevée. Cet enrichissement en éléments plus lourds permet, entre autre, la création de systèmes planétaires. Par exemple, le Soleil, qui se situe sur un des bras de notre galaxie, la Voie Lactée, serait une étoile de troisième génération et possède, comme nous le savons bien, un système planétaire avec 8 planètes principales plus de très nombreux corps de petite taille.

L'accès aux compositions microscopiques, en d'autres termes, aux abondances relatives des éléments, est possible grâce notamment à l'analyse de certaines météorites qui arrivent

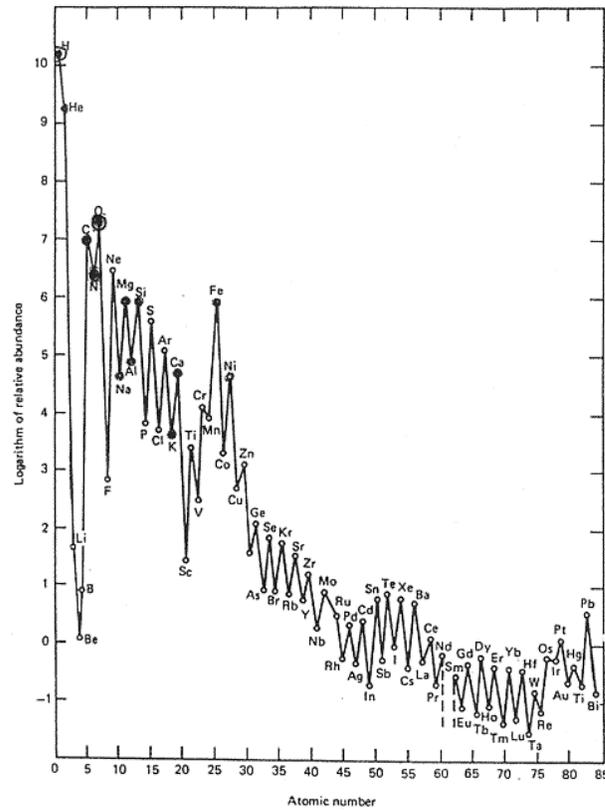


FIGURE 1.1 – *Abondance solaire relative en logarithme des différents éléments. Figure tirée de la référence [1]*

sur Terre. Seules les météorites de type chondrite carbonée, suffisamment primitives, sont représentatives de l'abondance primordiale du Système Solaire. Hélas, elles ne représentent qu'une toute petite proportion de la matière tombant sur Terre. De plus, il est très difficile de mesurer de façon fiable l'abondance des éléments volatils (H, He, C, N, O et Ne). Pour ces noyaux, il est donc nécessaire de compléter les informations issues des chondrites carbonées par l'analyse du spectre électromagnétique solaire.

Bien évidemment dans ce cas, seules les abondances solaires peuvent être déterminées ou plus exactement les abondances de l'environnement dans lequel le Système Solaire est apparu. Pour les étoiles ou les galaxies plus lointaines, il va de soi que seule l'analyse de la lumière permet de déterminer l'abondance des éléments dans ces corps lointains.

Cependant la simple courbe d'abondances solaires (Fig. 1.1) permet déjà de dégager de nombreuses observations intéressantes. Tout d'abord l'allure générale de cette courbe est claire : une décroissance importante (l'échelle est logarithmique) de l'abondance des éléments des plus légers au plus lourds. Les deux éléments les plus abondants étant de loin l'Hydrogène et l'Hélium, restes de la nucléosynthèse primordiale, cependant les élé-



FIGURE 1.2 – *La nébuleuse de la Lagune est un grand nuage de gaz qui est le siège de nombreuses naissances d'étoiles. Image J.C. Dalouzy*

ments plus lourds ne sont pas inexistants pour autant, preuve que le Soleil n'est pas une étoile de première génération. Ensuite, on peut noter qu'il existe quelques anomalies à la décroissance régulière de cette courbe d'abondance. En effet, les éléments de Lithium, Béryllium et Bore sont très peu abondants alors que ceux de Carbone, d'Azote et d'Oxygène le sont particulièrement, de même pour les nucléides aux alentours du Fer. Enfin, en ce qui concerne les éléments plus lourds, certains noyaux apparaissent plus abondants que leurs voisins. L'explication de ces anomalies trouve ses racines dans la physique nucléaire, la compréhension mais aussi l'évolution de cette courbe d'abondance sont d'ailleurs l'un des buts de l'astrophysique nucléaire.

1.1.2 L'évolution stellaire

Comme déjà rapidement évoqué dans la section précédente, les étoiles naissent suite à l'effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz, appelé nébuleuse (Fig. 1.2), dont la composition a évolué suivant l'âge de l'Univers, mais avec comme composant principal l'Hydrogène. Le point de départ de cet effondrement est encore assez mal compris mais quelques hypothèses existent. Les plus couramment admises sont la collision entre deux nébuleuses, le passage du nuage près d'un amas d'étoiles ou encore l'explosion proche d'une étoile massive, appelée supernova.

Quelque soit son origine, cette contraction peut s'apparenter à une chute libre des particules de la nébuleuse vers le cœur, due au phénomène d'accrétion gravitationnelle. Avec le temps, la pression du gaz au cœur augmente, la température aussi jusqu'à un seuil critique où s'amorce la réaction de fusion de l'Hydrogène. A partir de là, la proto-étoile

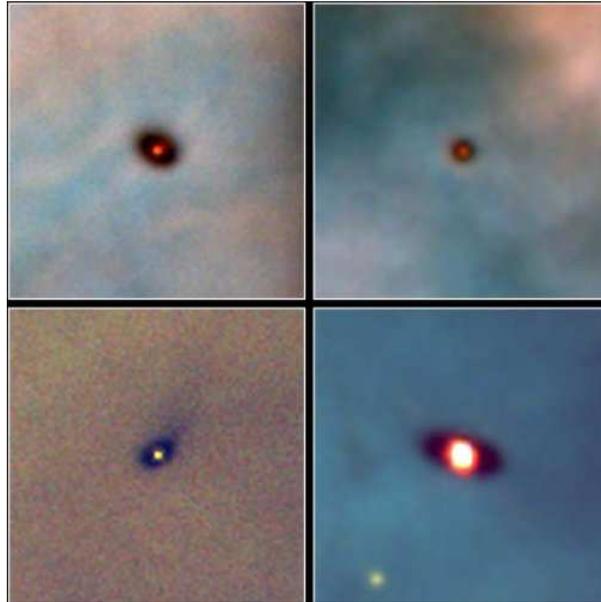


FIGURE 1.3 – *Proto-étoiles avec leur disque d'accrétion situées dans la nébuleuse d'Orion. Image Hubble Space Telescop, NASA*

commence à rayonner, se transformant ainsi en étoile (Fig. 1.3), cette phase est appelée T Tauri, en référence au nom de la première étoile découverte dans ce stade de sa vie. Ce rayonnement provoque alors une pression qui s'oppose à l'effondrement gravitationnel et stoppe l'effondrement.

Les étoiles ne naissent pas nécessairement seules. En effet, il est très fréquent que le nuage de gaz donne naissance non pas à une mais à un ensemble d'étoiles entre quelques dizaines et quelques centaines, appelé amas (Fig. 1.4). La distance entre les membres de cet amas est de l'ordre de plusieurs années lumière. Elles sont donc faiblement liées gravitationnellement. A contrario il est très fréquent que deux étoiles soient liées très fortement l'une à l'autre formant ainsi ce que l'on appelle un système binaire. De tels systèmes sont très courants dans notre galaxie et jouent un rôle extrêmement important dans le cas des novae (voir Chap. 1.2) et de certaines supernovae.

La pierre de Rosette de la physique stellaire est le diagramme Hertzsprung-Russel plus communément appelé diagramme H-R. L'observation télescopique des étoiles et l'analyse de la lumière qui vient de celles-ci permettent d'avoir accès à quelques paramètres importants dont la luminosité de l'étoile et la température de surface déterminée grâce à la loi de Wien :

$$\lambda_{max}T = 2898 \mu m.K$$



FIGURE 1.4 – *L’amas des Pleïades est un très jeune amas d’étoiles dont les membres sont encore baignés dans la nébuleuse primitive. Image I. Eder*

où λ_{max} est la longueur d’onde d’émission maximum de l’étoile et T sa température en Kelvin.

Les étoiles sont alors placées dans une carte à 2 dimensions, le diagramme H-R, avec en abscisse la température (ou le type spectral) et en ordonnée, la luminosité (ou la magnitude absolue), voir Fig. 1.5. Les étoiles ne se répartissent pas uniformément sur ce diagramme. En effet, environ 80% des étoiles se distribuent sur une diagonale, appelée séquence principale. Un autre groupe se positionne dans la zone supérieure du diagramme, ce sont des étoiles de grande taille, très lumineuses, nommées géantes ou supergéantes. Enfin un autre groupe se situe dans la partie inférieure de cette carte, elles constituent les étoiles dites naines. Cette description est très simpliste car de nombreuses sous-catégories, notamment dans la classe des naines ou des géantes, existent, mais elle est suffisante pour comprendre les grands traits de l’évolution stellaire.

Toute la vie de l’étoile va être rythmée par l’équilibre entre la force gravitationnelle qui a tendance à faire imploser l’étoile et la force de pression de radiation qui vient des réactions nucléaires se produisant au coeur de l’étoile qui tend à la faire exploser. Durant la majeure partie de leur vie, les étoiles vont utiliser l’Hydrogène de leur coeur comme combustible, les positionnant dans la séquence principale du diagramme HR. Plus une étoile a une masse initiale importante, plus sa vie sera courte, car l’Hydrogène dans son coeur sera brûlé rapidement.

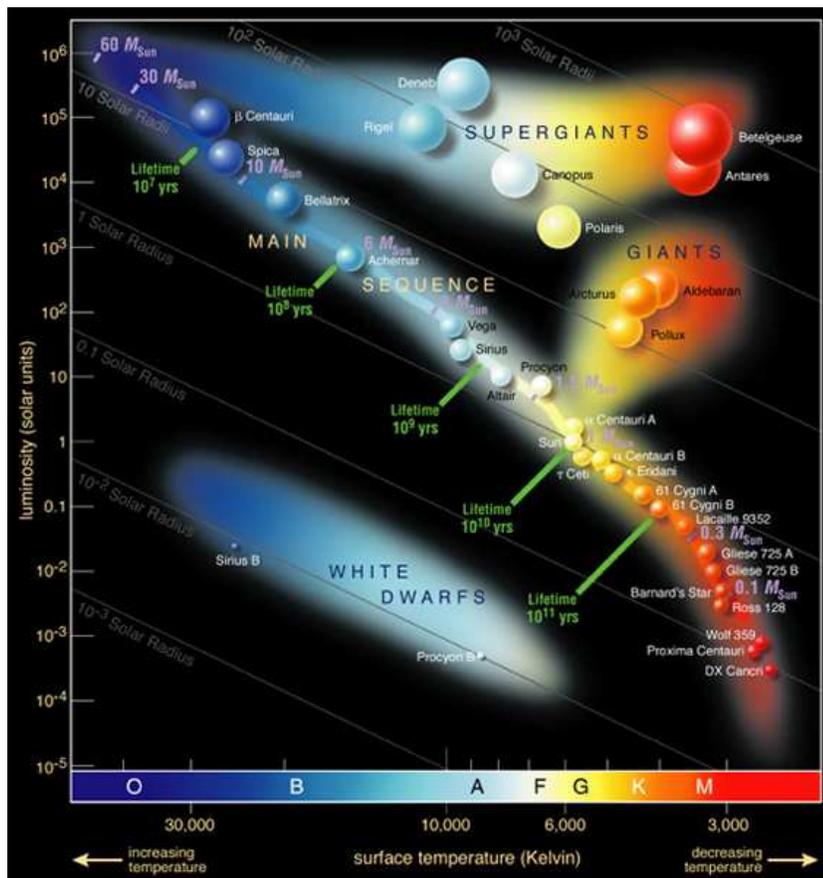


FIGURE 1.5 – Diagramme Hertzsprung-Russell positionnant chaque étoile en fonction de son type spectral ou de la température et de sa luminosité. Figure tirée de la référence [2]

Le scénario de la fin de vie de l'étoile est également lié à sa masse initiale :

1. Dans le cas où $M \leq 0.08M_{\odot}$, l'étoile n'est pas assez massive pour qu'elle amorce la réaction de fusion de l'Hydrogène. De telles étoiles sont nommées naines brunes et sont des corps inertes, nucléairement parlant. Leur durée de vie est très longue et elles se refroidissent lentement pour atteindre le stade ultime de naine noire.
2. Si $0.08M_{\odot} \leq M \leq 8M_{\odot}$, on parle d'étoile de type solaire. Elles sont de loin les plus abondantes de notre galaxie. Durant la grande majorité de leur vie, elle vont fusionner l'Hydrogène présent dans leur coeur ayant une densité d'environ 100 g.cm^{-3} et une température de $1.5 \cdot 10^7 \text{ K}$. Une fois ce combustible épuisé, elles vont alors quitter la séquence principale pour se transformer en géante rouge. Dans cette phase, le noyau s'est contracté pour commencer la fusion de l'Hélium, suite à cette contraction la température du coeur a augmenté pour atteindre près de $2 \cdot 10^8 \text{ K}$ alors que son enveloppe externe s'est dilatée et s'est refroidie d'où la couleur rouge de ces étoiles. Cette phase est très courte ce qui explique la faible quantité de géantes dans notre galaxie. Lorsque la géante rouge arrive en fin de vie, le noyau se contracte encore mais cette contraction n'engendre pas une augmentation de température suffisante pour amorcer d'autres réactions nucléaires. Le noyau se transforme en un corps inerte nucléairement, appelé naine blanche qui atteint une densité centrale d'environ 10^7 g.cm^{-3} et une température de surface de 10^4 K . La naine blanche est donc un objet très dense, qui a une masse proche de la masse solaire mais dont le rayon est proche de celui de la Terre. La structure de ce corps peut être vue comme un gaz de Fermi dégénéré où les atomes de l'étoile sont à l'équilibre coulombien baignant dans un bain électronique. Ce modèle permet de retrouver quelques observables de ces astres. Quant aux couches externes de la géante rouge, elles sont éjectées dans l'Espace comme un vent stellaire pour former ce que l'on appelle une nébuleuse planétaire, la lumière émise par le gaz en expansion vient de la photo-ionisation due au rayonnement UV émis par la naine blanche. Ces nébuleuses sont essentiellement composées de l'Hydrogène qui n'a pas brûlé dans le coeur de l'étoile, d'Hélium mais aussi d'Oxygène, de Carbone et d'Azote, reste de la fusion de l'Hélium.
3. Enfin, dans le cas des étoiles beaucoup plus massives ($M \geq 8M_{\odot}$), la fin est beaucoup plus violente. En effet, après une vie assez courte où l'Hydrogène est brûlé dans le coeur, l'étoile, comme dans le cas des étoiles de type solaire, va se transformer en une supergéante rouge. Son noyau quant à lui va s'effondrer sur lui-même pour commencer à fusionner l'Hélium. La différence avec le cas précédent est que le noyau a une masse supérieure à la masse de Chandrasekhar ($\approx 1.4M_{\odot}$) ce qui va lui permettre d'atteindre des densités et des températures bien plus élevées et ainsi

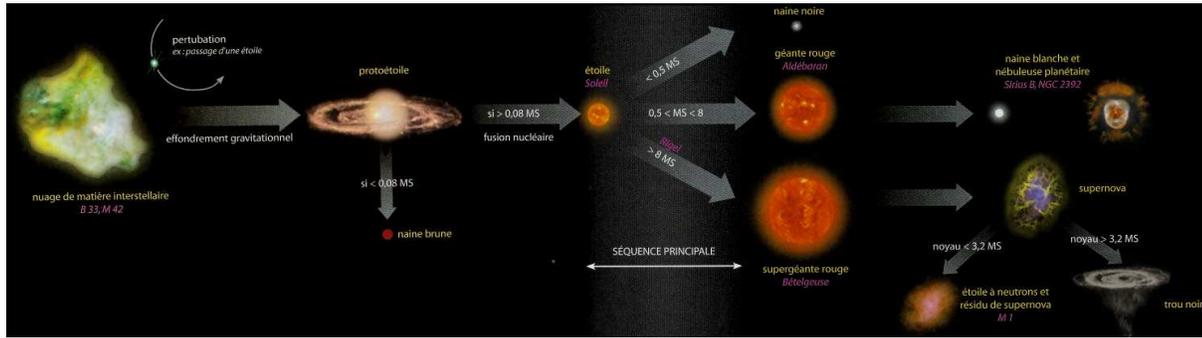


FIGURE 1.6 – Schéma synthétisant les différentes évolutions stellaires en fonction de la masse des étoiles. Figure tirée de la référence [70]

d'amorcer d'autres réactions nucléaires comme la combustion du Carbone, puis de l'Oxygène et ainsi de suite jusqu'à la combustion du Silicium. A ce moment le noyau n'est plus composé qu'en grande majorité de Fer, sa température s'est élevée à près de $5 \cdot 10^9 K$. La fusion ou la fission du Fer ne pouvant que consommer de l'énergie, l'étoile n'a plus aucun moyen pour éviter la contraction gravitationnelle. Le noyau s'effondre alors en quelques secondes atteignant une densité telle ($\approx 10^{15} g.cm^{-3}$) que les électrons sont capturés par les protons pour former une étoile à neutron, un pulsar ou un trou noir pour les étoiles les plus massives. Quant aux couches externes, elles sont expulsées dans l'Espace dans une explosion libérant une énergie colossale sous forme de photons, de particules, mais surtout de neutrinos. Ce phénomène, parmi les plus énergétiques connus dans l'Univers est appelé supernova de type II. Ces lieux ont un rôle extrêmement important dans le cadre de la nucléosynthèse des éléments.

La figure 1.6 permet de résumer assez bien les différents scénarii de l'évolution des étoiles suivant leur masse initiale. L'évolution décrite ci-dessus est valable pour une étoile unique et isolée, mais d'autres scénarii existent dans le cas de systèmes binaires, comme les novae, les supernovae de type I, les sursauts X,... La section suivante aborde plus en détail le phénomène de nova.

1.2 Le phénomène des novae

L'explication du phénomène des novae va permettre de faire la connexion entre l'astrophysique, dont une petite partie a été traitée dans la section précédente, et la physique nucléaire qui va être abordée par le biais du ^{19}Ne dans la section suivante.

Le mot "Nova", signifiant nouvelle en latin, renseigne déjà sur le caractère explosif

du phénomène. En effet, dans l'Antiquité les premiers observateurs de ce phénomène pensaient qu'il s'agissait de l'apparition d'une nouvelle étoile. On sait aujourd'hui que des processus bien différents peuvent donner naissance à des novae, au sens des astronomes de l'époque. Mais nous nous intéresserons seulement aux novae dites classiques dont le principe n'a été compris que dans les années 60 [51].

Le phénomène de nova se produit nécessairement dans un système stellaire binaire. Les deux compagnons sont des étoiles de type solaire, la première arrivant à la fin de sa vie est au stade de géante rouge et la seconde est déjà au stade final de son évolution, soit une naine blanche. Cette dernière, beaucoup plus dense, attire la matière de la première dans un disque d'accrétion autour d'elle. C'est essentiellement de l'Hydrogène qui est attiré par la naine blanche, car c'est le constituant principal de la couche externe de la géante rouge. Au fur et à mesure de cette accrétion, la matière est de plus en plus comprimée pour atteindre les conditions de la combustion de l'Hydrogène. La phase d'accrétion dure environ 10^5 ans pendant lesquels l'Hydrogène est lentement brûlé par le cycle proton-proton. Durant cette phase, la température de la base du disque d'accrétion augmente jusqu'à environ $2 \cdot 10^7$ K, température à partir de laquelle le mode principal de combustion de l'Hydrogène devient le cycle CNO. Le Carbone, l'Azote et l'Oxygène nécessaires à ce cycle viennent des couches superficielles de la naine blanche. La production d'énergie nucléaire augmente alors très fortement car pour le cycle CNO elle dépend drastiquement de la température ($\propto T^{18}$) qui atteint $2 \cdot 10^8$ K. A cette température, l'enveloppe est totalement convective amenant les noyaux émetteurs β^+ , formés par le cycle CNO, à la surface. Ils peuvent alors décroître et libérer leur énergie amorçant ainsi l'éjection des couches externes de la naine blanche. Grâce à cette expansion des couches, l'augmentation de la température est stoppée. La nova a atteint son pic de température qui varie de $1,5$ à $3 \cdot 10^8$ K suivant la masse initiale de la naine blanche [49]. La production d'énergie ne s'arrête pas pour autant, car elle suit la décroissance des émetteurs β^+ qui constituaient un point d'arrêt dans le cycle CNO chaud. L'énergie emmagasinée est alors libérée lors de l'éjection de l'enveloppe, énergie qui dépend directement de l'abondance des différents noyaux radioactifs issus du cycle CNO. L'éjection des couches de la naine blanche est accompagnée d'une brusque augmentation de la luminosité du système binaire qui dure seulement une minute environ puis décroît lentement pendant quelques jours.

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

soit en extrapolant le nombre observé dans le voisinage du Système Solaire à toute la Voie Lactée soit en observant le nombre de novae dans des galaxies voisines. Ces deux méthodes aboutissent à un taux d'environ 25 novae par an dans notre galaxie [74, 69].

1.3 Intérêt du ^{19}Ne en astrophysique

Comme il a été montré dans la section précédente l'abondance des éléments dans les novae joue un rôle très important dans l'éjection de leurs couches externes. Pour modéliser correctement ce phénomène, il est important de connaître ces abondances et donc les taux de réaction de formation et de destruction des différents noyaux mis en jeu. Bien sûr ces taux de réaction peuvent être déterminés, plus ou moins facilement, grâce à la physique nucléaire, mais l'observation gamma, grâce à des télescopes spatiaux comme INTEGRAL, pourrait apporter de précieuses informations. L'un des rayonnements les plus intenses et les plus "facilement" détectables par l'astronomie gamma est le rayonnement à 511 keV venant de l'annihilation d'un β^+ avec un électron du milieu. Il est un noyau en particulier qui retient l'attention actuelle de la communauté scientifique : le ^{18}F . Dans cette optique la première section aborde en détail la synthèse du ^{18}F dans les novae. La seconde section traite précisément du taux de réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$, dans lequel la structure du ^{19}Ne occupe une place primordiale. Enfin la dernière section est consacrée au rapport entre le ^{18}F et l'astronomie gamma.

1.3.1 La synthèse du ^{18}F dans les novae

La synthèse du ^{18}F se fait dans le cadre du cycle CNO chaud et plus particulièrement à partir de l'élément d' ^{16}O présent en très grande quantité dans les novae. Les cycles CNO relèvent de la combustion de l'Hydrogène mais se servent des isotopes de Carbone, d'Azote et d'Oxygène comme catalyseurs. Le résultat est une production d'énergie et la fusion de 4 protons en un noyau d'Hélium 4. En fait, les cycles CNO sont simplement constitués de captures radiatives de proton, noté (p, γ) , suivi de décroissances β^+ puis d'une réaction (p, α) (voir Fig. 1.7). Dans le cycle CNO "normal", le temps de capture proton est supérieur au temps de décroissance β^+ , les isotopes ainsi formés sont peu exotiques. Quand la température du milieu est suffisamment élevée, le temps de capture proton diminue et devient même inférieur à la décroissance β^+ , on est dans ce que l'on appelle le cycle CNO chaud. Ce mode de fonctionnement du cycle permet de former efficacement plus d'isotopes d'Oxygène, d'Azote et de Fluor. La vitesse du cycle est alors limitée par la décroissance β^+ de ^{14}O , de ^{15}O et du ^{17}F . Dans ce cas, le ^{18}F est synthétisé

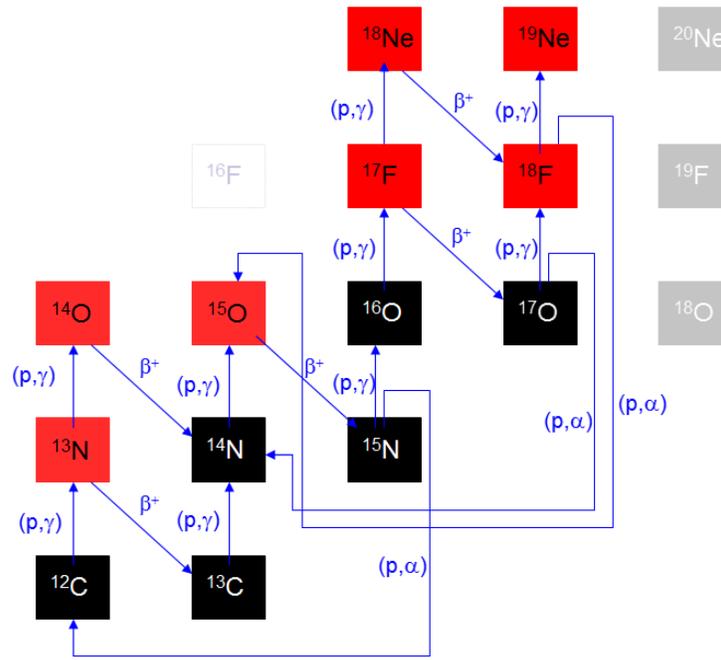
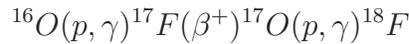
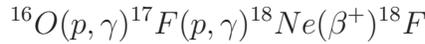


FIGURE 1.7 – Représentation des différentes réactions des cycles CNO. En noir les noyaux stables et en rouge les noyaux radioactifs β^+ .

par deux voies de réactions différentes :



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

1.3.2 Le taux de réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$

Le flux des gamma de 511 keV est directement proportionnel à la quantité de ^{18}F produits et éjectés par une nova. Cette quantité dépend, elle même, directement des taux de réaction des réactions de formation et de destruction de ce noyau. Actuellement l'abondance du ^{18}F est très mal connue. En effet, simplement à cause de grandes incertitudes nucléaires sur ces différents taux, il existe une incertitude d'un facteur 300 sur la quantité

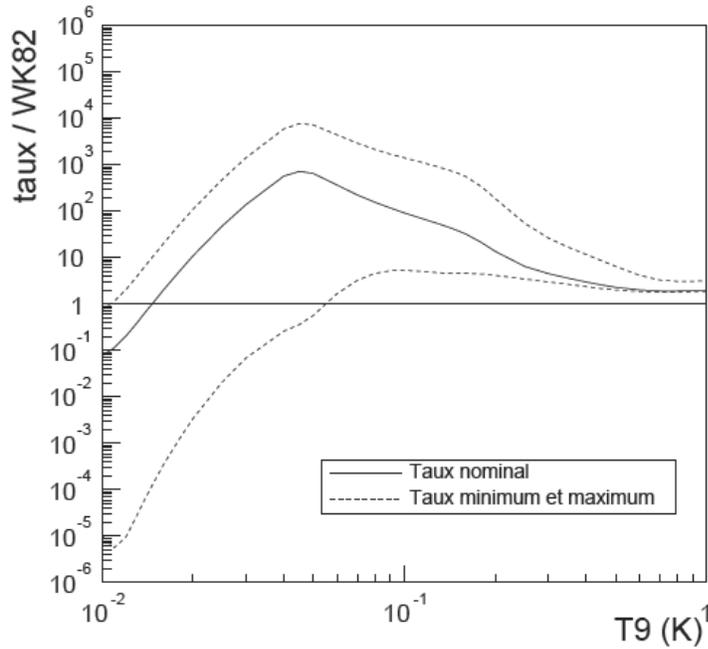


FIGURE 1.8 – Taux de réaction pour $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ en fonction de la température selon un calcul de A. Coc [32] et extrait de la référence [28]. Ce taux est normalisé par rapport au premier calcul de ce taux de réaction [76].

de ^{18}F synthétisée dans les novae [32]. On comprend alors très bien qu'il est impossible d'interpréter les éventuelles observations gamma et ainsi de mettre des contraintes sur les modèles des novae si on ne comprend pas correctement les réactions nucléaires qui s'y produisent.

En 2000, l'incertitude sur la réaction de formation $^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$ était de deux ordres de grandeur à cause de la mauvaise connaissance de la résonance à $E_r = 179.5 \text{ keV}$ dans le ^{18}F . Cette incertitude engendre, par propagation, une incertitude d'un facteur 10 sur l'abondance du ^{18}F [32].

Même si l'incertitude provenant de la réaction de formation est déjà très importante, la majorité de la méconnaissance de l'abondance du ^{18}F vient de la réaction de destruction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ dont le taux de réaction est représenté sur la figure 1.8. Le ^{18}F peut être détruit de différentes façons, soit, évidemment, par décroissance β^+ , soit par une capture d'un proton suivie d'une émission alpha pour former l' ^{15}O ou une capture radiative $^{18}\text{F}(p, \gamma)^{19}\text{Ne}$. Le taux de réaction de cette dernière est cependant beaucoup plus faible de plusieurs ordres de grandeur à cause de la faible valeur de la constante de couplage de l'interaction électromagnétique par rapport à l'interaction forte ((p, γ) comparé à (p, α)). Dans tous les cas, on comprend ici l'intérêt du ^{19}Ne car c'est la structure de

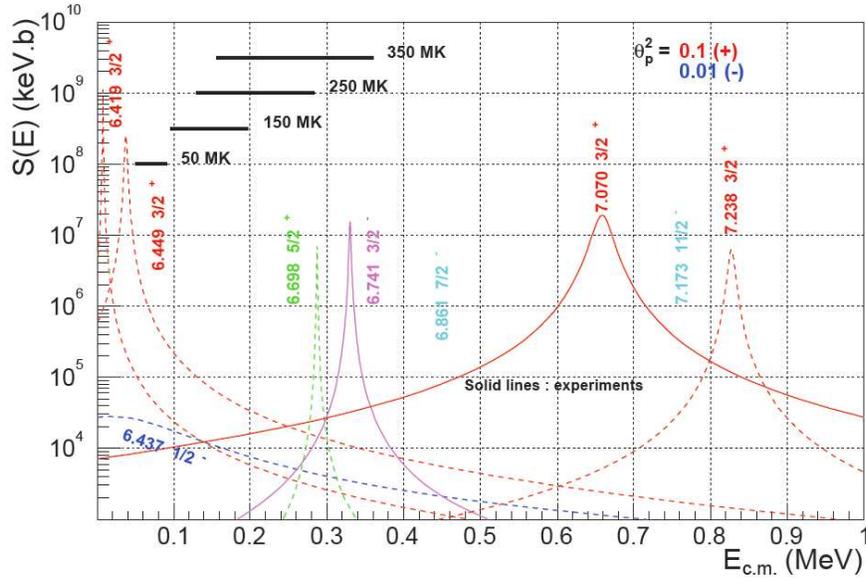


FIGURE 1.9 – Les différentes contributions au facteur astrophysique de chaque état connu dans le ^{19}Ne . Les résonances mesurées sont en trait plein, les autres en pointillés. Cette figure ne tient pas compte des éventuelles interférences entre ces états. Figure issue de la référence [32].

ce dernier au-dessus du seuil proton qui détermine les taux de réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ et $^{18}\text{F}(p, \gamma)^{19}\text{Ne}$.

La structure du ^{19}Ne en plus d'être compliquée est assez mal connue malgré la très grande quantité d'expériences réalisées [73, 15, 16, 29]. En effet, il existe plusieurs résonances près du seuil proton qui contribuent certainement efficacement au facteur astrophysique, noté $S(E)$, représentant la partie purement nucléaire de la section efficace. La figure 1.9 représente ce facteur avec les différents états déjà observés. Cependant, même si leurs positions sont globalement bien connues, leurs largeurs totales et partielles le sont beaucoup moins, sauf pour certaines exceptions, comme l'état $\frac{3}{2}^+$ à $E^* = 7.07 \text{ MeV}$ [17, 45]. C'est pourquoi les spins et largeurs de ces états sont déduits à partir de la structure du noyau miroir, le ^{19}F . De plus, il est possible que d'autres états non encore observés contribuent au facteur astrophysique.

Il est aussi important de noter que le spin de plusieurs de ces états sont des $\frac{3}{2}^+$ ou des $\frac{1}{2}^+$, soit des captures $l = 0$ pour la réaction (p, α) puisque le spin du fondamentale du ^{18}F est un 1^+ . Ces captures contribuent quasiment exclusivement au taux de réaction car elles sont les plus probables, étant dépourvues de barrière centrifuge. Il est donc absolument nécessaire de connaître les largeurs proton pour ces états si on veut diminuer réellement l'erreur sur le taux de réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$. L'objet de cette thèse, est donc de réaliser une

Isotope	Décroissance	$T_{\frac{1}{2}}$	E_{γ} (en keV)
^{13}N	β^+	9.965 min	511
^{18}F	β^+	109.77 min	511
^7Be	CE	53.22 j	478
^{22}Na	β^+	2.6 ans	511 et 1275
^{26}Al	β^+	$7.17 \cdot 10^5$ ans	511 et 1809

TABLE 1.1 – Les différents isotopes produits dans les novae et émettant des gamma détectables par les télescopes spatiaux.

spectroscopie du noyau de ^{19}Ne pour déterminer, si possible, les différentes largeurs des états, mais surtout pour la première fois de mesurer leur spin, et pourquoi pas d'observer de nouveaux états.

1.3.3 Le ^{18}F et l'astronomie gamma

Le ^{18}F est un noyau radioactif émetteur β^+ avec une période de demi-vie de 109.77 minutes [10]. Les β^+ s'annihilent avec un électron pour créer deux gamma de 511 keV potentiellement détectables par les télescopes spatiaux.

Néanmoins plusieurs conditions doivent être remplies pour la détection du gamma de 511 keV dans l'Espace. Tout d'abord, le ^{18}F doit être efficacement produit pour que son flux gamma associé soit suffisant pour être détecté par les télescopes. Mais cette condition n'est pas suffisante, en plus d'être abondant, il doit être éjecté du site de production. En effet, même dans le cas d'une forte abondance, si ce dernier reste dans le lieu de production, sa décroissance gamma sera facilement absorbée par le milieu dense qui l'entoure et par conséquent inobservable depuis la Terre. La durée de vie du ^{18}F étant assez faible, l'éjection doit se faire suffisamment rapidement pour que la décroissance puisse s'effectuer dans un milieu transparent. On comprend aisément que seuls les phénomènes explosifs comme les novae, supernovae ou sursauts X, remplissent éventuellement ces conditions. Cependant, c'est uniquement dans les novae que le ^{18}F peut être produit efficacement. C'est dans ce cadre que la nucléosynthèse du ^{18}F a été étudiée dans la section 1.3.1.

Le ^{18}F n'est pas le seul noyau produit dans les novae qui émet des gamma susceptibles d'être observés par les télescopes (voir table 1.1). La majorité de ces noyaux sont des émetteurs β^+ générant ainsi un spectre gamma avec une raie à 511 keV et un fond continu à plus basse énergie. Le ^7Be décroît, quant à lui, par capture électronique et émet un gamma à une énergie de 478 keV. Les noyaux de ^{22}Na et d' ^{26}Al émettent chacun un autre gamma venant de la désexcitation du noyau fils en plus du 511 keV.

Une autre différence de taille pour ces noyaux est leur temps de vie. Effectivement, les noyaux de ^{18}F et de ^{13}N possèdent un temps de vie court par rapport aux autres, il ne dépasse pas quelques heures. Leurs gamma de 511 keV sont dit prompts par rapport à l'explosion de la nova. Cependant, l'intensité de cette raie dépend seulement de l'abondance de ^{18}F car le temps de vie de ^{13}N est trop court pour contribuer efficacement. De plus, le temps de vie de ^{18}F est comparable au temps que met l'enveloppe à devenir transparente au rayonnement gamma. Ces deux raisons rendent les gamma de 511 keV de ^{18}F particulièrement intéressants car ils sont les plus sensibles à la dynamique de l'éjection du disque ainsi qu'aux propriétés de l'enveloppe de la nova. Leur détection serait un moyen unique pour confirmer l'emballement des réactions nucléaires à la surface de la naine blanche comme mécanisme d'explosion des novae.

Mais le temps de vie court n'est pas qu'un avantage, il pose en effet un problème d'un point de vue observationnel. Le pic de température, moment où a lieu l'essentiel de la nucléosynthèse, se produit avant l'augmentation de la luminosité de la nova, et donc avant sa détection dans le visible. La différence entre le moment où le ^{18}F est synthétisé et la détection visuelle de la nova est très contraignante car une grande quantité de ^{18}F a déjà eu le temps de décroître. Il est donc nécessaire d'avoir suffisamment de ^{18}F produits lors de la nucléosynthèse explosive pour avoir une chance d'observer sa décroissance gamma ou passer par une détection "serendipitus" avec un instrument à grand champ de vue.

Chapitre 2

L'expérience $^{19}\text{F}(d, d')^{19}\text{F}^*$ à Orsay

L'objectif de cette expérience est l'étude du noyau de ^{19}F grâce à une méthode relativement nouvelle de diffusion inélastique. Cette méthode permet de déterminer la position des niveaux excités, leurs différentes largeurs, leurs rapports d'embranchement et leur spin en mesurant la distribution angulaire de la particule de décroissance. Cette dernière grandeur peut être extraite uniquement pour les niveaux situés au-dessus d'un seuil d'émission de particules. De par la nature stable du ^{19}F , il a été possible de faire cette expérience au Tandem d'Orsay en décembre 2005.

Après une description plus détaillée de la motivation de cette expérience et du principe expérimental dans la première section, une brève description de l'accélérateur utilisé est faite dans la section suivante. Ensuite, le système de détection est traité en détail avant d'aborder les résultats obtenus dans la dernière partie de ce chapitre.

2.1 Motivation de l'expérience

2.1.1 L'intérêt astrophysique

L'objectif de cette expérience est de faire la spectroscopie du ^{19}F . Ce noyau composé de 10 neutrons et de 9 protons est le seul isotope stable de fluor. Son abondance solaire¹ a été mesurée dans la photosphère à 4.60 ± 0.30 [13], ce qui en fait le 20^e élément le plus abondant. Cependant, il s'agit d'un noyau très fragile s'il est plongé dans des conditions stellaires. En effet, si des réactions nucléaires le produisent bien dans certains milieux astrophysiques, d'autres le détruisent aussitôt dans ces mêmes lieux. Pour essayer de comprendre la nucléosynthèse de ce nucléide, voici les différentes réactions qui interviennent

1. L'abondance solaire est la quantité relative d'un élément donné dans la photosphère solaire. La définition prise ici est : $A_X = \text{Log}\left(\frac{N_X}{N_H}\right) + 12$

dans sa formation et dans sa destruction [25, 44].

Tout d'abord plusieurs réactions de production du ^{19}F sont envisageables :

1. En premier lieu, la combustion hydrostatique de l'hydrogène opérant par le biais du cycle CNO, peut former le ^{19}F grâce à la réaction $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$ [33, 32]. Cette partie du cycle est très peu intense, l' ^{18}O étant peu formé.
2. Une seconde possibilité est la combustion explosive de l'hydrogène, dans les novae notamment. Dans une telle combustion, le ^{19}Ne , formé efficacement (voir Chap 1.3), décroît par β^+ vers le ^{19}F . Une fois de plus cette solution ne suffit pas à expliquer la quantité de ^{19}F dans le Soleil car trop peu de novae se produisent dans l'Univers.
3. Enfin, la combustion hydrostatique de l'Hélium se produisant dans les étoiles de type géante rouge permet de former le ^{19}F à partir de la réaction $^{15}\text{N}(\alpha, \gamma)^{19}\text{F}$.

Dans tous les cas le ^{19}F se trouve soit dans un environnement riche en protons dans lequel il est détruit au profit de l' ^{16}O par la réaction $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ soit dans un environnement riche en alpha, où c'est la réaction $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{22}\text{Ne}$ qui consomme le ^{19}F [25]. Ces réactions ont en général des taux de réaction beaucoup plus grands que les taux des réactions de production.

L'abondance du fluor dans les étoiles n'est, encore à ce jour, reproduite par aucun code de calcul et reste donc un mystère malgré l'effort des physiciens nucléaires pour affiner les taux des réactions qui entrent en jeu dans la nucléosynthèse de ce noyau.

Le second intérêt du ^{19}F est qu'il est le noyau miroir du ^{19}Ne , ce dernier ayant un rôle clef dans les réactions nucléaires se produisant dans les novae. Par conséquent, ils possèdent de très grandes similitudes dans leur structure. A tel point que de nombreux spins de niveaux excités dans le ^{19}Ne sont déduits à partir de ceux du ^{19}F . Mais ce parallèle sera traité plus en détail dans le chapitre 4.

De par son caractère stable, il serait aisé de croire que tous ces niveaux sont parfaitement connus, mesurés et observés. Pour la grande majorité d'entre eux c'est sans doute le cas, mais des ombres existent encore, comme en témoigne par exemple le récent article de D.W. Bardayan et al. [17] traitant de la réanalyse d'une expérience de diffusion élastique résonante qui remplace un niveau $\frac{1}{2}^-$ de 6.429 MeV à 6.536 MeV d'énergie d'excitation.

Une nouvelle expérience sur la spectroscopie de ce noyau s'impose donc pour mesurer le maximum de niveaux excités au-dessus du seuil α . Mais elle permet également et surtout de tester et de valider la méthode expérimentale avec un faisceau stable avant l'utilisation d'un faisceau radioactif. Cette nouvelle méthode fait l'objet de la section suivante.

2.1.2 La méthode

2.1.2.1 Le cas général

Les niveaux excités, qui ont un grand intérêt en astrophysique et que l'on veut étudier, sont souvent des niveaux au-dessus des seuils d'émission de particules. Les grandeurs auxquelles on veut avoir accès sont nombreuses : la position, les largeurs gamma, alpha et proton, les rapports d'embranchement et bien sûr les spins. Une méthode efficace pour extraire ces propriétés est la diffusion élastique résonante. Ses avantages sont nombreux : excellente résolution sur la position des niveaux (quelques keV) [26], analyse simple et bien connue en utilisant la méthode de la matrice R [53] et enfin, en général, une grande section efficace. Cependant cela ne marche pas pour les niveaux très proches des seuils où la section efficace est très faible et pourtant ce sont ces niveaux qui sont particulièrement intéressants pour l'astrophysique. De plus, la détermination du spin avec l'analyse matrice R peut, suivant la statistique, être ambiguë. C'est pour ces raisons, que nous avons utilisé une autre méthode expérimentale : la diffusion inélastique en cinématique inverse.

Le noyau que l'on veut étudier est utilisé comme faisceau (noté X) et est projeté sur un noyau cible léger (noté par la suite a), sa collision avec les atomes de la cible permet de former le noyau composé (noté C). Le canal de réaction qui nous intéresse dans ce cas est la décroissance du noyau composé par émission du noyau a . Le résultat de cela est en fait la formation du noyau d'intérêt X^* dans un état excité. En résumé, la collision du faisceau avec la cible permet de peupler des états, du fondamental à des niveaux situés à plusieurs MeV d'énergie d'excitation, du noyau incident. Une fois ces niveaux peuplés, ils décroissent, soit par gamma, soit par émission d'une particule (notée b) suivant leur rapport d'embranchement. La figure 2.1 permet de visualiser le mécanisme de la réaction d'un point de vue énergétique. On note également cette réaction comme cela : $a(X, a)X^*(b)Y$.

Expérimentalement, il est possible de détecter la particule a , le noyau lourd diffusé X et les particules issues de la désexcitation des niveaux peuplés. Pour les deux expériences réalisées au cours de cette thèse, seule la particule légère diffusée a et la particule b venant de la désexcitation sont détectées.

Tout d'abord, en ce qui concerne la particule a , la cinématique (voir calculs fait en annexe) permet de relier directement l'énergie de cette particule à l'énergie d'excitation du noyau X^* . Autrement dit, le spectre en énergie de la particule diffusée, après calcul cinématique, permet d'obtenir à lui seul le spectre en énergie d'excitation du noyau d'intérêt.

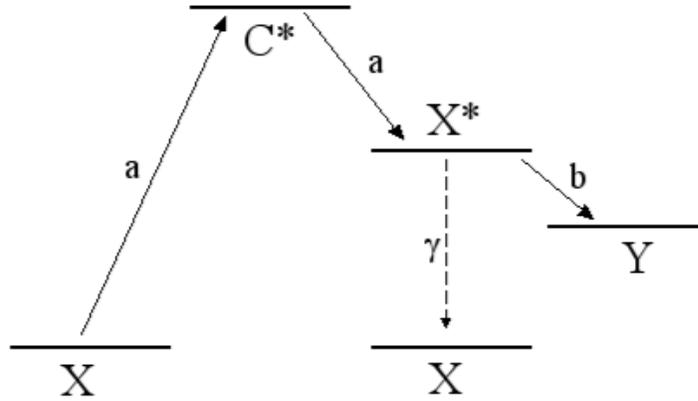


FIGURE 2.1 – Schéma énergétique du mécanisme de diffusion inélastique

La réaction de diffusion inélastique est faite en cinématique inverse. Cette astuce permet de gagner un facteur 4 en résolution par rapport à une cinématique directe mais elle est de toute façon obligatoire pour étudier un noyau radioactif. La détection de la particule a se fait à 0° , dans le but de gagner en résolution. En effet, l'énergie de a en fonction de l'angle de détection dans le laboratoire peut s'écrire :

$$E_a = \frac{4 \frac{m_a}{m_X}}{1 + \frac{m_a}{m_X}} E_X \cos(\theta) \quad (2.1)$$

Avec E_a , E_X étant respectivement l'énergie cinétique de la particule diffusée a et du noyau incident X et $\cos(\theta)$ l'angle entre l'axe du faisceau et la particule diffusée.

En dérivant la relation précédente, il est aisé de déduire :

$$\Delta E_a \propto \sin(\theta) \Delta \theta \quad (2.2)$$

La relation 2.2 montre clairement que la résolution se dégrade quand l'angle de détection augmente pour une même ouverture angulaire. Pour exemple, la figure 2.2 montre cette perte de résolution en fonction de l'angle avec une ouverture angulaire de 2° . Cela explique donc le choix de détecter la particule diffusée à 0° dans le laboratoire.

La détection de cette particule se faisant à l'aide d'un détecteur placé dans l'axe du faisceau, il est obligatoire de le protéger du faisceau direct sous peine de le détruire en quelques secondes. Pour cela, deux possibilités s'offrent à nous :

1. l'utilisation d'un séparateur (spectromètre) réglé de façon à transmettre correctement la particule diffusée mais à ne pas laisser passer le faisceau.

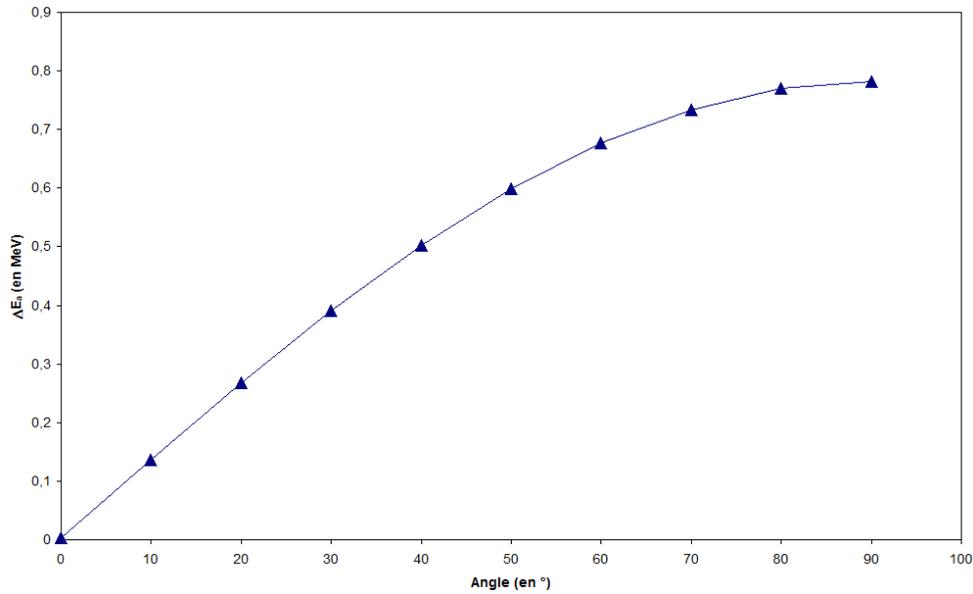


FIGURE 2.2 – Perte de résolution à cause de la cinématique en fonction de l'angle pour une diffusion d'un noyau de ^{19}F sur un proton à 112 MeV et une ouverture angulaire de 2° .

- l'utilisation d'un “beam-catcher” qui n'est rien d'autre qu'une feuille épaisse de matière dans laquelle s'arrête le faisceau et également le noyau lourd diffusé, mais qui laisse passer les particules légères diffusées.

Le principal problème d'un spectromètre est son acceptation en moment très limitée. Par exemple de $\frac{\Delta p}{p} = \pm 3,5\%$ [35] pour le spectromètre SPEG (Spectromètre à Perte d'Énergie du Ganil) au GANIL à Caen. Or la gamme d'énergie attendue pour les particules diffusées est très importante, dans notre expérience elle était de 5 MeV à 30 MeV soit $17.5 \text{ MeV} \pm 80\%$, et aucun spectromètre ne peut laisser passer un tel domaine en énergie. Donc dans le cas d'une utilisation d'un spectromètre, on est obligé de se concentrer uniquement sur quelques niveaux excités. Le beam-catcher, quant à lui, ne pose évidemment aucun problème d'acceptation, la mesure de tous les états du noyau est ainsi réalisable sans changer quoi que ce soit pendant l'expérience.

C'est pour cette raison que la solution avec le beam-catcher a été retenue pour les expériences réalisées dans cette thèse. Un tel montage n'est cependant pas dénué de problèmes, ils seront exposés un peu plus loin. C'est pourquoi une proposition pour améliorer le principe expérimental, en utilisant finalement quand même un spectromètre, est discutée plus en détail dans la conclusion de cette thèse.

Les particules de décroissance, issues des états excités du noyau X , sont également détectées par des détecteurs spécifiques suivant leur nature (gamma, particules chargées, neutrons). Dans le cas des particules chargées, les détecteurs utilisés sont segmentés ce qui permet de mesurer en plus de leur énergie, leur angle d'émission. Grâce à cela, il est possible de construire la cinématique de la décroissance de ces particules, permettant ainsi de sélectionner avec une meilleure qualité les bons événements. Cette détection permet, en plus de mettre en évidence les niveaux émetteurs de ces particules, de réaliser leur distribution angulaire. Cette distribution devrait nous renseigner directement sur le spin du niveau d'origine.

Pour tracer une distribution angulaire, il faut connaître l'angle d'émission de la particule dans le centre de masse. Pour cela, les lois de la cinématique permettent d'écrire la relation suivante :

$$\cos(\theta_{CM}) = \frac{T_b - T_b^{CM} - \frac{m_b}{m_X} T_{X^*}}{2\sqrt{\frac{m_b}{m_X} T_b^{CM} T_{X^*}}} \quad (2.3)$$

avec T les différentes énergies cinétiques des particules mises en jeu. Pour l'analyse, c'est la relation relativiste qui a été utilisée (voir l'annexe sur la cinématique).

Comme le montre la relation 2.3, il existe une relation directe entre l'énergie de la particule dans le laboratoire et le cosinus de l'angle d'émission dans le centre de masse. L'énergie dans le laboratoire étant mesurée grâce au détecteur, la distribution angulaire est aisément reconstruite à partir de la distribution en énergie de la particule.

Les distributions angulaires ainsi obtenues pour chaque niveau sont ensuite analysées grâce à la méthode décrite dans le chapitre 3.5.

En résumé :

1. La détection de la particule a , se faisant à 0° pour une meilleure résolution, permet de déterminer la position des niveaux de X^* .
2. La détection de la particule b permet, d'une part de sélectionner les niveaux émettant cette particule, mais également de déterminer la distribution angulaire de b et donc le spin du niveau d'origine dans le noyau X^* .

D'autres types de mesure indirecte existent, comme par exemple les réactions de transfert, ou les réactions dites du "Cheval de Troie", mais la diffusion inélastique a plusieurs avantages :

1. Les sections efficaces sont assez élevées. De précédentes expériences de diffusion inélastique [50, 26] permettent de donner l'ordre de grandeur de 1 à 100 mb.sr^{-1}

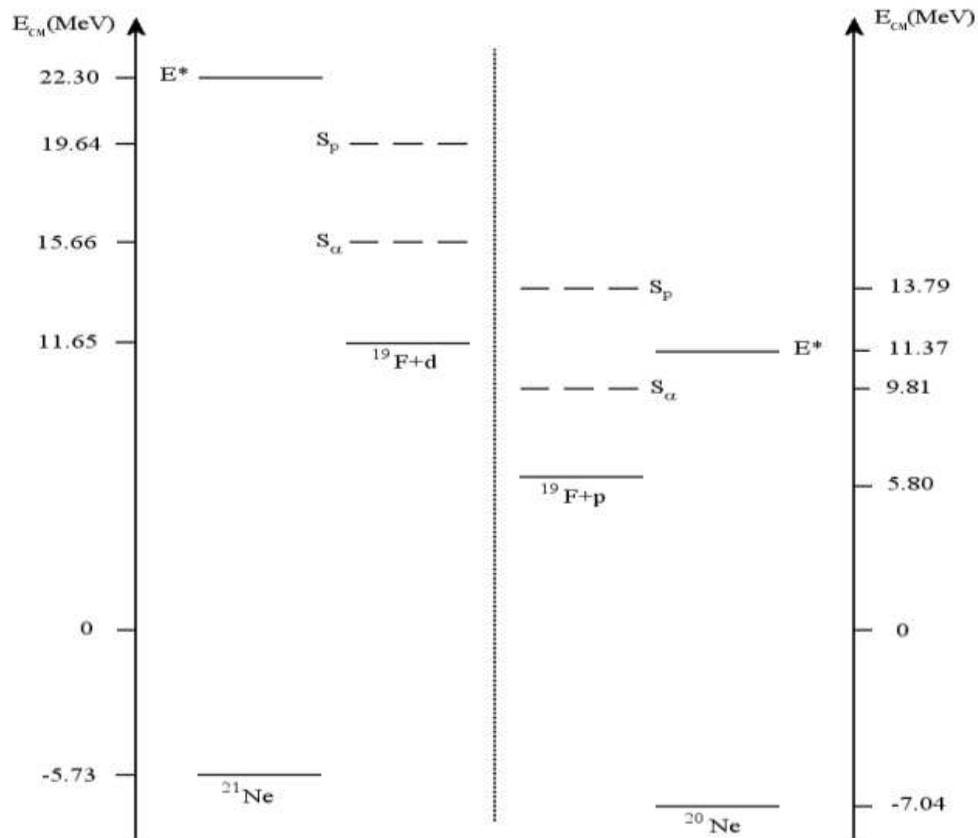


FIGURE 2.3 – Seuils énergétiques pour les deux possibilités de diffusion inélastique, $d(^{19}\text{F}, d')^{19}\text{F}$, à gauche et $p(^{19}\text{F}, p')^{19}\text{F}$ à droite. Ce calcul a été fait avec l'énergie du faisceau de ^{19}F maximale que le Tandem d'Orsay peut produire, soit 112 MeV. Les E^* désignent les énergies d'excitation auxquelles les noyaux seraient formés avec un faisceau d'une énergie de 112 MeV.

par niveau.

- Il est possible de peupler efficacement des niveaux à haute énergie d'excitation (jusqu'à 8 MeV) avec des énergies de faisceau assez basses.

2.1.2.2 Application à la réaction $d(^{19}\text{F}, d')^{19}\text{F}$

La méthode décrite plus haut a été appliquée à l'étude des états excités du ^{19}F . Dans ce cas, le canal d'intérêt est la diffusion inélastique du ^{19}F sur des deutons. Le choix de l'utilisation des deutons par rapport aux protons a été motivé par les Q de réaction et l'énergie maximale du ^{19}F qui peut être obtenue au Tandem d'Orsay. Comme le montre le schéma énergétique 2.3, la diffusion inélastique sur des protons (à droite sur la figure)

rend très peu probable la population d'états excités du ^{19}F au-dessus du seuil alpha car l'énergie disponible dans le centre de masse est de seulement 5.57 MeV, ce qui est inférieur à l'énergie du seuil proton du ^{19}F , positionné à 7.994 MeV [3], et à seulement 1.5 MeV au dessus du seuil alpha, positionné à 4.0133 MeV [3]. Dans le cas des deutons et avec la même énergie de faisceau, l'énergie disponible dans le centre de masse est de 10.65 MeV, ce qui est amplement suffisant pour peupler efficacement les états ayant une énergie d'excitation supérieure à 4 MeV et peut être suffisant pour peupler les premiers états excités au-dessus du seuil proton.

C'est naturellement les deutons qui ont été choisis pour exciter le ^{19}F dans un état suffisamment élevé pour décroître soit en émettant des gamma soit des alpha, voire éventuellement des protons :



Par conséquent ce sont des coïncidences entre un deuton détecté à 0° et un alpha ou un gamma ou éventuellement un proton qui sont recherchées dans cette expérience. La distribution angulaire des alpha doit ensuite nous renseigner sur le spin du niveau peuplé non lié.

2.2 Le Tandem d'Orsay

En règle générale, quelque soit l'installation, l'obtention d'un faisceau en physique nucléaire peut se décomposer en trois grandes parties : Tout d'abord, la formation du faisceau primaire à partir d'une source d'ions, puis l'accélération des ions pour atteindre l'énergie voulue et enfin la sélection des noyaux qui sortent de l'accélérateur dans le but d'avoir un faisceau du noyau d'intérêt le plus pur possible. Le Tandem d'Orsay n'échappe pas à cette règle et c'est dans cet ordre que sa description est faite.

2.2.1 La source d'ions

Il existe deux sources d'ions possibles au Tandem, une est plus destinée à la formation de faisceaux légers (^1H , ^2H , ^3He , ^4He) et l'autre de faisceaux plus lourds. C'est cette

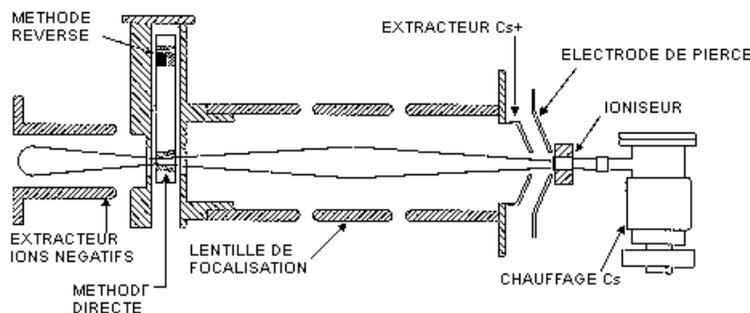


FIGURE 2.4 – Schéma de principe de la source Hiconex 384, utilisée pour la formation d'un faisceau de ^{19}F au Tandem d'Orsay. Image extraite de la référence [4]

dernière qui a été utilisée dans cette expérience pour obtenir le faisceau de ^{19}F (voir Fig 2.4). Dans tous les cas, le Tandem d'Orsay ne peut produire que des faisceaux stables, tout du moins avant la mise en fonction du projet ALTO (Accélérateur Linéaire auprès du Tandem d'Orsay).

La première étape pour former le faisceau avec cette source est la création d'un faisceau faiblement accéléré de Césium. Pour cela, les noyaux de Césium, issus du chauffage d'un bloc de Césium naturel, passent à travers une pastille de Tungstène chauffée à environ 1000°C , ce qui a pour conséquence de ioniser ces atomes. Ils sont ensuite accélérés par une différence de potentiel de quelques dizaines de kilovolts et focalisés sur la cible de production. Par pulvérisation, les atomes de Césium arrachent les atomes de la cible. Ces derniers capturent des électrons des atomes de Césium se trouvant sur une fine couche qui recouvre la cible. Le faisceau souhaité, majoritairement monochargé négativement, est alors extrait grâce à un champ électrique vers l'accélérateur.

2.2.2 L'accélérateur

L'accélérateur d'Orsay est un tandem électrostatique de type Van de Graaff (Fig 2.5). Cet accélérateur linéaire fait 24,3 mètres de long pour 4 mètres de diamètre à son entrée et à sa sortie. Il permet d'accélérer les noyaux jusqu'à quelques MeV par nucléon grâce à l'application d'un champ électrostatique maximal de 15 MVolts.

Les charges électriques positives sont injectées par le biais d'une grande chaîne au centre de l'accélérateur, appelé terminal. Le reste de la machine étant isolé, seul le terminal est porté à une tension positive de plusieurs millions de volts. Les ions sortant de la source, étant mono-chargés négativement, vont être accélérés jusqu'au centre de l'accélérateur.

Pour des raisons technologiques, il est très difficile de créer des champs électrostatiques

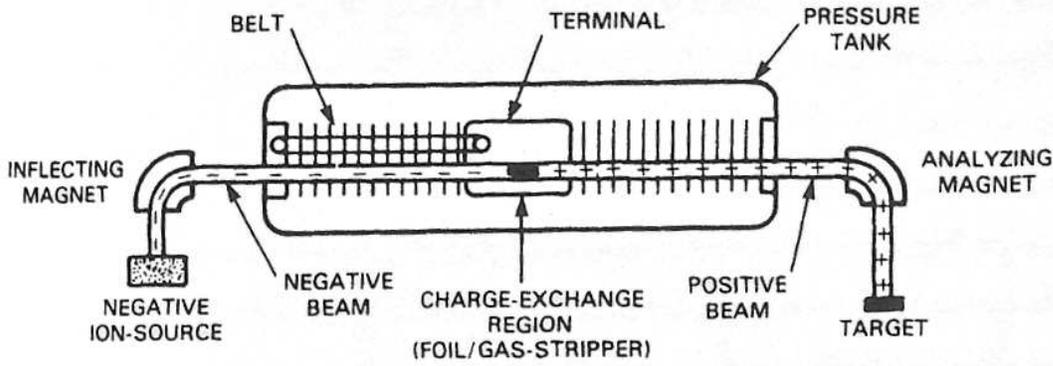


FIGURE 2.5 – Schéma de principe d'un Tandem de type Van de Graaff comme celui installé à Orsay. Image extraite de la référence [67]

très intenses. C'est pourquoi pour obtenir des faisceaux plus énergétiques, il est nécessaire que les ions du faisceau soient multi-chargés pour permettre d'atteindre une plus grande énergie cinétique avec la même différence de potentiel.

De plus, le terminal est polarisé positivement créant un champ électrique dans le sens du faisceau sur la première moitié de l'accélérateur et un champ inverse sur la seconde moitié. Donc en plus d'augmenter la charge des ions du faisceau, il faut changer le signe de la charge. Pour cela, des éplucheurs ou stripper sont insérés dans le terminal permettant, comme leur nom l'identifie, d'éplucher les ions initialement négatifs et ainsi de les multi-charger positivement. Ces éplucheurs sont soit de fines feuilles de matière soit du gaz.

Après le stripper, le faisceau est donc multichargé et peut être ainsi accéléré pour atteindre l'énergie souhaitée. L'épluchage des ions étant un phénomène statistique, il ne sort pas qu'un seul état de charge de l'éplucheur, mais tout un cocktail d'états de charge, qui donc pour une même différence de potentiel donnera des faisceaux de différentes énergies.

2.2.3 La ligne 420

A la sortie de l'accélérateur, on a un faisceau stable très pur isotopiquement mais avec plusieurs états de charge. Un dipôle est donc installé après le tandem permettant de faire une sélection en $B\rho$, étant donné que :

$$B\rho = \frac{mv}{q} = \frac{\sqrt{2mE}}{q} \quad (2.8)$$

Les différents états de charge ayant la même masse, mais une différence d'énergie

cinétique et de charge notable, leur $B\rho$ est très différent. La sélection d'un seul état de charge est donc particulièrement aisée. Le faisceau souhaité est ensuite conduit jusque sur la cible dans la chambre de réaction au bout de la ligne où se trouvent les détecteurs.

2.3 Montage expérimental

L'un des grands objectifs de cette expérience est de tester la méthode décrite dans la section 2.1.2. Mais avant d'aborder l'analyse et les résultats obtenus, un descriptif complet du montage expérimental s'impose. Tout d'abord le faisceau et les cibles utilisés pour cette expérience sont traités dans les premiers paragraphes puis, un descriptif détaillé des détecteurs utilisés est fait.

2.3.1 Le faisceau

Le faisceau utilisé pour cette expérience est un faisceau de $^{19}\text{F}^{7+}$ produit grâce à la source Hiconex 384 décrite plus haut. L'intensité maximale que peut délivrer le Tandem d'Orsay pour ce faisceau est de $0,2 \mu\text{Ae}$ soit $3,3 \cdot 10^{10} \text{pps}$. A cause d'un taux de comptage trop élevé dans un des télescopes utilisés il a été nécessaire de réduire fortement l'intensité du faisceau à 35pAe soit environ $2 \cdot 10^7 \text{pps}$ dans le but de passer sous la barre des 1000 coups par seconde dans ce détecteur.

L'énergie du faisceau est l'énergie maximale que peut délivrer la machine, soit 112 MeV. L'accélérateur étant un tandem électrostatique, l'énergie du faisceau est parfaitement définie avec un $\frac{\Delta E}{E}$ de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$ [25]. Vu la façon de produire le faisceau, aucune contamination par un autre noyau ou un autre état de charge n'est possible.

La conduction du faisceau jusque dans la chambre de réaction a été réalisée à l'aide d'une alumine pour la visualisation du faisceau à l'entrée de la chambre. Cette méthode est rendue possible grâce à l'intensité importante disponible pour ce faisceau. La focalisation et l'optimisation ont été faites pour maximiser le taux de comptage dans le détecteur à 0° .

2.3.2 Les cibles

L'autre élément important dans une expérience est la cible de réaction. Ici, elle est associée à un beam-catcher servant à arrêter le faisceau. Ce dernier est collé à l'arrière de la cible où a lieu la réaction de diffusion inélastique. Plusieurs cibles et beam-catcher ont été utilisés au cours de l'expérience, ils ont été fabriqués à Catane en Italie pour certains et au GANIL en France pour d'autres.

Deux beam catcher ont pu être testés : le premier étant une feuille d'aluminium de 40.5 mg.cm^{-2} soit $150 \mu\text{m}$ d'épaisseur et le second une feuille de Nickel de 53.4 mg.cm^{-2} soit $60 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Le faisceau, ayant une énergie de 112 MeV, s'arrête dans $78 \mu\text{m}$ d'Aluminium et dans $30 \mu\text{m}$ de Nickel ce qui est bien inférieur à l'épaisseur des deux beam-catcher. Cependant, pour des raisons de sécurité dues notamment à l'incertitude sur les parcours des noyaux dans les matériaux, il est préférable d'avoir recours à des feuilles plus épaisses que théoriquement nécessaire.

L'intérêt d'utiliser ces deux beam-catcher différents est double :

1. Tester l'influence de ces deux matériaux sur le straggling en énergie. En effet, par exemple pour des deutons de 32 MeV leur straggling en énergie dans le beam-catcher en Aluminium est de 29.3 keV contre 34.4 keV dans celui en Nickel. La différence est théoriquement faible.
2. Mesurer la quantité de noyaux légers créés lors de l'interaction du faisceau avec le beam-catcher.

La cible est une cible solide de polypropylène composée essentiellement de deutons (CD_2). Celle associée au beam-catcher en Aluminium a une épaisseur de $207 \mu\text{g.cm}^{-2}$ soit $2.6 \mu\text{m}$ et celle avec le beam-catcher en Nickel mesure $135 \mu\text{g.cm}^{-2}$ ou $1.7 \mu\text{m}$ d'épaisseur. L'épaisseur de la cible est un paramètre extrêmement important car elle joue sur le taux de comptage mais également sur la résolution. Cela est discuté plus en détail dans le chapitre 3.3.2.

Dans le but de connaître la contribution du bruit de fond dû aux réactions du ^{19}F sur le carbone de la cible de CD_2 d'une part et sur les noyaux de Nickel ou d'Aluminium du beam-catcher d'autre part, des cibles de Carbone avec Nickel et de Carbone avec Aluminium ont également été utilisées. Les épaisseurs de ces cibles sont calculées pour être exactement équivalentes à celles des cibles utilisées dans l'expérience, il en est de même pour les épaisseurs des beam-catcher.

Enfin, d'un point de vue purement géométrique, le porte-cible n'est pas exactement perpendiculaire à l'axe du faisceau (noté z). Ce défaut de perpendicularité doit être pris en compte pour déterminer notamment l'angle entre le faisceau et le détecteur servant à détecter les particules de décroissance. Une fois mesuré, il est possible de déterminer une fonction simple de correction en mm :

$$\Delta z = 3 - l \sin(\theta) \quad (2.9)$$

où l est la position de la cible sur le porte-cible en mm et θ l'écart à la normale, il a été mesuré à 1.1° .

2.3.3 Le système de détection

Cette section aborde plus en détail le système de détection mis en place. Il est constitué de 3 types de détecteurs qui vont être décrits tour à tour. La détection des gamma est réalisée grâce à 3 détecteurs de type germanium, la détection du deuton diffusé à 0° est faite grâce à un télescope en Silicium $\Delta E/E$ et enfin les particules α sont détectées grâce à un télescope MUST 2.

2.3.3.1 Les Germanium

Les gamma venant de la désexcitation des niveaux du ^{19}F sont détectés par 3 détecteurs de type germanium mono-cristaux. Ces cristaux de Germanium sont des semi-conducteurs. Lors du passage d'un gamma dans le cristal, un certain nombre d'électrons passent de la bande de valence à la bande de conduction créant ainsi un signal électrique qui est envoyé dans une chaîne électronique d'acquisition. La hauteur de ce signal est proportionnelle à l'énergie déposée par le gamma, ce qui permet la construction d'un spectre en énergie. Ces détecteurs sont refroidis par de l'azote liquide pour diminuer au maximum le passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction à cause de l'agitation thermique, ce qui crée du bruit et donc une perte de résolution dans le spectre final.

Les trois détecteurs sont positionnés à trois angles différents. Le premier est à un angle de 135° , le second de 90° et le dernier de 45° par rapport à l'axe du faisceau. L'émission des gamma se faisant alors que le noyau de ^{19}F se déplace, aussi appelée "émission en vol", il est nécessaire de corriger l'énergie gamma pour chaque Germanium de l'effet Doppler. Cette correction relativiste s'écrit de la façon suivante :

$$E_r = E_d \frac{1 - \beta \cos(\theta)}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.10)$$

où E_r et E_d sont respectivement l'énergie réelle et l'énergie détectée du gamma, θ l'angle entre l'axe du faisceau et le centre du Germanium, et enfin β le facteur relativiste du ^{19}F .

La valeur de β dépend de la vitesse du noyau, donc de son énergie, elle a été prise au milieu de la cible, vu que l'énergie du ^{19}F diminue au cours de sa traversée dans la cible. L'épaisseur de cible étant différente pour les deux cibles utilisées, deux valeurs de correction ont été utilisées :

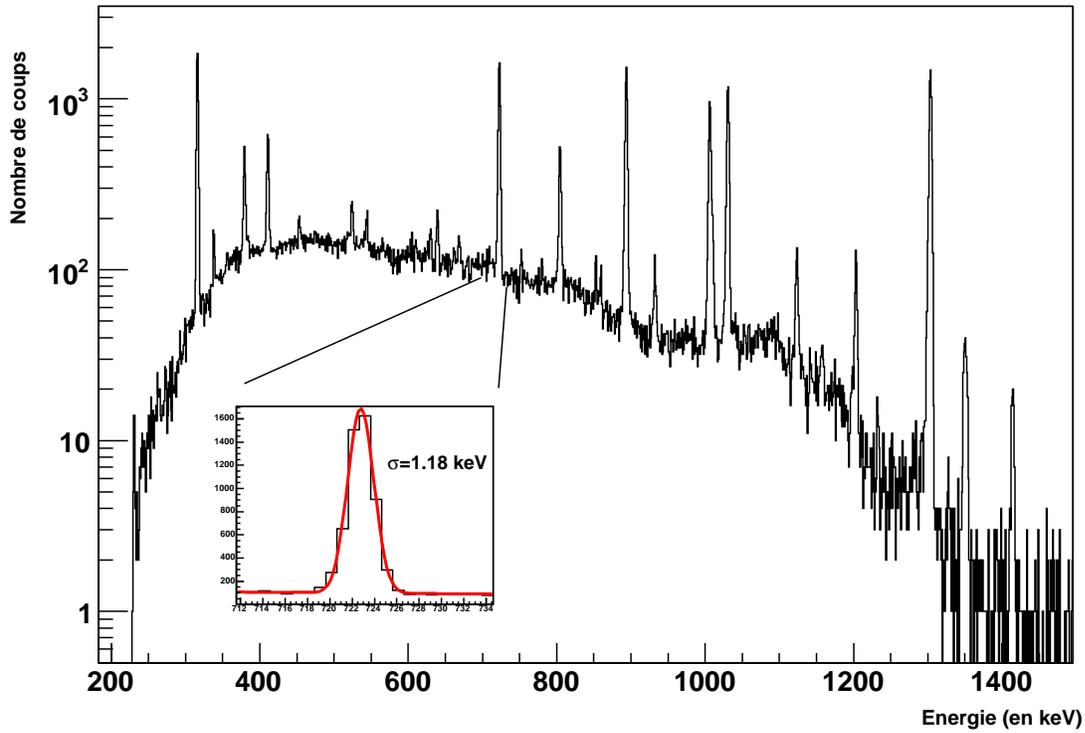


FIGURE 2.6 – Spectre calibrée de l'Europium 152 ayant servi   la calibration en énergie et en efficacité des 3 Germanium

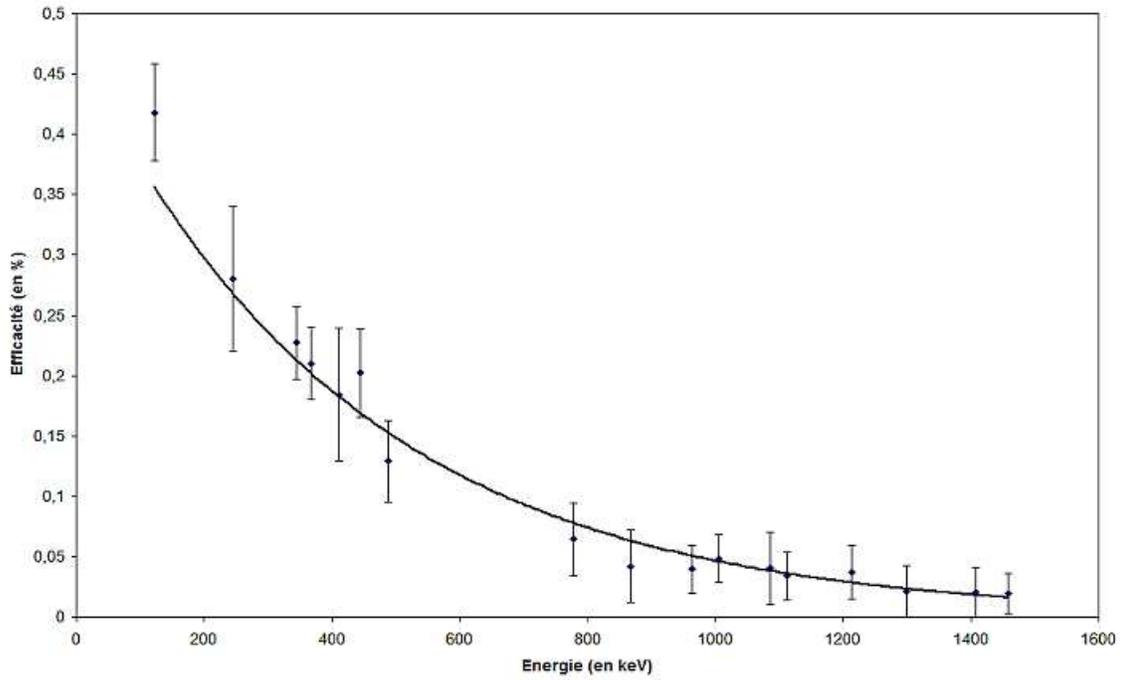


FIGURE 2.7 – Courbe d’efficacité totale en fonction de l’énergie des gamma. Cet étalonnage a été obtenu avec une source radioactive d’Europium 152 pour le Germanium 2.

1. Pour la cible de $CD_2 + Ni$

$$Ge1 \text{ et } Ge3 : E_r = 0.926691 * E_d \quad (2.11)$$

$$Ge2 : E_r = 1.006321 * E_d \quad (2.12)$$

2. Pour la cible de $CD_2 + Al$

$$Ge1 \text{ et } Ge3 : E_r = 0.926752 * E_d \quad (2.13)$$

$$Ge2 : E_r = 1.006309 * E_d \quad (2.14)$$

La calibration en énergie mais également en efficacité a été faite grâce à une source d’Europium 152 positionnée à la place de la cible de réaction. De nombreux pics observables sur le spectre (Fig 2.6) permettent d’atteindre une très bonne précision de calibration pour chacun des trois détecteurs. La résolution obtenue pour ces détecteurs, également déterminée grâce à cette source, est de 2.8 keV à 700 keV.

Connaissant l’activité de la source au moment de la calibration (9967.7 Bq), les rapports d’embranchement de chacun des pics, la durée des run de calibration et le nombre de coups total dans chaque pic observé, il est possible de calculer l’efficacité totale (géo-

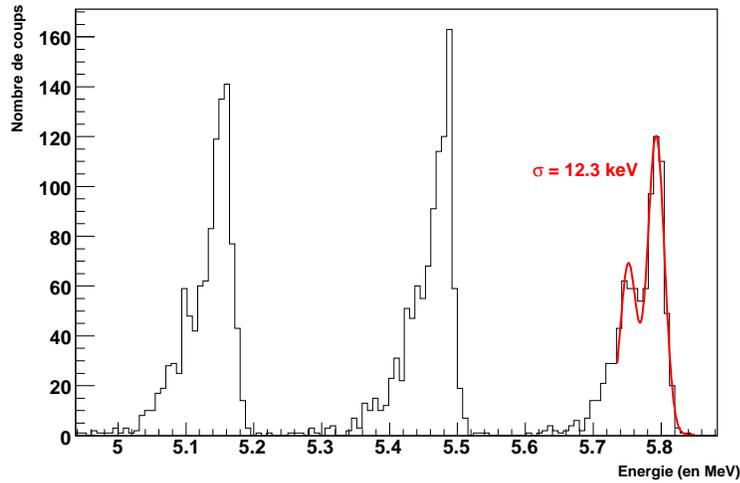


FIGURE 2.8 – Spectre de calibration du détecteur ΔE réalisé avec la source 3α

métrique et intrinsèque) de chaque Germanium en fonction de l'énergie (fig 2.7) et ainsi d'en déduire une loi reliant l'efficacité à l'énergie des gamma.

2.3.3.2 Le télescope à 0°

Les deutons de diffusion inélastique sont détectés mais également indentifiés à 0° grâce à un télescope $\Delta E/E$ composé de deux détecteurs silicium semi-conducteurs. Le ΔE est un détecteur mince en Silicium de $500\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et le E est un Silicium épais enrichi au Lithium de 6 mm d'épaisseur.

Le premier détecteur permet de mesurer la perte d'énergie d'une particule qui le traverse et le second de mesurer l'énergie totale restante après la traversée du ΔE . En négligeant l'épaisseur des couches mortes, l'énergie minimale qu'un deuton doit avoir pour traverser le ΔE et donc pour qu'il puisse être identifié est de 11 MeV. Autrement dit, seuls des deutons d'énergie supérieure à 11 MeV peuvent être détectés ce qui correspond à une énergie d'excitation maximale du ^{19}F de 10.4 MeV environ.

Le télescope est situé dans l'axe du faisceau à 23.5 cm de la cible, couvrant ainsi un angle solide de $10.46\ \text{msr}$ soit $\frac{1}{1200}^e$ de 4π .

La calibration des deux détecteurs est faite tour à tour grâce à une source dite 3α contenant du ^{239}Pu , du ^{241}Am et du ^{244}Cm dont les caractéristiques sont données dans le tableau 2.1. Les énergies de ces alpha sont comprises entre 5.1 et 5.8 MeV, or l'énergie attendue des deutons est d'au moins 20 MeV. Donc d'une part la calibration avec la source 3α utilise seulement trois valeurs proches en énergie et très loin de la gamme d'énergie

Nature du nucléide	E1 (en MeV)	E2 (en MeV)	E3 (en MeV)
^{239}Pu	5.156 (73.3%)	5.144 (15.1%)	5.106 (11.5%)
^{241}Am	5.485 (85.1%)	5.442 (13.3%)	5.388 (1.6%)
^{244}Cm	5.804 (76.4%)	5.762 (23.6%)	

TABLE 2.1 – Tableau donnant les différentes caractéristiques de la source 3α utilisée pour la calibration des détecteurs de particules. Valeurs obtenues à partir de la référence [3]

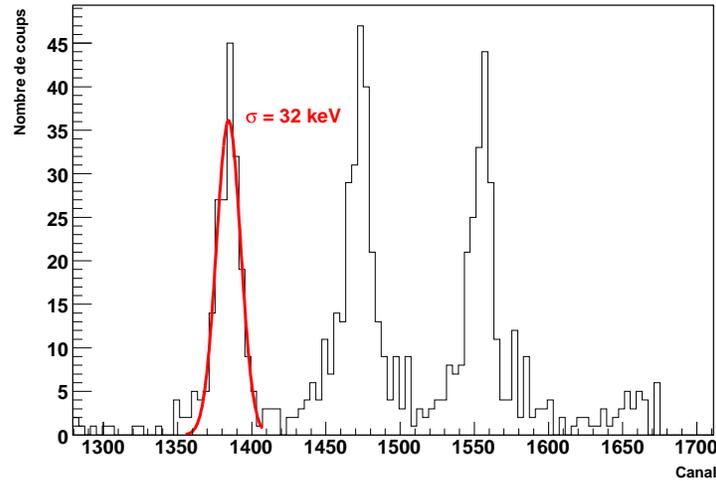


FIGURE 2.9 – Spectre de calibration du détecteur E réalisé avec la source 3α

d'intérêt et d'autre part elle est faite avec des alpha alors qu'on veut mesurer des deutons. Pour ces deux raisons, l'étalonnage ne peut être qu'approximatif. Pour affiner la précision de la calibration, des pics supplémentaires obtenus pendant l'expérience ont été utilisés (voir section 2.4.1.2).

Cette source permet également de déterminer la résolution de détection à l'énergie de $\approx 5 \text{ MeV}$. Cette résolution n'est pas la résolution expérimentale obtenue sur le spectre final, mais simplement la résolution intrinsèque du détecteur. Pour le ΔE , la figure 2.8 montre le spectre de calibration. Le fit de ces 3 pics donne une résolution moyenne de 29 keV. Dans le cas du SiLi, la résolution dépend de la température. En effet, elle s'améliore quand la température baisse. C'est pour cette raison que durant toute l'expérience ce détecteur était refroidi à -10° C grâce à la circulation d'un liquide de refroidissement. Il est alors possible d'obtenir une résolution d'environ 75 keV (Fig 2.9).

C'est l'énergie totale de la particule qui est le paramètre important, autrement dit la somme entre le ΔE et le E , donc la résolution finale due au système de détection est essentiellement limitée par le détecteur E .

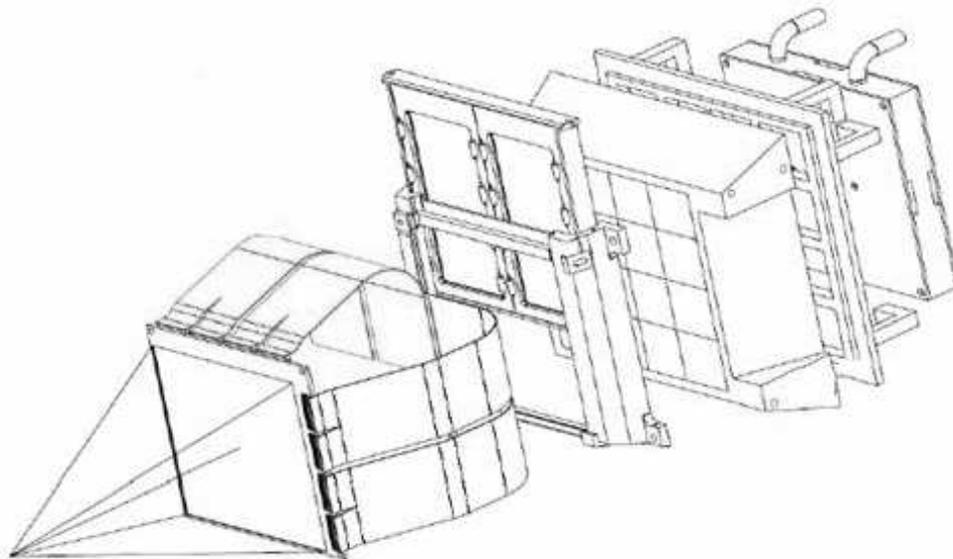


FIGURE 2.10 – Vue explosée d'un module MUST2. Image extraite de la référence [5]

2.3.3.3 Le télescope MUST2

Description sommaire

La détection des alpha venant de la décroissance des niveaux du ^{19}F au-dessus du seuil est faite avec le nouveau télescope MUST2 (MUr à STrips) et plus exactement avec un seul des 6 modules qui composent l'ensemble MUST2.

Un télescope MUST2 a une surface de détection carrée de 10 cm de côté. Une partie de son électronique, constituée à base d'ASIC¹, est montée à l'arrière du télescope lui-même, le rendant ainsi très compact. Ces cartes électroniques sont refroidies par un système de circulation d'eau. Un télescope MUST2 est constitué de 3 étages de détection séparés (voir Fig 2.10) :

1. Le premier étage est un détecteur semi-conducteur en Silicium segmenté en X et en Y
2. Le second étage est constitué de quatre semi-conducteurs Silicium doppés au Lithium
3. Le dernier étage est composé de 16 détecteurs scintillateurs de type CsI.

1. ASIC (Application Specific Integrated Circuit) : circuit intégré spécialisé. Ce circuit possède un grand nombre de fonctionnalités de mesure (préamplificateur, amplificateur, filtres,...) [42]

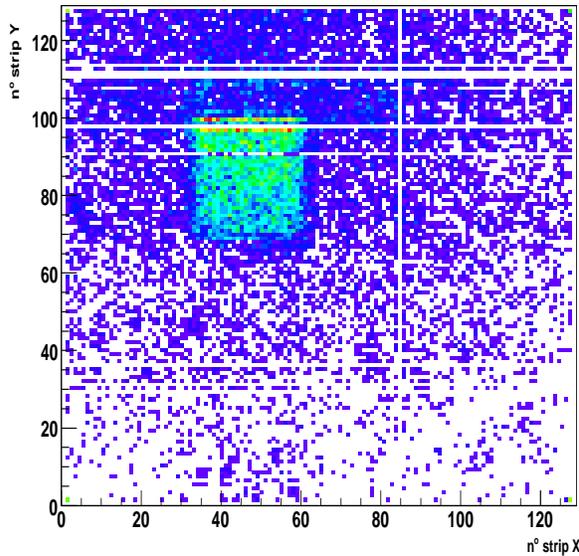


FIGURE 2.11 – Numéro de la piste Y en fonction du numéro de la piste X pour des événements dans le CsI 11

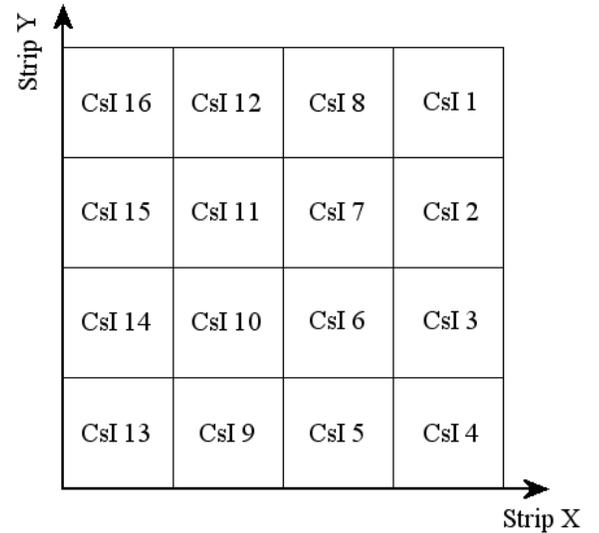


FIGURE 2.12 – Position relative des différents CsI par rapport au numéro des pistes X et Y.

Les étages de MUST 2

Le premier détecteur est une feuille de Silicium de $300\mu\text{m}$ d'épaisseur. Elle est segmentée sur la face avant en X et sur la face arrière en Y. Chacune des deux faces possède 128 voies, ce qui représente au total pour ce détecteur 256 voies électroniques et 16384 pixels mesurant chacun 0.61 mm de côté, la granularité est donc excellente. Pour chaque événement, la connaissance des deux voies touchées, en X et Y permet de localiser exactement la particule et la hauteur du signal permet d'obtenir l'énergie déposée dans cet étage.

Le second étage de MUST2 est composé de deux détecteurs de type Silicium dopé au Lithium, ayant une épaisseur de $4,5\text{ mm}$. Chacun de ces deux détecteurs est segmenté en 8 secteurs, soit 16 voies électroniques au total pour cet étage. Cependant, pour cette expérience, cet étage n'était pas monté.

Enfin, le dernier étage est composé de 16 blocs (4 par 4) d'Iodure de Césium (CsI) de 4 cm d'épaisseur. L'Iodure de Césium est un matériau dit scintillant. Lors du passage d'une particule dans ce scintillateur, elle excite les atomes du détecteur qui émettent alors des photons en se désexcitant. Ils sont ensuite convertis sous forme de signal électrique grâce à des photodiodes dans le cas de MUST2. Le nombre de photons émis étant direc-

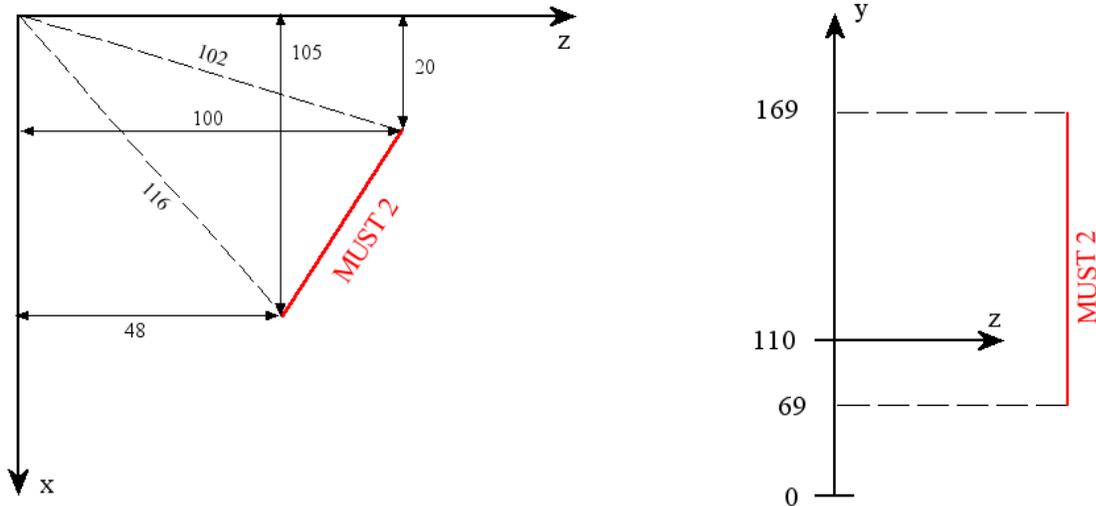


FIGURE 2.13 – Positionnement de MUST2 dans l'espace. Le schéma de gauche le représente dans le plan (x,z) , sachant que z est l'axe du faisceau. Le schéma de droite le positionne sur l'axe vertical y

tement proportionnel à l'énergie déposée, il est ainsi possible de déterminer l'énergie de la particule.

Le positionnement des CsI de MUST2 par rapport au premier étage n'a pu être relevé au cours de l'expérience. C'est donc en construisant un spectre Y versus X avec le détecteur Silicium du premier étage (Fig 2.11) conditionné par un seul détecteur CsI que la correspondance a pu être faite pour chacun d'eux, le résultat est donné sur la Figure 2.12.

La géométrie

La détermination de la position de MUST2 dans l'espace est extrêmement importante pour :

1. reconstruire des cinématiques qui nécessitent la connaissance précise de l'angle formé entre le faisceau et la direction d'émission de la particule détectée.
2. déterminer l'épaisseur effective du premier étage jouant le rôle de ΔE .

Dans cette expérience, MUST2 est posé sur le fond de la chambre de réactions et orienté vers la cible comme le montre la Figure 2.13. Sur cette figure seule la surface active du détecteur est représentée. L'axe z correspond à la direction du faisceau qui tape

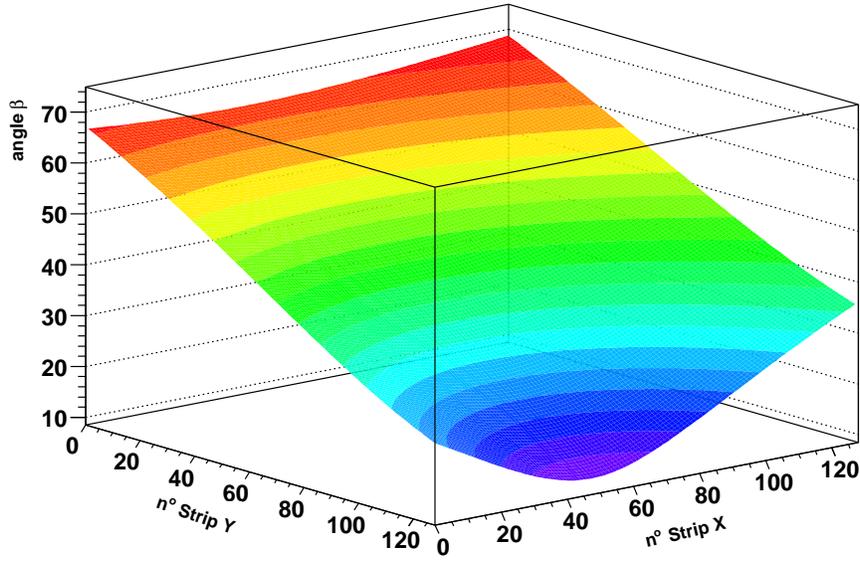


FIGURE 2.14 – Angle par rapport à l'axe du faisceau en fonction de chaque pixel du détecteur Silicium constituant le premier étage.

la cible à 110 mm au-dessus du fond de la chambre.

Avec les cotes données en mm sur la Figure 2.13, les relations permettant de déterminer les coordonnées de chaque pixel dans un repère sphérique dont l'origine est le centre de la cible sont les suivantes :

$$\tan(\theta) = 1.634615 - \frac{183.461538}{0.406239 * n_Y + 48.203847} \quad (2.15)$$

$$\cos(\phi) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(1.634615 * z - 183.461538)^2 + z^2}{(0.859990 * n_X - 40.60938)^2}}} \quad (2.16)$$

$$\text{avec } z = 0.406239 * n_Y + 48.203847 \quad (2.17)$$

où n_X et n_Y représentent le numéro des pistes X et Y. A partir de ces deux équations, le calcul de l'angle β entre n'importe quel pixel de MUST2 et le faisceau peut se déduire de la relation suivante :

$$\cos(\beta) = \sin(\phi)\cos(\theta) \quad (2.18)$$

Le calcul de l'angle par rapport à l'axe du faisceau pour chaque pixel permet de construire une surface, angle β en fonction de (n° piste X, n° piste Y), représentée sur la figure 2.14. Grâce à elle, on peut observer les angles extrêmes de détection : 11.5° pour l'angle minimum et 68.9° pour l'angle maximum.

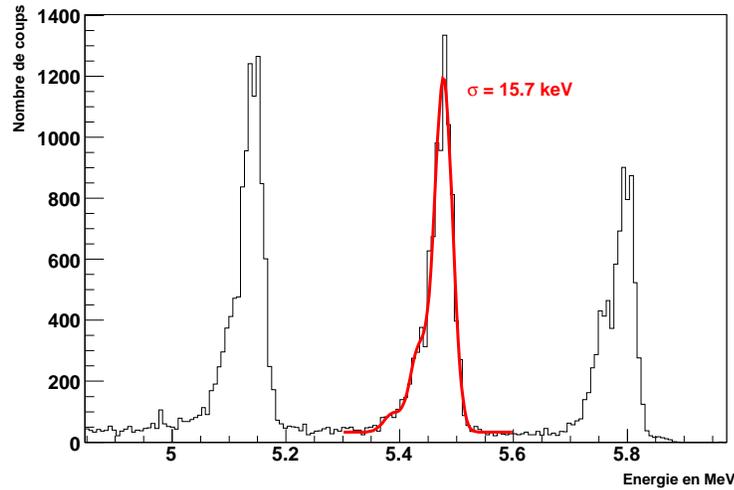


FIGURE 2.15 – Spectre de calibration en énergie pour une des voies Y du premier étage de MUST2.

La calibration

Le Silicium segmenté

Les 256 voies sont toutes calibrées à l'aide de la même source 3α que celle utilisée pour le télescope à 0° (voir Tab 2.1) et positionnée au niveau de la cible. Mises à part quelques voies ne fonctionnant pas, toutes les autres ont des résolutions équivalentes, c'est à dire 37 keV environ, cette valeur est obtenue à partir du spectre alpha de calibration (voir Fig 2.15). Cette résolution est identique pour les pistes de la face avant et celles de la face arrière. Cependant, 9 pistes de la face arrière (piste Y) ne fonctionnent pas ou mal alors que seulement une seule de la face avant (piste X) ne donne aucun signal. Ce sont donc les pistes X qui sont utilisées comme ΔE pour MUST2 dans la suite de l'analyse.

Les CsI

La calibration des CsI est beaucoup plus délicate. En effet, il est impossible de démonter le premier étage de MUST2. Dans ce cas, il est impossible de faire une calibration avec une source 3α car l'énergie des alpha, n'est bien évidemment pas suffisante pour traverser les $300\mu\text{m}$ de Silicium du ΔE . La seule possibilité est donc de calibrer ces détecteurs à partir des données obtenues durant l'expérience. Comme il sera montré dans le chapitre

n° CsI	β_{moy}	β_{min}	β_{max}	\bar{e} (en μm)	e_{min} (en μm)	e_{max} (en μm)
1	34.1°	25.0°	42.5°	362.4	331.1	406.9
2	43.3°	34.2°	51.3°	412.4	362.9	479.7
3	53.6°	54.7°	60.5°	505.9	429.3	608.5
4	63.5°	57.1°	68.9°	671.8	552.3	834.7
5	61.0°	54.5°	66.8°	618.6	516.9	761.4
6	49.3°	41.1°	56.7°	459.7	398.4	545.7
7	36.3°	26.9°	45.1°	372.5	336.4	425.2
8	24.2°	14.0°	33.6°	328.8	309.2	360.3
9	60.0°	54.1°	65.5°	599.6	512.0	722.1
10	47.4°	40.4°	54.1°	443.1	394.0	511.5
11	33.1°	25.6°	40.6°	358.1	332.7	395.2
12	18.8°	11.5°	26.3°	316.9	306.2	334.7
13	61.0°	54.5°	66.8°	617.9	516.6	760.4
14	49.2°	41.1°	56.6°	459.1	398.1	544.8
15	36.2°	26.8°	45.0°	372.0	336.1	424.4
16	24.0°	13.9°	33.5°	328.4	309.0	359.6

TABLE 2.2 – Tableau donnant chaque CsI, l’angle β maximum, l’angle β minimum et l’angle β moyen ainsi que les épaisseurs effectives maximales, minimales et moyennes du premier étage.

2.4.2, plusieurs particules traversent le ΔE et sont détectées dans les CsI, notamment des alpha. A partir de la perte d’énergie ΔE mesurée pour les alpha, il est possible d’en déduire leur énergie totale, et donc par conséquent leur énergie restante E . Le premier étage étant calibré en énergie, l’énergie détectée dans les CsI peut être calculée.

Cependant, pour cela, il faut connaître l’épaisseur réelle du ΔE que traverse l’alpha. Cette épaisseur e variant en fonction de l’angle d’émission β , il faut calculer pour chaque CsI l’angle moyen β_{moy} et donc l’épaisseur moyenne \bar{e} du premier étage, les résultats sont donnés dans le tableau 2.2. C’est cette épaisseur moyenne qui est utilisée dans le calcul de la perte d’énergie de l’alpha dans le premier étage de MUST2. Cette méthode de calibration ne peut donner que des résultats approximatifs, car elle dépend de la calibration du ΔE , elle-même basée uniquement sur la source 3α , de l’épaisseur effective moyenne du premier étage et de la perte d’énergie des alpha dans cet étage. Tout cela engendre des incertitudes sur la calibration en énergie des CsI qui n’ont finalement aucune conséquence pour l’analyse comme cela est montré dans le paragraphe 2.4.2.3.

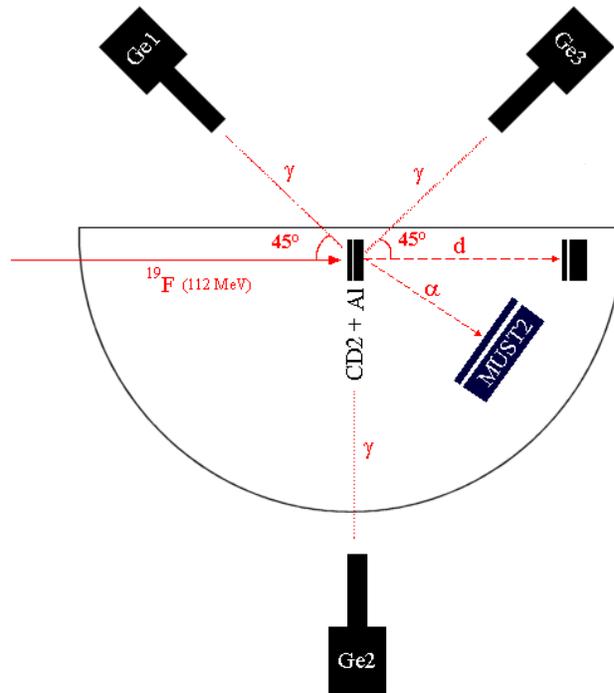


FIGURE 2.16 – Géométrie de tout l'ensemble de détection disposé autour de la cible de CD_2

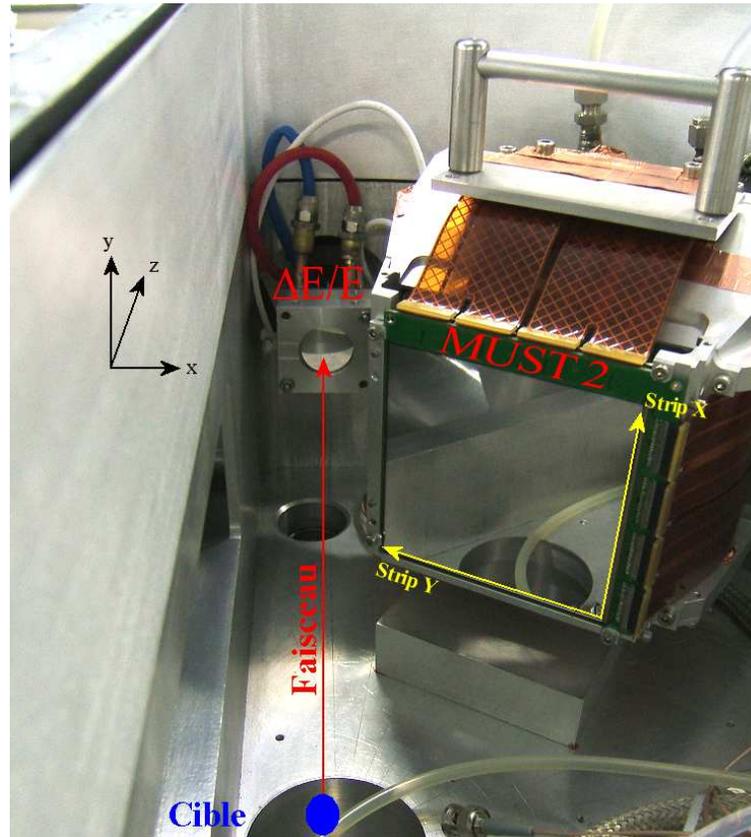


FIGURE 2.17 – Photo du télescope à 0° et de MUST 2 prise du point de vue de la cible. Les coordonnées (x,y,z) sont les mêmes que celles utilisées pour la figure 2.13, z étant l'axe du faisceau.

2.3.3.4 La géométrie de l'ensemble de l'expérience

En résumé, le système expérimental est constitué de 3 types de détecteurs différents permettant d'avoir accès à de nombreux paramètres physiques :

1. Les 3 Ge donnent l'énergie des gamma détectés.
2. Le télescope $\Delta E/E$ permet d'identifier les particules émises à 0° et de mesurer leur énergie totale.
3. Le télescope MUST2 identifie et localise précisément la particule de décroissance et donne également son énergie totale.

La figure 2.16 et la photo 2.17 montre la disposition de l'ensemble de détection autour de la cible de réaction. Tous ces détecteurs déclenchent l'acquisition dès qu'ils détectent une particule, c'est donc à l'analyse des données que les coïncidences sont analysées. En effet, on rappelle que le but de l'expérience est de détecter un deuton de diffusion

inélastique à 0° en coïncidence avec soit un gamma dans un Germanium soit un alpha dans le télescope MUST2. Ceci est l'objet de l'analyse décrite dans la section qui suit.

2.4 Analyse et résultats

Dans cette section, la méthode d'analyse mais également les résultats obtenus dans cette expérience vont être développés. En premier lieu, le travail sur le télescope à 0° est détaillé puis ce sont les données obtenues grâce au télescope MUST2 qui sont traitées dans la partie suivante. Enfin, le travail sur les différentes coïncidences est développé dans le dernier paragraphe.

2.4.1 Le télescope à 0°

La toute première étape est d'obtenir un spectre en énergie d'excitation du ^{19}F et de déterminer les différents niveaux observés. Cela est possible grâce à la détection des deutons dans le télescope à 0° . Dans cette section, sont traitées respectivement, l'identification des différentes particules, l'obtention du spectre du ^{19}F et enfin une comparaison des résultats obtenus avec les différents beam-catcher utilisés.

2.4.1.1 L'identification des particules

L'identification des particules dans un télescope se fait classiquement en traçant un spectre perte d'énergie en fonction de l'énergie restante, la perte d'énergie étant mesurée grâce au premier détecteur en Silicium et l'énergie restante grâce au Silicium enrichi au Lithium. L'identification des différents isotopes d'un même élément est rendue possible car :

$$\Delta E \propto Z_p^2 \quad (2.19)$$

$$\text{et } E \propto A_p \quad (2.20)$$

où Z_p et A_p sont respectivement la charge et la masse du projectile.

Chaque isotope sur une telle matrice va être représenté par une branche d'hyperbole. C'est bien ce que l'on observe sur le spectre expérimental 2.18 où deux groupes d'hyperboles sont aisément identifiables : le premier, regroupant 3 hyperboles, correspond aux isotopes de l'hydrogène ; c'est à dire les protons, les deutons et les tritons qui perdent respectivement de plus en plus d'énergie dans le premier détecteur. Puis un second groupe qui correspond aux isotopes de l'Hélium, à savoir ^3He et ^4He .

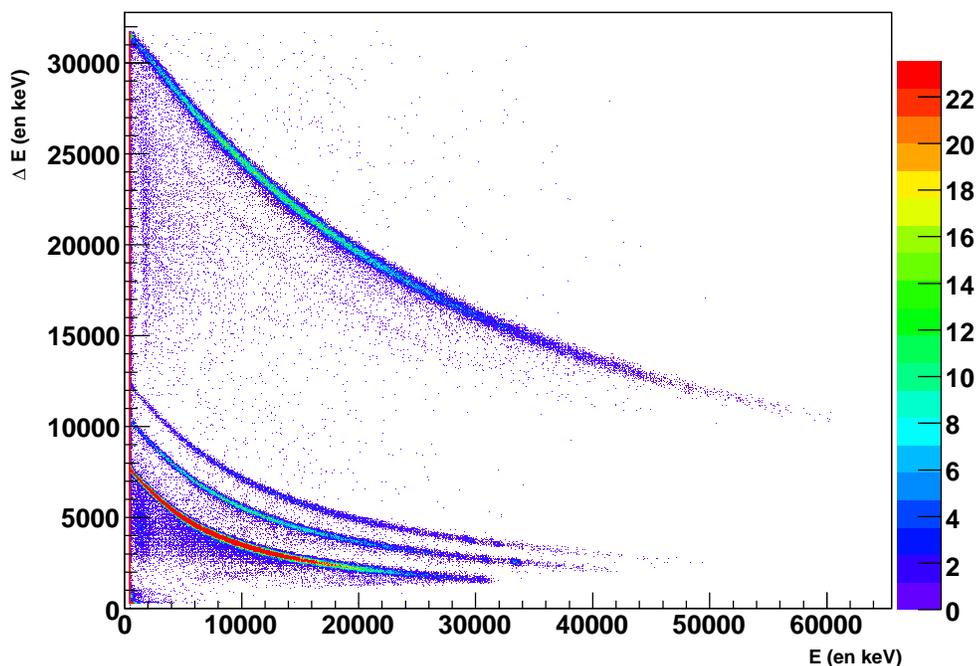


FIGURE 2.18 – Matrice $\Delta E/E$ dans le télescope à 0° sans aucune condition

L'origine de ces particules est multiple :

1. les protons : Une partie vient des réactions de fragmentation du faisceau de ^{19}F sur les noyaux de Nickel ou d'Aluminium du beam-catcher et dans une moindre mesure sur les atomes de Carbone de la cible. Une autre provient de la cassure des deutons de la cible. Ces deux canaux étant responsables du fond continu. Et enfin une dernière partie provient de la réaction de transfert $d(^{19}F, p)^{20}F$ qui explique l'observation de pics d'énergie bien définis.
2. les deutons : Comme pour les protons, le fond continu vient de l'interaction du ^{19}F dans le beam-catcher. Une autre partie, c'est celle qui nous intéresse, vient de la diffusion élastique ou inélastique.
3. les tritons : Une fois de plus l'origine du fond continu est la fragmentation du ^{19}F et les pics viennent de la réaction de transfert $d(^{19}F, t)^{18}F$.
4. les 3He : Ils sont peu nombreux et semblent venir exclusivement du ^{19}F interagissant dans le beam-catcher puisqu'il n'y a pas de pic apparent.
5. les alpha : A nouveau, deux contributions pour le fond : la fragmentation du faisceau dans le beam-catcher mais également la fragmentation du Carbone en 3 alpha. De plus, une toute petite partie de ce fond peut également venir de la désexcitation

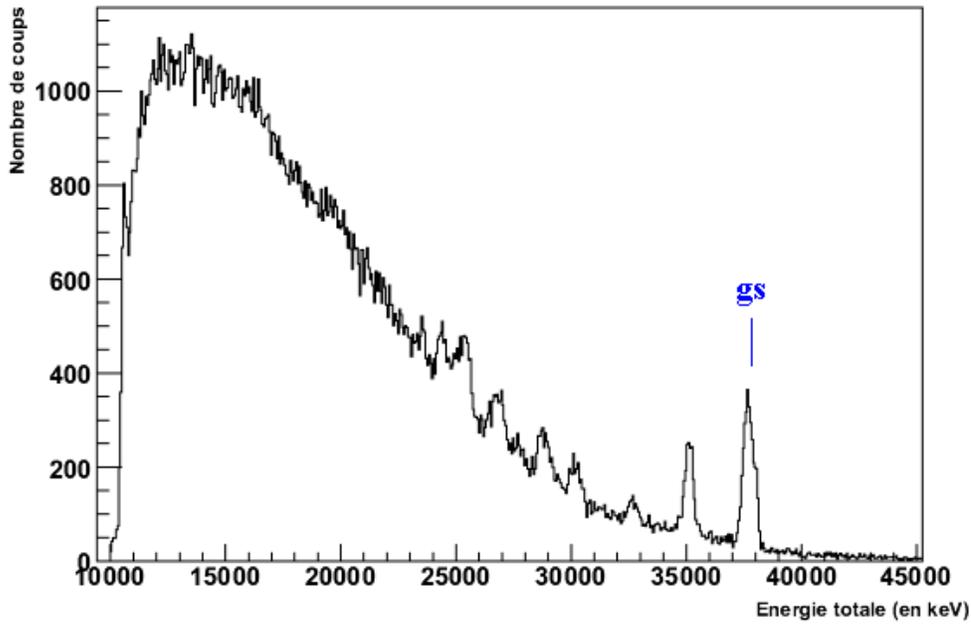
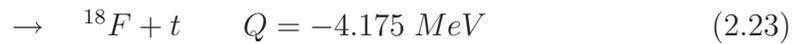


FIGURE 2.19 – Spectre en énergie totale pour les deutons à 0° sans aucune condition

des niveaux du ^{19}F au-dessus du seuil alpha. Les énergies discrètes viennent de la réaction de transfert $d(^{19}\text{F}, \alpha)^{17}\text{O}$.

Au final, les différentes voies de réaction physique du ^{19}F sur la cible de deutons observées dans cette expérience sont :



2.4.1.2 Énergie totale et les niveaux excités du ^{19}F

Les parties qui suivent traitent des différentes voies de réaction décrites dans la section précédente en commençant naturellement par la diffusion inélastique. Cette dernière étant la réaction d'intérêt, les autres réactions de transfert ont été très peu étudiées au cours de cette thèse mais seront quand même rapidement traitées dans les lignes qui suivent.

La réaction $d(^{19}\text{F}, d)^{19}\text{F}^*$

Le spectre brut

En faisant un contour graphique sur la matrice $\Delta E/E$ pour ne conserver que les deutons à 0° , il est possible de tracer le spectre en énergie totale uniquement pour cet isotope de l'hydrogène. La figure 2.19 montre ce spectre pour tous les run réalisés grâce à la cible de CD_2 avec le beam-catcher en Aluminium, ce qui représente un temps de faisceau d'environ 81 heures. Sur ce spectre, on voit clairement des pics ressortir. Comme le tracé est fait en énergie totale du deuton, le pic de plus grande énergie est le pic de diffusion élastique. En effet, plus l'énergie du deuton est élevée, plus l'énergie d'excitation du ^{19}F est basse.

Mais en plus de ces pics, un bruit de fond de plus en plus important, quand l'énergie diminue, est présent. Ce bruit de fond vient uniquement de l'interaction entre le ^{19}F et le beam-catcher. Avant de construire un spectre en énergie d'excitation du ^{19}F à partir de ce spectre brut, il est nécessaire de comparer les données obtenues sur ce dernier avec une simulation.

La simulation

Un programme de simulation a été écrit pour reproduire toutes les expériences de diffusion inélastique ayant la configuration utilisée ici. Son fonctionnement est basé sur un tirage de type Monte-Carlo du seul paramètre auquel il est impossible d'avoir accès : le lieu de réaction dans la cible. Une fois cette position connue, le calcul de l'énergie détectée des deutons à 0° est possible étant donné qu'elle ne dépend que de la cinématique et des différentes pertes d'énergie. Il est intéressant de noter que tous les calculs cinématiques sont réalisés en formulation relativiste, le traitement classique n'arrivant pas à reproduire correctement les données expérimentales. Pour exemple, la différence d'énergie entre ces deux approches pour le pic de l'élastique est de 1100 keV. Toutes les relations utilisées pour ces calculs sont données en annexe.

Ce programme permet ainsi de tracer un spectre théorique connaissant les différents niveaux excités du ^{19}F , mais ce n'est pas tout, il doit aussi pouvoir reproduire la résolution expérimentale en tenant compte des différents paramètres la dégradant.

Les 3 grands paramètres, classés du plus pénalisant au moins pénalisant, qui dégradent la résolution dans une telle expérience sont les suivants :

1. L'épaisseur de cible : suivant le lieu d'interaction dans la cible, le ^{19}F n'a pas la même énergie au moment de la diffusion inélastique. La différence maximale d'énergie pour des deutons de 36 MeV, dans une cible de $1.7\mu m$ est de 245 keV.

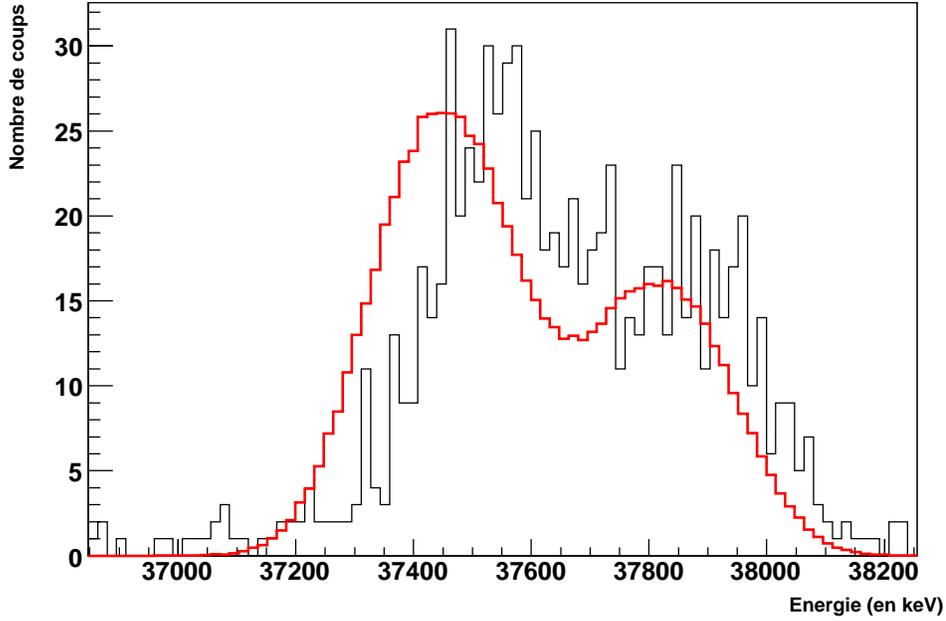


FIGURE 2.20 – Zoom du spectre expérimental en énergie totale pour les deutons à 0° autour du fondamental avec la simulation du fondamental et du deuxième niveau excité ($E^* = 0.197 \text{ MeV}$)

2. La résolution du détecteur : il s'agit ici de la résolution intrinsèque du système de détection. Dans cette expérience, elle est mesurée à 75 keV (voir section 2.3.3.2).
3. Le straggling en énergie dans le beam-catcher : après la diffusion, les deutons traversent le beam-catcher et subissent donc un straggling en énergie. Il représente 48 keV pour un deuton de 36 MeV dans $60 \mu\text{m}$ de Nickel.

C'est la convolution de tous ces paramètres qui permet de déduire la résolution globale. Pour des deutons de 36 MeV dans la cible de $\text{CD}_2 + \text{Ni}$, la simulation donne :

$$\sigma_{\text{simul}} = 113 \pm 2 \text{ keV} \quad (2.25)$$

Ces deutons de 36 MeV correspondent aux deutons de diffusion élastique. Le fit du pic expérimental permet d'extraire la valeur :

$$\sigma_{\text{exp}} = 109 \pm 5 \text{ keV} \quad (2.26)$$

L'accord entre la simulation et l'expérience est excellent, montrant ainsi que le système de détection et la formation du spectre à 0° sont bien compris.

Enfin, une autre partie de ce programme permet de calculer la cinématique de n'im-

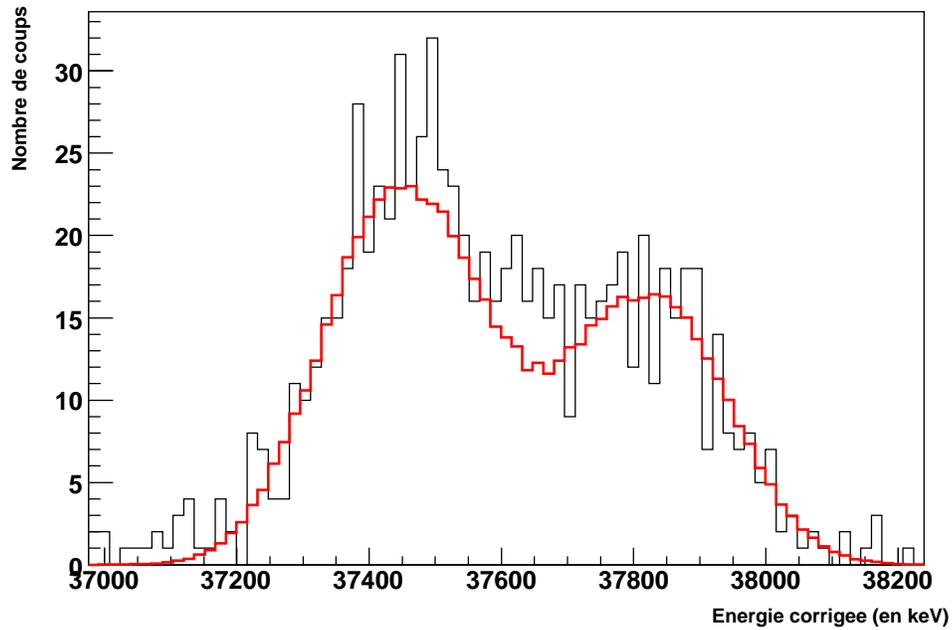


FIGURE 2.21 – Zoom du spectre expérimental en énergie totale pour les deutons à 0° autour du fondamental avec la simulation du fondamental et du deuxième niveau excité ($E^* = 0.197 \text{ MeV}$) après la correction de la calibration

porte quelle particule de décroissance. Ceci sera très utile pour prédire les différentes énergies en fonction de l'angle de détection et de corriger les distributions angulaires (voir Chap. 3), mais nous aurons l'occasion d'y revenir plus en détail.

Le spectre corrigé

La position des pics, déterminée dans la simulation, peut aussi être comparée avec l'expérience. Or comme en témoigne la figure 2.20 une différence notable pour le fondamental et le deuxième état excité à 0.197 MeV existe entre la simulation et l'expérience.

Pour expliquer une telle différence, il faut se rappeler que l'énergie totale a été calculée à partir des paramètres ΔE et E uniquement calibrés avec la source 3α . Or cette calibration n'est faite qu'avec 3 points aux alentours de 5 MeV et avec des alpha. Il est donc évident qu'elle ne peut être parfaite pour des deutons de près de 37 MeV .

Les pics du fondamental, du deuxième état excité et du 6^e état à 2.779 MeV (car il est isolé) sont ajoutés à la calibration. Cette énergie recalibrée est à nouveau comparée à la simulation (Fig 2.21) et cette fois-ci l'accord entre les deux est quasiment parfait. Les coups en plus entre le pic du fondamental et du deuxième état excité sur le spectre expérimental

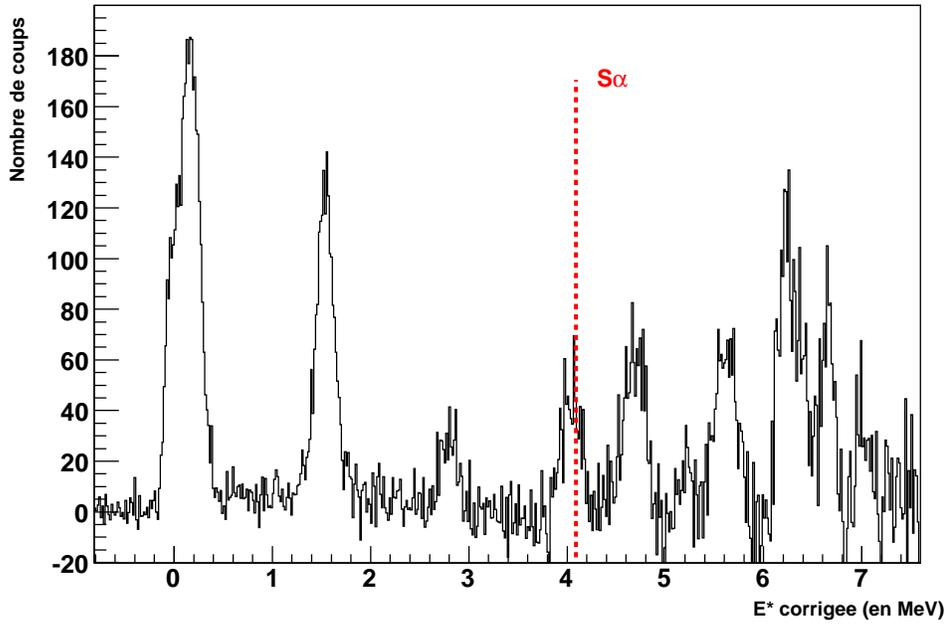


FIGURE 2.22 – Spectre en énergie d'excitation du ^{19}F avec toute la statistique de l'expérience.

correspondent au premier état excité situé à 0.109 MeV. Correctement calibrée, l'énergie totale des deutons à 0° permet de déterminer l'énergie d'excitation du ^{19}F .

Le spectre définitif, en sommant l'intégralité de la statistique obtenue avec la cible de $\text{CD}_2 + \text{Ni}$ et de $\text{CD}_2 + \text{Al}$, soit l'équivalent de 106 heures de faisceau, est donné sur la figure 2.22. Sur ce spectre, le bruit de fond a été également soustrait grâce à une fonction exponentielle ajustée sur le spectre obtenu avec les cibles de $\text{C} + \text{Al}$ et de $\text{C} + \text{Ni}$.

Les niveaux observés

Sous le seuil alpha, représenté sur la figure 2.22, l'identification des niveaux est très facile car la densité de niveaux connus est faible. Cependant, au-dessus, la densité de niveaux augmente et de nombreux états sont mélangés à cause de la résolution expérimentale rendant leur identification très délicate voire impossible. Pour mieux s'en rendre compte, la figure 2.23 montre une superposition du spectre expérimental avec les états connus matérialisés par des lignes verticales bleues.

A ce stade, l'analyse et l'identification précise des niveaux sont compromises compte tenu de la résolution expérimentale. A noter que l'état fondamental est moins peuplé que le premier état excité. Un fit de ces deux états donne un rapport de 1.3 en faveur de l'état

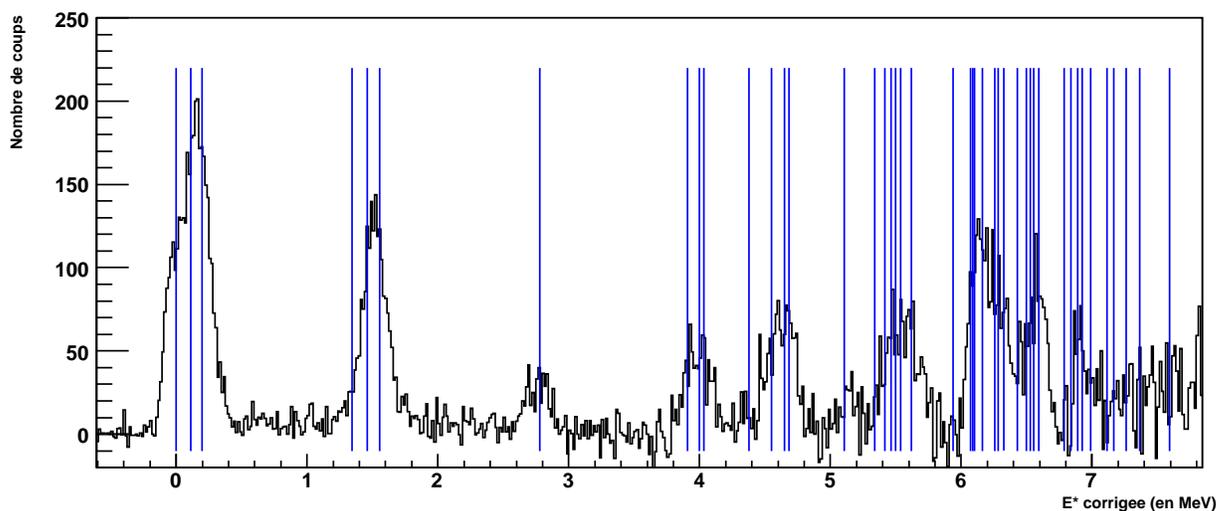


FIGURE 2.23 – Identification des états du ^{19}F à partir des données trouvées dans la référence [6]

à 0.197 MeV. Ces populations peuvent être expliquées par le fait que l'état fondamental est peuplé uniquement par un processus de diffusion élastique avec la section efficace Rutherford alors que les états excités peuvent être peuplés par plusieurs processus dont la diffusion inélastique et l'excitation coulombienne par exemple.

Autre chose, il est évident que de nombreux niveaux au-dessus du seuil alpha sont peuplés, comme le 4.682 MeV, le 5.418 MeV, le 5.500 MeV, etc Ces niveaux ont des rapports d'embranchement alpha déjà mesurés de plus de 95 % (ref [37]). En principe, il doit donc être possible de les isoler en faisant des coïncidences avec des alpha.

La réaction $d(^{19}\text{F}, p)^{20}\text{F}$ (d,p)

Le spectre en énergie proton est représenté sur la figure 2.24. Ce spectre a été obtenu en sommant seulement les run avec la cible ayant le beam-catcher en Nickel, ce qui correspond à 24 heures de faisceau environ.

Une fois de plus le fond venant de la fragmentation du ^{19}F sur les noyaux de Nickel étant très important, il a été nécessaire pour une meilleure visibilité du spectre de diviser le spectre brut par un fond exponentiel ajusté sur les événements obtenus avec les cibles de C+Ni ou C+Al.

Une fois cette opération effectuée, plusieurs pics venant de la réaction de transfert (d,p) sont observables. Ces pics sont liés à des états du noyau de ^{20}F . Quelques-uns ressortent

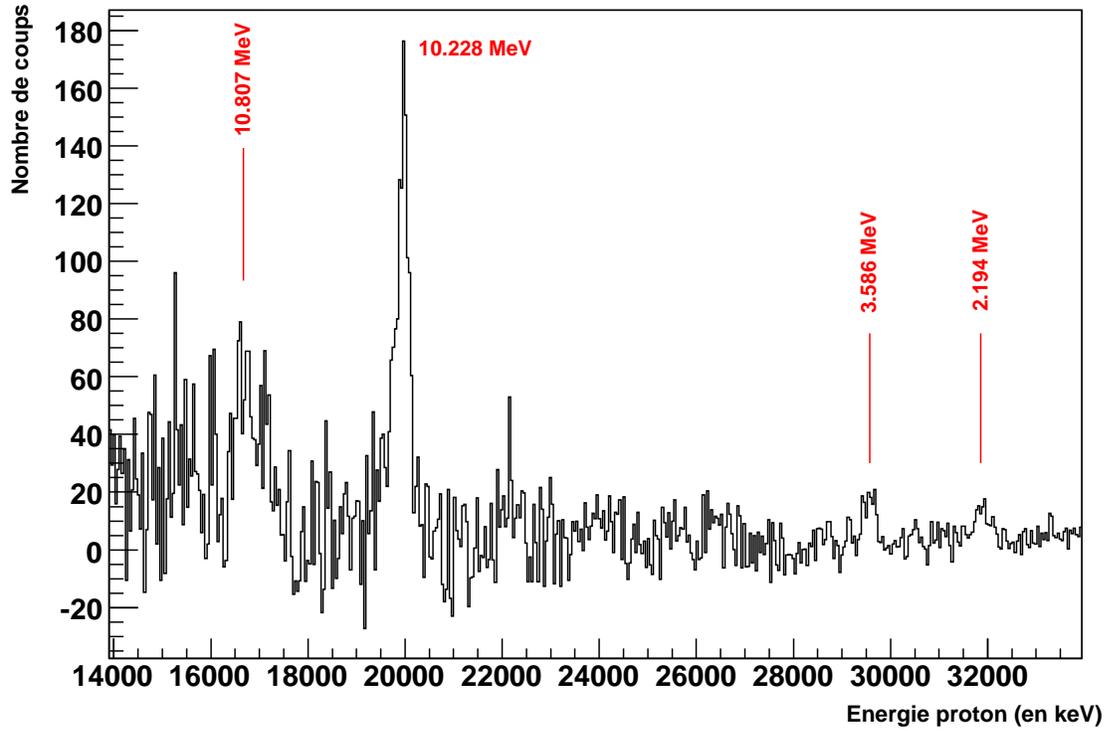


FIGURE 2.24 – Spectre en énergie totale pour les protons à 0° . Les traits représentent la position d'états connus dans le noyau de ^{20}F

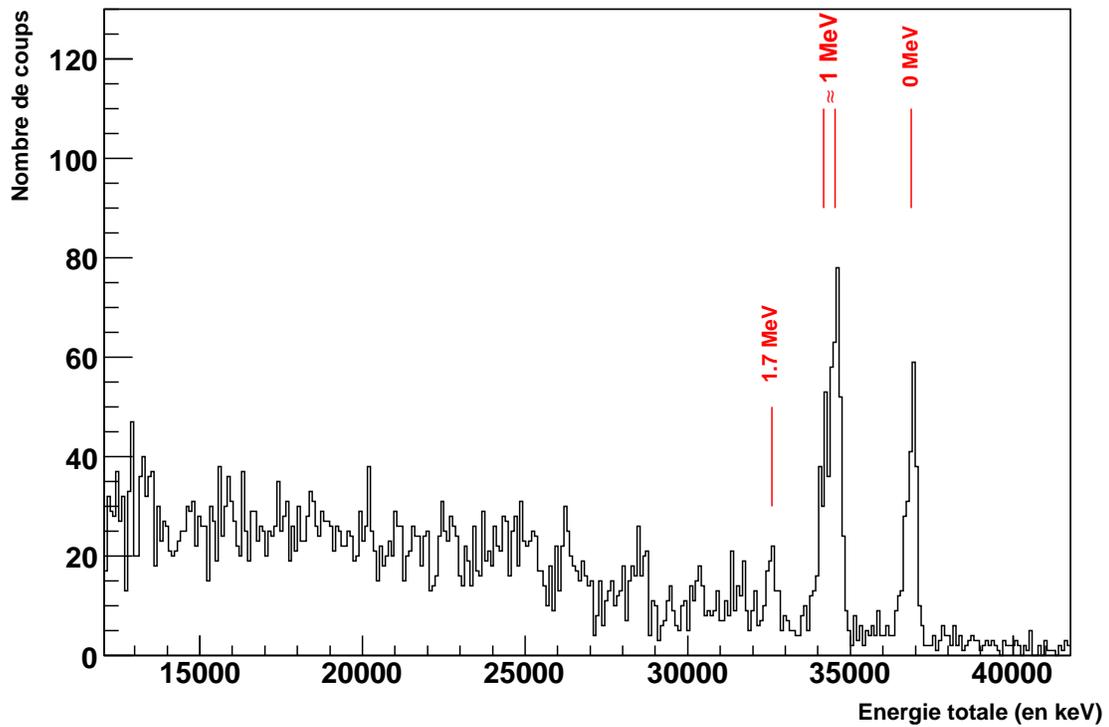


FIGURE 2.25 – Spectre en énergie totale pour les tritons à 0° , correspondant à la réaction $d(^{19}\text{F}, t)^{18}\text{F}^*$

plus facilement, c'est le cas de ceux à 31.859 MeV et à 29.569 MeV qui correspondent respectivement aux niveaux 3^+ à 2.194 MeV et $(1, 2)^+$ à 3.586 MeV. Les niveaux à plus basse énergie d'excitation produisent des protons de plus haute énergie qui traversent le télescope, il devient alors impossible de déterminer leur énergie totale. A plus hautes énergies d'excitation, il semble y avoir quelques structures, mais difficilement extractibles du bruit de fond, hormis évidemment les deux pics intenses à 20 et 17 MeV. Ces énergies de deutons correspondent probablement à deux niveaux 0^- à très haute énergie d'excitation, le premier étant à 10.228 MeV avec une largeur de 200 keV environ et le second est positionné à 10.807 MeV avec une largeur de 310 keV.

La réaction $d(^{19}\text{F}, t)^{18}\text{F}$ (\mathbf{d}, \mathbf{t})

Le spectre des tritons (Fig 2.25) est beaucoup moins pollué par le bruit de fond que les spectres des autres particules. Essentiellement deux pics sont observables, ils correspondent à des états du ^{18}F . Le fondamental du ^{18}F ayant un spin 1^+ est peuplé efficacement puisqu'il s'agit du pic de plus grande énergie. Le deuxième pic correspond aux premiers niveaux excités se situant à 0.937 (3^+), 1.041 (0^+), 1.080 (0^-) et 1.121 (5^+) MeV. Ils ne peuvent évidemment pas être séparés et contribuent donc plus ou moins à ce pic. Un tout petit pic sort à peine du bruit de fond et correspond au niveau 1.7 MeV (1^+). Quant aux suivants ils sont visiblement peu ou pas peuplés ou sont très larges, tout au moins, ils ne ressortent pas du bruit de fond.

La réaction $d(^{19}\text{F}(\alpha)^{17}\text{O}$ (\mathbf{d}, α)

Enfin, la dernière réaction de transfert, qui est de loin la plus riche en niveaux peuplés et visibles, est celle qui permet de peupler les états de ^{17}O . Comme le montre le spectre de la figure 2.26 où le bruit de fond a également été soustrait pour mieux faire ressortir les pics à plus basse énergie, le fondamental ainsi que les premiers niveaux excités sont très peu peuplés, contrairement aux niveaux se situant au-dessus de 5 MeV d'énergie d'excitation. La densité de niveaux étant de plus assez faible jusqu'à 7 MeV, l'identification est assez facile [3] et est reportée sur la figure 2.26

2.4.1.3 Le bruit de fond et les différents beam-catcher

Une autre chose intéressante à extraire des spectres à 0° est l'influence des différents beam-catcher sur le bruit de fond. En effet, comme il a pu être noté dans la section

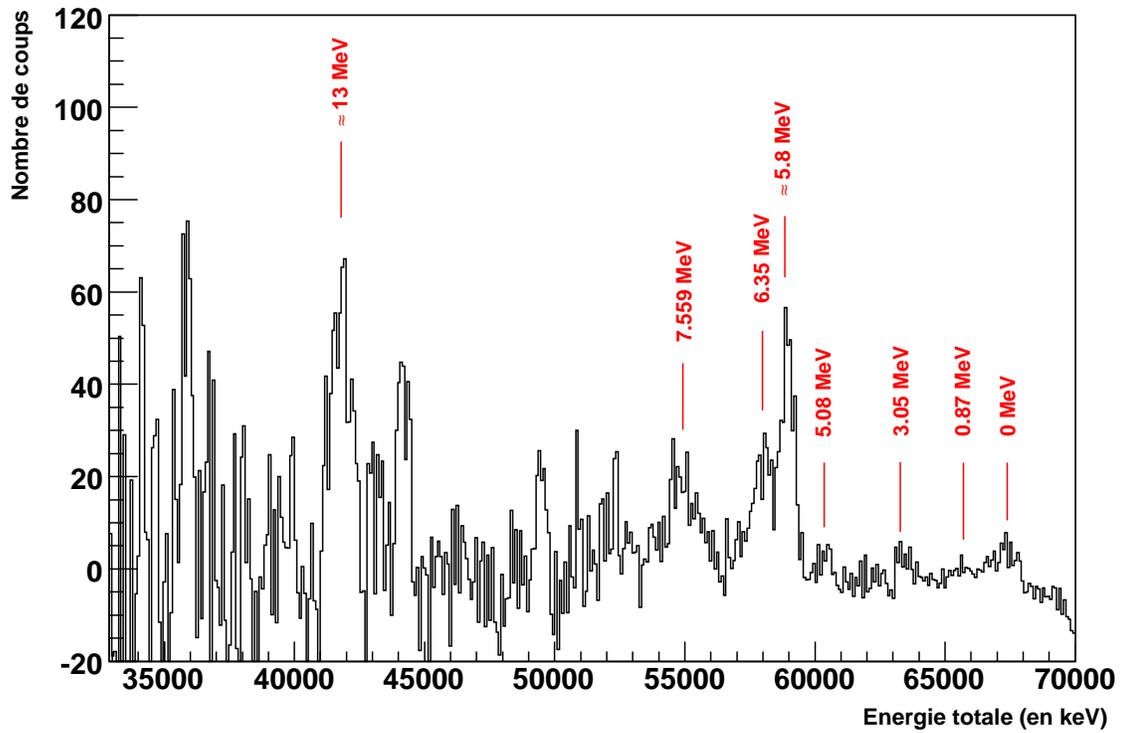


FIGURE 2.26 – Spectre en énergie totale pour les alpha à 0° . L'identification est faite à partir de la référence [3]

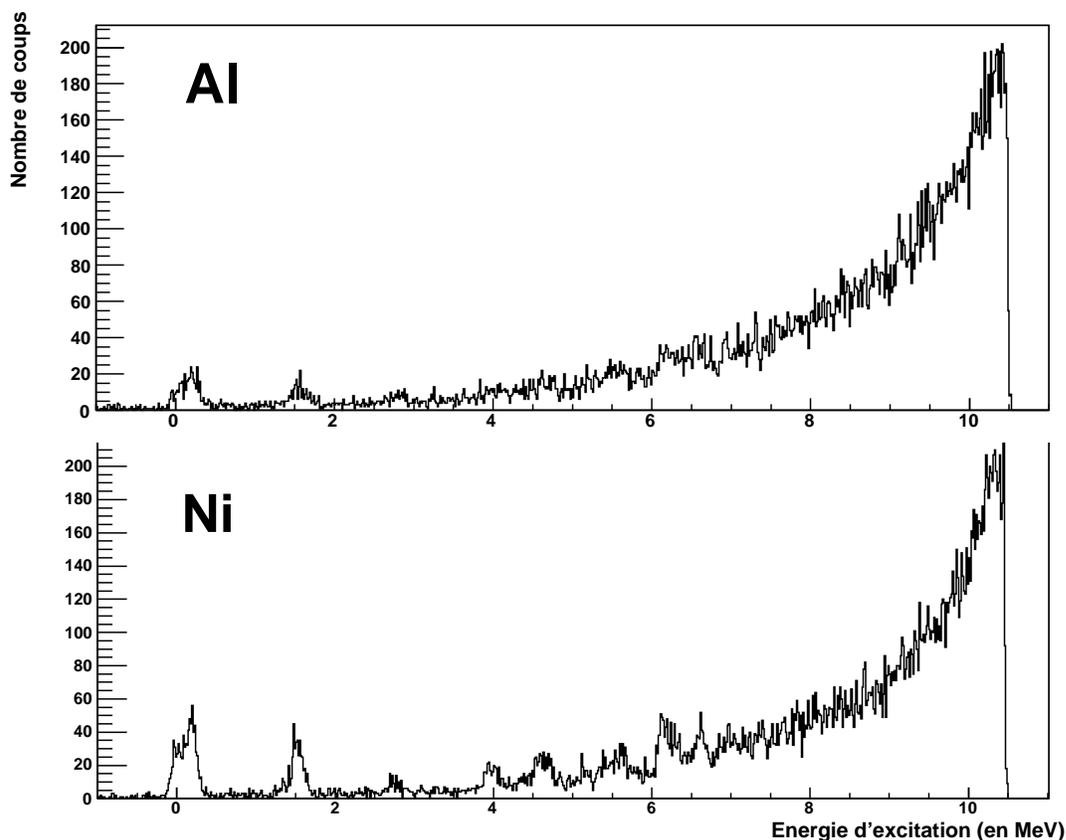


FIGURE 2.27 – Comparaison du rapport pic sur fond pour les deux beam-catcher

précédente, l'interaction entre le faisceau et les noyaux du beam-catcher produit tout un cocktail de particules légères. Elles créent ainsi le fond observé sur les spectres qui est particulièrement gênant, voire même dominant pour certaines particules.

Ces particules sont probablement produites par une réaction de fusion évaporation, donc très logiquement, elles le sont d'autant plus que leur énergie de liaison est grande. Effectivement on constate qu'il y a beaucoup plus de protons que de deutons et plus de deutons que de tritons et plus d'alpha que d' ^3He .

Un deuxième paramètre intéressant jouant un rôle sur la production des particules légères est la nature du beam-catcher. Dans cette expérience, un noyau lourd, du Nickel, a été comparé à un noyau plus léger, de l'Aluminium. La différence est notable, le beam-catcher en Nickel génère proportionnellement moins de bruit. En effet, la figure 2.27 montre, pour un même nombre total d'événements dans le spectre des deutons, un meilleur rapport pic sur fond pour le Nickel que pour l'Aluminium. Même si les pics ressortent bien mieux avec le beam-catcher en Nickel, il faut cependant relativiser cet effet par le fait que

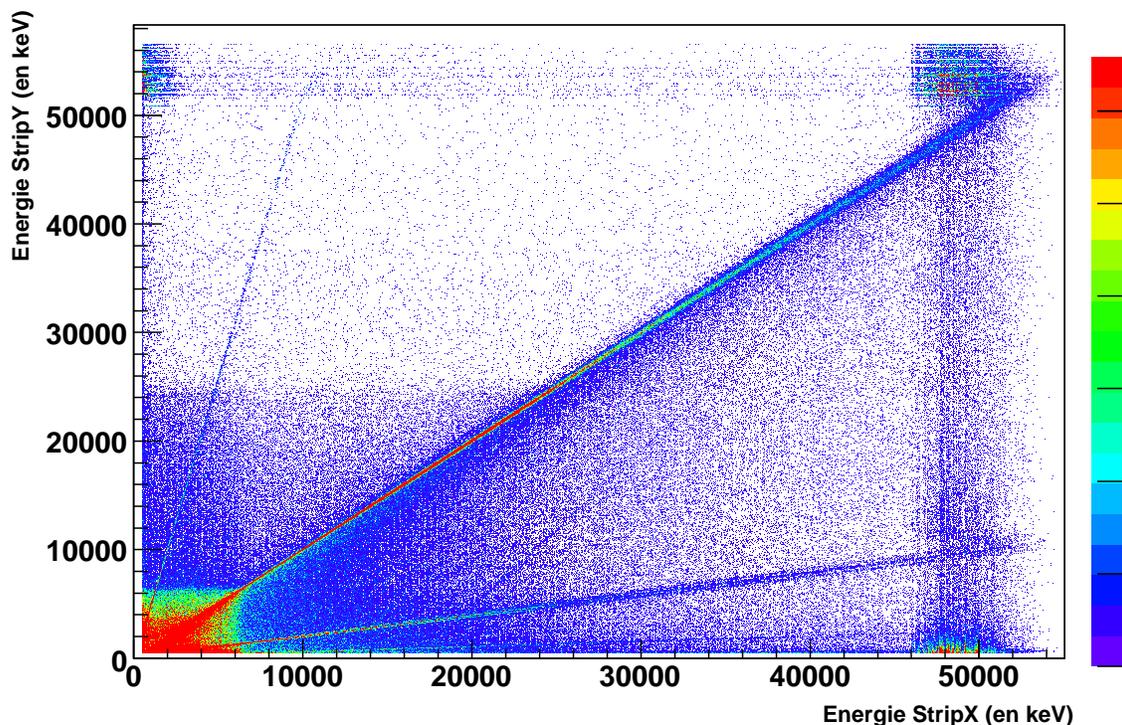


FIGURE 2.28 – *Energie collectée sur les pistes Y en fonction de l'énergie collectée sur les pistes X dans MUST2.*

la cible associée à ce beam-catcher est plus mince, ce qui engendre donc une meilleure résolution.

2.4.2 MUST2

Après avoir traité tous les spectres obtenus dans le télescope à 0° , nous allons voir dans cette section les différents spectres analysés avec le télescope MUST2, dans le but d'analyser les coïncidences entre les deux détecteurs.

2.4.2.1 La purification des spectres

Comme pour le télescope à 0° , beaucoup de particules sont détectées dans MUST2, mais il y a aussi beaucoup d'événements qu'on qualifiera de non-physiques. Pour les nettoyer, une bonne méthode est de tracer un spectre énergie déposée dans les pistes X en fonction de l'énergie déposée dans les pistes Y (Figure 2.28). En effet, lorsque qu'une particule traverse ou s'arrête dans le premier étage de MUST2, deux énergies sont mesurées : une venant des pistes X et une autre venant des pistes Y. Dans le cas d'un bon événement,

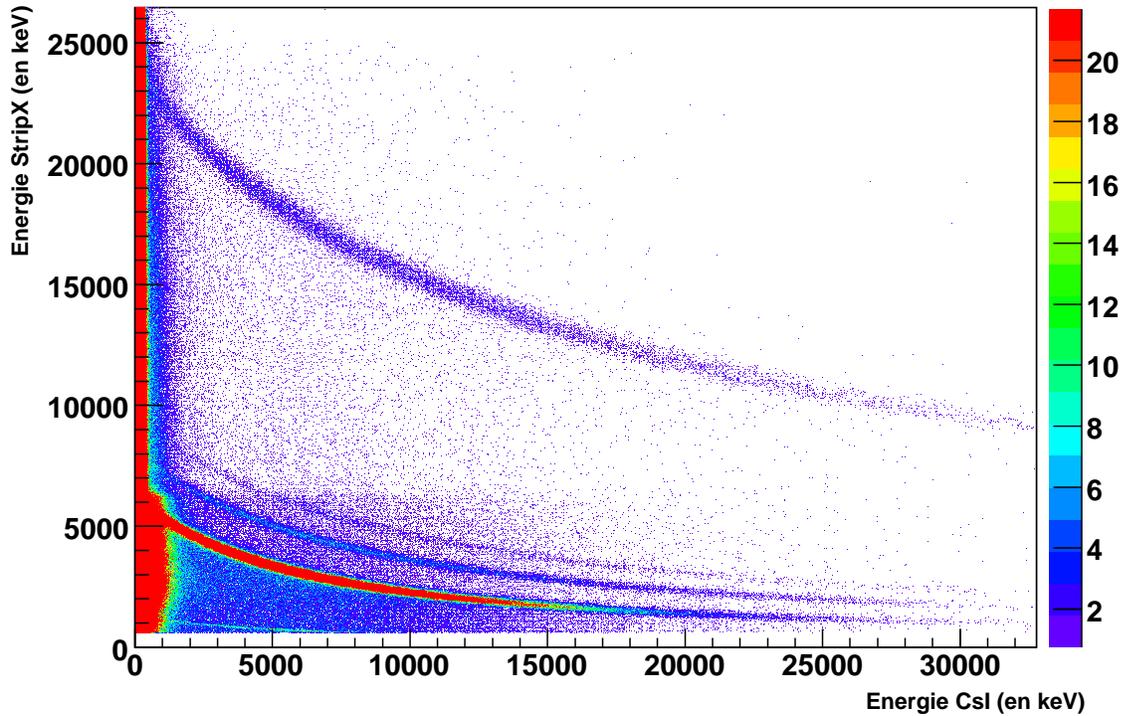


FIGURE 2.29 – *Perte d'énergie collectée sur les pistes X en fonction de l'énergie mesurée par un des CsI de MUST2*

on doit forcément avoir l'égalité entre les deux énergies mesurées sur chacune des deux faces. Ces événements se distribuent donc sur la première diagonale de la figure 2.28. La sélection de la diagonale permet de bien purifier les spectres obtenus avec MUST2.

Outre un bruit de fond important où aucune corrélation entre l'énergie des pistes X et des pistes Y n'existe, deux lignes sont visibles en plus de la première diagonale. Les événements composant ces deux lignes sont dus à des détections interpiste, autrement dit la particule passant entre deux pistes d'une face aura une énergie détectée plus faible sur cette face que sur l'autre.

2.4.2.2 Identification des particules détectées dans MUST2

L'identification des particules dans ce télescope se fait en traçant la perte d'énergie mesurée sur une face segmentée en fonction de l'énergie mesurée par les CsI. Comme le montre la matrice d'identification 2.29, les mêmes particules qu'à 0° sont détectées : des protons, des deutons, des tritons et des alpha. L'origine de chacune de ces particules est évidemment la même que pour celle du télescope à 0° . Cependant, dans cette matrice,

ce sont les alpha qui sont intéressants et plus particulièrement ceux qui viennent de la désexcitation du ^{19}F .

2.4.2.3 La cinématique attendue des alpha

Comme montré dans la section précédente, des alpha sont détectés dans MUST2. Il faut cependant s'assurer qu'il s'agit d'alpha ayant une énergie totale compatible avec celle attendue.

Pour vérifier cela, prenons l'exemple du niveau à 6.088 MeV d'énergie d'excitation. Le choix de ce niveau est motivé par le fait que son cas fait partie des plus favorables. En effet, il est bien peuplé, comme le montre le spectre à 0° (voir Fig.2.23), possède un rapport d'embranchement alpha de 100 % [37] et a des alpha émis à des énergies parmi les plus grandes que l'on puisse mesurer. La cinématique des alpha issus de la désexcitation de ce niveau calculée avec le logiciel LISE++ [7] et le programme de simulation de l'expérience, déjà évoqué plus haut, permet de prédire leur énergie en fonction de leur angle dans le laboratoire. L'énergie des alpha étant d'autant plus grande que leur angle d'émission est petit, l'énergie maximale des alpha correspond à l'angle minimal de détection. Cet angle minimal a été déterminé à 11.5° dans la partie sur la description de MUST2. Le calcul permet ainsi de déduire l'énergie maximale de 5.45 MeV/u., soit 21.8 MeV au total.

Pour que des alpha puissent donner un signal dans les CsI et donc être identifiés, ils doivent traverser le premier étage de MUST2. L'épaisseur effective minimum de ce dernier est de $306\ \mu\text{m}$ (voir Tab. 2.2), dans ce cas l'énergie minimum que doivent avoir les alpha, en négligeant les couches mortes et les effets de seuil, est de 8.2 MeV/u. Au vu de cette énergie minimale et de l'énergie maximale des alpha, aucun d'entre eux ne peut traverser le premier étage de MUST2.

Sachant que ce calcul a été fait pour un niveau du ^{19}F ayant une énergie d'excitation parmi les plus élevées et donc générant des alpha parmi les plus énergétiques, tous les alpha de décroissance du ^{19}F s'arrêtent dans l'étage segmenté de MUST2. Les CsI ne peuvent alors jouer le rôle que d'anti-coïncidence pour éliminer davantage de pollution.

2.4.3 Les coïncidences

A partir des différentes observations indépendantes dans chacun des détecteurs traités dans les précédentes sections, ce dernier paragraphe est consacré à l'étude des coïncidences entre ces détecteurs, c'est à dire plus précisément entre des deutons et des gamma d'abord et entre des deutons et des alpha ensuite.

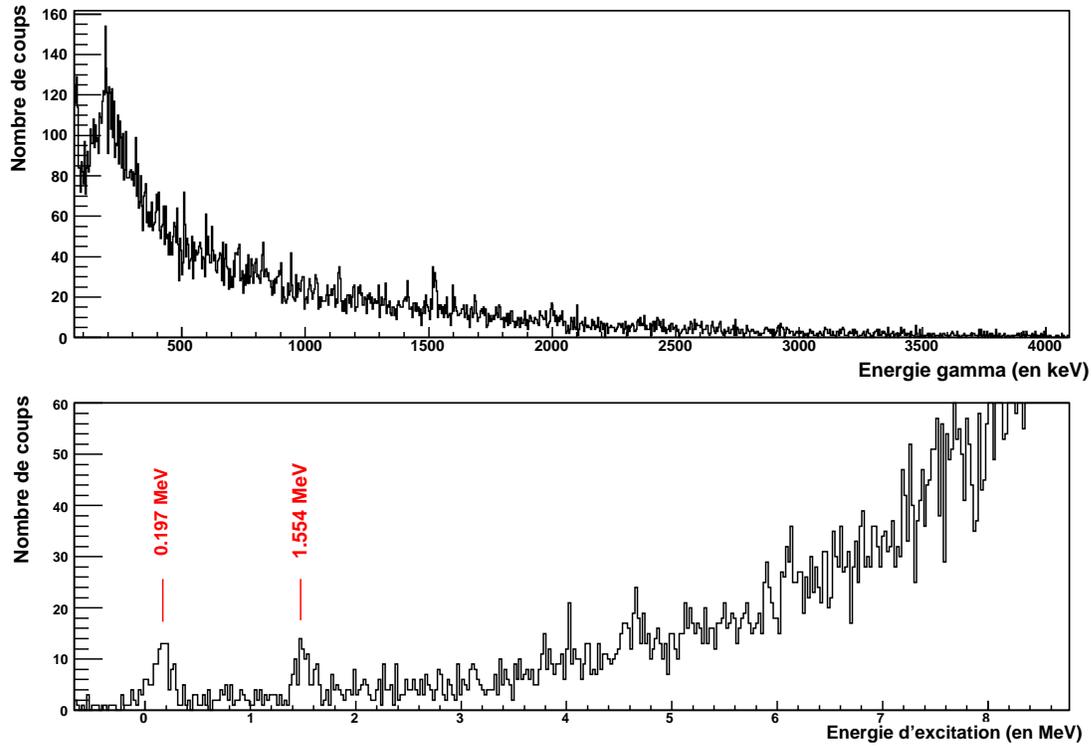


FIGURE 2.30 – En haut, spectre gamma en coïncidence avec des deutons à 0° . En bas, spectre des deutons à 0° en coïncidence avec un gamma.

2.4.3.1 Les coïncidences gamma-deuton

Les premières coïncidences intéressantes à étudier sont celles qu'on peut attendre entre un gamma détecté dans l'un des 3 détecteurs germanium et un deuton de diffusion inélastique à 0° . Tous les niveaux liés observés dans le spectre à 0° sont susceptibles d'émettre des gamma, exception faite du fondamental. L'objectif est donc d'observer dans un premier temps les transitions gamma déjà connues pour chacun de ces niveaux liés. Dans un second temps la détection des gamma issus d'un niveau également émetteur alpha peut être faite dans le but de déterminer le rapport des largeurs gamma par rapport à alpha et d'éventuellement mesurer un temps de vie par effet Doppler grâce à la méthode DSAM (Doppler Shift Attenuation Method).

Pour cela, on trace le spectre du haut de la figure 2.30 qui représente l'énergie des gamma détectés corrigée de l'effet Doppler en coïncidence avec un deuton à 0° avec toute la statistique accumulée pendant l'expérience sur les 3 germanium. Peu d'informations sortent réellement du bruit de fond : seul un pic vers 1500 keV et un autre vers 200 keV semblent apparaître. Pour le premier, il ne correspond à aucune transition intense connue du ^{19}F et d'ailleurs, un spectre en énergie d'excitation conditionné par des gamma de cette énergie ne fait apparaître que du bruit de fond. Ce pic ne vient donc pas d'une désexcitation du ^{19}F . Quant au deuxième, il pourrait s'agir de la transition de 197 keV du deuxième état excité vers le fondamental. Hélas son énergie correspond exactement au maximum du bruit de fond, il est donc difficile de conclure quant à l'existence réelle de cette transition avec ce spectre.

Pour mieux faire ressortir les coïncidences gamma deuton, on trace le deuxième spectre de la figure 2.30 qui donne cette fois l'énergie d'excitation du ^{19}F à 0° quand un gamma est détecté dans un des Germanium. Un tel spectre montre plus clairement les coïncidences et surtout les niveaux émetteurs de gamma. Il est intéressant de noter la disparition du fondamental, alors que le deuxième état excité à 0.197 MeV ainsi que les niveaux aux alentours de 1.4 MeV apparaissent très bien. Il semble également que quelques structures à plus haute énergie d'excitation sont repérables, mais très difficilement identifiables en raison du bruit de fond important à cet endroit du spectre.

Certains niveaux détectés dans ce deuxième spectre émettent des gamma de haute énergie qui ne sont pourtant pas observés dans le spectre gamma. Pour mieux comprendre cela, analysons plus particulièrement le cas des niveaux aux alentours de 1.5 MeV. Ce groupe, constitué des niveaux à 1.345 MeV, 1.458 MeV et 1.554 MeV, est en effet le cas le plus favorable dû à une grande population de ces niveaux à 0° et à une décroissance uniquement en gamma ayant des énergies peu élevées. Pour cela une sélection stricte du pic deuton à 0° permet de construire le spectre 2.31 des gamma mesurés en coïncidence.

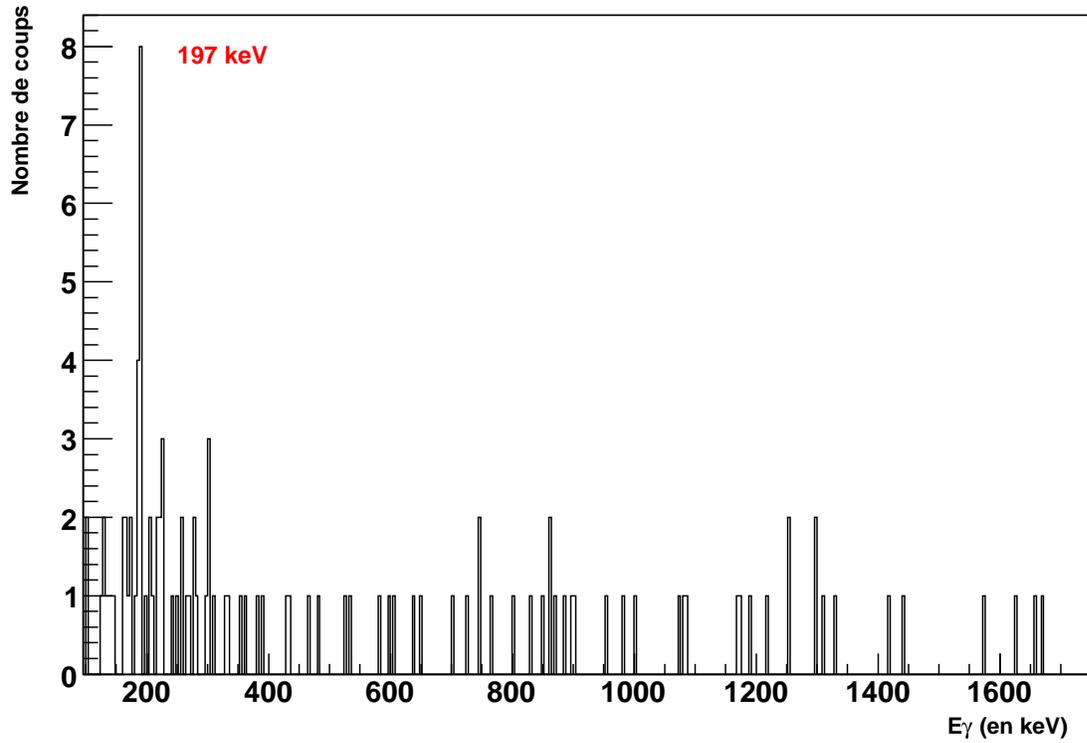


FIGURE 2.31 – Spectre d'énergie des gamma en coïncidence avec les deutons du ^{19}F aux alentours de 1.4 MeV.

E^* (en MeV)	E_γ (en keV)	I_γ	E_f^* (en MeV)
1.345	1148.5	3.2	0.197
	1235.74	96.8	0.110
1.458	113.06	<0.2	1.346
	1261.55	10.7	0.197
	1348.79	68.8	0.110
	1458.67	20.5	0
1.554	95.31	<0.14	1.459
	208.37	<0.011	1.346
	1356.84	92.6	0.197
	1444.09	4.85	0.110
	1553.97	2.55	0

TABLE 2.3 – Tableau regroupant les énergies, les rapports d'embranchement et les niveaux finaux de la désexcitation gamma des niveaux à 1.345 MeV, 1.458 MeV et 1.554 MeV. Valeurs tirées de la référence [3]

La table 2.3 donne les différents gamma émis par ces 3 niveaux.

Sur ce spectre gamma de coïncidence, seul un pic, situé à 197 keV et constitué de 12 événements, est observable. Cette raie correspond à la désexcitation du deuxième état excité vers le fondamental. Cet état est peuplé par les transitions gamma des 3 niveaux d'énergie plus élevée. Au vu des caractéristiques de désexcitation de ces niveaux (Table 2.3), le premier état excité devrait également être peuplé, générant ainsi un second pic à 110 keV, or ce n'est visiblement pas le cas. L'unique explication est que seul le niveau à 1.554 MeV est peuplé car il est le seul à posséder un rapport d'embranchement élevé vers le deuxième niveau excité et faible vers le premier. Il est intéressant de noter que ce niveau est également le seul à posséder une parité positive puisqu'il s'agit d'un $\frac{3}{2}^+$ alors que les deux autres ont des spins $\frac{5}{2}^-$ ou $\frac{3}{2}^-$.

L'émission d'un gamma de 197 keV venant de la désexcitation du niveau à 1.554 MeV ne peut se faire sans l'émission d'un gamma à 1.356 MeV. Or aucun pic correspondant à cette énergie n'est observable sur le spectre. La raison est simplement la statistique trop faible.

Pour s'en convaincre, calculons le nombre de gamma détectés attendu pour ces deux transitions. Ce nombre est donné par la relation suivante :

$$N_\gamma = N_{deutons} * \epsilon * I_\gamma \quad (2.27)$$

où N_γ et $N_{deutons}$ sont respectivement le nombre de gamma détectés en coïncidence et le nombre de deutons détectés à 0° , ϵ l'efficacité totale de détection à cette énergie déterminée

grâce à la courbe 2.7 et I_γ le rapport d'embranchement pour ce gamma.

Le nombre total de deutons, déterminé sur le spectre à 0° , est de 1700, l'efficacité totale des germanium à 197 keV et à 1.554 MeV est respectivement d'environ 0.3 % et 0.02 % (Fig 2.7), enfin le rapport d'embranchement est de 92.6 %. A partir de ces chiffres, on en déduit le nombre de gamma attendus au total :

$$N_{\gamma_{0.197}} = 13 \quad N_{\gamma_{1.554}} = 2 \quad (2.28)$$

Ces chiffres sont en parfait accord avec ce que l'on observe : la transition gamma à 197 keV est observable, mais pas celle à 1.554 MeV due à l'efficacité de détection.

En conclusion, Cet exemple, très favorable, montre que seule la transition à 197 keV est vue en coïncidence et explique à elle seule toutes les structures observées dans le spectre 2.30. Il est par conséquent totalement impossible d'espérer pouvoir détecter des coïncidences gamma-deuton pour des niveaux ayant une énergie d'excitation plus élevée car ces derniers, en plus d'être beaucoup moins peuplés, émettent des gamma de haute énergie dont la détection est rendue impossible à cause de la faible efficacité et du manque de statistique. Néanmoins, cette observation de coïncidence entre les gamma de 197 keV et les deutons à 0° montre que les coïncidences entre ces deux détecteurs fonctionnent correctement.

2.4.3.2 Les coïncidences alpha-deuton

Le spectre à 0° sans aucune condition (Fig 2.23) montre que de nombreux niveaux émetteurs alpha sont peuplés. Plusieurs de ces niveaux, comme celui à 6.088 MeV déjà évoqué précédemment, ont même des rapports d'embranchement alpha déjà mesurés proches de 100 %. Les coïncidences avec les alpha dans MUST2 doivent donc permettre de faire apparaître une bonne partie des états au-dessus du seuil de séparation alpha et diminuer le bruit de fond.

Une sélection propre des alpha dans MUST2 étant très difficile, seules les conditions suivantes ont permis de construire le spectre de la figure 2.32 :

1. une anti-coïncidence dans les CsI : les bons événements s'arrêtent dans le premier étage et ne laissent aucune énergie dans les CsI.
2. l'égalité entre les énergies des pistes X et des pistes Y.

Ce spectre devrait faire apparaître les états du ^{19}F au-dessus du seuil α à 4.5 MeV environ or il est évident que rien ne sort du bruit de fond. Aucune coïncidence intéressante alpha-deuton n'est donc observée.

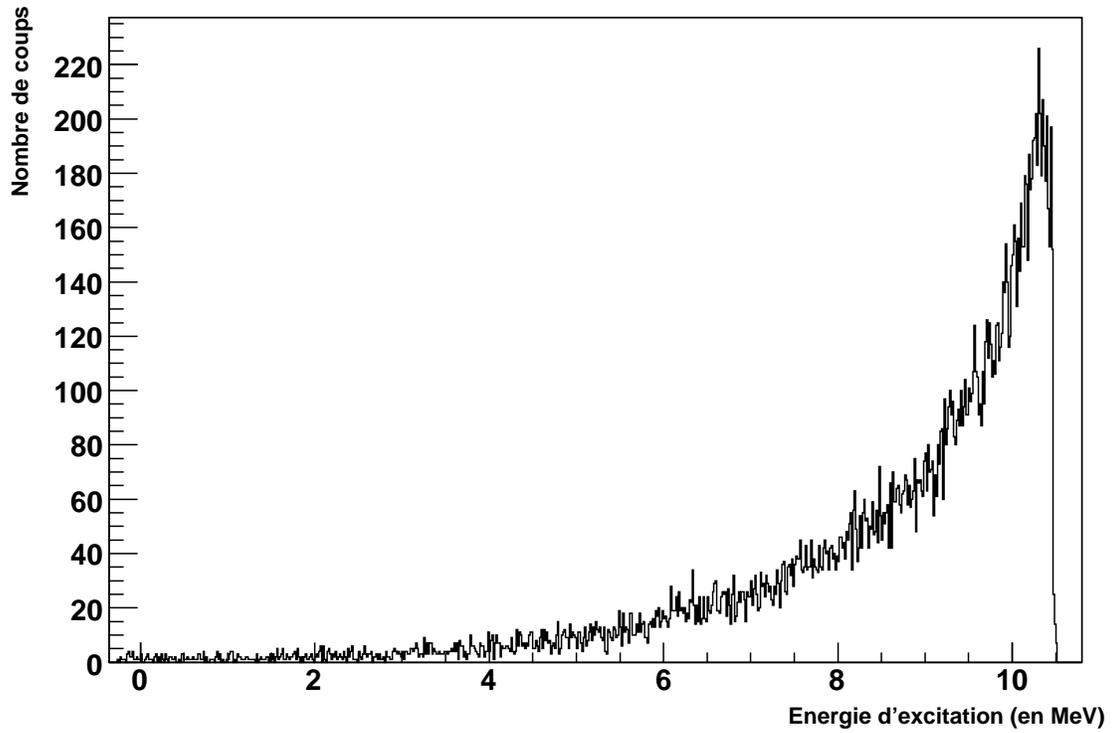


FIGURE 2.32 – Nombre de deuteron détecté à 0° en coïncidence avec un alpha dans MUST2 en fonction de l'énergie d'excitation du ^{19}F .

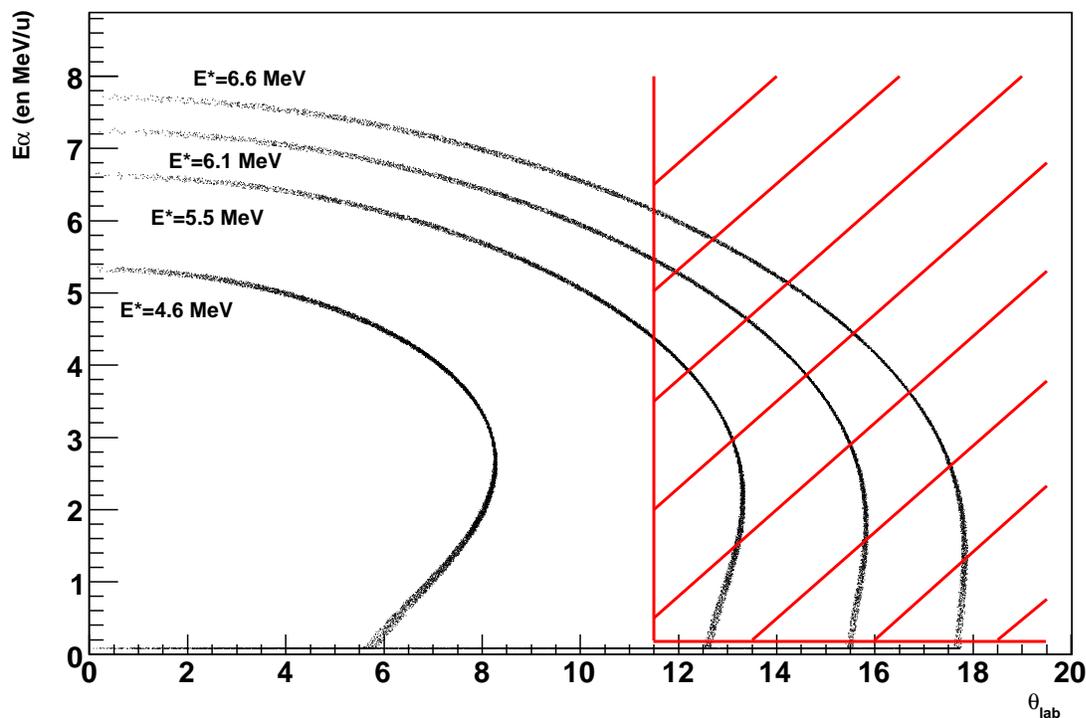


FIGURE 2.33 – Cinématique des alpha pour $E^*=6.088$ MeV en tenant compte de leur perte d'énergie dans le beam-catcher. La zone hachurée en rouge correspond à la partie détectable avec MUST2.

Ce spectre n'est composé que de coïncidences fortuites. Pour preuve, le nombre total de deutons avec la cible de $CD_2 + Ni$ pendant 15250 secondes est de 4749, soit 0.31 deutons par seconde, contre 4014 deutons pendant 15386 secondes, soit 0,26 deutons par seconde, avec la cible de $C + Ni$. Sur ces événements, 477 sont en coïncidence avec une particule dans MUST2 pour la cible de $CD_2 + Ni$ soit 10.04 % et 436 pour la cible de $C + Ni$ soit 10.86 %. Ces taux sont sensiblement identiques, prouvant ainsi que les deutons ne jouent aucun rôle ou tout du moins un rôle négligeable dans le nombre de coïncidences entre MUST2 et le télescope à 0° .

Cette absence de coïncidence trouve son explication dans la géométrie du système de détection par rapport à la cinématique et dans la faible statistique due à la relative faible intensité du faisceau.

La figure 2.33, obtenue grâce au programme de simulation, représente la cinématique, c'est à dire l'énergie des alpha mesurée en MeV/u en fonction de l'angle dans le laboratoire de 4 niveaux d'énergie d'excitation différente. La zone hachurée en rouge délimite la zone détectable par MUST2. Ces limites sont fixées par l'angle minimum de détection et le seuil

en énergie du premier étage. Au mieux, une petite partie de la cinématique est détectable, au pire aucune. Dans tous les cas, une grande partie des alpha de décroissance est perdue soit à cause de leur angle d'émission trop petit soit à cause de leur énergie trop faible les empêchant de traverser le beam-catcher.

Prenons, plus particulièrement l'exemple du niveau à 6.088 MeV déjà traité dans la section 2.4.2.3. Les alpha détectables pour cette cinématique représentent 67.5 % de tous les alpha émis dans le cas d'une distribution angulaire plate. De plus, MUST2 ne couvre pas l'angle solide total pour un angle d'émission donné. Cette efficacité géométrique peut également être calculée simplement, sachant que chaque pixel a une surface de 7.8110^{-2} cm^2 et que 348 pixels ont un angle compatible pour la détection des alpha de cette cinématique, on en déduit une efficacité géométrique de 2.16 %. Le pourcentage total d'alpha détectables pour ce niveau est donc de 1.46 %. Le nombre d'événements $E^*=6.088 \text{ MeV}$ dans le spectre à 0° étant d'environ 900, le nombre d'alpha en coïncidence doit donc être de seulement 13. Sachant qu'à cette énergie le bruit de fond mesuré sur le spectre 2.32 est de 150, il est donc normal qu'aucune coïncidence ne puisse être mise en évidence.

Au vu de cet exemple, il est clair qu'il n'y a aucune chance d'observer la moindre coïncidence entre un alpha dans MUST2 et un deuton à 0° .

2.5 Bilan de cette expérience

Au final, cette expérience a permis d'observer quelques coïncidences entre des deutons et des gamma mais aucune entre des deutons et des alpha à cause d'une statistique beaucoup trop faible. Il a donc été impossible de tester la méthode de détermination des spins à partir des distributions angulaires.

Cependant, plusieurs conclusions peuvent être tirées :

1. En ce qui concerne le système de détection, l'utilisation d'un télescope (MUST2) possédant un premier étage épais où s'arrêtent les particules de décroissance est très pénalisant pour l'identification. De plus, la géométrie cartésienne des pistes n'est pas non plus la plus simple pour extraire un angle par rapport au faisceau, une géométrie cylindrique semble plus naturelle. L'angle minimum de détection des particules de décroissance doit être le plus petit possible et la couverture angulaire du détecteur la plus grande. Pour toutes ces raisons, un détecteur annulaire avec un premier étage mince est plus indiqué pour ce genre d'expérience.
2. La résolution à 0° est un paramètre très important si on veut séparer des niveaux proches en énergie, ce qui est quasiment toujours le cas vu la densité d'états aux énergies d'excitation qui nous intéressent. La dégradation de la résolution est avant

tout dominée par l'épaisseur de la cible et donc l'incertitude du lieu de réaction dans celle-ci. De plus, la résolution du télescope à 0° peut également être améliorée.

3. L'utilisation d'un beam-catcher engendre un bruit de fond très important. Il l'est d'autant plus pour des particules légères et des énergies basses. Cette expérience a semble-t-il permis de noter qu'un beam-catcher lourd limite un peu plus ce bruit de fond qu'un beam-catcher léger. Cependant, des coïncidences devraient supprimer une bonne partie de ce fond.
4. Enfin, coller le beam-catcher à la cible n'est pas la meilleure solution, car les particules de décroissance perdent de l'énergie dans cette feuille. Leur perte d'énergie est de plus différente en fonction de leur angle d'émission. L'obtention d'une distribution angulaire dans ce cas aurait été très délicate.

Chapitre 3

L'expérience $^{19}\text{Ne}(p, p')^{19}\text{Ne}^*$ à Louvain-la-Neuve

Ce chapitre traite du plus important travail effectué durant cette thèse, c'est à dire de l'analyse de l'expérience de diffusion inélastique du ^{19}Ne sur des protons dans le but d'étudier la structure de ce noyau. Cette expérience a été réalisée à Louvain-la-Neuve en Belgique durant le mois de Novembre 2006.

Cette partie va s'articuler de la façon suivante : tout d'abord, un descriptif rapide de l'installation puis de la méthode expérimentale va être fait dans les deux premières sections. Ensuite, la préparation et le montage expérimental vont être développés dans les sections suivantes. Enfin, avant d'aborder la méthode d'analyse à la fin de ce chapitre, une section est totalement consacrée à la théorie des distributions angulaires utilisée dans le cadre de cette étude.

3.1 L'accélérateur de Louvain la Neuve

Comme dans le cas du Tandem d'Orsay, l'obtention du faisceau à Louvain-la-Neuve (Belgique) commence par la production du faisceau à partir d'une source, puis ce faisceau est accéléré et enfin purifié par sélection magnétique. Voyons plus en détail chacune de ces parties dans les sections qui suivent.

3.1.1 La source

La méthode de production[12] du faisceau de ^{19}Ne est évidemment différente de celle du ^{19}F à Orsay puisqu'il s'agit d'un faisceau radioactif. En effet, la production de ^{19}Ne nécessite tout d'abord l'accélération d'un faisceau primaire d'Hydrogène chargé négative-

ment à une énergie de 30 MeV. Pour atteindre cette énergie, les ions H^- sont accélérés par le cyclotron Cyclone 30 (CYClotron de LOuvain la NEuve). Ils sont ensuite pistepés totalement par une feuille de carbone. Les protons ainsi formés irradient une cible de production LiF (Lithium et Fluor), avec une intensité maximale de $300 \mu A$, pour former le faisceau de ^{19}Ne à partir de la réaction $^{19}\text{F}(p, n)^{19}\text{Ne}$. Cette intensité dépend de la cible et de l'état de charge du faisceau souhaité. Les produits de cette interaction vont ensuite sortir de cette cible de production par diffusion. Enfin, ils sont introduits dans une source d'ions de type ECR (Electron Cyclotron Resonance) pour être ionisés avant d'être post-accélérés.

3.1.2 Le cyclotron

La post-accélération se fait par un autre cyclotron nommé Cyclone 110. Ce cyclotron permet d'accélérer des ions jusqu'à une énergie de $(110 \frac{Q^2}{M}) \text{ MeV}$, ce qui représente une gamme en énergie pour des ions lourds de 0.6 MeV/u à 27.5 MeV/u suivant la nature du noyau et son état de charge.

3.1.3 La sélection du faisceau

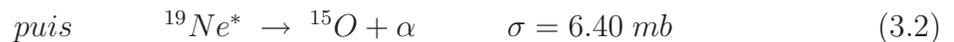
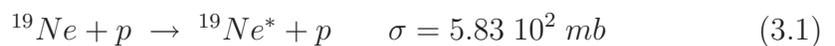
L'un des problèmes majeurs des faisceaux radioactifs est leur contamination par d'autres isotopes de même rapport $\frac{m}{Q}$. Le cas du ^{19}Ne est particulièrement délicat car le rapport entre la différence de masse des deux isobares et la masse du ^{19}F n'est seulement que de $1.8 \cdot 10^{-4}$. Sans compter que le ^{19}F , stable, est produit en beaucoup plus grande quantité que le ^{19}Ne . Pour enlever ce contaminant, le cyclotron Cyclone 110 est accordé comme un spectromètre de masse radiofréquence. Cela est réalisé en réduisant la tension accélératrice dans le but d'augmenter le nombre de tours faits par les ions dans le cyclotron. Grâce à cette méthode, la purification atteint un facteur 10^{-6} tout en maintenant une transmission de 3 à 5 %. Le faisceau utilisé dans cette expérience peut ainsi être considéré comme un faisceau parfaitement pur de ^{19}Ne . Une limite sur cette pureté a d'ailleurs pu être obtenue à partir de nos données (voir section 3.4.1)

3.2 Méthode expérimentale

La méthode expérimentale utilisée ici est exactement la même que celle de l'expérience d'Orsay, à savoir la diffusion inélastique dont le principe général a été décrit en détail dans le chapitre 2.1.2. Dans cette expérience, le faisceau utilisé est un faisceau radioactif de ^{19}Ne qui décroît par émission β^+ vers le ^{19}F . Le ^{19}Ne est envoyé sur une cible de

protons. Le schéma énergétique de cette réaction est donné sur la figure 3.1. Sur celle-ci sont représentés deux canaux de réaction possibles en supposant la formation du noyau composé, à savoir le ^{20}Na . Le ^{20}Na est formé à une énergie d'excitation qui est lié à l'énergie du faisceau par la relation 33 donnée en annexe. A partir de là, le $^{20}\text{Na}^*$ peut décroître selon les trois canaux différents, les sections efficaces données pour chacun d'eux sont calculées par le code Talys [8]. Même si leurs valeurs absolues ne sont pas certaines, les rapports relatifs donnent probablement une bonne indication.

1. **La désexcitation gamma** $^{19}\text{Ne}(p, \gamma)^{20}\text{Na}^*$: Le $^{20}\text{Na}^*$, même s'il est peuplé dans un état excité très haut en énergie, peut décroître par émission de gamma vers des niveaux excités de plus basse énergie jusqu'au fondamental. Une fois retourné dans son état fondamental le ^{20}Na décroît par émission β^+ vers le noyau stable de ^{20}Ne avec un temps de demi-vie de 0.448 secondes [77, 43, 57, 72]. Ce canal est totalement invisible par notre système de détection, car aucun des détecteurs utilisés dans cette expérience permet de détecter des gamma. La section efficace totale calculée de cette voie est de $1.74 \cdot 10^{-2} \text{ mb}$.
2. **La diffusion inélastique** : Cette voie est évidemment celle qui nous intéresse puisque après la formation du ^{20}Na , il décroît aussitôt en émettant un proton formant ainsi le ^{19}Ne dans un état excité. Parmi les états excités du ^{19}Ne certains sont situés au-dessus du seuil alpha positionné à 3.53 MeV[3] ou au-dessus du seuil proton à 6.411 MeV [3]. Leur décroissance par émission de proton ou d'alpha peut alors être détectée en coïncidence avec le proton venant de la diffusion inélastique. Les réactions qui constituent les observables pertinents avec leur section efficace calculée sont les suivantes :



L'énergie du premier état excité de ^{15}O , situé à 5.183 MeV [11], est énergétiquement inaccessible. Le premier état excité du ^{18}F est à 937 keV [34], ce qui laisse la possibilité aux états du ^{19}Ne de décroître par proton vers cet état. Mais de par la faible énergie disponible dans le centre de masse pour une telle décroissance, au maximum 1.2 MeV, il est assez peu probable d'observer ce canal. Par conséquent, la décroissance proton ou alpha des niveaux excités du ^{19}Ne ne se fait que vers les états fondamentaux des noyaux fils respectifs.

3. **La formation du ^{16}F** : Il s'agit d'une voie de réaction qui risque de contaminer les

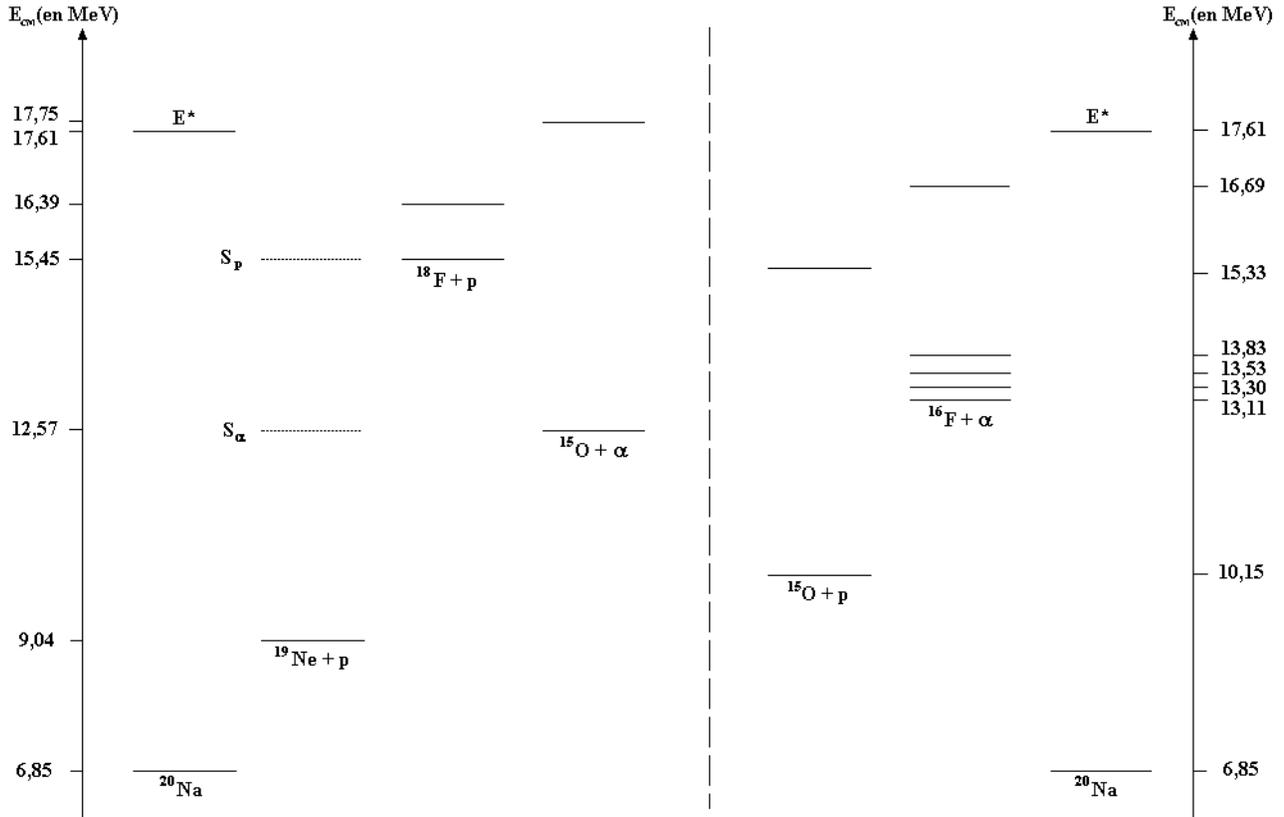
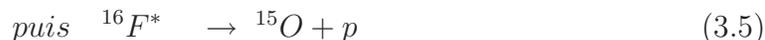


FIGURE 3.1 – Schéma énergétique dans le centre de masse pour deux voies de réaction ouvertes dans le cas de cette expérience. À gauche la diffusion élastique ou inélastique du ^{19}Ne sur des protons et à droite la décroissance du ^{20}Na par émission d'alpha puis de proton. E^* désigne l'énergie d'excitation à laquelle le ^{20}Na est formé avec un faisceau de 171 MeV.

données intéressantes. Dans ce cas, le $^{20}\text{Na}^*$ décroît d'abord en émettant un alpha pour former le noyau non lié de $^{16}\text{F}^*$. Une fois ce dernier formé, que ce soit dans son état fondamental ou dans un état excité, il émet un proton pour peupler uniquement le fondamental de ^{15}O car, comme dans le cas précédent, le premier état excité de ^{15}O a une énergie d'excitation beaucoup trop élevée. La section efficace calculée pour cette voie est de $9.47 \cdot 10^{-1} \text{ mb}$. En résumé voici la chaîne des réactions de ce canal :



La voie de diffusion inélastique est heureusement la plus probable, mais la formation du ^{16}F n'est pour autant pas négligeable. De plus, elles possèdent hélas la même signature : détection d'un alpha en coïncidence avec un proton. Par conséquent, il est très difficile de distinguer ces deux canaux, comme on le verra en détail dans la partie sur l'analyse des données. Quant à la désexcitation gamma du ^{20}Na , la section efficace est logiquement plus faible et de toute façon ne risque pas de contaminer nos données.

3.3 Préparation de l'expérience

Au vu des résultats obtenus dans l'expérience à Orsay, des conclusions concernant la résolution à 0° , l'épaisseur de cible et la position du beam catcher ont pu être tirées. Une grande partie de ces conclusions a été prise en compte dans la préparation de cette nouvelle expérience, c'est l'objet des sections qui suivent. Une attention toute particulière a été faite à la résolution à 0° mais également à la cinématique des événements de décroissance.

3.3.1 Simulations

Pour préparer cette expérience, la simulation a été un outil précieux. Les calculs des pertes d'énergie, des cinématiques, des sections efficaces... ont été faits grâce au logiciel LISE++ [7]. Les sections qui suivent traitent de chacun de ces sujets.

3.3.1.1 La cinématique des alpha de décroissance

Dans l'expérience sur le ^{19}F à Orsay, l'angle minimal de détection était trop grand pour détecter convenablement les alpha de décroissance. De même, l'épaisseur du premier étage de MUST2 était trop importante pour pouvoir les identifier. Pour ne pas se retrouver

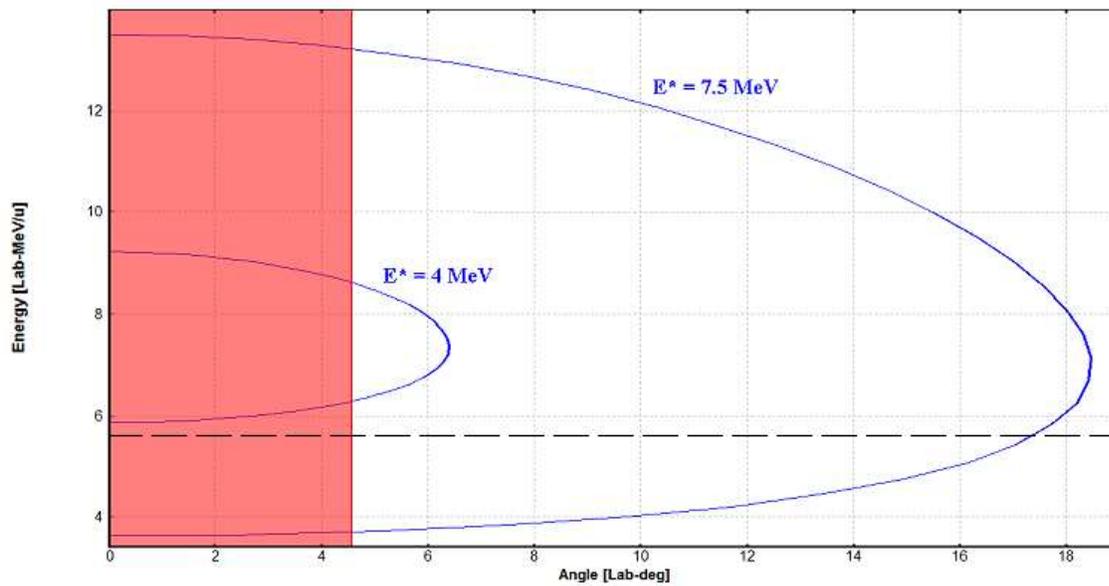


FIGURE 3.2 – *Energie de l'alpha en fonction de son angle dans le laboratoire pour la désexcitation d'un niveau théorique à 4 MeV et à 7.5 MeV d'énergie d'excitation dans le ^{19}Ne . La zone hachurée correspond à la partie de la cinématique qui n'est pas détectable avec CD-PAD. La ligne en tiré correspond à la coupure en énergie de 5,85 MeV et la zone rouge correspond aux angles plus faibles que l'angle minimal de détection de CD-PAD.*

dans la même situation dans cette nouvelle expérience, il a été nécessaire de vérifier minutieusement la cinématique de ces alpha.

Pour cela, le graphique le plus adapté est celui qui représente l'énergie de la particule en fonction de l'angle, le tout dans le référentiel du laboratoire (Fig 3.2). La cinématique de ces alpha dépend forcément de l'énergie d'excitation du ^{19}Ne dont ils sont originaires. Il n'est cependant pas nécessaire de la calculer pour tous les états excités susceptibles d'être peuplés, mais simplement de se contenter des deux cas extrêmes : c'est à dire des alpha venant d'un niveau à faible énergie d'excitation et d'un autre à haute énergie d'excitation. Dans le cas d'un niveau à faible énergie d'excitation, les alpha sont émis à un angle maximum petit et à petite énergie alors que pour une grande énergie d'excitation, c'est évidemment le contraire. Pour tester la couverture angulaire du détecteur, deux niveaux hypothétiques à 4 MeV et à 7.5 MeV ont été choisis. Ces deux cinématiques sont représentées sur la figure 3.2.

D'après la géométrie du télescope servant à détecter les alpha, l'angle minimal de détection est de 4.32° et l'angle maximal est de 21.06° (voir section 3.4.3.2). A partir de ces limitations angulaires, une partie de la cinématique des alpha, représentée par la surface rouge sur la figure 3.2 ne peut être détectée. Cependant, cela ne représente qu'une petite partie de la statistique totale se distribuant sur toute la cinématique pour la majorité des niveaux étudiés.

3.3.1.2 Nombre de ^{19}Ne diffusés et quantité de beta détectés

L'angle de détection minimum étant assez faible, il est possible de détecter des noyaux de ^{19}Ne ayant simplement diffusé par diffusion Rutherford. Il est important de déterminer ce taux de diffusion pour l'angle minimum car si ce taux est trop important, en plus de saturer l'acquisition, il est possible d'endommager le détecteur.

La section efficace différentielle de Rutherford s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4 * \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left(\frac{zZe^2}{2E} \right)^2 \quad (3.6)$$

avec θ , z , Z et E respectivement l'angle, la charge du projectile, la charge du noyaux cible et l'énergie du projectile.

Avec les caractéristiques du faisceau (voir section 3.4.1), la section efficace Rutherford à l'angle minimal de détection (4.32°) est de $2.635 \cdot 10^3 \text{ barn} \cdot \text{sr}^{-1}$. Il est ensuite possible

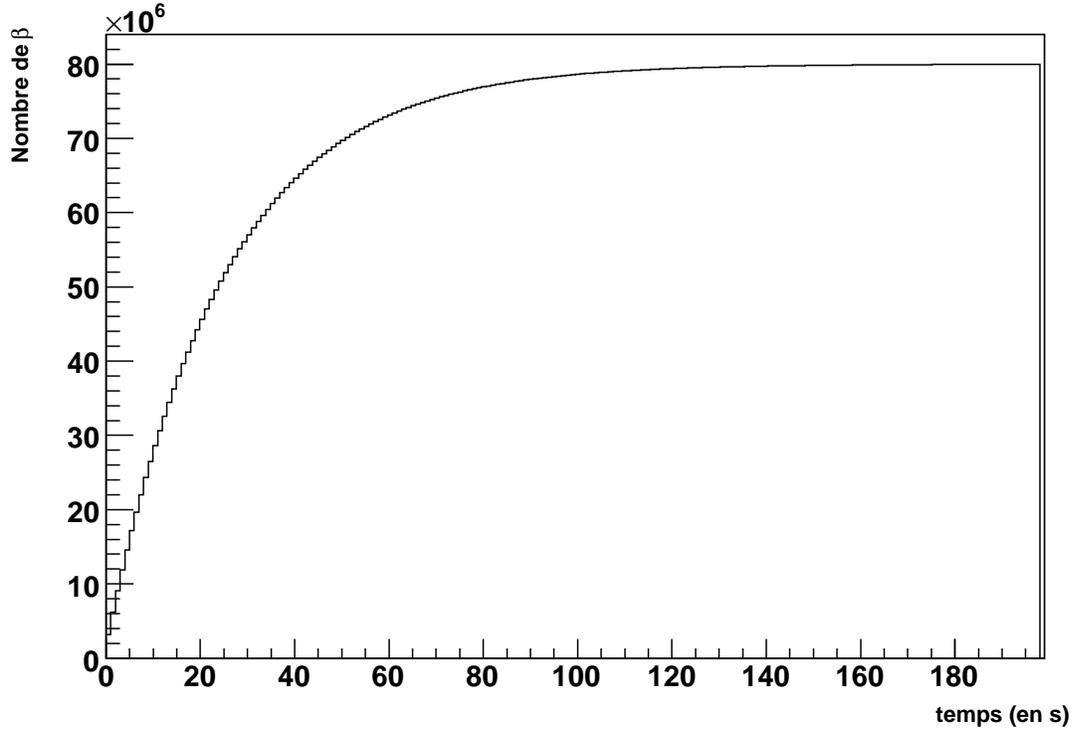


FIGURE 3.3 – Simulation du nombre de bêta en fonction du temps venant de la décroissance du ^{19}Ne .

de déterminer le taux de ^{19}Ne diffusés grâce à cette valeur et à la relation suivante :

$$N_d = \frac{N_i e_c Na \frac{d\sigma}{d\Omega}}{A_c} \quad (3.7)$$

avec N_d et N_i respectivement le nombre de noyaux diffusés et le nombre de noyaux incidents, e_c l'épaisseur de cible, Na le nombre d'Avogadro, A_c la masse du noyau cible et $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ la section efficace.

Le résultat de ce calcul est qu'environ 40 noyaux de ^{19}Ne sont diffusés par seconde à 4.32° . Cette valeur est tout à fait raisonnable et ne risque ni de saturer l'acquisition ni de détériorer le détecteur.

Le faisceau est arrêté dans une feuille (le beam-catcher) devant le télescope à 0° . Le noyau de ^{19}Ne est radioactif et décroît par β^+ vers le ^{19}F . Les positons vont donc pouvoir être détectés par celui-ci en même temps qu'un proton de diffusion élastique, dégradant ainsi la résolution à 0° . Pour estimer l'influence réelle de cet effet, il faut calculer le taux de β^+ émis dans la direction du télescope. Comme le montre la figure 3.3, calculé à l'aide

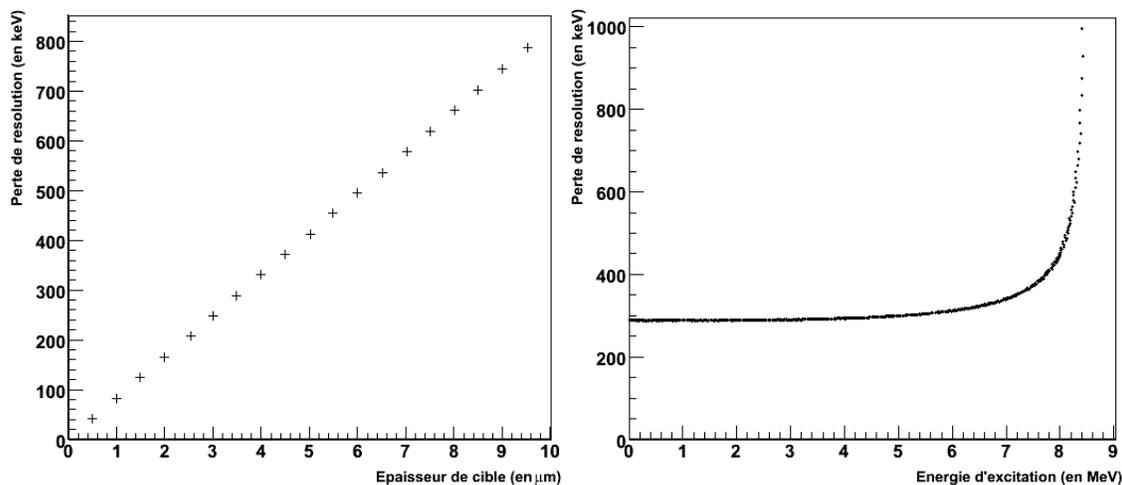


FIGURE 3.4 – A gauche, perte de résolution sur l'énergie des protons de diffusion élastique en fonction de l'épaisseur de la cible. A droite, perte de résolution sur l'énergie des protons en fonction de l'énergie d'excitation du ^{19}Ne pour une épaisseur de cible de $3.5\ \mu\text{m}$.

de l'intensité du ^{19}Ne et de son temps de vie de $17.22\ \text{s}$ [14], ce taux sature à $8 \cdot 10^7\ \beta^+ \cdot \text{s}^{-1}$. Le détecteur à 0° couvre $3 \cdot 10^{-3}\ \%$ de l'angle solide total (voir section 3.4.3.1), le nombre de beta détectés dans ce détecteur est par conséquent de $2400\ \beta^+ \cdot \text{s}^{-1}$ soit un béta toutes les $0.4\ \text{ms}$. Or lorsqu'un événement arrive dans le détecteur, la fenêtre de temps durant laquelle l'acquisition est active est de l'ordre de $10\ \mu\text{s}$. Autrement dit la probabilité de détecter un béta en même temps qu'une autre particule dans le détecteur à 0° est de $2.4\ \%$. Les béta ne dégradent qu'une partie raisonnable des événements.

3.3.2 Choix de l'épaisseur de cible

L'épaisseur de la cible de réaction est un paramètre extrêmement important dans une expérience. En effet, elle influence sur les deux grandeurs suivantes :

1. **Le taux de comptage** : Le nombre de noyaux dans la cible étant lié à son épaisseur, pour une section efficace donnée, le taux de comptage est donc directement proportionnel à l'épaisseur comme le montre la relation 3.7. Dans ce cas, plus la cible est épaisse et plus le taux de comptage est élevé.
2. **La résolution** : A cause de la perte d'énergie du faisceau sur toute l'épaisseur de la cible, l'énergie à laquelle a lieu la réaction est différente suivant l'endroit de cette réaction dans la cible. Il en résulte une dégradation de la résolution. Cette dégradation est d'autant plus grande que la cible est épaisse. Ceci est illustré par la Figure 3.4.

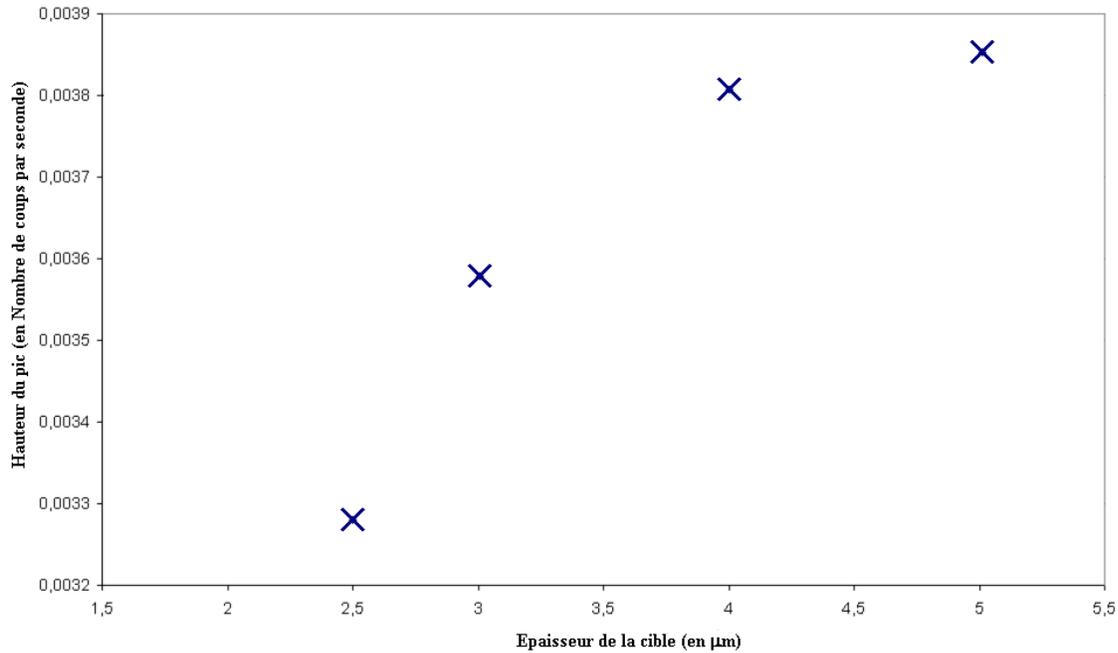


FIGURE 3.5 – Maximum de la gaussienne A en fonction de l'épaisseur de cible pour une section efficace de $1 \text{ mbarn}\cdot\text{sr}^{-1}$

Le but de toute expérience est d'avoir un taux de comptage le plus élevé possible avec la meilleure résolution. L'épaisseur de cible entre en compte dans ces deux paramètres mais de façon antagoniste, par conséquent il faut faire un compromis : choisir une cible suffisamment épaisse pour avoir un taux de comptage suffisant mais pas trop pour éviter de détruire complètement la résolution.

Dans le cas d'une diffusion inélastique, on peut espérer une section efficace différentielle par niveau comprise entre 1 et $100 \text{ mbarn}\cdot\text{sr}^{-1}$ [26, 50]. En fixant la section efficace dans la relation 3.7, il est possible de calculer le nombre d'événements par seconde peuplant un certain niveau excité. Ce nombre d'événements se répartit sur une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est considérée être égale à la différence d'énergie entre une réaction se produisant au début de cible et une réaction en toute fin de cible. Pour donner un ordre de grandeur de cette différence, dans le cas de la diffusion élastique d'un noyau de ^{19}Ne à $9 \text{ MeV}/u$ dans une cible de protons de $5 \mu\text{m}$, elle est de 400 keV . Le tracé de la résolution en fonction de l'épaisseur ou du taux de comptage en fonction de l'épaisseur ne permet pas de déterminer le meilleur compromis. Pour cela, c'est plutôt le maximum de la gaussienne, noté A , qui est tracé en fonction de l'épaisseur de la cible. En effet, ce facteur donne une idée sur la façon dont va ressortir un pic par rapport à du bruit de fond. Son expression peut se déterminer de la façon suivante :

Le nombre de coups total dans le pic, correspondant à l'aire de la gaussienne, s'écrit :

$$N_d = A\sigma\sqrt{\pi} \quad (3.8)$$

Ensuite, à partir de cette dernière équation et de la relation 3.7 on en déduit :

$$A = \frac{N_i e_c Na \frac{d\sigma}{d\Omega}}{A_c \sigma\sqrt{\pi}} \quad (3.9)$$

La figure 3.5 représente ce paramètre pour plusieurs valeurs d'épaisseur de cible. Plus l'épaisseur de cible diminue, plus A devient petit, ce qui est tout à fait logique. Cependant, cette baisse n'est pas linéaire, mais possède une sorte de palier entre 4 et 5 μm avant de chuter plus rapidement à plus petite épaisseur. Le compromis qui a été choisi se situe donc après ce palier mais avant la chute trop importante, soit à 3.5 μm . Avec cette valeur de l'épaisseur de cible, il faut donc s'attendre à une perte de résolution de 280 keV dans le référentiel du laboratoire. Celle-ci dépend évidemment de l'énergie d'excitation du $^{19}Ne^*$ mais, dans la gamme qui nous intéresse, sa variation est très faible (voir Figure 3.4).

3.4 Montage expérimental

Après avoir traité la préparation de l'expérience, cette section est consacrée au montage expérimental utilisé. Malgré le changement de télescope pour détecter les particules de décroissance et la non utilisation de détecteur Germanium pour les gamma, il est fortement inspiré de la précédente expérience sur le ^{19}F . Mais avant d'aborder plus en détail chacun des télescopes qui ont servi à la détection, deux petites parties décrivent les caractéristiques du faisceau délivré par l'accélérateur de Louvain la Neuve et les cibles utilisées.

3.4.1 Le faisceau

Le faisceau utilisé est un faisceau de $^{19}Ne^{6+}$ accéléré à 9 MeV/A soit 171 MeV d'énergie totale. Son intensité est l'intensité maximale que peut délivrer l'accélérateur, soit en moyenne 80 pAe ($6.8 \cdot 10^7$ pps). La durée réelle de prise de données a été de 5946 minutes soit un peu plus de 4 jours. Durant toute cette expérience, l'intensité du faisceau a été très stable ce qui permet de déduire le nombre total de ^{19}Ne incidents sur la cible : $2.43 \cdot 10^{13}$ noyaux.

Le centrage et la focalisation du faisceau ont été faits, comme à Orsay, grâce à une alumine disposée à la place de la cible de réactions puis en maximisant le nombre d'événements dans le télescope à 0° et en centrant les événements sur le détecteur CD-PAD.

La taille du faisceau sur la cible a également pu être déterminée grâce aux données expérimentales, elle est de 4 mm, mais nous aurons l'occasion d'y revenir plus en détail dans la section 3.6.5.

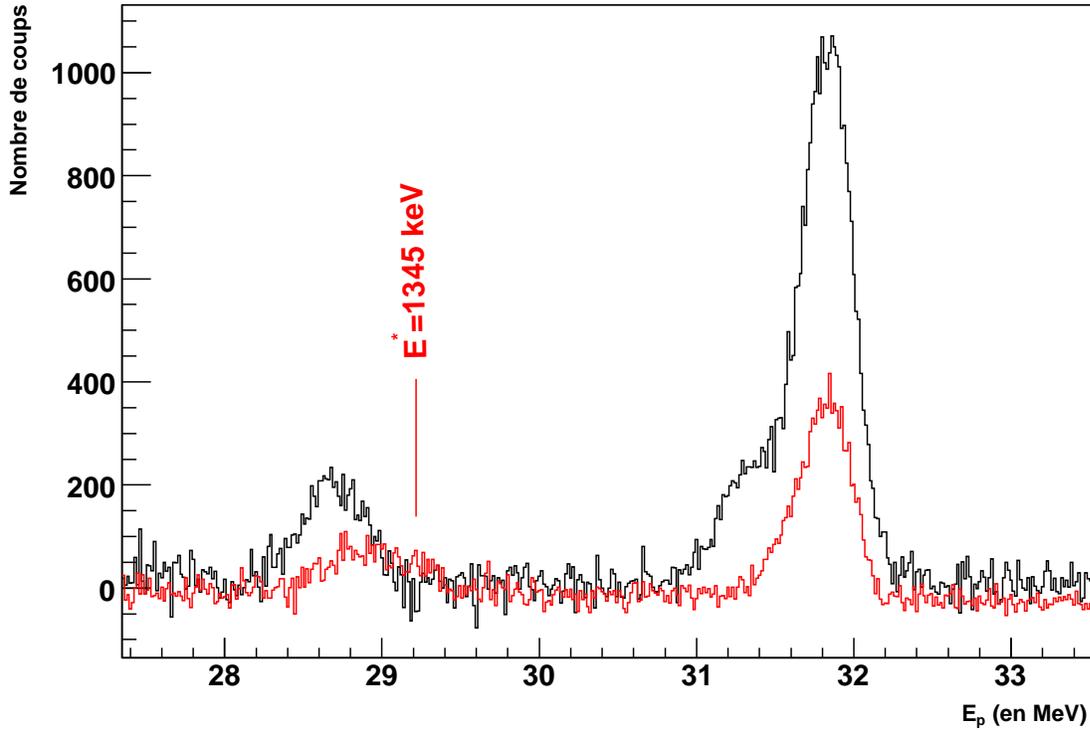


FIGURE 3.6 – Energie totale des protons dans le télescope à 0° pour le ^{19}F en rouge et pour le ^{19}Ne en noir.

Le cyclotron est optimisé pour transmettre un faisceau ayant un rapport $\frac{M}{Q}$ donné. Or vu la faible différence de masse entre le ^{19}F et le ^{19}Ne et comme leur charge est identique, il est souvent très difficile d'obtenir un faisceau parfaitement pur en ^{19}Ne . Il est donc nécessaire d'avoir une idée de la quantité de ^{19}F présents dans le faisceau de ^{19}Ne . A cet effet un faisceau de $^{19}\text{F}^{6+}$ à 9 MeV/A avec une intensité moyenne de 400 pAe a été utilisé pendant 7 heures environ. Pour estimer le taux de contamination, on compare le spectre proton à 0° du ^{19}Ne avec celui du ^{19}F (Fig. 3.6). Puisque ces deux noyaux sont miroirs, leur spectre est très semblable, complexifiant un peu plus le problème. Néanmoins, un état dans le ^{19}F est bien observable dans le spectre du ^{19}F et pas dans celui du ^{19}Ne : il s'agit de celui à 1.345 MeV. Le nombre d'événements dans ce pic est de 881 pour un nombre total de ^{19}F incidents de $1.016 \cdot 10^{13}$. Etant donné que ce niveau est invisible dans le spectre du ^{19}Ne , il doit y avoir moins de 15 événements (un événement par bin) l'ayant peuplé, soit moins de $1.728 \cdot 10^{11}$ noyaux de ^{19}F . On peut donc affirmer que le taux de

contamination en ^{19}F était inférieur à 0.7 %.

3.4.2 La cible utilisée

La cible de réaction qui a servi tout au long de cette expérience est une cible de polypropylène (CH_2) de $3.5 \mu\text{m}$ soit $315 \mu\text{g.cm}^{-2}$ d'épaisseur, comme déjà discuté dans la partie sur la préparation de l'expérience.

La détection du proton de diffusion se faisant à 0° , un beam-catcher est de nouveau utilisé pour protéger le télescope. C'est une feuille d'aluminium de $250 \mu\text{m}$ qui permet d'arrêter le faisceau puisque le parcours d'un noyau de ^{19}Ne à 9 MeV/A dans l'Aluminium est de $122 \mu\text{m}$. Le choix de la nature du beam-catcher ne tient pas compte de la conclusion donnée dans le chapitre 2 car cette dernière n'a été formulée que plusieurs mois après l'expérience à Louvain la Neuve. Cependant cette fois-ci la feuille d'aluminium est placée à 10 cm après la cible de CH_2 dans le but d'éviter :

1. la détection des nombreuses particules, venant de l'interaction du faisceau avec le beam-catcher, dans le télescope servant à détecter les particules de décroissance.
2. la perte d'énergie dépendant de l'angle d'émission, voire même l'arrêt des particules de décroissance.

L'énergie minimale que doivent avoir des protons pour traverser ce beam-catcher est de 5.87 MeV. Cette énergie correspond à une énergie d'excitation du ^{19}Ne de 10.9 MeV. Cette énergie d'excitation ne peut être atteinte dans cette expérience, autrement dit aucun proton de diffusion inélastique n'est arrêté dans la feuille d'aluminium.

Enfin, cette feuille d'aluminium provoque un stragglings en énergie de 75 keV sur l'énergie des protons qui la traversent. Ce stragglings peut être considéré comme constant dans la gamme d'énergie des protons d'intérêt.

3.4.3 Le système de détection

Cette dernière section aborde plus en détail le système expérimental utilisé dans cette expérience. En premier lieu, les détecteurs du télescope à 0° sont décrits individuellement puis les caractéristiques du télescope, nommé CD-PAD, qui a servi à détecter les particules de décroissance, sont données.

3.4.3.1 Le télescope à 0°

Le télescope à 0° est composé classiquement, comme à Orsay, de deux détecteurs semi-conducteurs. Le premier, jouant le rôle de ΔE , permet de mesurer la perte d'énergie des

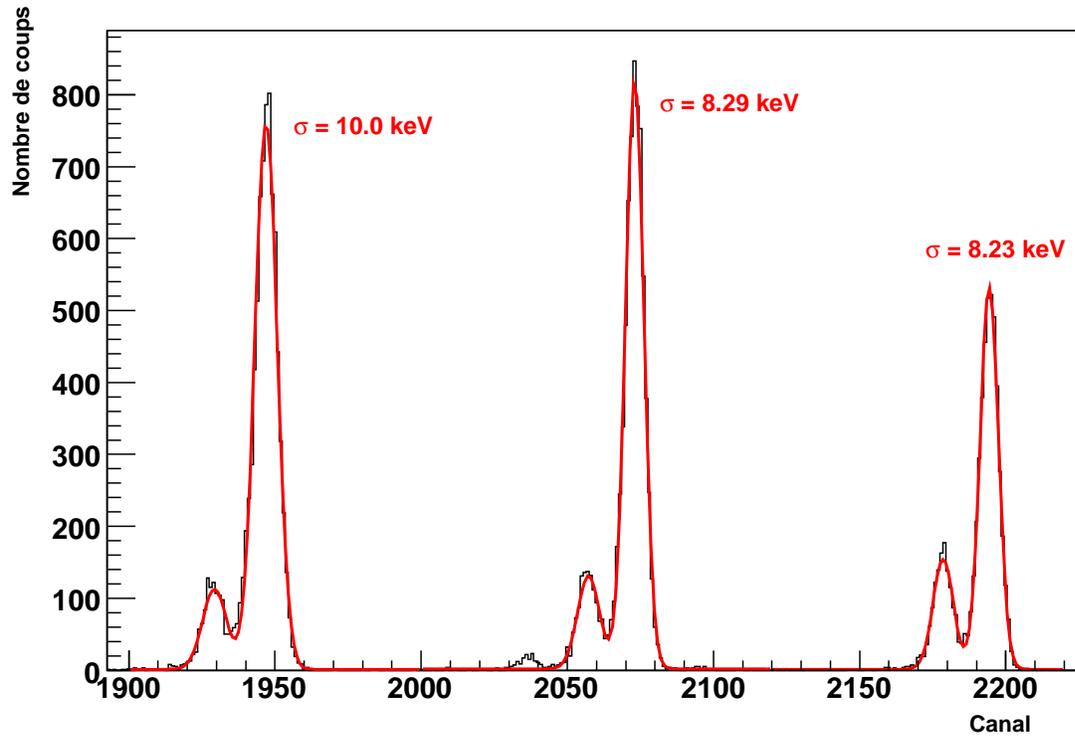


FIGURE 3.7 – Spectre d'une source 3α de ^{239}Pu , ^{241}Am et de ^{244}Cm réalisé avec la meilleure configuration pour le ΔE

particules le traversant et le second, jouant le rôle de E , les arrête et permet ainsi de mesurer leur énergie restante.

Pour atteindre une meilleure résolution à 0° , il est nécessaire d'améliorer au maximum la résolution de ces deux détecteurs. Lors de l'expérience à Orsay, cette résolution n'était vraiment pas excellente et contribuait grandement à la résolution totale. C'est pourquoi durant l'expérience sur le ^{19}Ne , un très gros travail a été fait dans ce but. La résolution d'une chaîne de détection, vient bien sûr de la résolution intrinsèque du détecteur mais aussi de tous les modules électroniques mettant en forme le signal qui sont susceptibles de générer du bruit. Pour éviter cela, de nombreux détecteurs, préamplificateurs, voies de préamplification, alimentation, bref tous les composants de la chaîne ont été testés pour trouver la configuration qui donne le moins de bruit possible pour chacun de ces deux détecteurs.

Le détecteur ΔE

Le détecteur ΔE est un détecteur circulaire composé de Silicium qui a une épaisseur de $500\ \mu\text{m}$. A l'issue du travail sur l'amélioration de la résolution, il a été possible d'atteindre une résolution d'un peu moins de 20 keV sur une source alpha (voir Figure 3.7), ce qui est très proche de la résolution intrinsèque de 18 keV donnée par le constructeur. Sur cette figure, il est aisé de noter que le pic correspondant au ^{239}Pu (Canal ≈ 1860) est plus large que les deux autres. Cette différence notable vient de l'existence d'un autre pic, non résolu, situé à seulement 7 keV en-dessous du pic principal. Cet épaulement est parfaitement visible dans la référence [54] et prouve ici la très bonne résolution de ce détecteur.

Le détecteur E

Le détecteur E est un Silicium dopé au Lithium ayant une épaisseur de 6 mm. De par cette plus grande épaisseur, la résolution intrinsèque est moins bonne. Cependant un travail similaire à celui précédemment évoqué pour le ΔE a été fait pour obtenir la meilleure résolution possible. Mais avec ce genre de détecteur un autre paramètre est à prendre en compte : la température. En effet, plus celle-ci est élevée, moins bonne est la résolution. La figure 3.9 représente justement cette résolution en fonction de la température. Elle montre clairement une amélioration de la résolution avec une diminution de la température, cependant, passé -20° le gain est moins perceptible. Il n'est donc pas nécessaire de refroidir plus le détecteur, ce qui techniquement est plus facile car il est possible de se contenter d'un refroidissement par alcool. Dans les conditions expérimentales, le détecteur

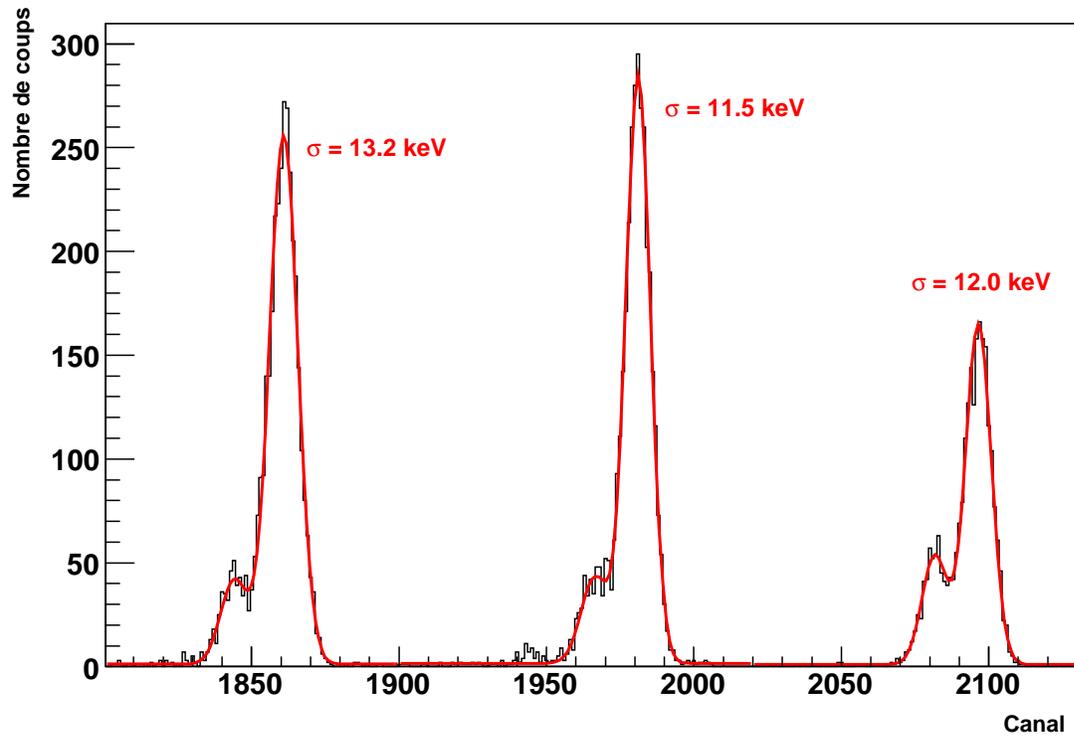


FIGURE 3.8 – Spectre d'une source 3α de ^{239}Pu , ^{241}Am et de ^{244}Cm réalisé avec la meilleure configuration pour le E refroidi à -25°C .

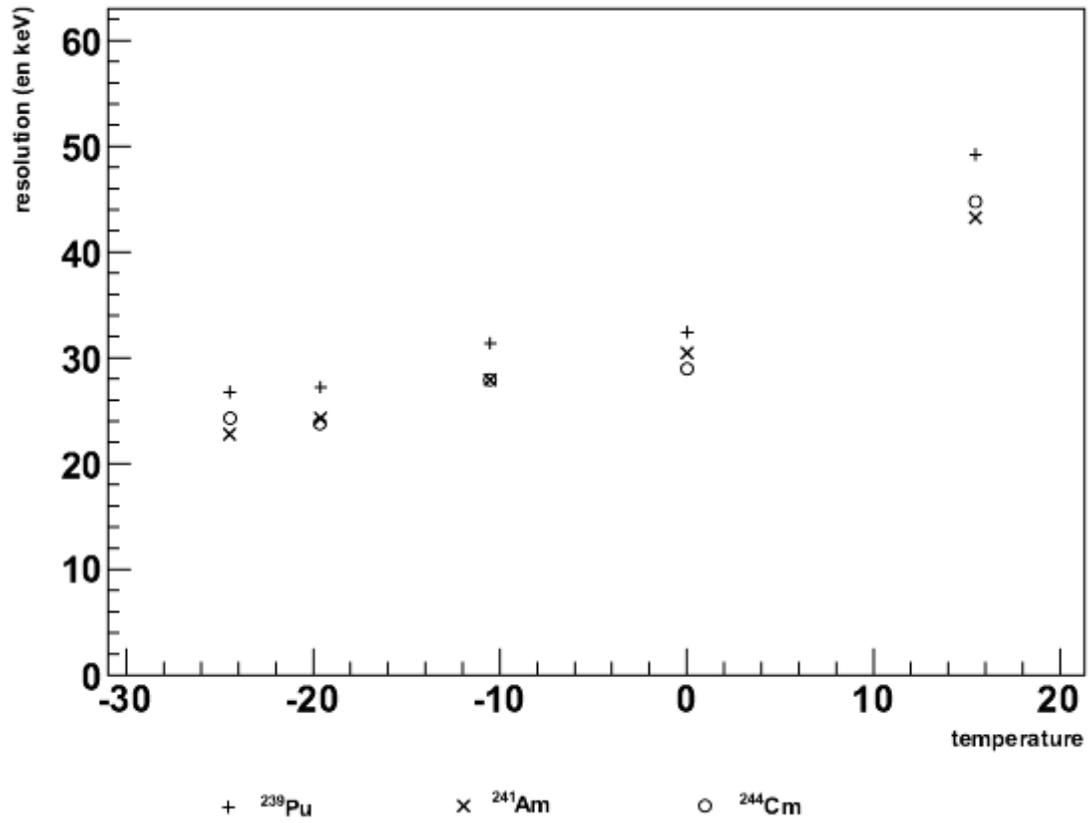


FIGURE 3.9 – Evolution de la résolution d'un détecteur Silicium épais en fonction de la température.

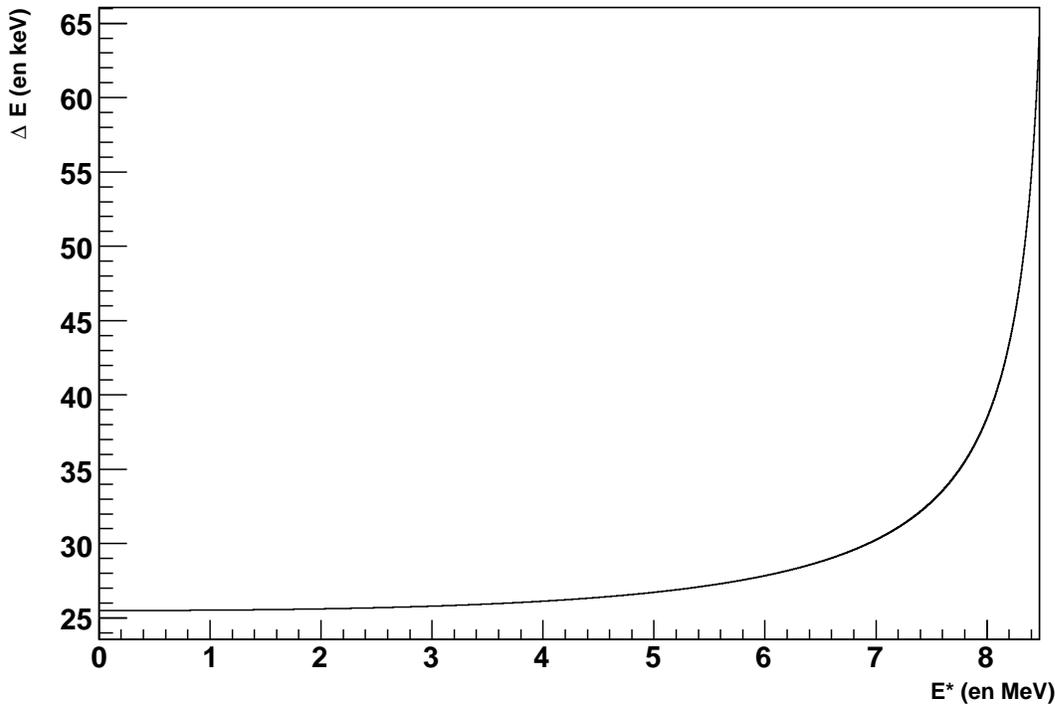


FIGURE 3.10 – *Ecart en énergie entre un proton diffusé à 0° et un diffusé à 1.6° en fonction de l'énergie d'excitation.*

était maintenu à une température de -25° ce qui a permis d'atteindre une résolution de 28 keV environ (voir Fig. 3.8).

Couverture angulaire du télescope et impact sur la résolution

D'un point de vue purement géométrique, le télescope est situé à 50 cm de la cible de réactions et à 40 cm du beam-catcher. Le diamètre de la zone active du détecteur étant de 28 mm, la couverture angulaire est de $2.46 \cdot 10^{-3} \text{ sr}$ soit $1.96 \cdot 10^{-2}\%$ de l'angle solide total. De plus, l'angle maximum de détection étant de 1.6° , le télescope peut détecter tous les protons diffusés entre 0° et 1.6° , ce qui engendre également une perte de résolution pour un état du $^{19}\text{Ne}^*$ donné. Cette différence d'énergie entre un proton diffusé à 0° et le même proton diffusé à 1.6° en fonction de l'énergie d'excitation est donnée sur la figure 3.10. Cette figure montre que la perte de résolution à cause de cette ouverture angulaire augmente quand l'énergie d'excitation augmente. Cela est tout simplement dû à la focalisation venant de la cinématique. Cette dégradation en résolution dans la gamme qui nous intéresse est quand même comprise entre 25 et 30 keV.

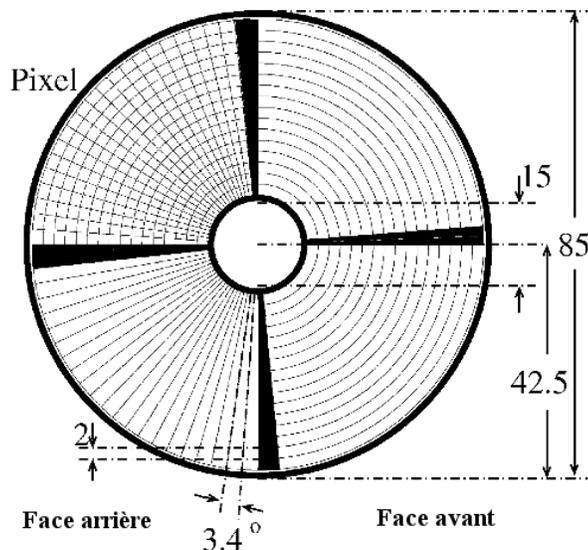


FIGURE 3.11 – Vue schématique de face de CD avec les dimensions importantes en mm. Schéma extrait de la référence [59]

3.4.3.2 Le détecteur annulaire : CD-PAD

Le télescope servant à détecter les particules de décroissance des états excités du $^{19}\text{Ne}^*$, protons ou alpha, est le télescope annulaire CD-PAD. Il est composé de deux étages distincts, le premier servant de ΔE est nommé CD (pour Compact Disc) et le second de E appelé PAD et dont voici leur description :

Le premier étage : CD

La surface active de détection de CD est un anneau dont le diamètre total extérieur mesure 85 mm et le diamètre intérieur 15 mm. Il est de plus segmenté en 4 secteurs équivalents. Chacun des secteurs est indépendant et est segmenté sur la face avant par 16 pistes en θ et sur la face arrière par 24 pistes en ϕ , comme le montre la figure 3.11. Ce quadrillage forme ainsi 1536 pixels permettant la localisation précise dans l'espace de n'importe quelle particule frappant le détecteur avec seulement 160 voies au total. De plus la géométrie choisie pour le découpage du détecteur est une géométrie à symétrie axiale, qui est bien plus naturelle qu'une géométrie cartésienne compte tenu de la symétrie des réactions nucléaires autour de l'axe du faisceau passant au centre du détecteur.

Chaque piste θ mesure 2 mm de hauteur, mais seulement 1.9 mm sont actifs à la

n° Piste θ	θ	θ_{min}	θ_{max}
1	21.06°	20.58°	21.53°
2	20.05°	19.57°	20.53°
3	19.03°	18.55°	19.52°
4	18.00°	17.51°	18.50°
5	16.96°	16.46°	17.46°
6	15.91°	15.40°	16.41°
7	14.84°	14.33°	15.35°
8	13.77°	13.25°	14.28°
9	12.68°	12.16°	13.20°
10	11.59°	11.06°	12.11°
11	10.48°	9.95°	11.01°
12	9.37°	9.95°	9.90°
13	8.25°	7.72°	8.78°
14	7.13°	6.59°	7.66°
15	5.99°	4.46°	6.53°
16	4.86°	4.32°	5.40°

TABLE 3.1 – Table des angles de chacune des pistes θ en considérant un faisceau parfaitement centré.

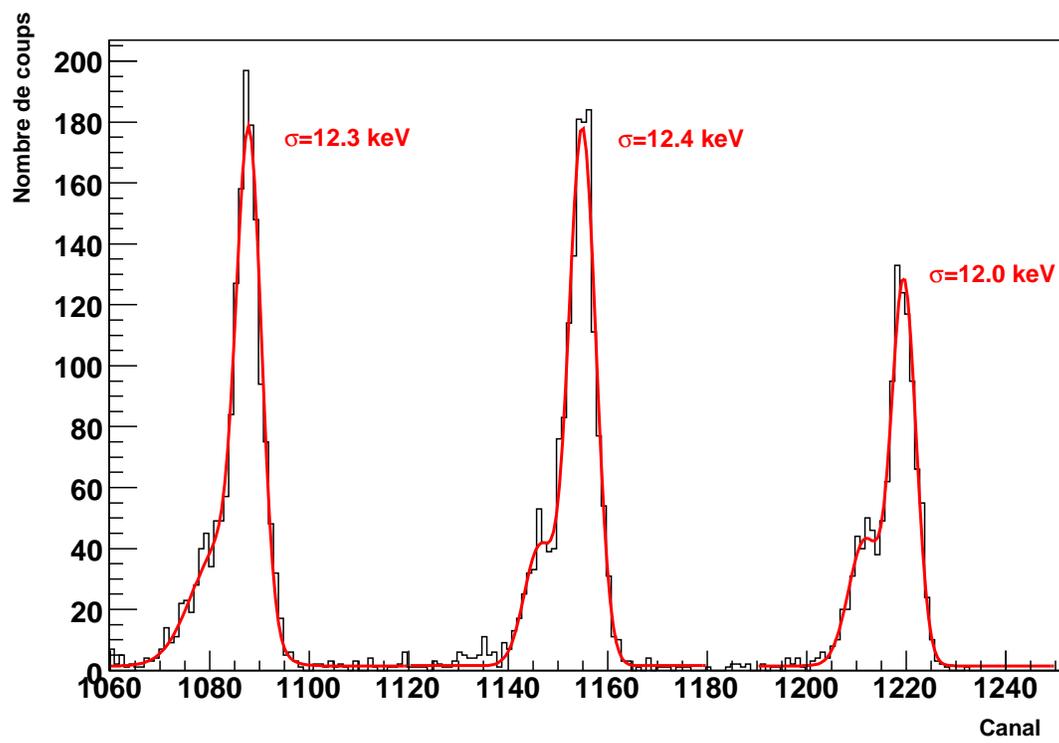
détection. De même les pistes ϕ ont une couverture angulaire de 3.4° , les 24 pistes couvrent ainsi un peu moins de 82° sur les 90° du secteur. Cette zone morte de 8° vient de l'espace pris par les connecteurs des pistes radiales qui permettent de collecter les signaux. Au final, le ΔE couvre une surface totale de 5340 mm^2 avec une surface active de 91 %.

Dans notre expérience, CD-PAD est situé à 10 cm de la cible de réactions. Grâce à cette distance, il est possible de calculer l'angle entre l'axe du faisceau et n'importe quel point du détecteur. Les valeurs de ces angles maximum, minimum et milieu sont reportées pour chaque piste dans la Table 3.1. En considérant que le faisceau est parfaitement centré et ponctuel, cet angle représente directement l'angle d'émission de la particule dans le laboratoire.

Toujours d'un point de vue géométrique et en se basant sur les calculs des angles extrêmes il est possible de déterminer la couverture angulaire de CD-PAD grâce à la relation :

$$d\Omega_{CD-PAD} = 2\pi(\cos(\theta_{min}) - \cos(\theta_{max})) \quad (3.10)$$

Le résultat obtenu est de 0.42 sr soit 3.35% de l'angle solide total. Même si cette couverture angulaire est faible dans le laboratoire, grâce à l'impulsion initiale du faisceau elle est beaucoup plus importante dans le centre de masse. L'efficacité géométrique sera traitée en détail dans le chapitre 3.6.

FIGURE 3.12 – Spectre de calibration avec la source 3α pour l'une des pistes en θ

CD-PAD est un télescope très modulable, pouvant s'adapter à de nombreuses expériences. L'un des exemples de cette versatilité est la possibilité de monter plusieurs épaisseurs de ΔE . Ici, l'épaisseur choisie de CD est la plus mince possible soit $30\ \mu\text{m}$. Cependant, un doute sur cette épaisseur subsiste comme développé dans la section 3.6. En considérant cette épaisseur de $30\ \mu\text{m}$, les protons et les alpha doivent avoir une énergie minimale de 1.51 et 5.85 MeV respectivement pour traverser le premier étage. La cinématique des alpha (voir Fig 3.2) montre que quelques alpha de basse énergie pour les grandes énergies d'excitation du $^{19}\text{Ne}^*$ sont arrêtés dans CD : ces événements sont donc perdus.

La résolution de chacune des pistes θ et ϕ de CD a été mesurée à l'aide d'une source 3α . Elle est assez homogène et atteint une valeur moyenne de 29.1 keV, ce qui est excellent pour un détecteur de cette surface. Cependant, certaines pistes n'ont pas été utilisées pour 2 raisons : soit elles n'ont pas fonctionné tout simplement, soit elles ont fourni un signal tellement bruité qu'il est préférable de déconnecter complètement la piste incriminée. Seules quelques pistes sont dans ce cas :

1. La piste n°8 du CD1 en θ
2. La piste n°9 du CD1, les pistes n°1 et 24 du CD3 et les pistes n°1, 2, 16 et 20 du CD4 en ϕ

Comme indiqué ci-dessus, seule une voie sur la face avant ne fonctionne pas contre 7 sur la face arrière. C'est la raison pour laquelle lors de l'analyse, la valeur du ΔE est prise sur les pistes θ .

En plus de tester la résolution de chaque piste, la source 3α permet d'effectuer la calibration de chacune des pistes. Cette calibration simplement basée sur les énergies des 3 pics alpha, n'est, comme d'habitude, pas d'une très grande précision, mais amplement suffisante pour l'utilisation souhaitée dans cette expérience : faire des coïncidences et déterminer leur distribution angulaire. Pour ces 2 cas, même une erreur de quelques dizaines de keV n'engendre aucune conséquence importante.

Dans ce genre de détecteur, segmenté sur la face avant et sur la face arrière, une excellente méthode pour purifier les données est de tracer pour tous les événements l'énergie récoltée par la face avant en fonction de l'énergie collectée par la face arrière. La figure 3.13 montre ce spectre avec l'énergie calibrée en keV de toutes les pistes en ϕ en fonction de l'énergie de toutes les pistes en θ . Seuls les événements situés sur la diagonale sont des événements physiques intéressants. Leur sélection pour chacun des quadrants de CD constitue un premier nettoyage efficace du bruit.

Le deuxième étage : PAD

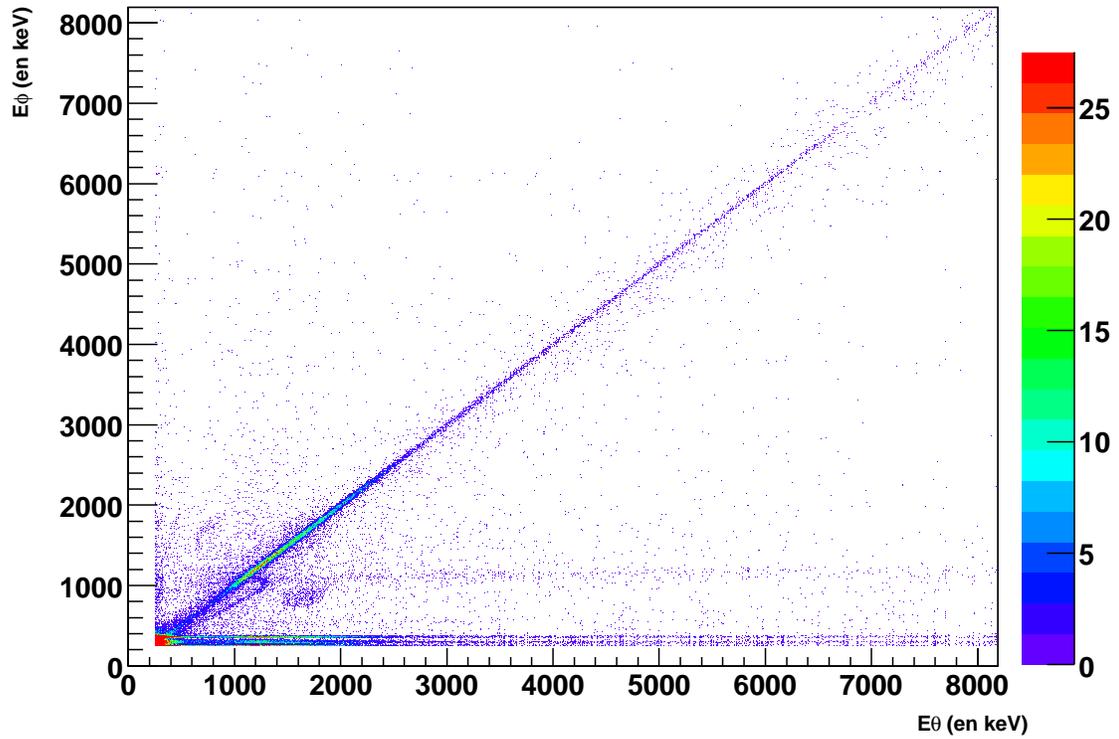


FIGURE 3.13 – *Energie sur les pistes ϕ en fonction de l'énergie sur les pistes θ pour le CD n°1*

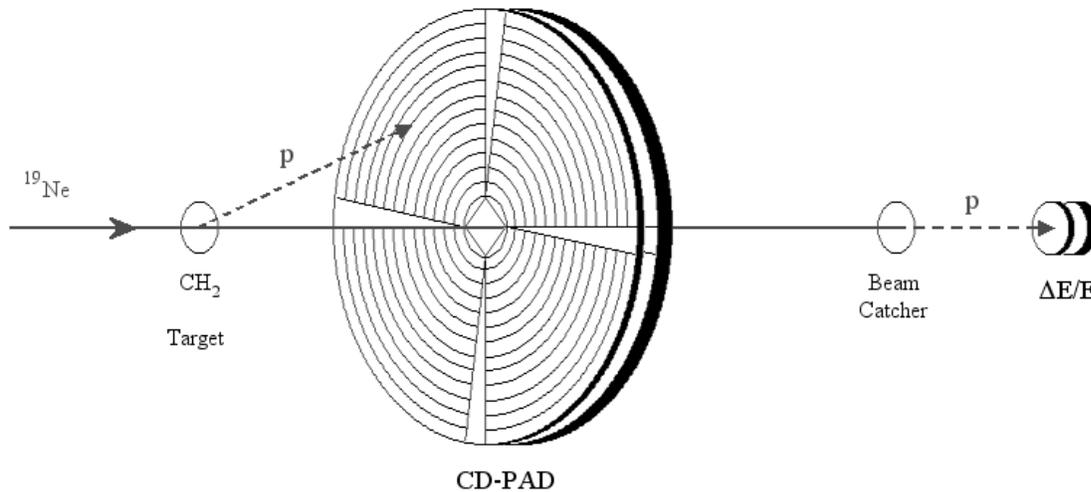


FIGURE 3.14 – Vue en perspective du montage utilisé pour cette expérience

Ce deuxième étage est exactement la réplique du premier mais sans les pistes : il est donc composé de 4 secteurs en Silicium pur de la même dimension que ceux de CD. Pour jouer son rôle de E , PAD est beaucoup plus épais puisqu'il a une épaisseur de 1.5 mm. Avec cette épaisseur plus l'épaisseur de CD, il faut des protons de 16.56 MeV et des alpha de 66.07 MeV pour traverser tout le télescope : aucun proton ou alpha d'intérêt ne peut donc traverser CD-PAD.

Les quadrants de PAD étant épais et possédant une grande surface, leur résolution est forcément moins bonne. Elle a été mesurée, une fois de plus à l'aide d'une source 3α , à 131 keV pour le meilleur quadrant et à 173 keV pour le moins bon. Cette résolution n'est pas excellente, mais elle n'est pas un handicap pour la future analyse (voir section 3.6). Enfin, la calibration de chacun des quadrants a aussi été faite avec cette même source.

3.4.3.3 Le système de détection : synthèse

En guise de conclusion et pour mieux se représenter le système de détection dans son ensemble, la Figure 3.14 représente, en perspective, chaque élément du montage expérimental utilisé à Louvain la Neuve. Ce dernier est constitué des détecteurs suivants :

1. Un télescope $\Delta E/E$ à 0° permet de mesurer l'énergie des protons de diffusion et donc de construire le spectre en énergie d'excitation du $^{19}\text{Ne}^*$. La résolution totale de ce détecteur est de 28 keV dans le laboratoire.

2. Un télescope annulaire CD-PAD détectant les particules de décroissance, protons ou alpha, venant des niveaux non liés du ^{19}Ne . Son utilité est la reconstruction de la cinématique de chaque événement mais également la détermination des différentes distributions angulaires. Sa résolution totale est de 180 keV environ dans le laboratoire.

Durant toute l'expérience, c'est uniquement le télescope à 0° qui jouait le rôle de trigger, CD-PAD ne déclenchait donc pas l'acquisition pour des raisons de comptage beaucoup trop important et aussi parce que cela n'était pas nécessaire. Par conséquent, il est impossible de voir des coïncidences entre deux particules s'arrêtant dans CD-PAD.

3.5 Les corrélations angulaires

Si la position d'un niveau excité donné est importante, son spin l'est tout autant. Mesurer la première est souvent très simple car cela revient à mesurer une énergie, assigner le second est beaucoup plus délicat. L'une des méthodes, la plus efficace et la plus utilisée, surtout en spectroscopie gamma, est l'interprétation de la distribution angulaire du produit de décroissance du niveau considéré. En effet, comme nous allons le montrer dans les sections suivantes, le nombre de particules de décroissance ou la section efficace différentielle varie en fonction de l'angle dans le centre de masse. L'allure de cette variation est gouvernée par le spin de l'état initial. Autrement dit, l'analyse d'une distribution angulaire permet de déterminer le spin de l'état considéré.

Dans cette section, une première partie est consacrée à la description de la relation maîtresse liant l'allure de la distribution aux différents nombres quantiques mis en jeu. La seconde section est plus pratique, car elle traite de la façon dont cette relation est utilisée et simplifiée pour l'analyse des données obtenues dans notre expérience.

3.5.1 Formalisme des distributions angulaires

Le formalisme des distributions angulaires s'appuie essentiellement sur des projections de spin, des changements de référentiel, sur la matrice rotation et sur la matrice densité. Ce formalisme est traité en détail dans le livre de A.J. Ferguson[36], avec de nombreux exemples pour la désexcitation gamma. Cependant dans le cas de cette expérience, ce sont des niveaux non liés qui sont étudiés et donc des distributions angulaires de particules qui doivent être interprétées. Très peu d'expériences [64, 60] de ce type ont été réalisées à ce jour et les fondements théoriques ne sont traités que dans un article écrit par J.G. Pronko et R.A. Lindgren[65]. C'est ce dernier qui a essentiellement servi de référence

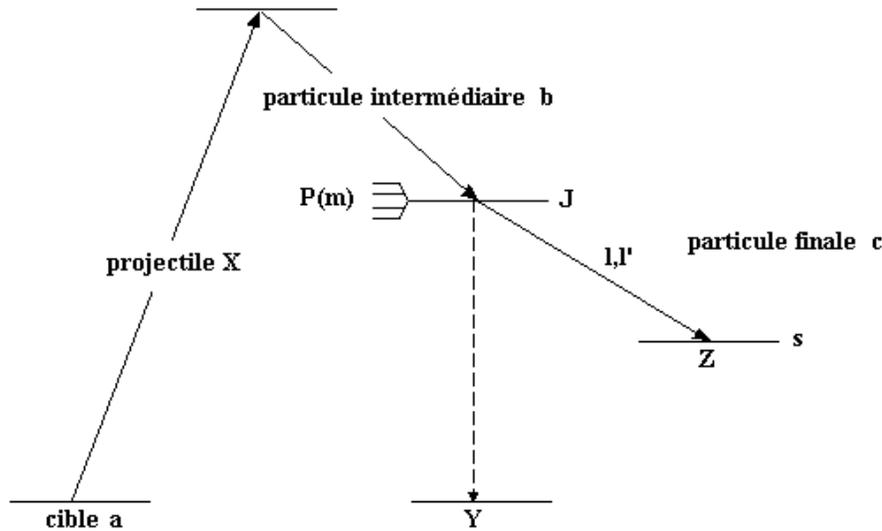


FIGURE 3.15 – Représentation schématique d'une réaction de type $a(X, b)Y(c)Z$ avec tous les nombres quantiques utilisés dans le formalisme de la distribution angulaire de la particule c .

pour la compréhension de nos corrélations angulaires. De façon très générale, les réactions étudiées dans cette thèse sont du type $X(a, b)Y(c)Z$ ce qui correspond exactement au cas décrit dans l'article déjà cité plus haut [65]. Dans ce cadre, la distribution angulaire de c est gouvernée par la relation suivante :

$$W_J(\theta) = \sum_{ml' sKr} P(m) A(Jl'l' smK) (2 - \delta_{l'}) X^r(l'l') Y(s) Q_K P_K(\cos(\theta)) \quad (3.11)$$

avec,

$$A(Jl'l' smK) = (-1)^{|s-m|} \hat{l}' \hat{J}^2 \langle l0l'0 | K0 \rangle \langle JmJ - m | K0 \rangle R(lJl' J; sK) \quad (3.12)$$

Cette relation fait intervenir de nombreux nombres quantiques associés aux différentes particules mises en jeu. Ils sont donnés sur le schéma énergétique de la réaction, représenté sur la figure 3.15. Il est intéressant de remarquer que cette relation mais également la façon d'interpréter les distributions angulaires s'appuient en grande partie sur l'exemple particule-particule-gamma de la méthode II décrite dans le livre de A.J. Ferguson. La seule différence est que la dernière particule de la cascade n'est pas un gamma, mais une particule, n'ayant donc pas forcément un spin intrinsèque nul.

Chacun des termes de la relation 3.11 est maintenant explicité précisément dans ce qui suit :

1. $\mathbf{P}(\mathbf{m})$: représente la probabilité de peupler les différents sous-états magnétiques de l'état émetteur. Par définition, le nombre quantique m ne peut prendre que des valeurs comprises entre $-J$ et $+J$. Mais pour des raisons de conservation, m est limité par les spins de la cible, de la particule intermédiaire et du canal de sortie. Les valeurs des $P(m)$ sont reliées à l'état d'alignement du faisceau. En effet, on parle d'un faisceau polarisé quand uniquement un sous-état magnétique est peuplé, d'un faisceau aligné quand un sous état magnétique est plus peuplé que les autres et d'un faisceau uniforme quand tous les $P(m)$ sont égaux. Dans ce dernier cas, les distributions angulaires sont toujours plates et ne donnent donc aucune information sur le spin J de l'état. Pour un faisceau aligné, les valeurs de $P(m)$ et de $P(-m)$ sont égales car dans un tel cas la distribution des spin perpendiculaires à l'axe du faisceau est symétrique.
2. $\mathbf{X}^r(\mathbf{l}l')$: Suivant les combinaisons des spin de l'état initial et de l'état final, la particule de décroissance peut prendre une ou deux valeurs de moment orbital. Pour des raisons de conservation de la parité, l' est compris entre l et $l+2$. Le terme $X^r(l'l')$ représente le mixing entre ces deux moments emportés par la particule. L'exposant r peut prendre les valeurs 0, 1 et 2.
3. $\delta_{ll'}$: fonction de Dirac qui est égal à 1 quand $l = l'$ et 0 autrement.
4. $\mathbf{Y}(\mathbf{s})$: s est le ou les spin total(aux) du canal de sortie, $Y(s)$ représente ainsi la contribution relative de chacun de ces spin.
5. $\mathbf{P}_K(\cos\theta)$: correspond au polynôme de Legendre d'ordre K . Ce polynôme prend pour argument le cosinus de l'angle d'émission de la particule de décroissance dans le centre de masse. Son ordre est donné par la relation :

$$K_{max} = \min(l + l', 2J) \quad (3.13)$$

Comme le montre cette relation, l'ordre du polynôme de Legendre est limité d'une part par le spin de l'état initial et d'autre part par le moment emporté par la particule c . Dans le cas où un seul moment ne peut être emporté, $l + l'$ est remplacé par $2l$. De plus, pour des raisons de symétrie de la réaction, seuls les K pairs sont à prendre en compte. La valeur des polynômes de Legendre en fonction de leur ordre est donnée en Annexe.

6. \mathbf{Q}_K : est un facteur de correction géométrique de l'angle solide pour le détecteur détectant la particule c . Ce facteur peut être calculé grâce à la relation suivante

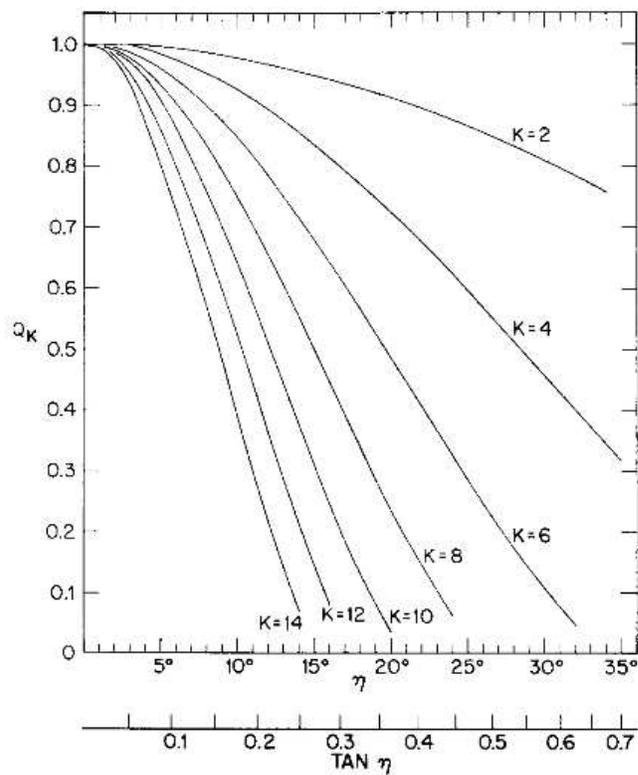


FIGURE 3.16 – Facteur de correction de l'angle solide Q_K en fonction du demi-angle η pour différentes valeurs de K pair. Figure issue de la référence [65]

[68] :

$$Q_K = \frac{P_{K-1}(\cos(\eta)) - \cos(\eta)P_K(\cos(\eta))}{(K+1)(1-\cos(\eta))} \quad (3.14)$$

η étant le demi-angle de détection de la particule de décroissance. Il est important de ne pas confondre ce paramètre avec la couverture angulaire du détecteur. Comme le montre cette relation, Q_K dépend également de l'ordre du polynôme de Legendre, ses valeurs pour différents K pairs sont données par le graphique 3.16. Dans le cas de notre expérience, le demi-angle peut être considéré comme nul, donc quelque soit K , $Q_K = 1$.

Quant à $A(Jl'l'smK)$, il s'agit d'un terme constant entièrement calculable. Il est constitué des termes suivants :

1. \hat{l} , \hat{l}' et \hat{J}^2 : représentent respectivement les opérateurs du moment cinétique pour l , l' et J . Ils sont égaux à $\sqrt{2l+1}$, $\sqrt{2l'+1}$ et $2J+1$.
2. $\langle l0l'0|K0 \rangle$ et $\langle JmJ - m|K0 \rangle$: sont des coefficients de Clebsh-Gordan venant des différents changements de repère nécessaires pour arriver à l'expression de $W(\theta)$. Leur calcul ne pose aucun problème (voir Annexe).
3. $R(lJl'J; sK)$: est un coefficient de Racah, dont l'origine est identique aux coefficients de Clebsh-Gordan (voir Annexe).

En résumé tous les paramètres décrits ci-dessus sont des coefficients constants, calculables analytiquement ou non. En fait la forme de la distribution angulaire dépend uniquement du terme $P_K(\cos\theta)$ et même plus précisément de l'ordre du polynôme de Legendre qui lui-même est relié au spin de l'état initial. Autrement dit, il s'agit ici de la preuve que la forme de la distribution angulaire donne une information sur le spin de l'état de départ. Il est maintenant nécessaire de faire la correspondance entre K et le spin J de cet état, c'est l'objet de la section suivante.

3.5.2 Application à l'expérience

Dans l'expérience de Louvain la Neuve, deux cas sont à distinguer : la décroissance par des protons et la décroissance par des alpha. La grande différence entre ces deux modes vient du fait que le spin de l'alpha est nul alors que celui du proton est un $\frac{1}{2}^+$. L'analyse de la distribution angulaire diffère alors complètement, c'est pourquoi ces deux cas sont traités séparément dans les deux sections suivantes.

l	J^π
0	$\frac{1}{2}^-$
1	$\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$
2	$\frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^-$
3	$\frac{5}{2}^+, \frac{7}{2}^+$
4	$\frac{7}{2}^-, \frac{9}{2}^-$
5	$\frac{9}{2}^+, \frac{11}{2}^+$

TABLE 3.2 – Table donnant les spin possibles en fonction des différentes valeurs de l emporté par l'alpha.

3.5.2.1 La décroissance par une particule de spin nul

Cette condition est remplie dans le cas de la décroissance par un alpha. Comme il a été montré dans la section 3.2, seul le fondamental de ^{15}O peut être peuplé par la décroissance alpha d'un état quelconque du $^{19}\text{Ne}^*$. Le spin de ce fondamental étant $\frac{1}{2}^-$, il est possible de calculer simplement le spin s de la voie de sortie :

$$s = J_{^{15}\text{O}}^\pi + J_\alpha^\pi = \frac{1}{2}^- + 0^+ = \frac{1}{2}^-$$

Une seule valeur de s est accessible, il en résulte que $Y(s) = 1$ et que la somme sur s dans l'équation 3.11 disparaît. Les conservations du moment cinétique et de la parité permettent d'écrire les deux relations suivantes¹ :

$$J = l + s \quad \text{et} \quad \pi_f = (-1)^l \pi_i$$

A partir de ces deux relations, il est évident que pour un moment l donné, l'état initial ne peut pas avoir n'importe quel spin : la table 3.2 donne les spin-parité J^π possibles pour chaque valeur de l . Comme le montre cette table, à une valeur de spin-parité J^π correspond une seule valeur de l . Cela implique une fois de plus une simplification de la relation 3.11 puisque les sommes sur l , l' et r disparaissent et $X^r(l') = 1$.

L'allure de la distribution angulaire est donnée par la valeur de K . Les différentes conditions sur K (Voir relation 3.13) permettent de faire la correspondance entre l'ordre du polynôme de Legendre et le spin du niveau, celle-ci est donnée dans la table 3.3. Il ressort de cette table qu'à chaque valeur de J correspond une valeur de K mais qu'il est impossible de distinguer les différentes parités. Cette observation est en accord avec une remarque écrite dans l'article de J.G Pronko *et al.* [65] qui stipule que dans le cas où

1. Rappel : J est le spin de l'état excité du ^{19}Ne

J^π	$2l$	$2J$	K
$\frac{1}{2}^+$	2	1	0
$\frac{1}{2}^-$	0	1	0
$\frac{3}{2}^+$	2	3	2
$\frac{3}{2}^-$	4	3	2
$\frac{5}{2}^+$	6	5	4
$\frac{5}{2}^-$	4	5	4
$\frac{7}{2}^+$	6	7	6
$\frac{7}{2}^-$	8	7	6

TABLE 3.3 – Table donnant la correspondance entre l'ordre du polynôme de Legendre et le spin de l'état. Les valeurs en gras correspondent au paramètre qui limite K .

$s = 0$ ou $s = \frac{1}{2}$ la dégénérescence des coefficients de Racah interdit la détermination de la parité de l'état initial. En conclusion, la forme de la distribution angulaire donne le spin de l'état mais pas sa parité.

Avec toutes ces simplifications, la relation décrivant l'allure des distributions angulaires pour les alpha s'écrit de la façon suivante :

$$W(\theta) = \sum_{mK} P(m) A(Jl \frac{1}{2} mK) P_K(\cos(\theta)) \quad (3.15)$$

Dans cette relation, les coefficients $A(Jl \frac{1}{2} mK)$ peuvent être calculés suivant la valeur de J . Les expressions des polynômes de Legendre sont données en Annexe. En fait seuls les $P(m)$ restent des paramètres libres. Voici maintenant toutes les relations en fonction du spin qui ont permis de "fiter" les distributions angulaires de cette expérience.

- Cas où $J = \frac{1}{2}$

Il s'agit d'un cas trivial puisque $K = 0$, donc $\frac{d\sigma}{d\Omega} = cst$ soit une distribution uniforme. Dans un tel cas, il est intéressant de remarquer qu'il est possible d'obtenir une distribution plate malgré un moment transféré l non nul.

- Cas où $J = \frac{3}{2}$

Pour un tel spin, la section efficace différentielle s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\frac{3}{2}} = N(a_0 + a_1 \cos^2(\theta_{CM})) \quad (3.16)$$

avec,

$$a_0 = -1 + \frac{1}{2}p_1 - \frac{1}{2}p_3$$

$$a_1 = -\frac{3}{2}p_1 + \frac{3}{2}p_3$$

Les variables p_1 et p_3 correspondent respectivement à $P(-\frac{1}{2}) + P(\frac{1}{2})$ et $P(-\frac{3}{2}) + P(\frac{3}{2})$. Ces probabilités, impossibles à calculer par avance, sont des paramètres libres du fit. Or comme $p_1 + p_3 = 1$, la distribution angulaire est fitée par une fonction qui ne possède que 2 paramètres libres : N et p_3 . Pour le fit, il est préférable de remplacer p_1 par $1 - p_3$ car p_3 est plus petit que p_1 . De plus p_3 doit être nécessairement compris entre 0 et 1. Grâce à toutes ces relations, les contraintes sur le fit sont très fortes. Enfin, il est intéressant de noter qu'en plus de donner le spin du niveau, le fit permet également dans ce cas de déterminer le peuplement des sous-états magnétiques.

- Cas où $J = \frac{5}{2}$

Pour un tel spin, la section efficace différentielle s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\frac{5}{2}} = N(a_0 + a_1 \cos^2(\theta_{CM}) + a_2 \cos^4(\theta_{CM})) \quad (3.17)$$

avec,

$$a_0 = 1 - \frac{1}{4}p_1 - \frac{5}{8}p_3 + \frac{7}{8}p_5$$

$$a_1 = -\frac{3}{2}p_1 + \frac{21}{4}p_3 - \frac{15}{4}p_5$$

$$a_2 = \frac{15}{4}p_1 - \frac{45}{8}p_3 + \frac{15}{4}p_5$$

Dans ces dernières relations, p_1 , p_3 et p_5 représentent respectivement $P(-\frac{1}{2}) + P(\frac{1}{2})$, $P(-\frac{3}{2}) + P(\frac{3}{2})$ et $P(-\frac{5}{2}) + P(\frac{5}{2})$. Comme dans le cas précédent, la somme des probabilités doit être égale à 1 donc : $p_1 + p_3 + p_5 = 1$. Une fois de plus, p_1 est remplacé par $1 - p_3 - p_5$.

- Cas où $J = \frac{7}{2}$

Pour un tel spin, la section efficace différentielle s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\frac{7}{2}} = N(a_0 + a_1 \cos^2(\theta_{CM}) + a_2 \cos^4(\theta_{CM}) + a_3 \cos^6(\theta_{CM})) \quad (3.18)$$

avec,

$$\begin{aligned} a_0 &= 1 - 0.4375p_1 - 0.0625p_3 - 0.6875p_5 + 1.1875p_7 \\ a_1 &= 2.8125p_1 - 6.5625p_3 + 10.3125p_5 - 6.5625p_7 \\ a_2 &= -10.3125p_1 + 25.3125p_3 - 21.5625p_5 + 6.5625p_7 \\ a_3 &= 10.9375p_1 - 19.6875p_3 + 10.9375p_5 - 2.1875p_7 \end{aligned}$$

Les paramètres p_1, p_3, p_5 et p_7 correspondent à $P(-\frac{1}{2}) + P(\frac{1}{2})$, $P(-\frac{3}{2}) + P(\frac{3}{2})$, $P(-\frac{5}{2}) + P(\frac{5}{2})$ et $P(-\frac{7}{2}) + P(\frac{7}{2})$. p_1 est toujours remplacé par $1 - p_3 - p_5 - p_7$ et tous les p_i doivent être compris entre 0 et 1.

3.5.2.2 La décroissance par une particule de spin non nul

Dans notre expérience, ce cas est valable pour la décroissance d'un niveau par émission d'un proton. Le principe général développé pour les alpha reste le même, mais du fait que $J_p^\pi = \frac{1}{2}^+$, la relation 3.11 se simplifie beaucoup moins. La première étape est de déterminer le spin du canal de sortie :

$$s = J_{18F}^\pi + J_p^\pi = 1^+ + \frac{1}{2}^+ = \frac{1}{2}^+ , \frac{3}{2}^+$$

Deux valeurs de s sont possibles, donc les $Y(s)$ et la somme sur s ne se simplifient pas. On a ainsi respectivement une probabilité $Y(\frac{1}{2})$ et $Y(\frac{3}{2})$ de peupler le spin $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$ dans l'état final sachant tout de même que $Y(\frac{1}{2}) + Y(\frac{3}{2}) = 1$. Avec les mêmes relations de conservation du moment cinétique et de la parité, on peut calculer pour un l donné les différents spin-parité J^π de l'état initial accessible. Les résultats sont donnés dans la table 3.4.

Cette table montre que pour un spin donné, plusieurs l peuvent être emportés par le proton. Par exemple, pour $J^\pi = \frac{3}{2}^+$, le proton peut avoir un moment orbital $l = 0$ ou 2. Le terme $X^r(l')$ ne se simplifie pas non plus. La correspondance entre K et les spins de l'état initial est déterminée de la même façon que pour les alpha, avec simplement comme différence que l'un des facteurs limitants n'est plus $2l$ mais $l + l'$. Le résultat est donné

l	J^π
0	$\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}$
1	$\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}, \frac{5^-}{2}$
2	$\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}, \frac{7^+}{2}$
3	$\frac{1^-}{2}, \frac{5^-}{2}, \frac{7^-}{2}, \frac{9^-}{2}$
4	$\frac{5^+}{2}, \frac{7^+}{2}, \frac{9^+}{2}, \frac{11^+}{2}$
5	$\frac{7^-}{2}, \frac{9^-}{2}, \frac{11^-}{2}, \frac{13^-}{2}$

TABLE 3.4 – Table donnant les spin possibles en fonction des différentes valeurs de l emporté par le proton.

J^π	$l + l'$	$2J$	K
$\frac{1^+}{2}$	2	1	0
$\frac{1^-}{2}$	1	1	0
$\frac{3^+}{2}$	2	3	2
$\frac{3^-}{2}$	4	3	2
$\frac{5^+}{2}$	6	5	4
$\frac{5^-}{2}$	4	5	4
$\frac{7^+}{2}$	6	7	6
$\frac{7^-}{2}$	8	7	6

TABLE 3.5 – Table donnant la correspondance entre l'ordre du polynôme de Legendre et le spin de l'état. Les valeurs en gras correspondent au paramètre qui limite K .

dans la table 3.5. On remarque, comme dans le cas des alpha, que l'ordre du polynôme de Legendre et donc la forme de la distribution angulaire est insensible à la parité de l'état. Une autre conséquence importante (voir Chapitre 4) est qu'il est possible d'avoir un moment cinétique l nul sans pour autant que la distribution angulaire soit plate. Au final, la relation 3.11 ne se simplifie que très peu dans le cas de la décroissance par un proton :

$$W(\theta) = \sum_{mll'sKr} P(m)A(Jll'smK)(2 - \delta_{ll'})X^r(l')Y(s)P_K(\cos(\theta)) \quad (3.19)$$

A partir de cette relation, on calcule les expressions exactes servant au fit des distributions angulaires pour les spin $J = \frac{3}{2}$ et $J = \frac{5}{2}$:

- Cas où $J = \frac{3}{2}$

Pour un tel spin, la section efficace différentielle s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\frac{3}{2}} = N(a_0 + 3(1 - a_0)\cos^2(\theta_{CM})) \quad (3.20)$$

avec,

$$a_0 = 1 - \frac{1}{2}(p_1 - p_3) \left(Y\left(\frac{1}{2}\right) - 2Y\left(\frac{3}{2}\right) \sum_r X^r(02) \right)$$

Comme précédemment, la même notation pour les probabilités de peuplement des sous-états magnétiques est utilisée ici, à savoir : $p_1 = P\left(\frac{1}{2}\right) + P\left(-\frac{1}{2}\right)$ et $p_3 = P\left(\frac{3}{2}\right) + P\left(-\frac{3}{2}\right)$. La distribution angulaire d'un proton pour un spin $J = \frac{3}{2}$ peut être fitée avec seulement deux paramètres libres, N et a_0 . Cependant, il est difficile d'extraire une information physique de la valeur de a_0 car elle dépend de bien trop de variables : $Y(s)$, $P(m)$ et $X(02)$. De plus, ces dernières interviennent dans l'expression de a_0 sous la forme de multiplication, complexifiant encore un peu plus la tâche.

- Cas où $J = \frac{5}{2}$

Pour un tel spin, la section efficace différentielle s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\frac{5}{2}} = N[8a_0 - 4a_1 + 3a_2 + 4(3a_1 - 5a_2)\cos^2(\theta_{CM}) + 35a_2\cos^4(\theta_{CM})] \quad (3.21)$$

avec,

$$\begin{aligned} a_0 &= 1 + Y\left(\frac{3}{2}\right) \\ a_1 &= \frac{1}{7}(4p_1 + p_3 - 5p_5) \left[2Y\left(\frac{1}{2}\right) + \frac{1}{7}Y\left(\frac{3}{2}\right) \left\{ \frac{35}{2} - 3\sqrt{6} \sum_r X^r(24) \right\} \right] \\ a_2 &= \frac{3}{7}(2p_1 - 3p_3 + p_5) \left[Y\left(\frac{1}{2}\right) + \frac{1}{14}Y\left(\frac{3}{2}\right) \left\{ 47 - 5\sqrt{6} \sum_r X^r(24) \right\} \right] \end{aligned}$$

où $p_1 = P\left(-\frac{1}{2}\right) + P\left(\frac{1}{2}\right)$, $p_3 = P\left(-\frac{3}{2}\right) + P\left(\frac{3}{2}\right)$ et $p_5 = P\left(-\frac{5}{2}\right) + P\left(\frac{5}{2}\right)$. L'expression de l'allure de la distribution angulaire pour $J = \frac{5}{2}$ est encore plus compliquée. Il est évidemment impossible, une fois de plus, d'avoir accès aux valeurs des $Y(s)$, $P(m)$ et $X(24)$. En pratique, le fit de telles distributions ne compte que 3 paramètres libres : $A_1 = N(8a_0 - 4a_1 + 3a_2)$, $A_2 = 4N(3a_1 - 5a_2)$ et $A_3 = 35Na_2$.

Le cas $J = \frac{1}{2}$ n'est pas détaillé ici car l'allure de la distribution est uniforme comme

dans le cas de la décroissance d'une particule de spin entier.

En conclusion, l'allure des distributions angulaires des alpha et des protons permet de déterminer le spin de l'état et pas sa parité. De plus, dans le cas des alpha, les populations des sous-états magnétiques peuvent être déterminées, ce qui n'est pas évident dans le cas des protons.

3.6 Extraction des données

Les fondements de l'interprétation des distributions angulaires pour les alpha et les protons ayant été posés dans la section précédente, il est maintenant possible d'exposer la méthode qui a été utilisée dans cette expérience pour obtenir les résultats présentés dans le chapitre 4. Cette section va se découper en deux parties, une qui aborde la façon dont les spectres en énergie d'excitation ont été obtenus et une autre qui explique la méthode d'extraction des distributions angulaires pour chacun des niveaux observés.

3.6.1 Identification et sélection des particules

Le spectre en énergie d'excitation du $^{19}\text{Ne}^*$ est obtenu grâce à la mesure d'énergie des protons de diffusion inélastique dans le télescope à 0° . Cependant, à cause de nombreuses sources de bruit, détaillées plus bas, il est nécessaire d'avoir recours à plusieurs conditions qui permettent de purifier le spectre. Les différentes étapes de purification jusqu'à l'obtention du spectre final sont décrites dans cette partie.

3.6.1.1 Dans le télescope à 0°

Avant toute autre chose, il est nécessaire d'identifier les particules détectées dans le télescope à 0° . Pour cela, on trace naturellement une matrice $\Delta E/E$ représentée sur la figure 3.17. Sur cette matrice, on isole très bien les différents isotopes de l'Hydrogène (protons, deutons et tritons), les isotopes de l'Hélium (^3He et alpha) et enfin les isotopes du Lithium (^6Li et ^7Li). Comme dans l'expérience réalisée à Orsay, beaucoup de ces particules viennent de réactions entre le faisceau et le beam-catcher en aluminium. En fait, l'intégralité des deutons, tritons, ^3He , ^6Li et ^7Li a pour origine cette source. Pour preuve, la figure 3.18 montre le spectre en énergie des deutons à 0° . Ce spectre est un continuum ne présentant aucun pic. On retrouve le même genre de spectre pour toutes les autres particules sus-citées. Par conséquent aucune réaction de transfert style (p,d), (p,t)...

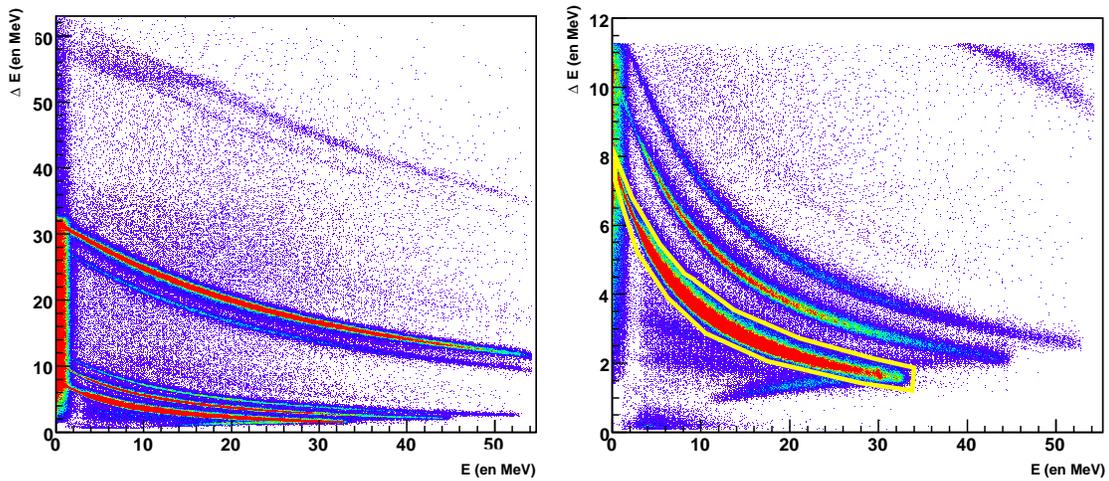


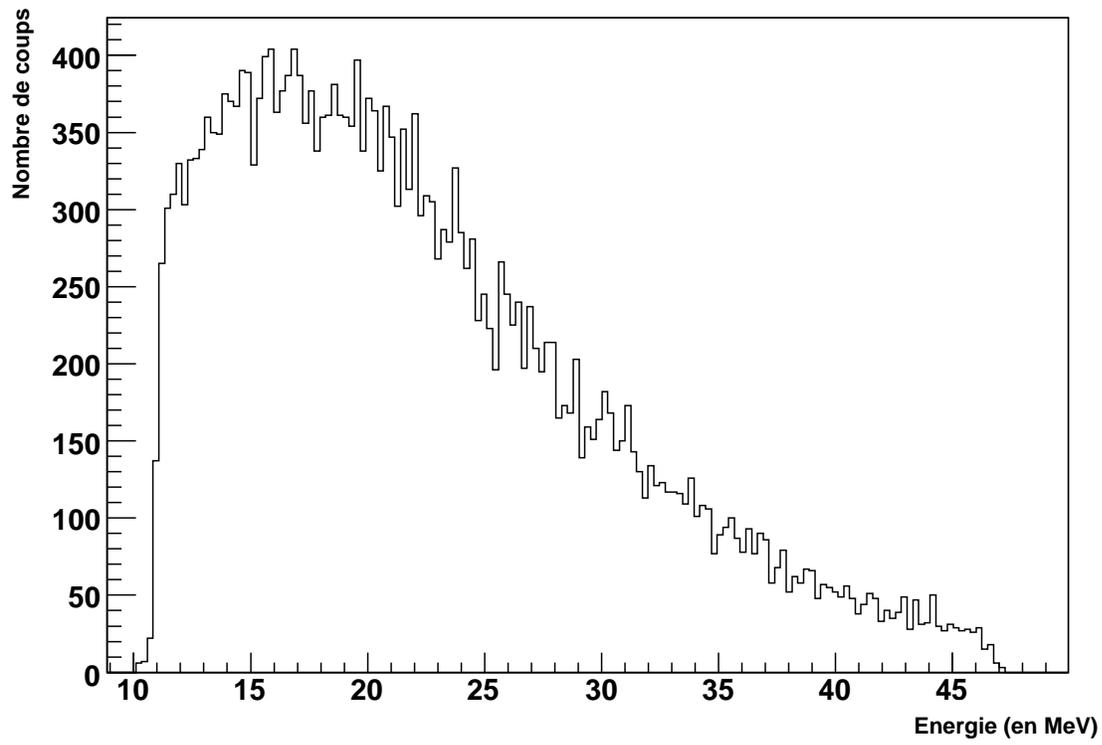
FIGURE 3.17 – Matrices d'identification $\Delta E/E$ pour le télescope à 0° . A gauche la gamme du ΔE est plus importante ce qui permet d'avoir accès à une énergie plus élevée. A droite, la gamme est plus resserrée ce qui permet de mieux sélectionner les isotopes de l'Hydrogène. En jaune, le contour graphique pour les protons.

n'est observée dans cette expérience. La cause est simple : elles sont énergétiquement inaccessibles. Par exemple le Q de réaction de la réaction (p,d) est de -9.40 MeV.

Les cas des alpha et des protons sont un peu plus complexes. En effet, leurs origines ont deux contributions :

1. une grande partie provient des réactions entre le faisceau et le beam-catcher créant un fond continu plus important à basse énergie.
2. une petite partie vient de la désexcitation des états du $^{19}\text{Ne}^*$ au-dessus du seuil alpha peuplés suite à une réaction de diffusion inélastique, c'est à dire $H(^{19}\text{Ne}, p)^{19}\text{Ne}^*(\alpha)^{15}\text{O}$. Deux configurations sont alors possibles : Soit on détecte l'alpha de décroissance à 0° et dans ce cas le proton de diffusion peut être observé dans CD-PAD ou il est perdu, soit le contraire, c'est à dire le proton de diffusion est observé dans le télescope et l'alpha dans CD-PAD. C'est cette dernière configuration qui est la plus intéressante, et donc celle étudiée dans ce travail, car c'est la seule qui permette de déterminer le spin de l'état.

A partir de maintenant, on ne s'intéresse donc qu'aux événements ayant un proton détecté dans le télescope à 0° . Le contour graphique sur la matrice $\Delta E/E$, représenté sur la figure 3.17, permet de sélectionner uniquement ces événements et ainsi de construire leur spectre en énergie totale à 0° illustré sur la figure 3.19. Des pics venant de différents états excités en plus du fondamental s'ajoutent au bruit de fond important. Le pic le plus

FIGURE 3.18 – *Energie totale des deutons à 0° en MeV.*

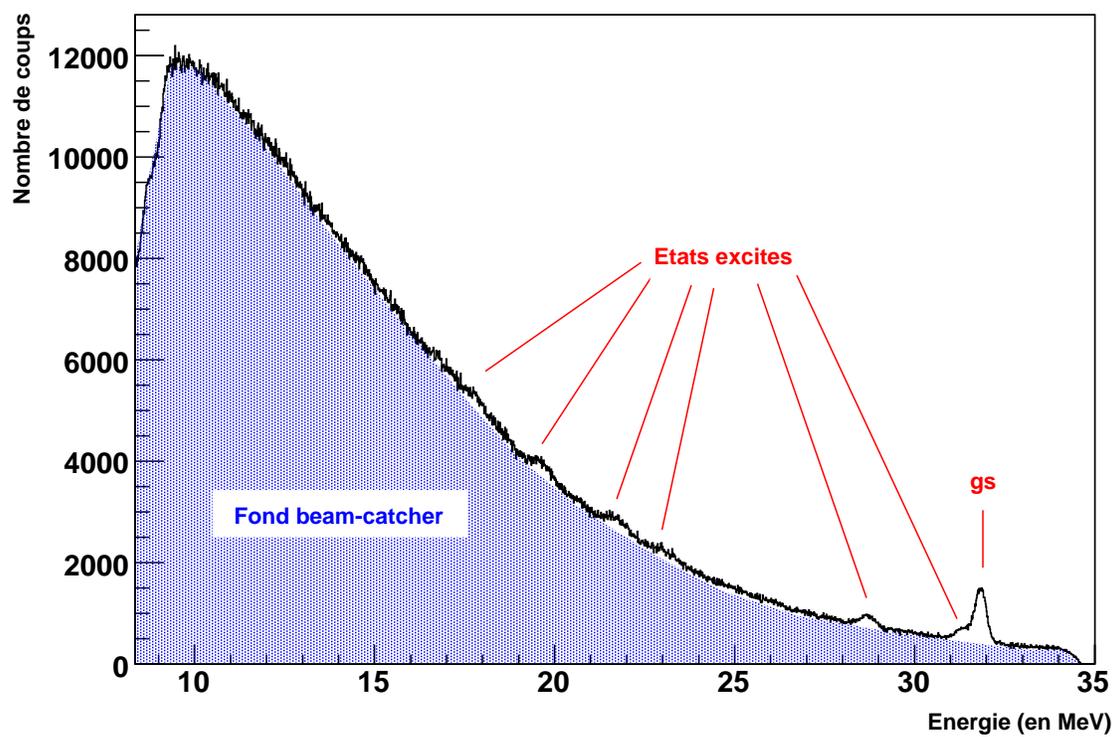


FIGURE 3.19 – *Energie totale des protons à 0° sans aucune condition.*

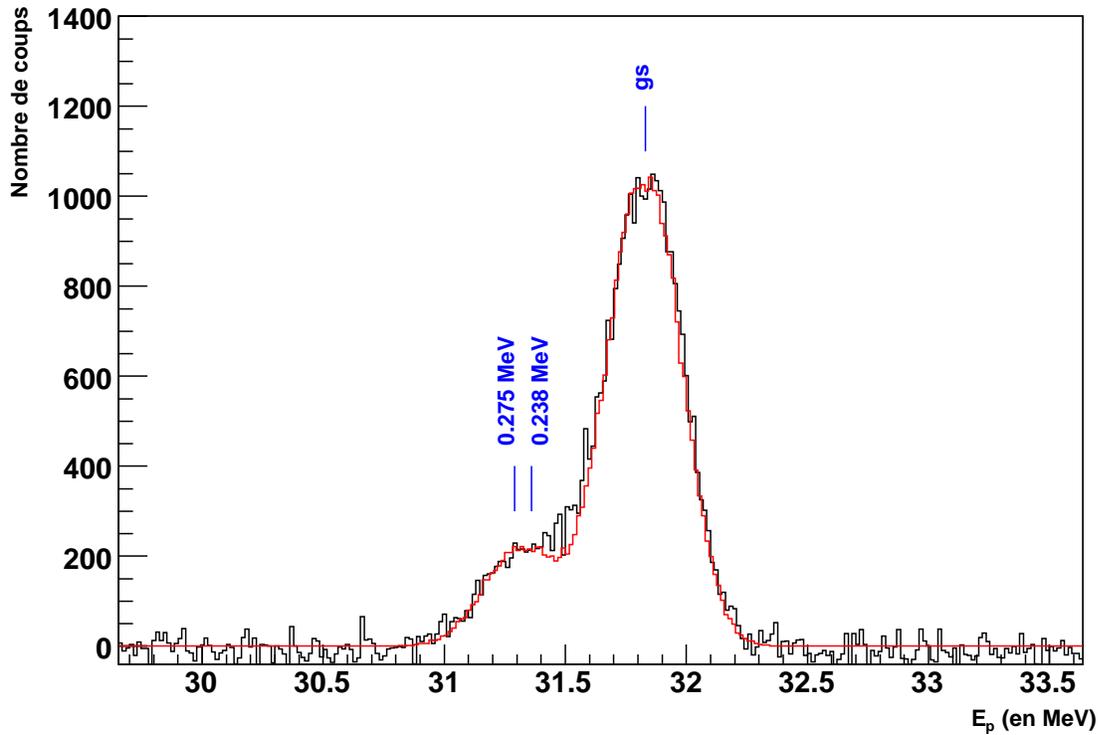


FIGURE 3.20 – *Energie totale des protons autour du fondamental. En noir les données expérimentales et en rouge la simulation.*

intense à haute énergie proton correspond au pic de la diffusion élastique. Comme dans le cas de l'expérience réalisée à Orsay (voir Chap 2), il est utilisé pour faire une recalibration du télescope à 0° .

Grâce à cette nouvelle calibration, il est possible de comparer nos données expérimentales avec un programme de simulation construit sur le même principe que celui utilisé pour l'expérience sur le ^{19}F . Le cas du pic du fondamental est à nouveau repris (voir Fig. 3.20) car il est isolé et possède un bon rapport signal sur bruit. Pour s'affranchir du bruit de fond, les données ont été divisées par un fond exponentiel. La simulation, superposée en rouge sur la figure 3.20, est en parfait accord avec les données expérimentales. La résolution totale du pic de l'élastique est de $\sigma_{tot} = 150.1 \text{ keV}$. Elle est parfaitement reproduite quand on tient compte de toutes les contributions décrites précédemment en détail, à savoir :

1. Le lieu de réaction dans la cible, qui compte pour 72.3 % de la résolution totale (section 3.3.2).
2. Le straggling en énergie des protons dans le beam-catcher qui représente 15.3 % de la résolution totale (section 3.4.2).

3. La résolution intrinsèque du détecteur qui compte pour 6.3 % de la résolution totale (section 3.4.3.1).
4. L'ouverture angulaire du télescope à 0° qui contribue à 6.1 % de la résolution totale (section 3.4.3.1).

Il est intéressant de noter que les pics sur le spectre à 0° ne sont pas tout à fait des gaussiennes, mais sont le résultat d'une convolution entre une fonction porte qui vient du lieu de réaction dans la cible et d'une gaussienne dont la largeur tient compte de tous les autres paramètres dégradant la résolution. Cependant, pour la suite de l'analyse, le fit est fait par des gaussiennes, qui constituent une très bonne approximation, avec un sigma fixe de 150 keV. Ce sigma est la résolution expérimentale car il correspond au sigma du pic de l'élastique qui possède une largeur intrinsèque nulle.

Le ^{19}Ne possède deux états excités positionnés à 0.238 MeV et à 0.275 MeV qui ne peuvent pas être résolus dans notre expérience mais qui sont mis en évidence par un épaulement du pic de l'élastique. En jouant simplement sur la population de ces derniers, qui ne peut être prédite, la simulation les reproduit également très bien. Cependant la simulation n'explique pas les quelques événements supplémentaires à 31.5 MeV. Il s'agit peut-être d'une fluctuation statistique car un nouvel état, non encore observé [62], à cette énergie est très peu probable.

Au final, cet excellent accord entre la simulation et l'expérience valide d'une part la qualité de la calibration en énergie du télescope et d'autre part la bonne compréhension de la résolution expérimentale qui va servir de base au fit des données.

3.6.1.2 Dans le télescope CD-PAD

On va s'intéresser maintenant aux particules détectées dans CD-PAD. L'identification des particules se fait de la même façon que pour le télescope à 0° , c'est à dire en traçant un spectre ΔE en fonction de E (voir Figure 3.21). En réalité, vu la géométrie du détecteur, ce sont 4 matrices $\Delta E/E$ qui sont tracées : une pour chaque secteur. L'énergie résiduelle est celle détectée par PAD et la perte d'énergie est donnée par les pistes θ de CD. Puisque le déclenchement de l'acquisition était fait par le télescope à 0° , le spectre de la figure 3.21 montre directement les coïncidences entre un événement quelconque à 0° et un événement dans CD-PAD.

Seules deux sortes de particules sont détectées dans CD-PAD : des protons et des alpha. Ils s'agit là d'une preuve supplémentaire que tous les autres isotopes détectés dans le télescope à 0° ne sont produits qu'après CD-PAD, donc dans le beam-catcher. L'interaction entre le faisceau et le carbone présent dans la cible ne génère par conséquent

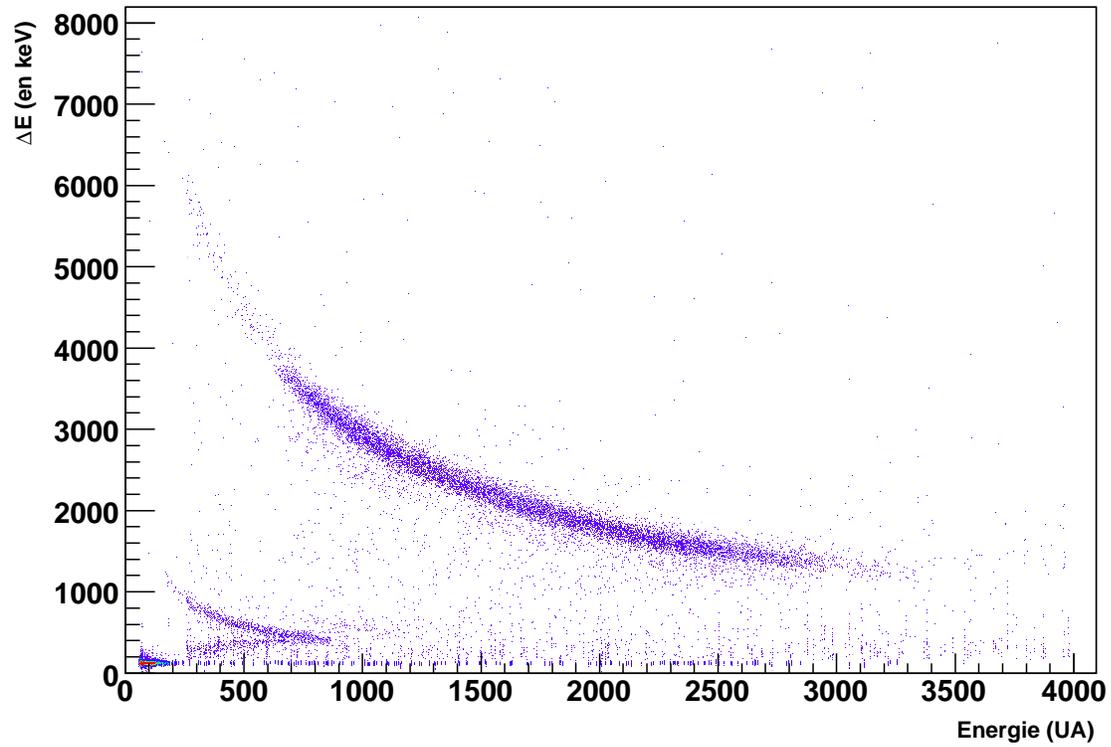


FIGURE 3.21 – Perte d'énergie mesurée par les pistes θ de CD en fonction de l'énergie mesurée dans un secteur de PAD.

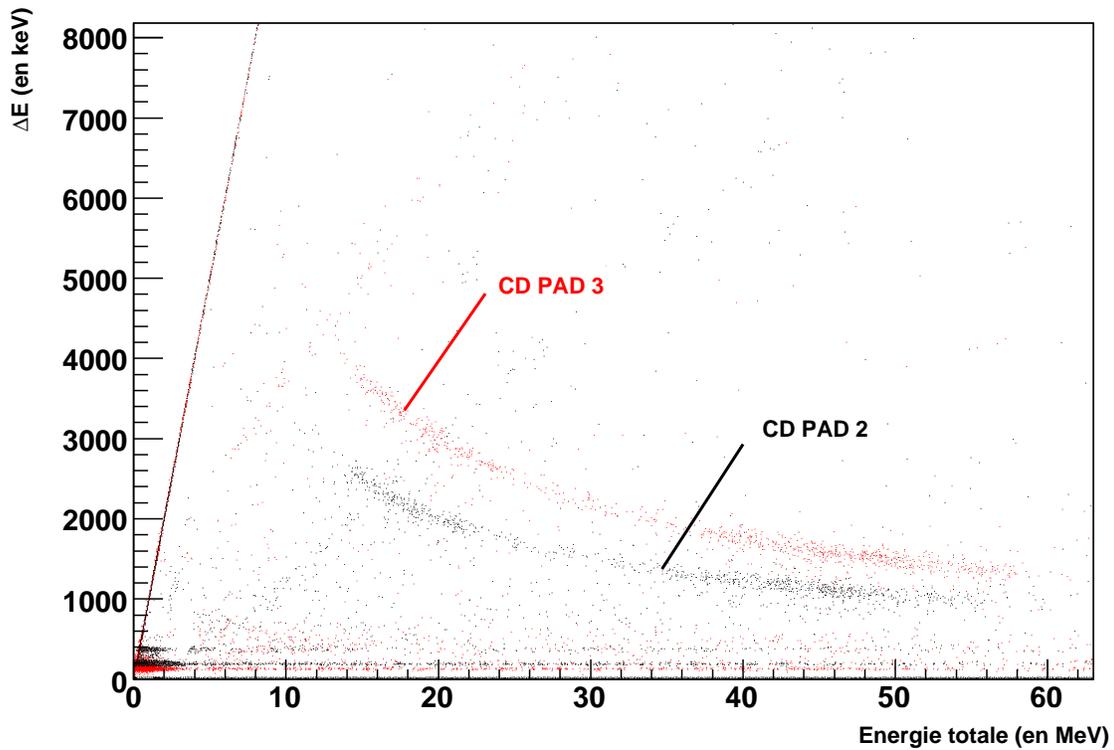


FIGURE 3.22 – Superposition des matrices $\Delta E/E$ pour la piste θ de CD-PAD 2 (en noir) et de CD-PAD 3 (en rouge) la plus proche du faisceau. La différence entre les deux met en évidence la différence d'épaisseur entre les CD

aucun bruit de fond.

L'origine des alpha est multiple :

1. une grande majorité vient de la décroissance des états du ^{19}Ne au-dessus du seuil alpha, ce sont évidemment ces événements qui nous intéressent.
2. une partie provient de la chaîne de réactions $^{19}\text{Ne}(p, \alpha)^{16}\text{F}^*(p)^{15}\text{O}$ (voir section 3.2) qui risque de contaminer le premier canal.
3. Enfin, quelques événements de coïncidence fortuite, ne sont pas à exclure.

Quant aux protons, ils sont produits par :

1. la décroissance proton des états du ^{19}Ne positionnés au-dessus du seuil proton
2. la diffusion inélastique à de plus grands angles et dont l'alpha ou le proton de décroissance est détecté à 0° .
3. des coïncidences fortuites.

Avant de passer à l'étude des coïncidences proton-alpha et proton-proton, il est intéressant de noter que l'épaisseur des CD peut être mesurée grâce à la perte d'énergie des

alpha dans ce détecteur. Des différences notables entre les CD 1 et 3, et les CD 2 et 4 sont observables (voir Figure 3.22). En effet, dans le cas des CD 2 et 4, l'épaisseur mesurée expérimentale est de $31\ \mu\text{m}$, ce qui est bien en accord avec l'épaisseur prévue, alors que pour CD 1 et 5, la mesure donne une épaisseur de $51\ \mu\text{m}$. Cependant, cela n'engendre aucune conséquence à notre expérience, simplement les coupures graphiques doivent être différentes suivant le secteur de CD-PAD considéré.

3.6.2 Coïncidences

L'objectif de cette expérience étant d'étudier les états du ^{19}Ne au-dessus du seuil alpha ou proton, l'étude des coïncidences entre les deux détecteurs utilisés dans cette expérience est primordiale. Suivant les largeurs partielles des différents états, ils peuvent soit décroître par émission d'un alpha soit par émission d'un proton, soit même par les deux à la fois. On cherche donc des coïncidences entre un proton à 0° et un alpha ou un proton dans CD-PAD. Ces deux types de coïncidences sont traités séparément dans les sections suivantes.

3.6.2.1 Les coïncidences proton-alpha

Les événements dans lesquels un proton est détecté à 0° sont maintenant conditionnés par un alpha détecté dans l'un des secteurs de CD-PAD. Le spectre de la figure 3.23 montre l'énergie totale pour ces événements. Pour construire ce spectre, la condition supplémentaire $E_\theta = E_\phi$ est prise (Fig. 3.13), elle permet de limiter un peu plus le bruit de fond. La conséquence de ces sélections est d'une part que seuls les états émetteurs alpha sont observables et d'autre part que le bruit de fond est grandement diminué. Cependant, ce dernier reste encore bien présent, c'est pourquoi pour obtenir un spectre plus exploitable d'autres conditions plus strictes sont prises (voir section 3.6.3). Malgré tout, la sélection des alpha est efficace car de nombreux états sont visibles au-dessus du seuil alpha, représenté sur la figure 3.23, alors que tous ceux en-dessous, comme le pic de l'élastique, ont totalement disparu. Des pics larges apparaissent également au-dessus du seuil proton, hélas ils ne viennent pas de la désexcitation du ^{19}Ne .

3.6.2.2 Les coïncidences proton-proton

La méthode et les conditions utilisées pour les coïncidences alpha-proton sont réutilisées pour chercher les coïncidences entre un proton à 0° et un proton dans CD-PAD. Le spectre ainsi obtenu est donné sur la figure 3.24. Le nombre de coïncidences est inférieur à celui avec les alpha puisque la probabilité de peupler des états à plus haute énergie

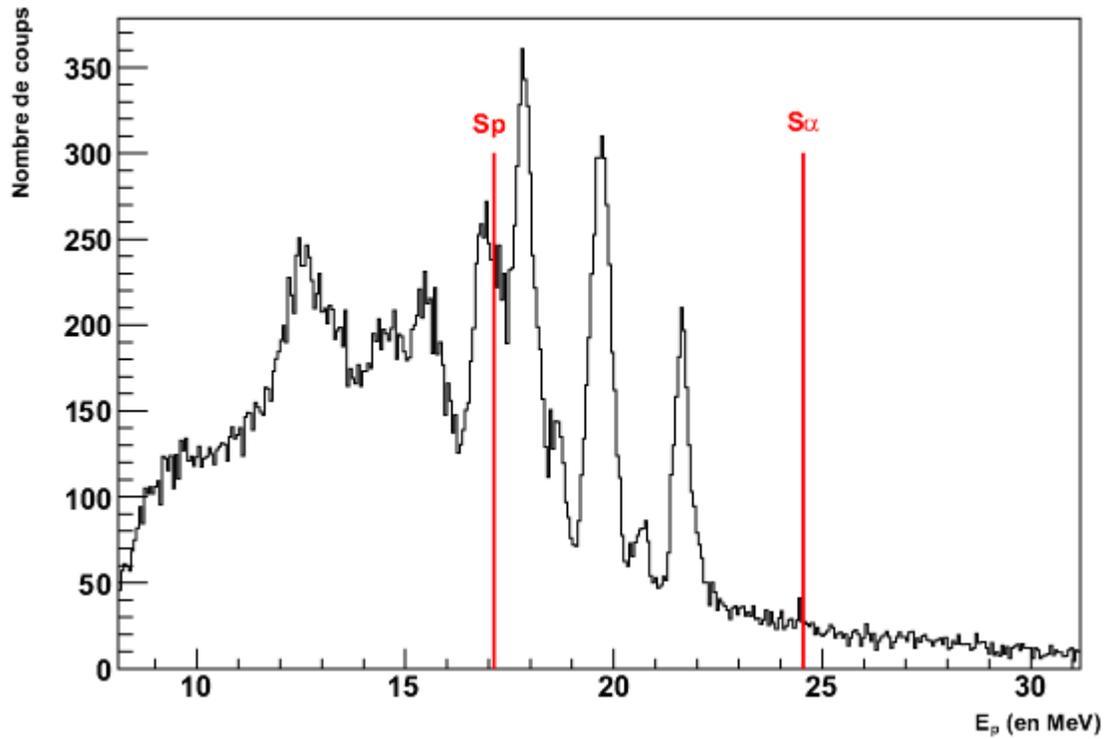


FIGURE 3.23 – Energie totale des protons à 0° avec un alpha dans CD-PAD en coïncidence. Les seuils d'émission alpha et proton sont également représentés.

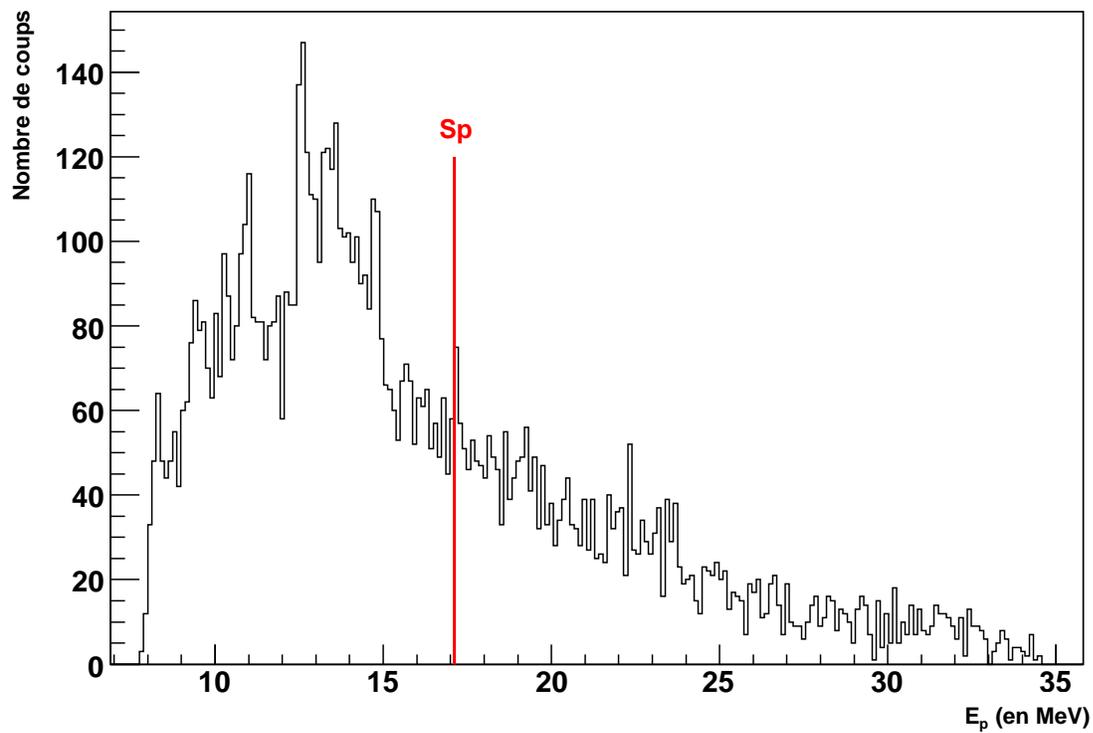


FIGURE 3.24 – Energie totale des protons à 0° avec un proton dans CD-PAD en coïncidence. Le proton est également représenté.

d'excitation est plus faible. De plus le fond est plus important car la sélection des protons dans CD-PAD est beaucoup plus difficile que celle des alpha due au faible signal déposé dans CD. Quoi qu'il en soit des états apparaissent nettement même si ce spectre doit être encore nettoyé. C'est d'ailleurs l'objet de la section suivante.

3.6.3 Purification des données

Les spectres présentés dans la section précédente sont déjà moins bruités que le spectre brut. Cependant, c'est loin d'être suffisant pour faire une analyse précise des états. Pour rendre les spectres plus lisibles, on pourrait les diviser par une fonction exponentielle comme dans le cas du fondamental et des premiers états excités, hélas cette méthode est inefficace pour les pics apparus grâce aux coïncidences à cause d'un rapport signal sur bruit beaucoup plus faible. Pour ces derniers, il s'avère donc nécessaire d'imposer des conditions supplémentaires. Trois nouvelles conditions en plus des coïncidences et de $E_\theta = E_\phi$ sont ajoutées : la multiplicité et la cinématique des événements et enfin la coupure des événements venant du ^{16}F . Chacune est explicitée en détail dans les paragraphes suivants.

3.6.3.1 Multiplicité

La multiplicité d'un événement désigne souvent le nombre de particules détectées dans cet événement. Pour exemple dans notre expérience un événement avec un alpha en coïncidence avec un proton aurait une multiplicité de 2. Cependant, la multiplicité qui est utilisée ici pour faire notre sélection est un peu différente. En effet, le signal temps de chacune des voies électroniques est codé par un TDC (Time to Digital Converter). A partir de là, un paramètre, appelé multiplicité TDC, est calculé pour chaque événement : sa valeur correspond simplement au nombre de voies TDC dans lesquelles un signal a été reçu. Dans ce cas, en reprenant le même exemple qu'avant, un alpha en coïncidence avec un proton a une multiplicité de 4 : un signal temps pour le ΔE , un pour la piste θ de CD, un pour la piste ϕ de CD et un pour PAD. Il faut noter d'une part que le E à 0° ne compte pas car le signal temps ne fonctionnait pas et d'autre part qu'une voie de CD était très bruitée déclenchant quasiment à chaque événement.

La sélection est faite grâce au spectre de la figure 3.25 qui représente cette multiplicité TDC en fonction de l'énergie totale des protons à 0° . Ce spectre permet de bien différencier les événements d'intérêt de ceux du bruit de fond. L'interprétation des différentes multiplicités est la suivante :

1. **multiplicité = 1** : Dans ce cas, seul le ΔE du télescope est touché car c'est ce

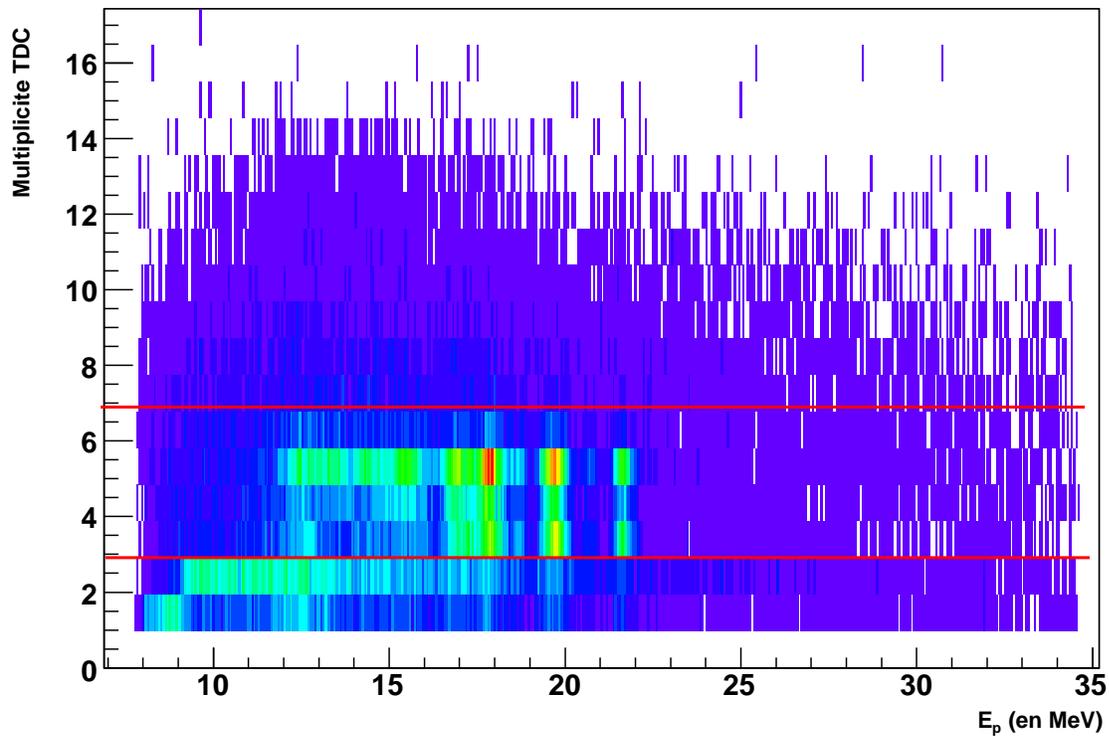


FIGURE 3.25 – *Multiplicité sur les TDC en fonction de l'énergie des protons à 0° en coïncidence avec un alpha dans CD-PAD. Les deux lignes horizontales rouges représentent la sélection sur la multiplicité*

détecteur qui déclenchait l'acquisition. Malgré la sélection d'alpha dans CD-PAD, aucun autre détecteur donne un signal temps. Ces événements ne sont donc que du bruit.

2. **multiplicité = 2** : Le ΔE et une des pistes de CD sont touchés, il s'agit là soit d'un événement qui s'arrête dans le premier étage de CD et qui ne donne pas de signal sur l'autre face soit, et c'est plus probable, une particule détectée à 0° et un bruit sur la piste bruitée de CD. Dans les deux cas nous ne sommes pas en présence d'événements intéressants.
3. **multiplicité = 3** : En plus du ΔE , une face d'une piste et un PAD sont touchés ou bien les deux faces de CD et pas PAD. La première configuration peut donner des événements intéressants.
4. **multiplicité = 4** : Il s'agit de la multiplicité théorique. Tous ces événements sont donc intéressants.
5. **multiplicité = 5** : Elle est la plus répandue pour les événements d'intérêt car en plus des voies normales, une piste de plus déclenche dans le bruit.
6. **multiplicité = 6** : Comme auparavant avec deux pistes qui déclenchent dans le bruit.
7. **multiplicité > 6** : Le nombre d'événements ayant ce genre de multiplicité diminue et cela correspond soit à de nombreuses multidétections soit à du bruit très important sur toutes les voies de CD-PAD.

Pour éliminer le maximum de bruit de fond sans pour autant perdre trop d'événements les multiplicités retenues sont comprises entre 3 et 6 inclus. Cette coupure en multiplicité TDC est représentée par les lignes rouges sur la figure 3.25. Le spectre en énergie des protons avec des coïncidences alpha, conditionné en plus par cette sélection, est représenté sur la Figure 3.26. Le gain en rapport signal sur bruit est assez spectaculaire. En effet si on compare ce spectre à celui de la figure 3.23 on se rend compte que le bruit de fond a baissé d'un facteur 5 alors que les pics, eux n'ont perdu aucun événement. Exactement les mêmes conditions sont appliquées au spectre pour les coïncidences proton-proton (voir figure 3.26). La diminution du bruit de fond est tout aussi importante.

3.6.3.2 Contamination par le ^{16}F

Un certain nombre d'événements dans le spectre 3.26 viennent du canal de réaction $^{19}Ne(^1H, \alpha)^{16}F^*(p)^{15}O$. Leur identification est très facile étant donné que pour ce canal l'énergie du proton et l'énergie de l'alpha sont corrélées contrairement au cas de la désexcitation des états du ^{19}Ne . La figure 3.27 représente justement l'énergie de l'alpha dans

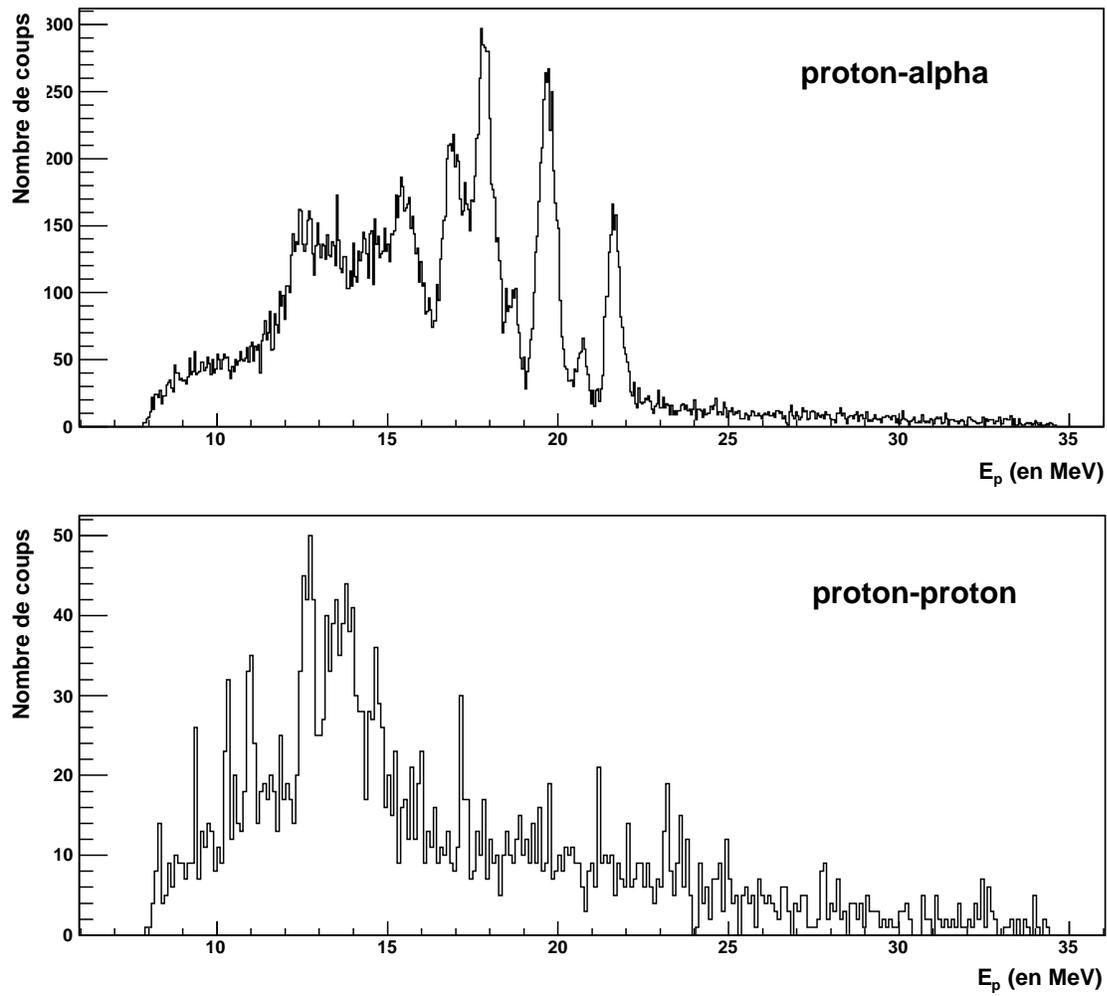


FIGURE 3.26 – *Energie totale des protons à 0° en coïncidence avec des alpha (en haut) et avec des protons (en bas) avec les conditions sur la multiplicité des TDC*

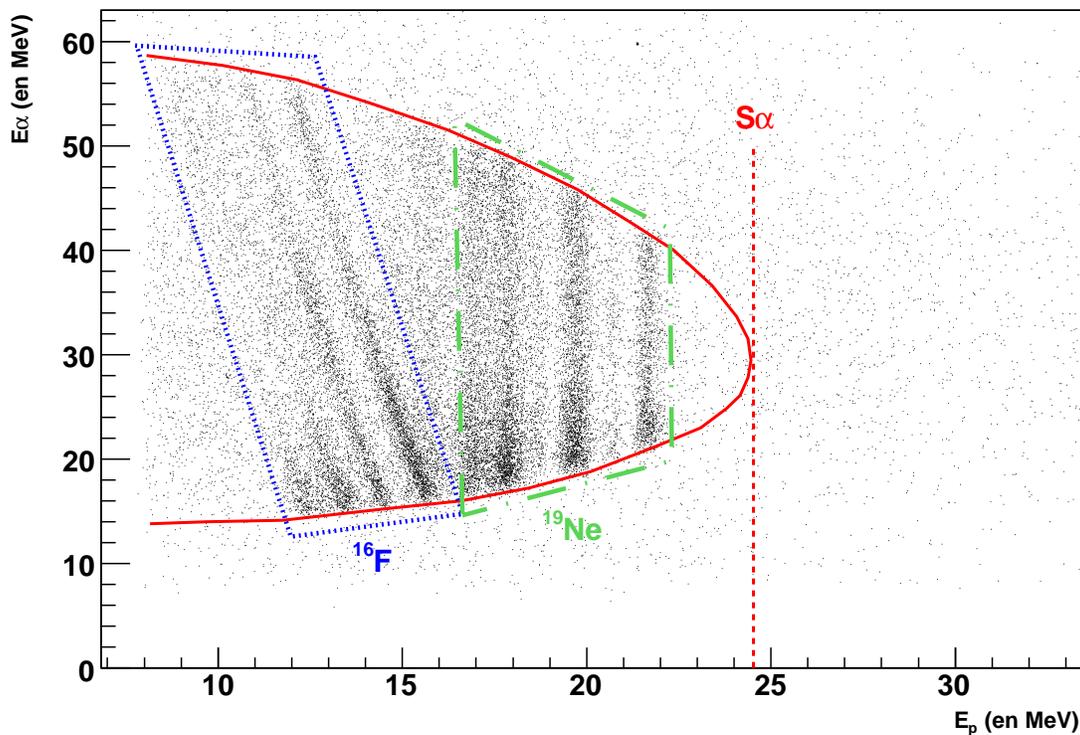


FIGURE 3.27 – *Energie totale des alpha mesurée dans CD-PAD en fonction de l'énergie totale des protons à 0° . En trait plein rouge, la limite cinématique de la réaction $H(^{19}\text{Ne}, p)^{19}\text{Ne}^*(\alpha)^{15}\text{O}$ issue de la simulation, en tiret rouge le seuil alpha, en pointillé bleu, les événements venant du ^{16}F et en tiret-point vert les événements d'intérêt du ^{19}Ne .*

E_{exp}^* (MeV)	E_{lit}^* (MeV)[21]
-0.005 ± 0.010	0
0.189 ± 0.008	0.192 ± 0.015
0.413 ± 0.008	0.425 ± 0.015
0.723 ± 0.004	0.722 ± 0.010

TABLE 3.6 – Comparaison entre la position des 3 premiers états excités et du fondamental du ^{16}F mesurée expérimentalement et leur position connue.

CD-PAD en fonction de l'énergie du proton. Sur cette figure il est possible de relever différents types d'événements :

1. ceux qui se répartissent uniformément sur toute la matrice. Ils correspondent à des coïncidences fortuites.
2. ceux qui décrivent une ligne verticale. Il s'agit des alpha d'intérêt dont l'énergie ne dépend que très faiblement de celle du proton.
3. enfin ceux qui suivent des lignes obliques traduisant clairement une corrélation entre les deux particules.

Pour une énergie proton donnée, et donc pour un état donné, les énergies maximale et minimale des alpha, venant de la désexcitation, du $^{19}\text{Ne}^*$ sont fixées par les relations cinématiques. Le résultat de la simulation, représenté en trait plein sur la figure 3.27, reproduit parfaitement les observations.

Quatre lignes obliques à basse énergie proton sont clairement visibles. Elles proviennent de 4 états différents dans le ^{16}F produit par la réaction $H(^{19}\text{Ne}, \alpha)^{16}\text{F}^*(p)^{15}\text{O}$. Le spectre de la figure 3.28 est le résultat du calcul de l'énergie d'excitation du ^{16}F , reliée aux énergies du proton et de l'alpha par la relation 34 donnée en annexe. Les 4 pics qui sortent très bien du fond sur ce spectre correspondent au fondamental et aux 3 premiers niveaux du ^{16}F . Les énergies d'excitation mesurées sont en parfait accord avec celles déjà connues dans la littérature[21] (voir Tab.3.6). On observe seulement ces 3 premiers états car le suivant, positionné à 3.758 MeV, est inaccessible énergétiquement.

Les alpha peuplant les états du ^{16}F se superposent aux alpha de décroissance, contaminant ainsi nos données. De plus la cinématique, c'est à dire l'énergie en fonction de l'angle (voir section suivante), pour ces deux canaux, est très proche et totalement indiscernable expérimentalement. Par conséquent, le seul moyen d'enlever ces événements est de couper des bandes en énergie d'excitation dans le spectre du ^{16}F . Cette coupure est évidemment artificielle et ne permet pas de récupérer les "bons" événements, ces derniers sont irrémédiablement perdus, mais elle permet simplement de tracer un spectre du ^{19}Ne

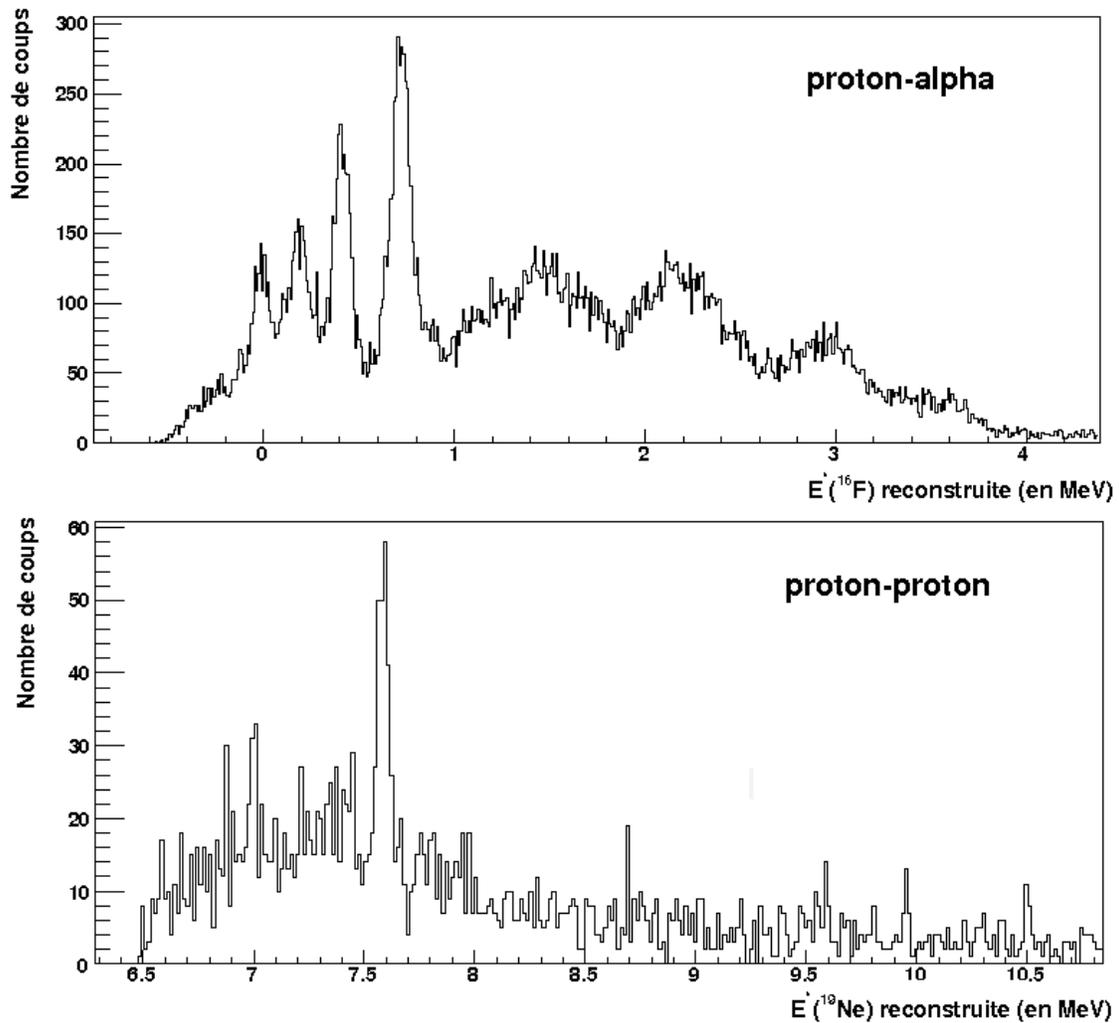


FIGURE 3.28 – *Energie d'excitation du ^{16}F en haut et energie d'excitation du ^{19}Ne en bas reconstruites à partir de l'énergie totale des protons à 0° et de l'énergie des alpha ou des protons dans CD-PAD. Dans le spectre du bas, il s'agit de la réaction $H(^{19}\text{Ne}, p)^{19}\text{Ne}^*(p)^{18}\text{F}$ mais en supposant le second proton est détecté à 0° et le premier dans CD-PAD.*

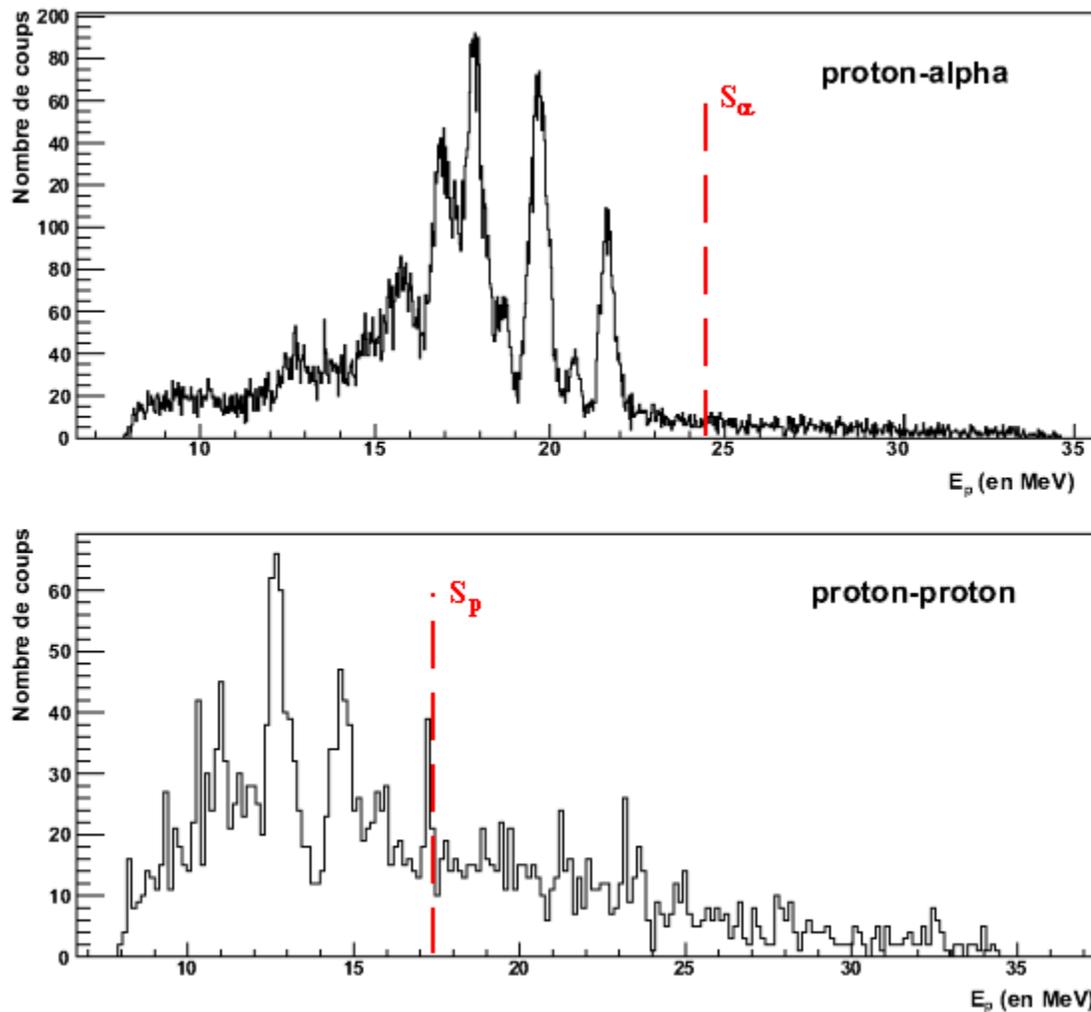


FIGURE 3.29 – Energie d'excitation du ^{19}Ne en coupant les événements venant du ^{16}F . En haut, pour les niveaux qui décroissent par alpha et en bas pour ceux décroissant par proton.

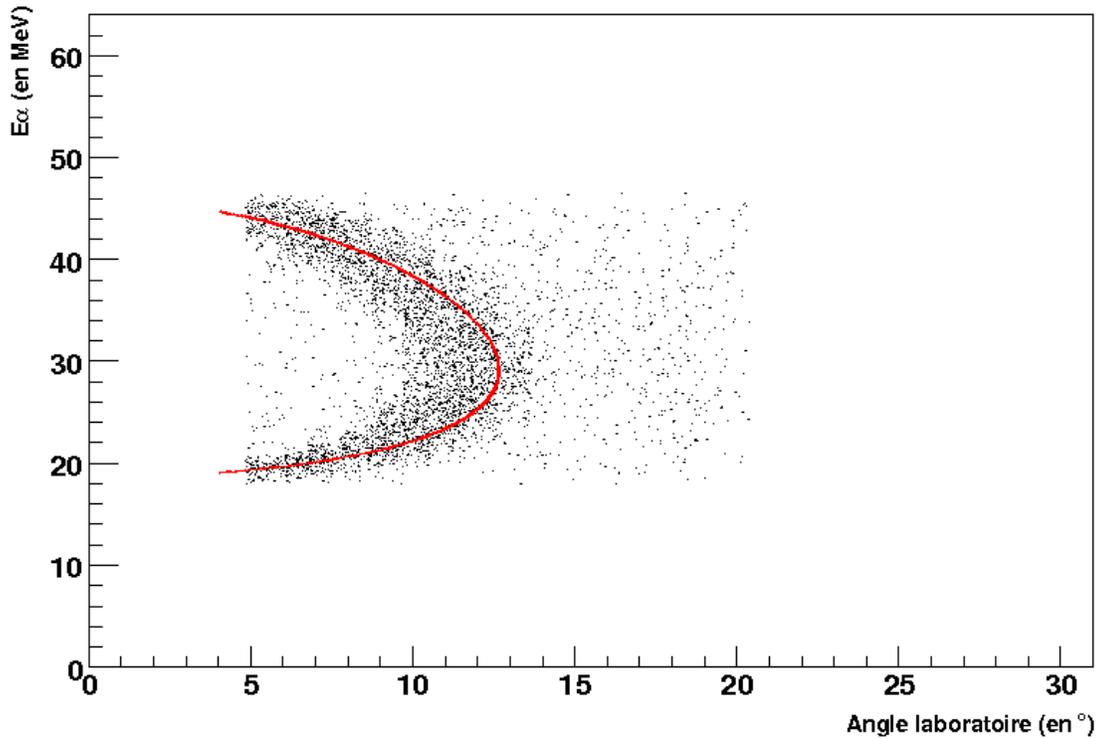


FIGURE 3.30 – *Energie totale de l'alpha en fonction de l'angle dans le laboratoire pour l'état à 5.465 MeV dans le ^{19}Ne , superposée, en rouge, avec le résultat de la simulation.*

sans contamination (Fig. 3.29).

Un problème tout à fait similaire apparaît pour les coïncidences proton-proton. Cependant dans ce cas, la chaîne de réactions est identique puisque ce sont deux protons qui sont détectés. Simplement la détection du proton de diffusion inélastique se fait dans CD-PAD et celle du proton de décroissance se fait à 0° , au lieu de l'inverse. Dans un tel cas, les deux protons ont aussi des énergies corrélées. En utilisant exactement la même relation que pour les alpha, on peut construire le spectre en énergie d'excitation du noyau intermédiaire, c'est à dire le ^{19}Ne (Fig. 3.28 en bas). Sur ce spectre deux pics fins sont visibles : un positionné autour de 7 MeV et un autre autour de 7.6 MeV. Nous aurons l'occasion de revenir beaucoup plus en détail sur ces états dans le chapitre 4. En coupant ces deux pics on obtient le spectre en énergie d'excitation du ^{19}Ne , avec le proton de diffusion inélastique détecté à 0° , représenté sur la figure 3.29.

3.6.3.3 Cinématique des événements

Malgré toutes les sélections développées précédemment, il subsiste encore un peu de bruit de fond dans les spectres qu'il est possible de diminuer grâce à la dernière purification possible dans notre expérience : la sélection de la cinématique. En effet, si on considère un état donné dans le $^{19}\text{Ne}^*$ qui décroît par émission d'un alpha par exemple, cet alpha suit une ligne cinématique bien particulière. Autrement dit, dans le référentiel du laboratoire cet alpha doit avoir une énergie précise à un angle précis. L'intérêt d'utiliser un télescope annulaire segmenté en fonction de l'angle par rapport à l'axe du faisceau trouve ici son explication. En effet, grâce à CD-PAD, chaque cinématique peut être construite en traçant simplement l'énergie de l'alpha ou du proton en fonction de l'angle, voire même du numéro de la piste dans laquelle il a été détecté.

Un exemple de cinématique pour l'état positionné à 5.465 MeV dans le ^{19}Ne est donné par la figure 3.30. Sur cette dernière, il est clairement visible que des événements se distribuent sur un arc, parfaitement en accord avec le calcul donné par la simulation (ligne rouge sur la figure), mettant en évidence les alpha venant de la décroissance, et que d'autres événements se disséminent partout sur la matrice constituant encore le bruit de fond. Une matrice comme celle-là est tracée pour chaque pic visible sur les spectres à 0° et un contour est fait autour des lignes cinématiques. C'est avec cette condition supplémentaire que sont construits les spectres de la section suivante.

Enfin, il est intéressant de noter qu'à cause de la dimension finie de CD-PAD, il arrive qu'une partie de la cinématique ne soit pas détectable, parce que l'angle d'émission est trop grand ou trop petit. Hélas, ces événements sont définitivement perdus. Cet effet nécessite d'appliquer des corrections d'efficacité pour le détecteur à 0° et pour les distributions angulaires.

3.6.4 Spectre final

Comme détaillé précédemment, de nombreuses sélections ont été nécessaires pour purifier les spectres à 0° dans le but de garder uniquement les événements de la physique qui nous intéressent. Deux dernières étapes restent encore à franchir : d'une part exprimer ces spectres en énergie d'excitation du ^{19}Ne et d'autre part les normaliser. Ces deux calculs sont développés dans les sections suivantes et vont permettre d'obtenir le spectre définitif à 0° qui pourra ainsi être analysé.

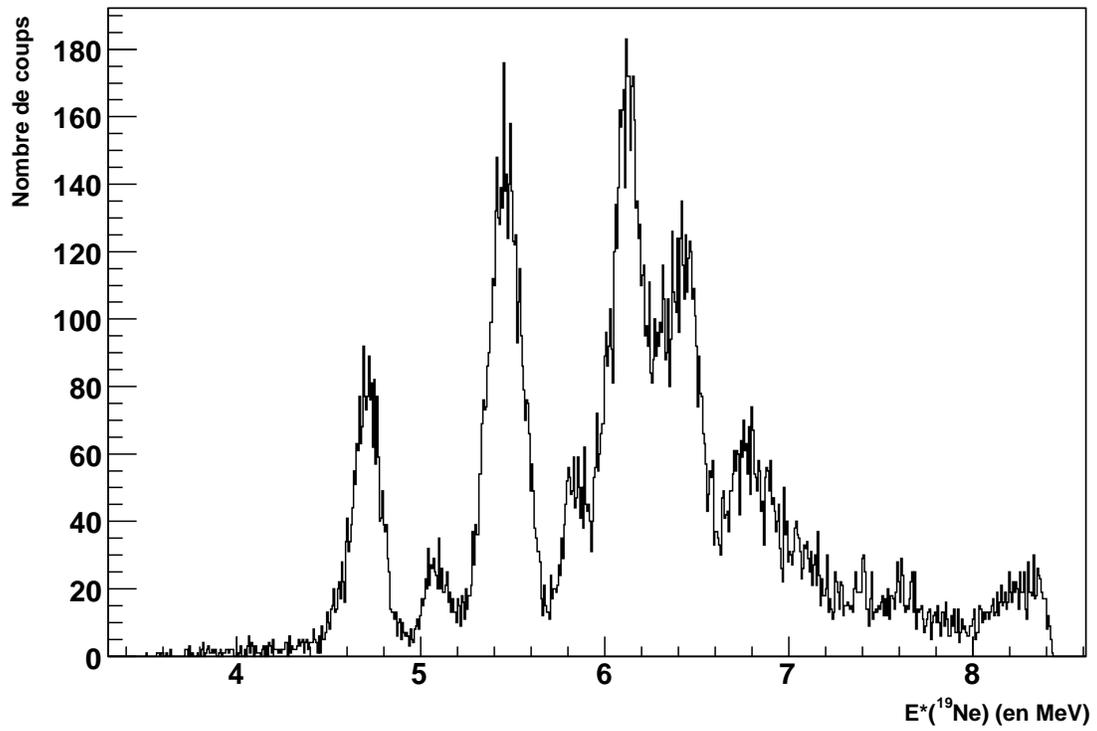


FIGURE 3.31 – Spectre avec toutes les conditions de l'énergie d'excitation du ^{19}Ne reconstruite à partir de l'énergie du proton à 0° .

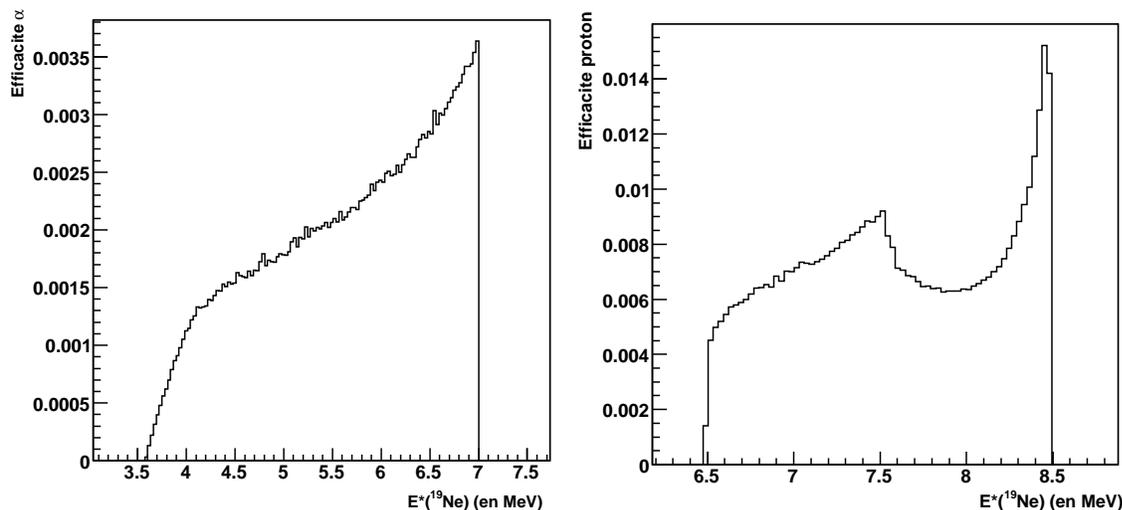


FIGURE 3.32 – *Efficacité totale de détection à 0° pour les coïncidences avec des alpha à gauche, et pour les coïncidences avec des protons à droite.*

3.6.4.1 Reconstruction de l'énergie d'excitation

Dans le cas d'une diffusion inélastique, les lois de la cinématique nous apprennent que l'énergie d'excitation du noyau incident est reliée à l'énergie de la particule diffusée. Autrement dit dans notre cas, l'énergie du proton à 0° permet de reconstruire l'énergie d'excitation du $^{19}\text{Ne}^*$ à partir de la relation 16 de l'annexe. Cette relation a été obtenue à partir d'un calcul relativiste car l'effet de la relativité pour le proton n'est pas négligeable dans notre expérience. La figure 3.31 représente, pour les coïncidences alpha et avec toutes les sélections, le spectre en énergie d'excitation du ^{19}Ne . Grâce à cette conversion l'identification des états peuplés est beaucoup plus facile, c'est ce spectre qui a servi de base à l'analyse dont les résultats sont présentés dans le chapitre suivant.

3.6.4.2 Corrections géométriques

Transformer un nombre de coups en section efficace différentielle n'est pas un passage direct puisqu'il faut tout d'abord corriger les spectres de l'efficacité absolue du système de détection. Etant donné qu'on détecte uniquement des particules chargées dans des détecteurs semi-conducteurs, l'efficacité intrinsèque de ces derniers est considérée être égale à 100 %. Alors, l'efficacité absolue n'est autre que l'efficacité géométrique du montage expérimental qui possède deux composantes :

1. La couverture angulaire du télescope à 0° . Même si cette dernière est une constante en fonction de l'énergie dans le laboratoire (voir section 3.4.3.1), elle change dans le

centre de masse à cause de l'effet de focalisation vers l'avant du à la cinématique. Les protons sont de plus en plus focalisés quand leur énergie diminue, ce qui engendre une augmentation de l'efficacité avec l'énergie d'excitation.

2. La taille finie de CD-PAD. Le spectre à 0° est construit à partir des coïncidences avec des particules interagissant dans CD-PAD. Par conséquent, la couverture angulaire du télescope annulaire entre aussi en compte dans le calcul de l'efficacité géométrique. Elle est aussi différente suivant la ligne cinématique considérée et donc suivant l'énergie d'excitation. Plus cette dernière augmente plus l'angle maximum possible pour les alpha augmente et donc plus l'efficacité diminue.

Ces deux efficacités ne sont pas simples à calculer analytiquement, elles nécessitent donc le recours à la simulation. L'efficacité totale, c'est à dire la multiplication des deux efficacités géométriques individuelles, est représentée pour les alpha et pour les protons sur la figure 3.32. Cette efficacité est ensuite utilisée pour corriger les spectres expérimentaux.

La dernière étape est d'effectuer la normalisation absolue. Pour cela, il est nécessaire de connaître le nombre de noyaux de ^{19}Ne arrivant sur la cible. Hélas dans notre expérience aucun moyen nous permettait d'avoir accès à cette valeur précisément. Malgré tout, grâce à la stabilité et à l'intensité connues du faisceau (voir section 3.4.1), le nombre total de ^{19}Ne incidents sur la cible peut être déterminé à $2.43 \cdot 10^{13}$. En s'appuyant sur cette valeur et sur la relation 3.7 de la section 3.3.1.2, le calcul de la section efficace totale pour avoir un événement dans 4π donne $1.52 \cdot 10^{-9} \text{ barn}$. La correction des spectres par l'efficacité, précédemment décrite, tient déjà compte de la couverture angulaire du détecteur. Ainsi pour déterminer la section efficace différentielle, il suffit de multiplier le nombre d'événements dans les spectres corrigés de l'efficacité par la section efficace totale, le résultat est représenté sur la figure 3.33.

Les spectres de la figure 3.33 représentent la section efficace différentielle en fonction de l'énergie d'excitation. Il est important de noter que la valeur de cette section efficace est intégrée sur une gamme en énergie dépendant du binning du spectre, soit 14.6 keV pour le spectre en coïncidence alpha et 29.3 keV pour le spectre en coïncidence proton. Ces deux spectres sont les spectres finaux qui ont été analysés et qui ont permis d'obtenir les résultats présentés dans le chapitre 4.

3.6.5 Diagnostic du faisceau grâce à CD-PAD

Avant d'aborder la dernière partie de cette expérience, qui est l'obtention des distributions angulaires, il est intéressant de remarquer que grâce aux données expérimentales et aux observables de CD-PAD, un diagnostic du faisceau peut être fait. Plus précisément

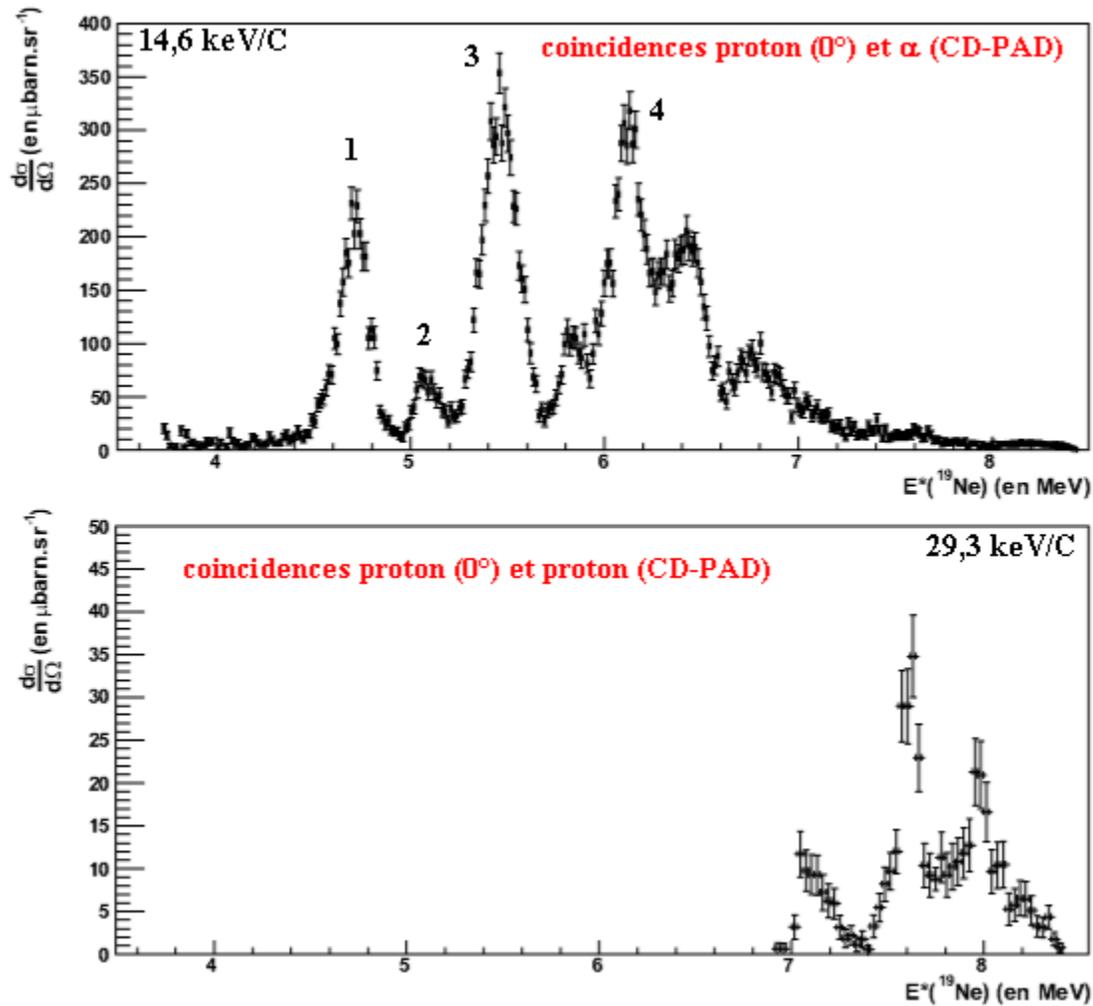


FIGURE 3.33 – Spectres finaux représentant la section efficace différentielle en fonction de l'énergie d'excitation pour les niveaux émetteurs d'alpha, en haut et pour les niveaux émetteurs de proton, en bas.

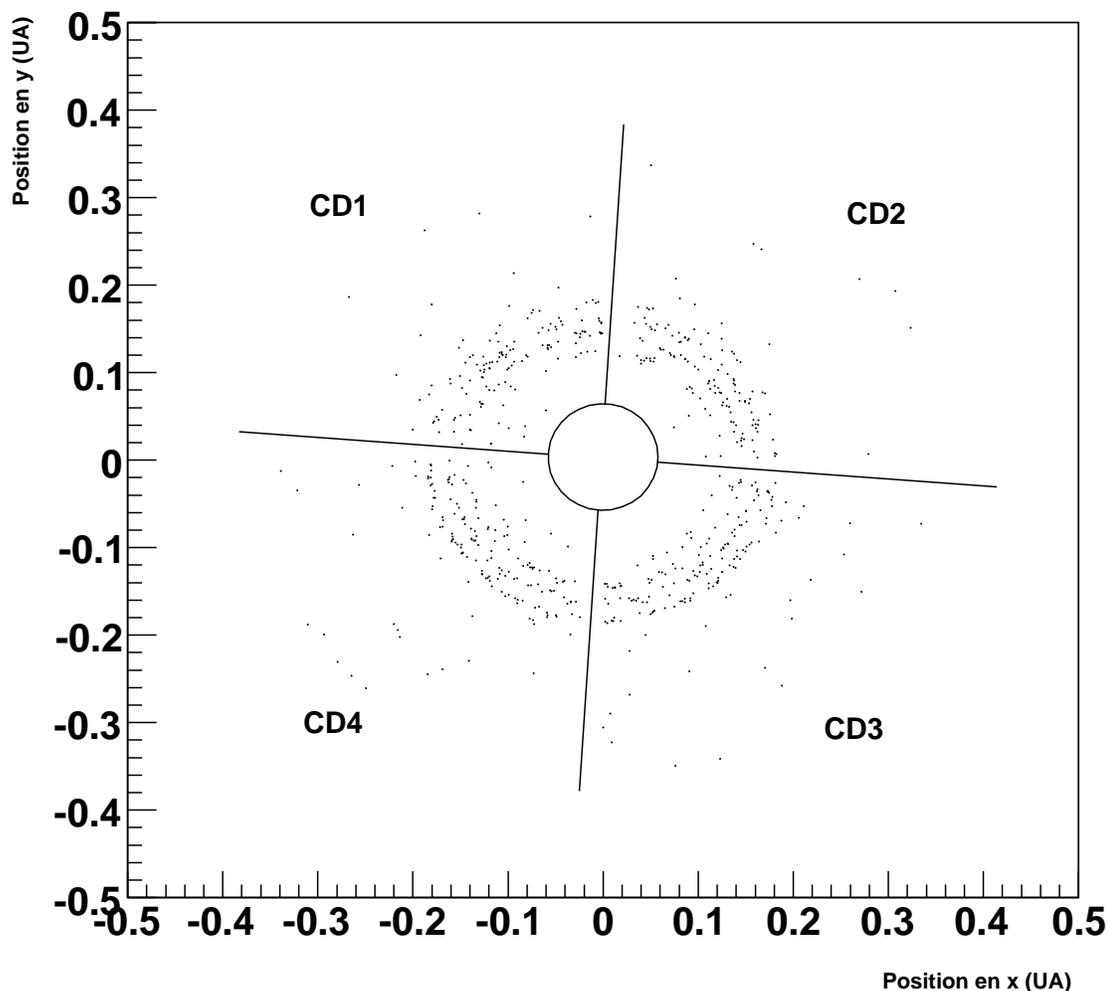


FIGURE 3.34 – Représentation de tous les CD pour les états excités du ^{19}Ne aux alentours de 5.5 MeV et pour une gamme restreinte en énergie des alpha.

la qualité de centrage ainsi que la taille du faisceau peuvent être obtenues.

3.6.5.1 Centrage du faisceau

Le centrage du faisceau sur la cible peut être déterminé approximativement grâce à CD-PAD. En effet, en sélectionnant un pic dans le spectre à 0° , soit une gamme en énergie d'excitation et une gamme en énergie pour les alpha de décroissance, cela revient à sélectionner un angle bien précis dans le laboratoire. La figure 3.34 représente en deux dimensions la position de ces événements dans CD PAD. Comme on peut le voir, ces événements décrivent un anneau centré autour du centre de CD-PAD. Il est donc possible de conclure que le faisceau est sans doute bien centré sur la cible. De toute façon, la taille

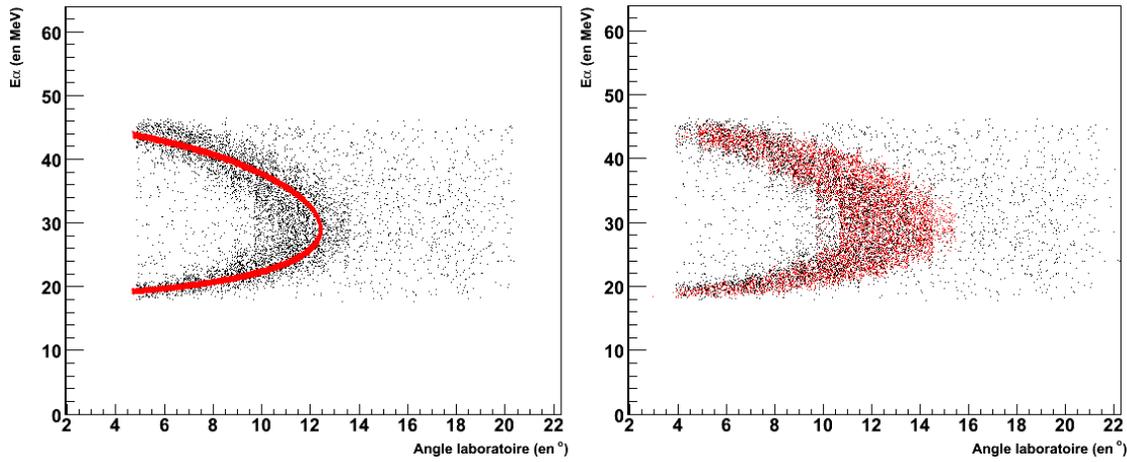


FIGURE 3.35 – *Comparaison de la cinématique entre la simulation et les données expérimentales. A gauche, la simulation ne tient compte que de la résolution en énergie de CD-PAD et à droite, la taille du faisceau est également prise en compte.*

du trou au milieu de CD-PAD ne faisant que 15 mm , cela ne laisse que très peu de marge de manoeuvre.

3.6.5.2 Taille du faisceau

Un paramètre très important dans la résolution globale d'une expérience est la taille du faisceau sur la cible de réactions. Pour déterminer sa valeur, c'est la simulation des lignes cinématiques (énergie de la particule de décroissance en fonction de l'angle dans le laboratoire) qui a été utilisée. En effet, dans le cas d'un détecteur d'excellente résolution et pour un faisceau ponctuel, cette cinématique doit être une courbe parfaitement définie. Or, comme montré dans la section 3.6.3.3, ce n'est clairement pas le cas : un élargissement aussi bien en énergie qu'en angle est visible. Ce dernier vient d'une part de la résolution en énergie de CD-PAD mais également de la largeur du faisceau. La résolution est connue (voir section 3.4.3.2), cependant elle ne permet pas d'expliquer l'élargissement de la cinématique (Fig 3.35), on peut même dire qu'elle est négligeable. Le paramètre le plus important est par conséquent la taille du faisceau. Si on suppose qu'il est circulaire, un diamètre de $\pm 0.4\text{ cm}$ permet de reproduire la forme de la cinématique (Fig 3.35).

En conclusion, l'allure de la cinématique a permis de mesurer la taille du faisceau à $\pm 0.4\text{ cm}$ et également de déterminer que la résolution en énergie de CD-PAD n'est pas un paramètre crucial.

3.6.6 Les distributions angulaires

La dernière partie de ce chapitre traite de la méthode pour obtenir les distributions angulaires de chacun des états observés dans le spectre à 0° . C'est grâce à l'interprétation de ces distributions que le spin est déterminé. La première section aborde la méthode de construction de ces distributions, ensuite elles doivent subir des corrections pour tenir compte de la géométrie du système de détection, il s'agit de l'objet de la section suivante et enfin, cette partie se termine par l'explication de la façon dont le fit a été réalisé.

3.6.6.1 Méthode de construction

Classiquement, les distributions angulaires sont souvent réalisées en plaçant un détecteur de taille finie à plusieurs angles dans le laboratoire. Or ici, nous avons utilisé CD-PAD qui possède une grande couverture angulaire et qui permet de déterminer l'angle et l'énergie de la particule. Ce sont ces deux paramètres qui sont utilisés pour reconstruire la distribution angulaire d'un état donné. En effet les lois de la cinématique nous apprennent que faire la distribution en énergie dans le laboratoire revient à faire la distribution angulaire de la particule dans le centre de masse à une conversion près. Même si l'énergie seule est suffisante, pour plus de précision, l'énergie et l'angle de la particule ont été utilisés. La relation qui transforme les observables du laboratoire en $\cos(\theta_{CM})$ est la suivante :

$$\cos(\theta_{CM}) = \sqrt{\frac{T_b}{E^* - Q} \left(1 + \frac{m_b}{m_Y}\right)} \cos(\theta) - \sqrt{\frac{m_b}{m_{X^*}} \frac{T_{X^*}}{E^* - Q} \left(1 + \frac{m_b}{m_Y}\right)} \quad (3.22)$$

De plus, on trouve régulièrement les distributions angulaires exprimées en fonction de $\cos^2(\theta_{CM})$ car elles sont nécessairement symétriques par rapport à l'angle de 0° . Cependant dans cette thèse, toutes les distributions seront exprimées en fonction de $\cos(\theta_{CM})$ pour permettre justement de vérifier cette symétrie.

Au final, la méthode de construction est simple : on sélectionne une gamme en énergie dans l'un des spectres 3.33, et ensuite on trace pour ces événements la valeur du $\cos(\theta_{CM})$. Comme il sera détaillé dans le dernier chapitre, plusieurs niveaux se mélangent et par conséquent, leurs distributions angulaires se somment. Un exemple d'une distribution angulaire brute non corrigée est donnée par la figure 3.36.

3.6.6.2 Corrections géométriques

Avant d'être analysées, les distributions angulaires brutes doivent être corrigées par un facteur géométrique. En effet, CD-PAD ne couvre pas totalement l'espace dans le centre de

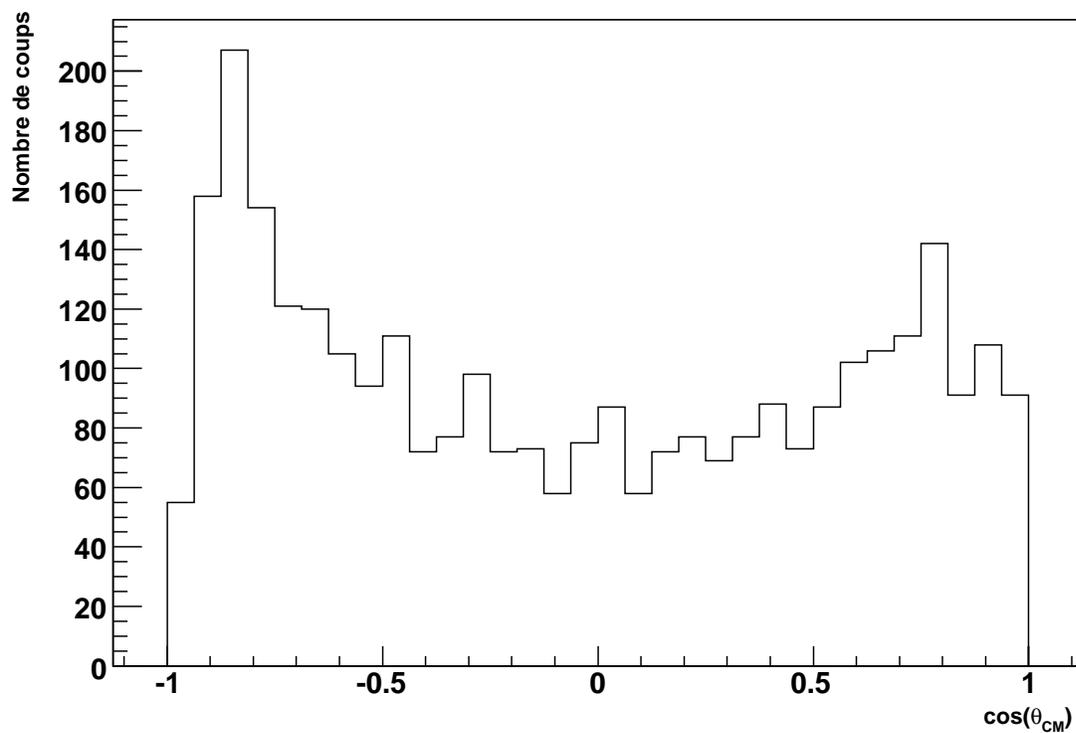


FIGURE 3.36 – *Distribution angulaire brute dans le centre de masse pour l'état $E^* = 6.136 \text{ MeV}$.*

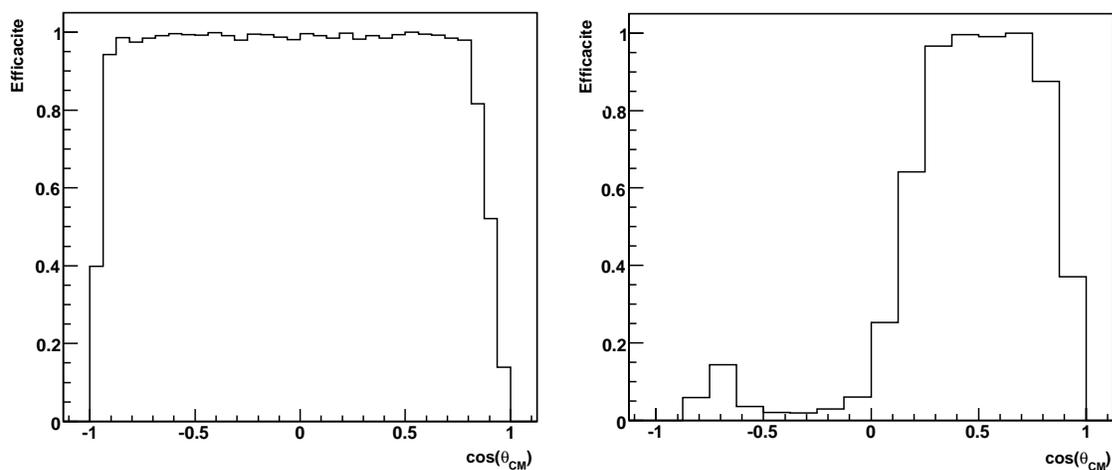


FIGURE 3.37 – *Exemples de deux fonctions de réponse caractéristiques pour deux états différents dans le $^{19}\text{Ne}^*$: $E^* = 6.136 \text{ MeV}$ à gauche et $E^* = 7.890 \text{ MeV}$ à droite .*

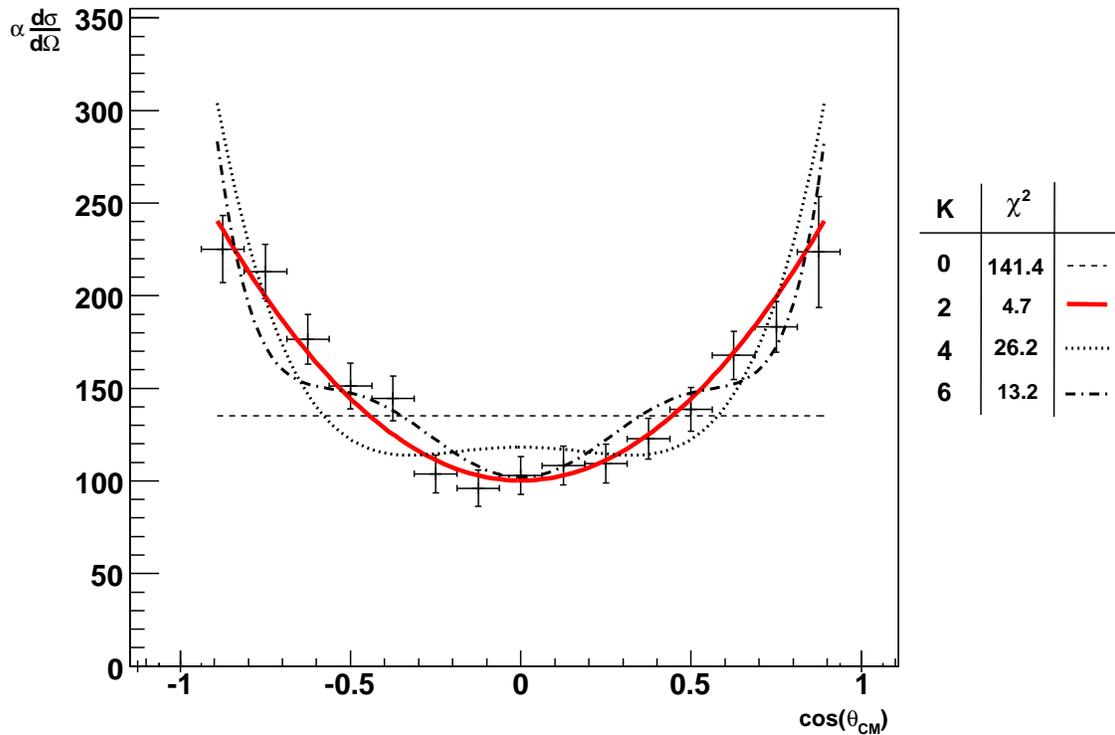


FIGURE 3.38 – Exemples d'un fit pour la distribution angulaire de l'état $E^* = 6.136 \text{ MeV}$.

masse ce qui provoque des coupures dans les distributions angulaires. De plus, ces coupures ne sont pas nettes à cause de la taille non nulle du faisceau. Pour compenser cela, la simulation Monte Carlo est une fois de plus utilisée. Pour une énergie d'excitation donnée, une distribution uniforme des particules de décroissance est générée puis conditionnée par rapport aux contraintes géométriques et énergétiques de CD-PAD. Le résultat de cette simulation est la fonction de réponse à une distribution plate du système de détection. Deux exemples sont données sur la figure 3.37 : un concerne une énergie d'excitation basse où seule la coupure en énergie et aux petits angles est importante et un autre à haute énergie d'excitation où cette fois l'angle maximum de détection de CD-PAD est insuffisant pour détecter la totalité de la cinématique.

En résumé, pour chaque énergie d'excitation, une fonction de correction comme celles montrées sur la figure 3.37 est générée, puis normalisée à 1 pour pouvoir la diviser par les distributions angulaires brutes respectives. Ces distributions angulaires corrigées sont ensuite analysées avec la méthode décrite dans la section suivante.

3.6.6.3 Fit et déduction du spin

D'une part, la relation entre la forme des distributions angulaires et le spin a déjà été discutée dans la section 3.5.2 et d'autre part la construction des distributions angulaires vient d'être décrite dans les lignes précédentes. Il ne reste maintenant plus qu'à ajuster ces distributions par les fonctions données dans la section 3.5.2.

Dans le cas de la décroissance par des alpha, le fit est très contraint car seuls les $P(m)$ et le coefficient de proportionnalité sont des paramètres libres. Le fit est également fait pour que les $P(m)$ soient compris entre 0 et 1 et qu'ils soient de plus en plus petits à mesure que m devient grand. De plus, chaque distribution angulaire est fitée avec ces conditions par toutes les fonctions obtenues pour les différentes valeurs de K . L'assignation du spin, quand elle est possible, est ensuite déduite à partir de la fonction qui minimise le χ^2 .

Pour la décroissance par les protons, il y a beaucoup trop de paramètres libres pour pouvoir appliquer la même méthode. Dans ce cas, un simple fit par un polynôme de Legendre est réalisé. L'ordre de ce polynôme nous informe alors sur le spin, ce qui est l'essentiel, mais il est impossible d'extraire d'autres renseignements sur les $P(m)$, $Y(s)$ ou $X(l')$.

Chapitre 4

Résultats et interprétations sur la structure du ^{19}Ne

Ce dernier chapitre expose les résultats obtenus dans l'expérience réalisée à Louvain la Neuve et décrite dans le chapitre précédent. Le parallèle avec le ^{19}F mais également l'implication astrophysique sont également discutés.

Ce chapitre a été coupé en deux sections : une qui traite des états au-dessus du seuil alpha et une autre qui aborde les états au-dessus du seuil proton. Dans ces deux sections, chaque état est détaillé et comparé à ce qui a déjà été mesuré.

4.1 Les résultats

Les états au-dessus du seuil alpha n'ont pas un rôle direct pour l'astrophysique dans les novae, cependant leur étude ainsi que la mesure de leur spin, qui est dans la majorité des cas inconnu, reste intéressante. En effet, comme déjà dit dans cette thèse, beaucoup des caractéristiques des états du ^{19}Ne au-dessus du seuil proton sont déduites de celles connues du ^{19}F [58]. Pour effectuer correctement la correspondance entre ces états, il est nécessaire de la connaître également pour les états sous le seuil proton. Cette section aborde dans un premier temps les résultats obtenus grâce à l'expérience de diffusion inélastique et dans un second temps la comparaison entre les états du ^{19}Ne mesurés dans cette expérience et ceux du ^{19}F déjà bien connus.

4.1.1 Les niveaux au-dessus du seuil alpha dans le ^{19}Ne

La détermination des états peuplés dans cette expérience est faite grâce à l'analyse du spectre 3.33 du chapitre précédent. La position mais également le spin sont déduits

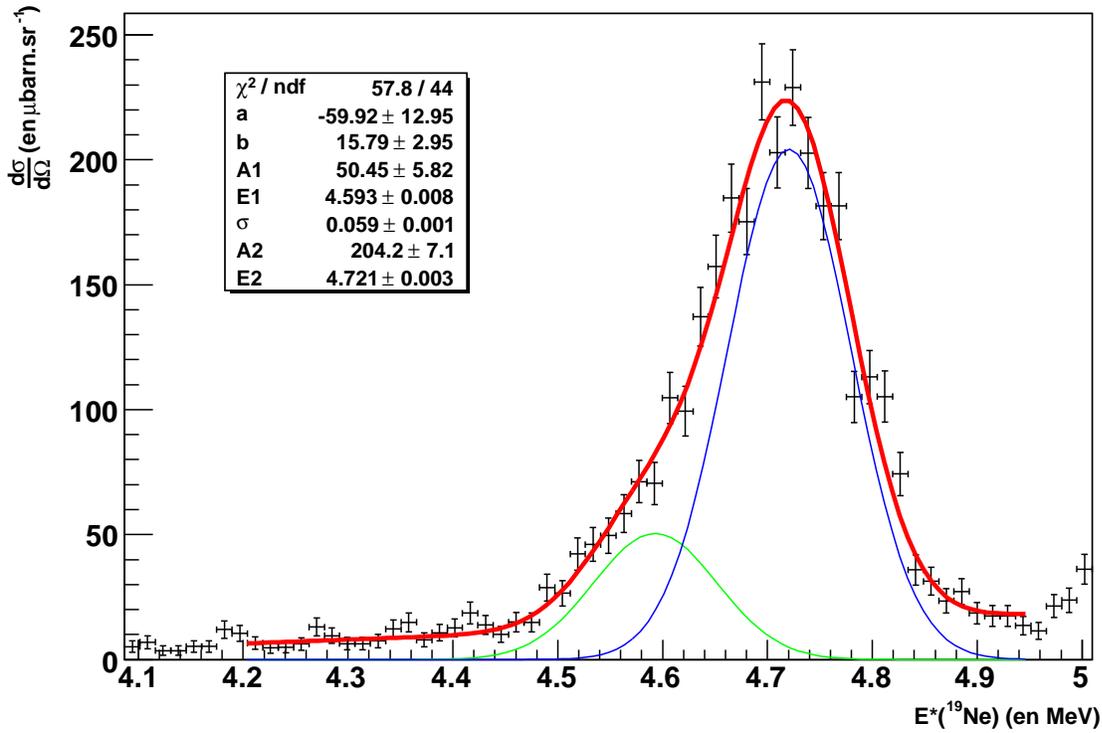


FIGURE 4.1 – Fit du pic aux environs de 4.7 MeV. Au minimum deux états sont observés : un à 4.59 MeV (en vert) et un à 4.72 MeV (en bleu).

pour de nombreux états positionnés entre 4.4 et 6.6 MeV d'énergie d'excitation. Dans cette gamme d'énergie, la densité d'états étant très importante, plusieurs d'entre eux se retrouvent mélangés dans un seul pic. Pour effectuer leur analyse, la largeur des états est négligée, ce qui est souvent une bonne approximation. Ainsi seule la résolution expérimentale est prise en compte dans la largeur du pic observé à 0° , cela est justifié par les données trouvées dans la littérature [3]. En effet pour la quasi-totalité de ces états, la largeur est bien inférieure à la résolution, elle joue donc un rôle négligeable dans la largeur des pics et n'est à fortiori pas mesurable. Les pics sont donc fités avec le minimum de gaussiennes possibles pour reproduire les données, le sigma de ces gaussiennes étant fixé et constant, puisque la résolution expérimentale est bien connue (voir Chapitre 3). Quant aux distributions angulaires, elles sont construites pour chacun de ces états en minimisant leur contamination par le ou les états voisins. Ensuite, l'analyse est faite conformément à la méthode décrite dans la section 3.6.6.3 du Chapitre 3.

Voici maintenant le passage en revue de tous les états observés, classés par énergie d'excitation croissante, avec leur distribution angulaire respective.

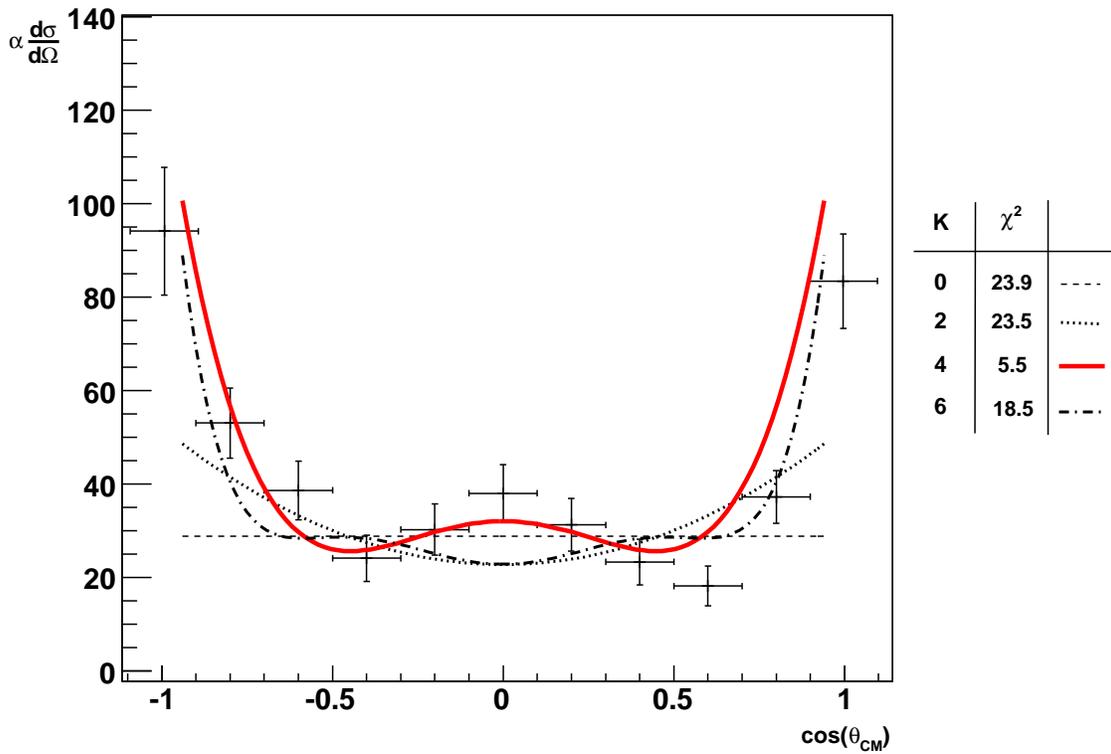


FIGURE 4.2 – Distribution angulaire des alpha provenant de la décroissance de l'état d'énergie $E^* = 4.593 \text{ MeV}$ avec les fit correspondant à chaque valeur de K possible.

4.1.1.1 Pic 1 : $4.5 \text{ MeV} < E^* < 4.9 \text{ MeV}$

Le premier pic observé se situe entre 4.5 et 4.9 MeV. Pour reproduire correctement les données dans cette gamme d'énergie, il est nécessaire de les fiter par au moins deux gaussiennes comme le montre la figure 4.1. Deux états au moins contribuent ainsi à ce pic : le premier ayant une énergie d'excitation de $4.593 \pm 0.008 \text{ MeV}$ et le second en ayant une de $4.721 \pm 0.003 \text{ MeV}$. Les incertitudes données ici sont uniquement les incertitudes statistiques, auxquelles il faut ajouter les incertitudes systématiques, toujours très difficiles à estimer, qui tiennent compte de l'aspect expérimental de la mesure. Beaucoup de paramètres rentrent dans ce cadre, mais c'est très certainement la calibration en énergie qui est la plus grande source d'erreur. Une estimation rapide, en faisant varier raisonnablement les paramètres de calibration, permet de fixer l'erreur systématique à 0.5 %. On en déduit alors la position expérimentale de ces deux niveaux : $4.593 \pm 0.030 \text{ MeV}$ et $4.721 \pm 0.027 \text{ MeV}$.

Les distributions angulaires sont construites pour ces deux états et sont présentées sur les figures 4.2 et 4.3. La contamination de l'état à 4.721 MeV dans la distribution

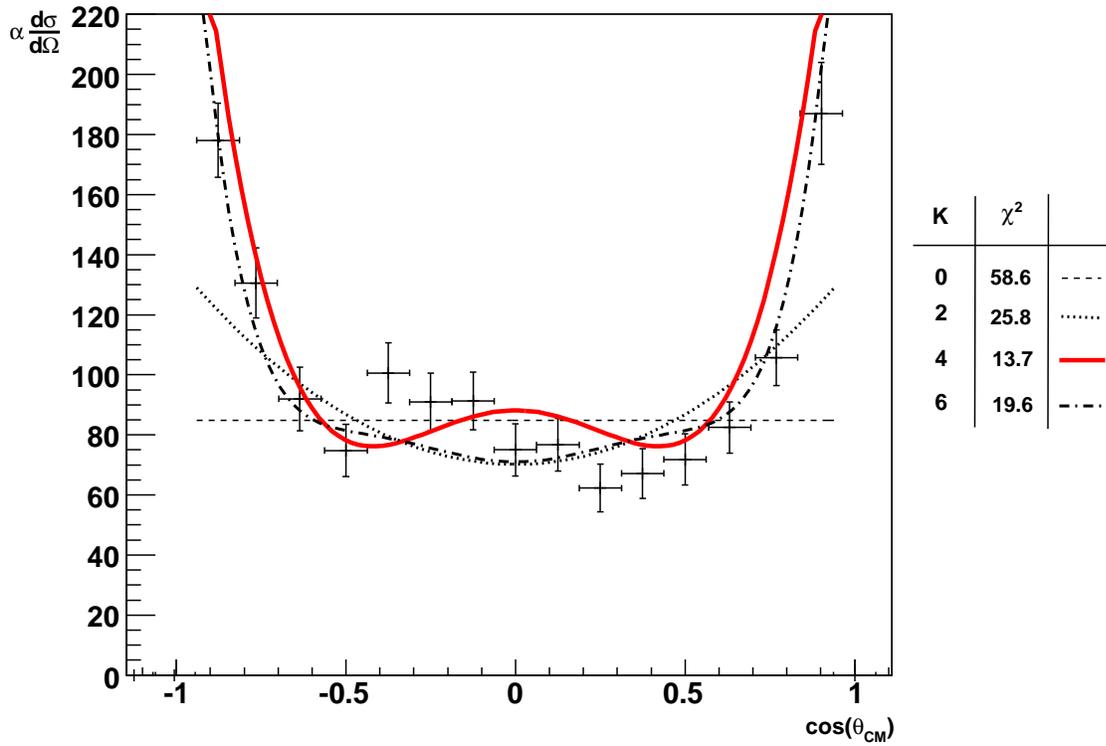


FIGURE 4.3 – Distribution angulaire des alpha provenant de la décroissance de l'état d'énergie $E^* = 4.721 \text{ MeV}$ avec les fit correspondant à chaque valeur de K possible.

angulaire de celui à 4.593 MeV est de 25.9 % et de 4.3 % pour l'inverse. Pour ces deux distributions, c'est le fit en $K_{max} = 4$ qui est le meilleur (voir le χ^2 dans les figures). On en déduit que le spin de ces deux états est par conséquent un spin $\frac{5}{2}$. Les différents $P(m)$ extraits de ces deux fit sont les suivants :

1. pour $E^* = 4.593 \text{ MeV}$:

$$P\left(\frac{1}{2}\right) = 1_{-0.2}^{+0} \quad P\left(\frac{3}{2}\right) = 0_{-0}^{+0.1} \quad P\left(\frac{5}{2}\right) = 0_{-0}^{+0.1}$$

2. pour $E^* = 4.721 \text{ MeV}$:

$$P\left(\frac{1}{2}\right) = 0.94_{-0.08}^{+0.06} \quad P\left(\frac{3}{2}\right) = 0.06 \pm 0.06 \quad P\left(\frac{5}{2}\right) = 0_{-0}^{+0.02}$$

Dans cette gamme en énergie, plusieurs états sont déjà référencés [34] :

1. **4.379 MeV** : Cet état a un spin $\frac{7}{2}^+$ qui a été mesuré grâce à la réaction de transfert $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, t)^{19}\text{Ne}$ [19]. Dans notre expérience, aucun pic ne semble être présent à cette

énergie d'excitation. La cause est assez simple : sous réserve que cet état soit peuplé, son rapport d'embranchement alpha de 0.044 ± 0.032 [55] est beaucoup trop faible.

2. **4.549 MeV** : Son spin est soit un $\frac{1}{2}^-$ soit un $\frac{3}{2}^-$: il s'agit de la conclusion du fit par une analyse DWBA de la distribution angulaire obtenue grâce à la réaction de transfert $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, \alpha)^{19}\text{Ne}$ [41]. Vu son énergie, cet état pourrait correspondre au premier niveau de notre expérience. Cependant, sa largeur inférieure à 3.8 meV ainsi que son faible rapport d'embranchement alpha de 0.07 ± 0.03 [55] le rend probablement inobservable en coïncidence alpha.
3. **4.600 MeV** : Il a été vu pour la première fois dans la réaction $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, t)^{19}\text{Ne}$ [19], puis réobservé plusieurs fois dans d'autres expériences [40, 20, 55]. Son spin de $\frac{5}{2}^-$ n'a cependant jamais été mesuré mais simplement déduit à partir des états du ^{19}F [19]. Sa largeur de $88 \pm 18\text{ meV}$ ainsi que son rapport d'embranchement alpha de 0.25 ± 0.04 ont été mesurés par la réaction $^{19}\text{F}(^3\text{He}, t)^{19}\text{Ne}$ [55]. De par sa position, cet état correspond très certainement à celui que nous mesurons à $4.593 \pm 0.030\text{ MeV}$. De plus ses caractéristiques connues n'interdisent pas son observation dans notre expérience : le spin mesuré grâce à notre distribution angulaire est en accord avec le spin suggéré jusqu'à présent pour cet état.
4. **4.635 MeV** : Il s'agit d'un état $\frac{13}{2}^+$ [19] faisant partie d'une bande rotationnelle avec une configuration $(1d_{\frac{5}{2}})^3$. Il a été très bien mesuré grâce à la réaction $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{19}\text{Ne}$ [52] qui a permis de peupler intensément les niveaux de grand spin. De par son spin, cet état n'est très probablement pas du tout peuplé dans notre expérience à cause d'un moment angulaire transféré très grand. De plus, il ne décroît que par émission de gamma.
5. **4.712 MeV** : Observé très faiblement pour la première fois grâce à l'étude de la réaction $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, t)^{19}\text{Ne}$ [19], il est clairement visible dans la réaction $^{19}\text{F}(^3\text{He}, t)^{19}\text{Ne}$ [55] qui a permis également de déterminer sa largeur ($420 \pm 70\text{ meV}$) et son rapport d'embranchement (0.82 ± 0.15). Son spin de $\frac{5}{2}^-$ donné dans la référence [34] est également une déduction du noyau miroir. Cet état correspond à celui que nous observons à $4.721 \pm 0.027\text{ MeV}$.
6. **4.783 MeV** : Cet état aux caractéristiques inconnues n'a été vu qu'une seule fois dans une réaction de transfert $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, \alpha)^{19}\text{Ne}$ [41].

En plus des considérations de position et de spin, l'intensité des pics peut également confirmer l'identification de nos deux états. En effet, la largeur et le rapport d'embranchement de l'état à 4.712 MeV sont plus importants que pour l'état à 4.6 MeV , ce qui, si l'on considère un peuplement identique de ces deux états, explique très bien l'intensité

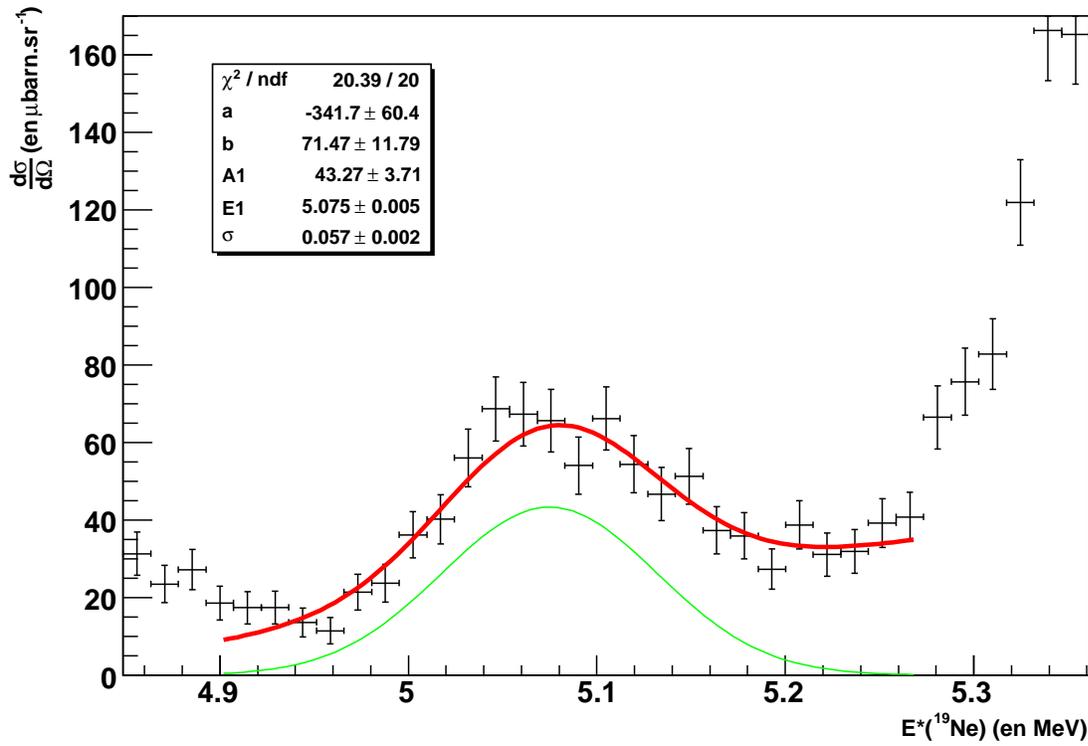


FIGURE 4.4 – Fit du pic positionné à 5.075 MeV

plus importante du second pic par rapport au premier.

En résumé, les états mesurés à $4.593 \pm 0.030 \text{ MeV}$ et à $4.721 \pm 0.027 \text{ MeV}$ correspondent respectivement à ceux déjà connus à 4.600 MeV et à 4.712 MeV dont leurs spin, supposés être égaux à $\frac{5}{2}$, ont pu être confirmés expérimentalement pour la première fois grâce à notre expérience.

4.1.1.2 Pic 2 : $E^* = 5.08 \text{ MeV}$

L'analyse du pic suivant est beaucoup plus simple car une seule gaussienne est suffisante pour reproduire correctement les données (voir 4.4). Ce pic correspond donc à un seul état positionné à $5.075 \pm 0.031 \text{ MeV}$. La distribution angulaire est dans ce cas parfaitement pure et est représentée sur la figure 4.5. Le meilleur fit de cette distribution est obtenu pour un $K_{max} = 4$ ce qui correspond à un spin $\frac{5}{2}$. La population des sous-états magnétiques est égale à :

$$P\left(\frac{1}{2}\right) = 0.88^{+0.12}_{-0.3} \quad P\left(\frac{3}{2}\right) = 0.02^{+0.2}_{-0.02} \quad P\left(\frac{5}{2}\right) = 0^{+0.08}_{-0}$$

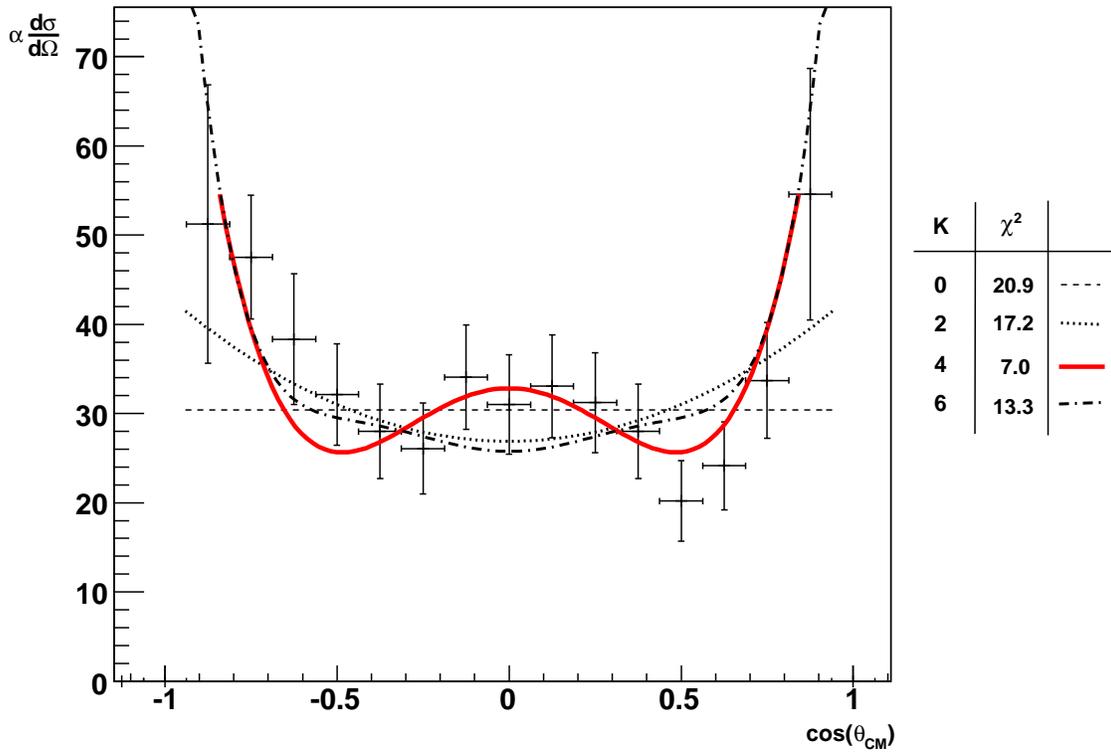


FIGURE 4.5 – Distribution angulaire des alpha provenant de la décroissance de l'état d'énergie $E^* = 5.075 \text{ MeV}$ avec les fit correspondant à chaque valeur de K possible.

Aux alentours de cette énergie seul un état, positionné à 5.093 MeV , est déjà connu et a été observé plusieurs fois. Son spin, suspecté être un $\frac{5}{2}^+$, déduit de la réaction de transfert $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, \alpha)^{19}\text{Ne}$ [41], a été confirmé grâce à la réaction de transfert $^{21}\text{Ne}(p, t)^{19}\text{Ne}$ [38]. Son rapport d'embranchement de 0.84 ± 0.07 [75] est également bien connu. Il est clair que la position, mais également le spin déterminé à partir de notre distribution angulaire sont tout à fait compatibles avec les caractéristiques déjà connues de cet état.

4.1.1.3 Pic 3 : $5.2 \text{ MeV} < E^* < 5.7 \text{ MeV}$

Le fit de ce pic est assez compliqué car il nécessite 3 gaussiennes pour expliquer convenablement son allure (voir Fig. 4.6). Un fit par une seule gaussienne de largeur plus importante peut tout aussi bien le reproduire. Cependant, cela engendre l'existence d'un état large à cette énergie, ce qui n'a jamais été vu jusqu'à présent. Cette hypothèse est donc assez peu probable. On extrait alors de ce fit les positions suivantes : $5.382 \pm 0.037 \text{ MeV}$, $5.471 \pm 0.040 \text{ MeV}$ et $5.564 \pm 0.043 \text{ MeV}$. La distribution angulaire de chacun de ces

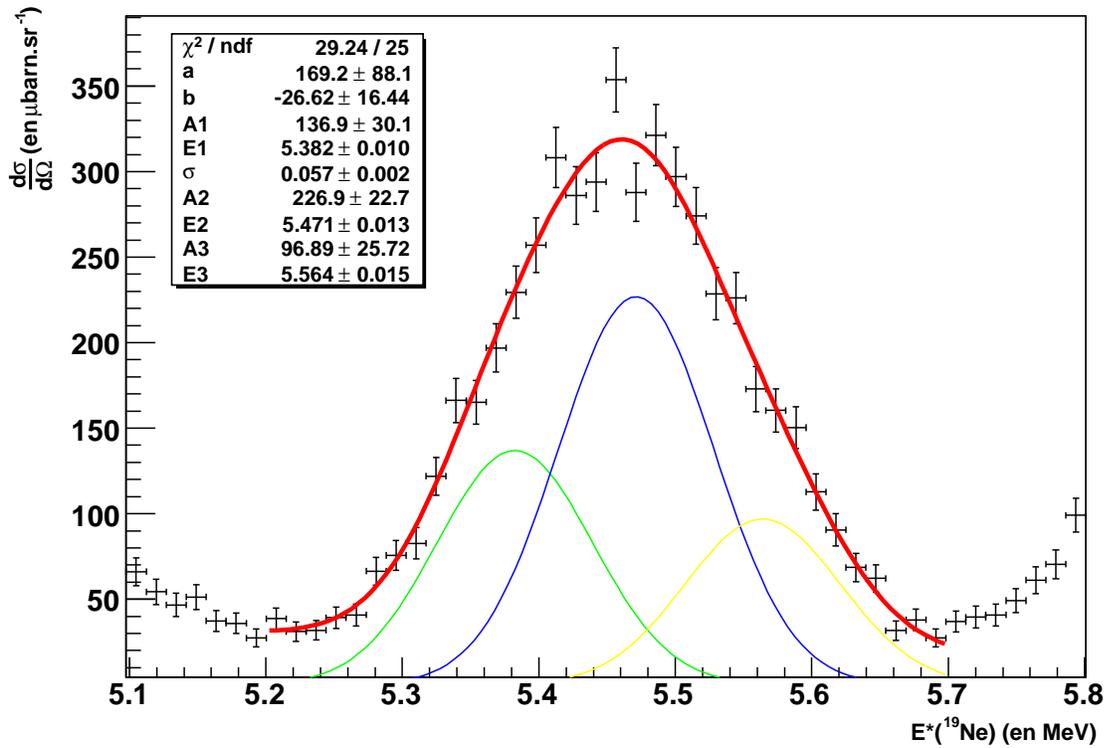


FIGURE 4.6 – Fit du pic aux environs de 5.5 MeV. Trois états sont observés : celui à 5.382 MeV (en vert), celui à 5.471 MeV (en bleu) et celui à 5.564 (en jaune)

états est représentée respectivement sur les figures 4.7, 4.8 et 4.9.

La distribution angulaire de l'état à $5.382 \pm 0.037 \text{ MeV}$ est très clairement plate. Dans un tel cas, toutes les valeurs de K_{max} sont possibles, il suffit simplement que les $P(m)$ soient égaux. Cependant, comme vu dans les précédents cas, dans cette réaction de diffusion inélastique nous n'avons pas un faisceau isotrope, mais fortement aligné ($P(\frac{1}{2}) \approx 1$), donc seule la possibilité d'avoir $K_{max} = 0$ c'est à dire un spin $\frac{1}{2}$ est acceptable. La contamination de cette distribution par les événements venant de l'état à plus haute énergie est estimée à 21.5 %. Néanmoins, elle semble ne pas affecter l'allure de la distribution.

L'état à $5.471 \pm 0.040 \text{ MeV}$ ayant la plus grande intensité, la statistique de la distribution angulaire n'en est que meilleure. Son analyse montre clairement que c'est le polynôme de Legendre ayant l'ordre maximum égal à 6 qui convient le mieux. Cet état est par conséquent un état de spin $\frac{7}{2}$. Les valeurs des $P(m)$ sont les suivantes :

$$P\left(\frac{1}{2}\right) = 0.77 \pm 0.11 \quad P\left(\frac{3}{2}\right) = 0.18 \pm 0.06 \quad P\left(\frac{5}{2}\right) = 0.05 \pm 0.05 \quad P\left(\frac{7}{2}\right) = 0$$

La contamination de cet état ne peut venir que de l'état plus haut en énergie car celui

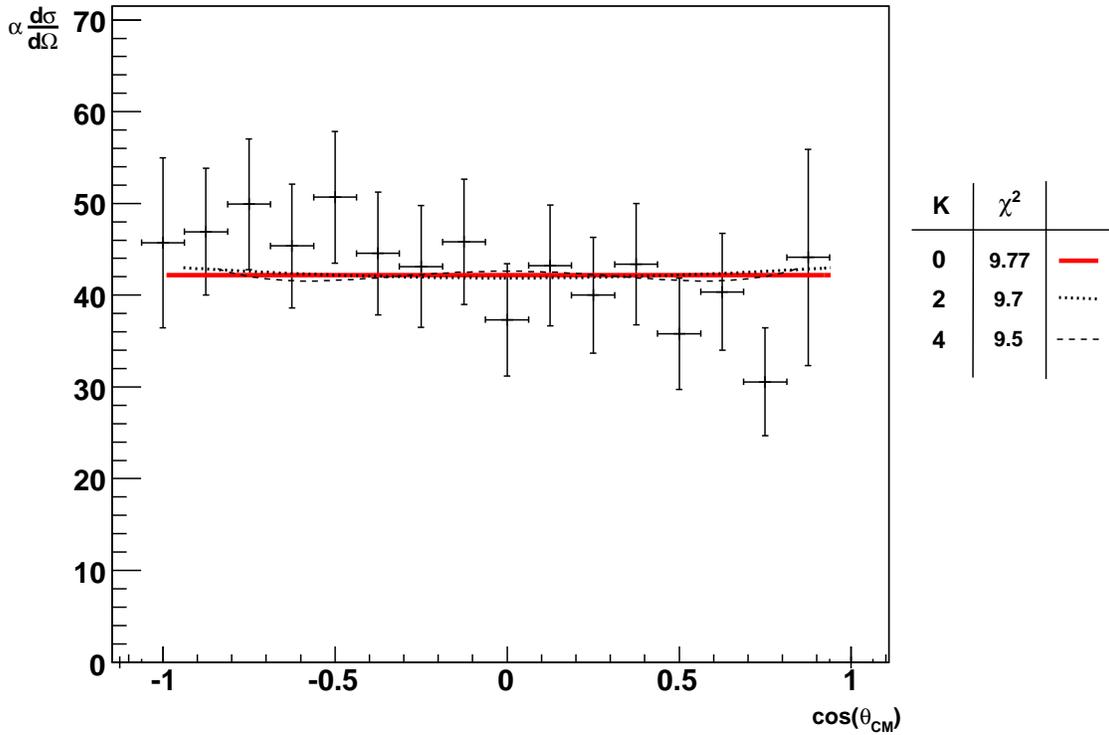


FIGURE 4.7 – Distribution angulaire des alpha provenant de la décroissance de l'état d'énergie $E^* = 5.382 \text{ MeV}$ avec les fit correspondant à chaque valeur de K possible.

situé à $5.382 \pm 0.037 \text{ MeV}$, étant un $\frac{1}{2}$ n'ajoute qu'une composante uniforme, totalement invisible dans cette distribution. Cette contamination est estimée à 15.6 %.

Enfin, la dernière distribution angulaire correspondant à l'état $5.382 \pm 0.037 \text{ MeV}$ est beaucoup plus difficile à interpréter. En effet, même si le χ^2 semble minimum pour un fit avec un $K_{max} = 4$, les $K_{max} = 2$ et $K_{max} = 6$ ne sont pas pour autant à exclure. Cet état peut très bien avoir aussi bien un spin $\frac{3}{2}$ qu'un spin $\frac{5}{2}$ ou même $\frac{7}{2}$. En plus de cela, la contamination du $\frac{7}{2}$ à plus basse énergie représente près de 31 %.

Plusieurs états ont déjà été observés [34] pour cet intervalle en énergie d'excitation :

1. **5.351 MeV** : L'analyse DWBA de la distribution angulaire dans la réaction de transfert $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, \alpha)^{19}\text{Ne}$ [41] a permis d'assigner le spin $\frac{1}{2}^+$ à cet état. La position ainsi que le spin déterminés dans notre expérience pour le niveau à $5.382 \pm 0.037 \text{ MeV}$ sont en accord avec les propriétés de cet état.
2. **5.424 MeV** : Les différentes études de la réaction de transfert $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, t)^{19}\text{Ne}$ [19, 62, 40] convergent vers un spin $\frac{7}{2}^+$ pour cet état. Cela correspond bien au spin mesuré pour notre pic à $5.471 \pm 0.040 \text{ MeV}$.

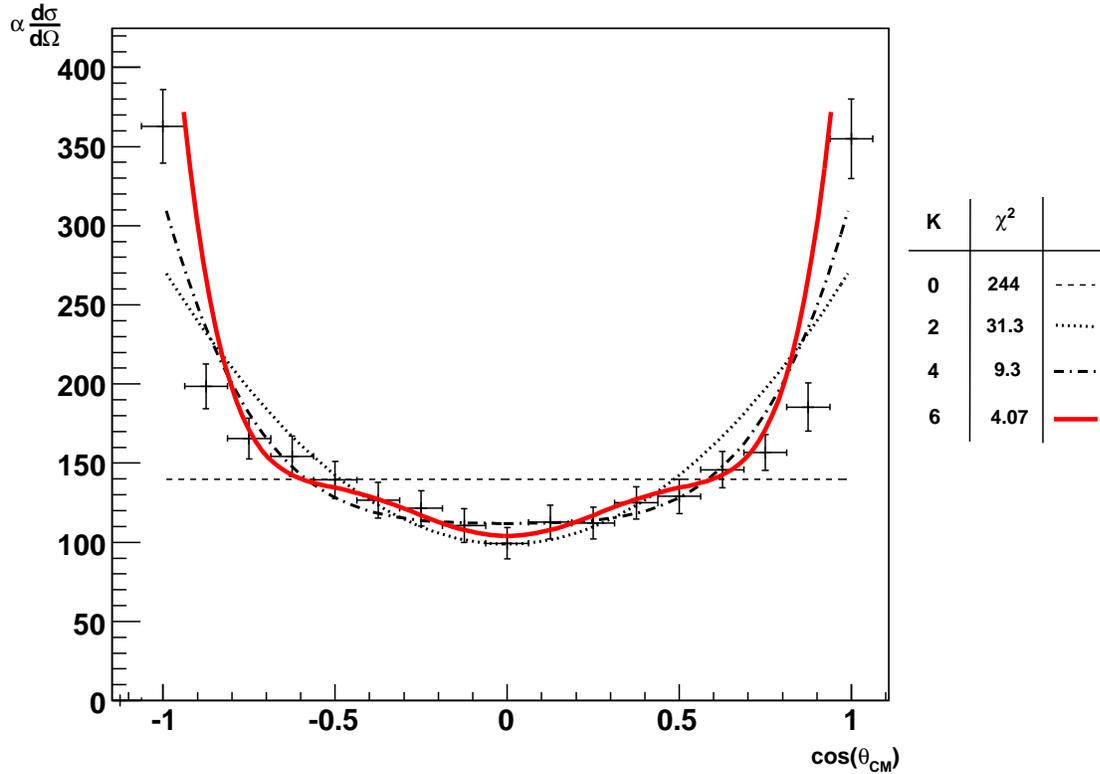


FIGURE 4.8 – Distribution angulaire des alpha provenant de la décroissance de l'état d'énergie $E^* = 5.471 \text{ MeV}$ avec les fit correspondant à chaque valeur de K possible.

3. **5.463 MeV** : Il a seulement été observé dans la réaction $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, \alpha)^{19}\text{Ne}$ [41], mais son spin n'est pas connu. Cependant un parallèle avec le noyau miroir laisserait penser qu'il pourrait s'agir d'un $\frac{7}{2}^-$, ce qui correspond également au spin de notre état positionné à $5.471 \pm 0.040 \text{ MeV}$.
4. **5.539 MeV** : Observé pour la première fois à l'énergie de 5.545 MeV [41] et une seconde fois à $5.517 \pm 0.020 \text{ MeV}$ [48], cet état est tabulé à l'énergie 5.539 MeV [34]. Ni son spin, ni ses largeurs n'ont pu être mesurés. Cet état correspond très certainement à celui visible dans notre expérience à la position $5.564 \pm 0.043 \text{ MeV}$. Son spin reste toujours incertain, car pour cet état, la distribution angulaire ne peut pas discriminer un spin $\frac{3}{2}$ d'un $\frac{5}{2}$ et d'un $\frac{7}{2}$.

En conclusion le pic à $5.382 \pm 0.037 \text{ MeV}$ de spin $\frac{1}{2}^+$ correspond à l'état $\frac{1}{2}^+$ déjà mesuré à 5.351 MeV , le pic à $5.471 \pm 0.040 \text{ MeV}$ de spin $\frac{7}{2}$ a pour contribution soit l'état $\frac{7}{2}^+$ à 5.424 MeV soit l'état à 5.463 MeV de spin inconnu ou bien même un mélange des deux, et enfin le pic positionné à $5.564 \pm 0.043 \text{ MeV}$ correspond au même état mesuré deux fois à deux énergies différentes (5.545 MeV et 5.517 MeV), mais son spin reste indéterminé.

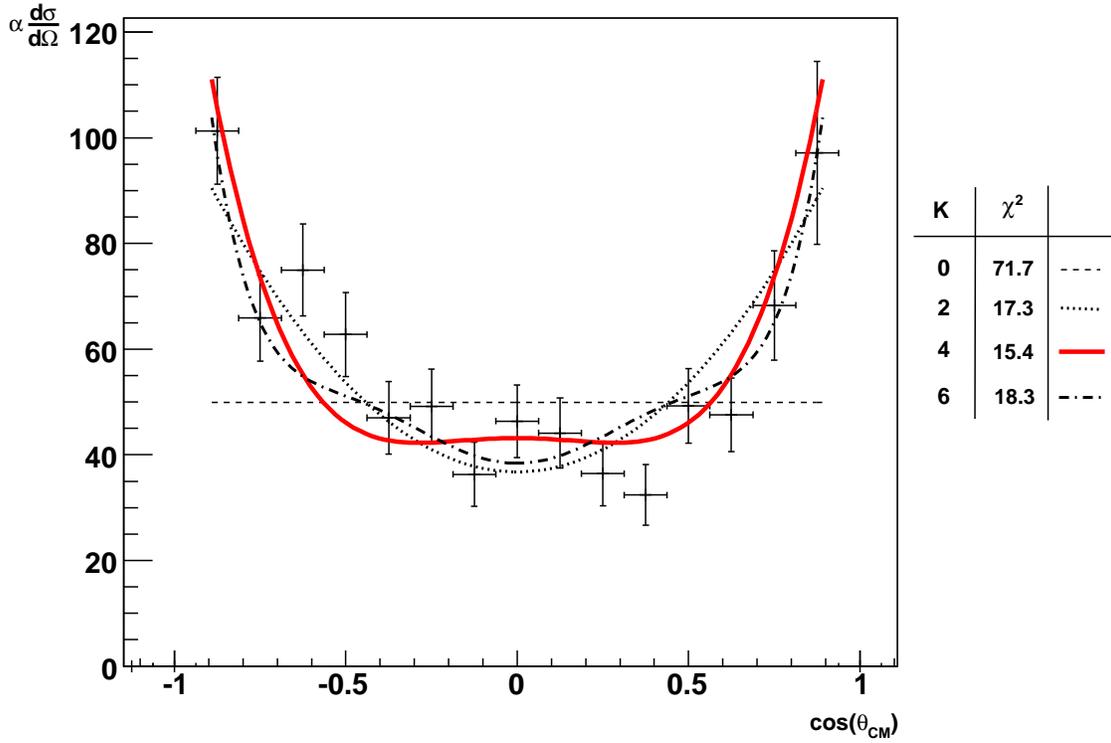


FIGURE 4.9 – *Distribution angulaire des alpha provenant de la décroissance de l'état d'énergie $E^* = 5.564 \text{ MeV}$ avec les fit correspondant à chaque valeur de K possible.*

4.1.1.4 Pic 4 : $5.8 \text{ MeV} < E^* < 6.6 \text{ MeV}$

La densité d'états dans cette gamme d'énergie est très importante. Pas moins de 5 gaussiennes sont nécessaires pour reproduire le spectre 4.10. Il n'est cependant pas du tout exclu que plus de 5 états contribuent à ces pics, mais il est impossible objectivement d'en extraire plus de nos données. La largeur de certains états dans cette gamme en énergie commence à ne plus être négligeable, mais elle reste toujours très petite par rapport à la résolution expérimentale. Dans un article récent [31], un état de spin parité $\frac{1}{2}^+$ large de 231 keV est prédit à 6 MeV d'énergie d'excitation. Les nombreux états se superposant aux alentours de cette énergie ainsi que la relative mauvaise résolution expérimentale, interdisent hélas l'observation de cet état large.

Au final les positions des 5 états observés dans cette expérience sont : $5.833 \pm 0.034 \text{ MeV}$, $6.014 \pm 0.038 \text{ MeV}$, $6.133 \pm 0.035 \text{ MeV}$, $6.301 \pm 0.039 \text{ MeV}$ et $6.445 \pm 0.037 \text{ MeV}$. Comme auparavant, les distributions angulaires respectives sont présentées par les figures 4.11, 4.12, 4.13, 4.14 et 4.15.

Le pic positionné à l'énergie $5.833 \pm 0.034 \text{ MeV}$ est bien isolé et ne correspond qu'à un

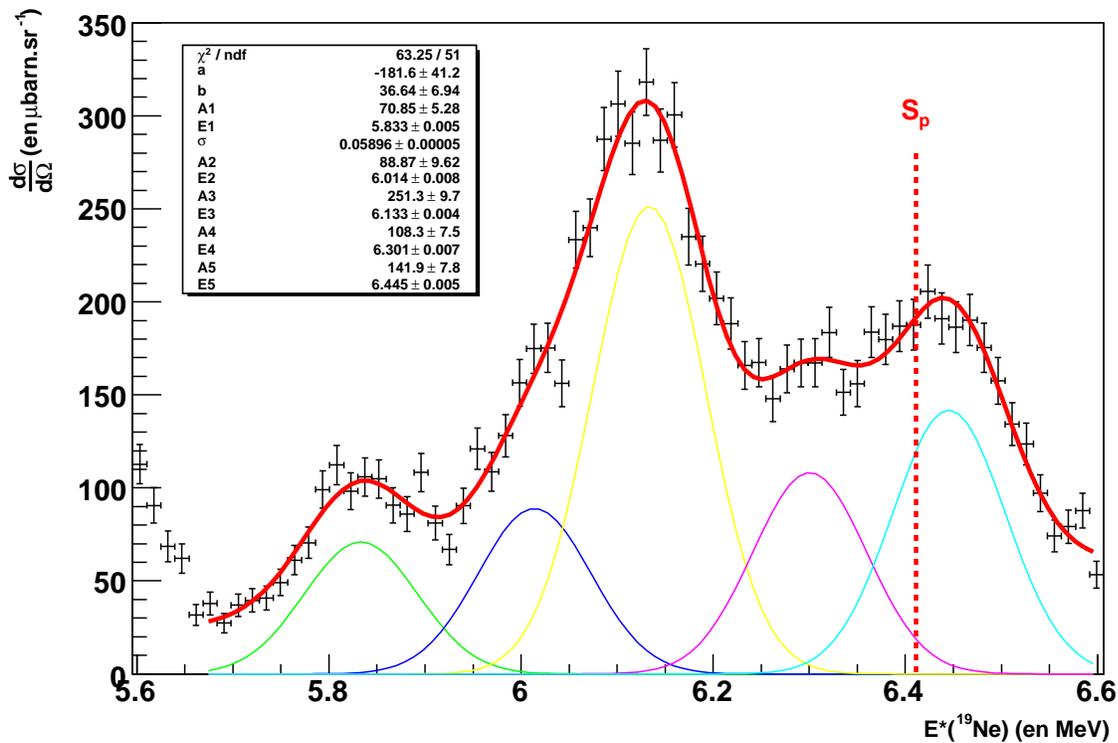


FIGURE 4.10 – Fit des pics ayant une énergie d'excitation supérieure à 5.8 MeV. Cinq états sont observés : celui à 5.83 MeV (en vert), celui à 6.01 MeV (en bleu), celui à 6.13 MeV (en jaune), celui à 6.301 MeV (en rose) et celui à 6.45 MeV (en turquoise). Le seuil proton est également représenté en pointillé rouge.

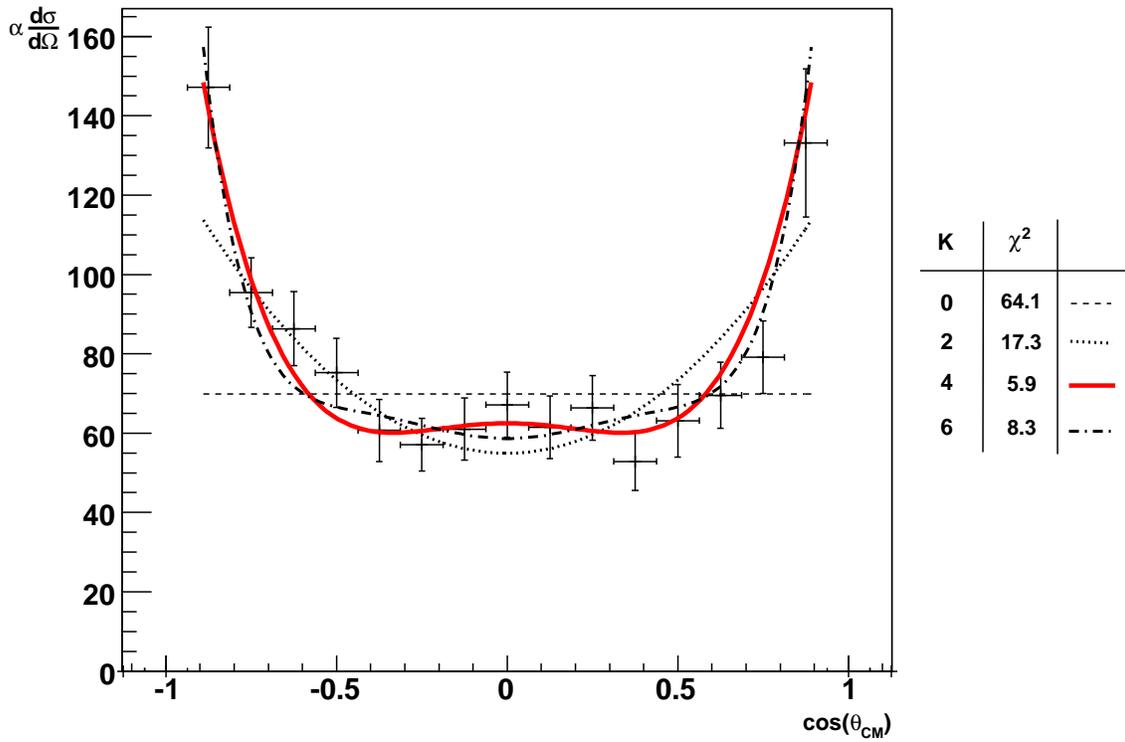


FIGURE 4.11 – Distribution angulaire des alpha provenant de la décroissance de l'état d'énergie $E^* = 5.833 \text{ MeV}$ avec les fit correspondant à chaque valeur de K possible.

seul état. Par conséquent, sa distribution angulaire n'est pas contaminée et son analyse assez simple. Le meilleur ajustement est obtenu avec un ordre du polynôme de Legendre égal à 4. Il est alors possible d'assigner le spin $\frac{5}{2}$ à cet état. Les probabilités de peuplement des différents sous-états magnétiques sont les suivantes :

$$P\left(\frac{1}{2}\right) = 0.81 \pm 0.15 \quad P\left(\frac{3}{2}\right) = 0.16 \pm 0.07 \quad P\left(\frac{5}{2}\right) = 0.03_{-0.03}^{+0.08}$$

Le pic suivant à $6.014 \pm 0.038 \text{ MeV}$ apparaît comme un épaulement du pic à $6.133 \pm 0.035 \text{ MeV}$. Malgré tout, son existence ne souffre d'aucune ambiguïté. Le fit de sa distribution angulaire permet de déterminer que cet état est probablement un $\frac{7}{2}$ malgré une contamination de près de 25 % par l'état de plus haute énergie. Les $P(m)$, quant à eux, valent :

$$P\left(\frac{1}{2}\right) = 0.76 \pm 0.21 \quad P\left(\frac{3}{2}\right) = 0.11 \pm 0.11 \quad P\left(\frac{5}{2}\right) = 0.03_{-0.03}^{+0.08} \quad P\left(\frac{7}{2}\right) = 0_{-0}^{+0.02}$$

Le pic à $6.133 \pm 0.035 \text{ MeV}$ est le plus peuplé de cette expérience. La forme de sa

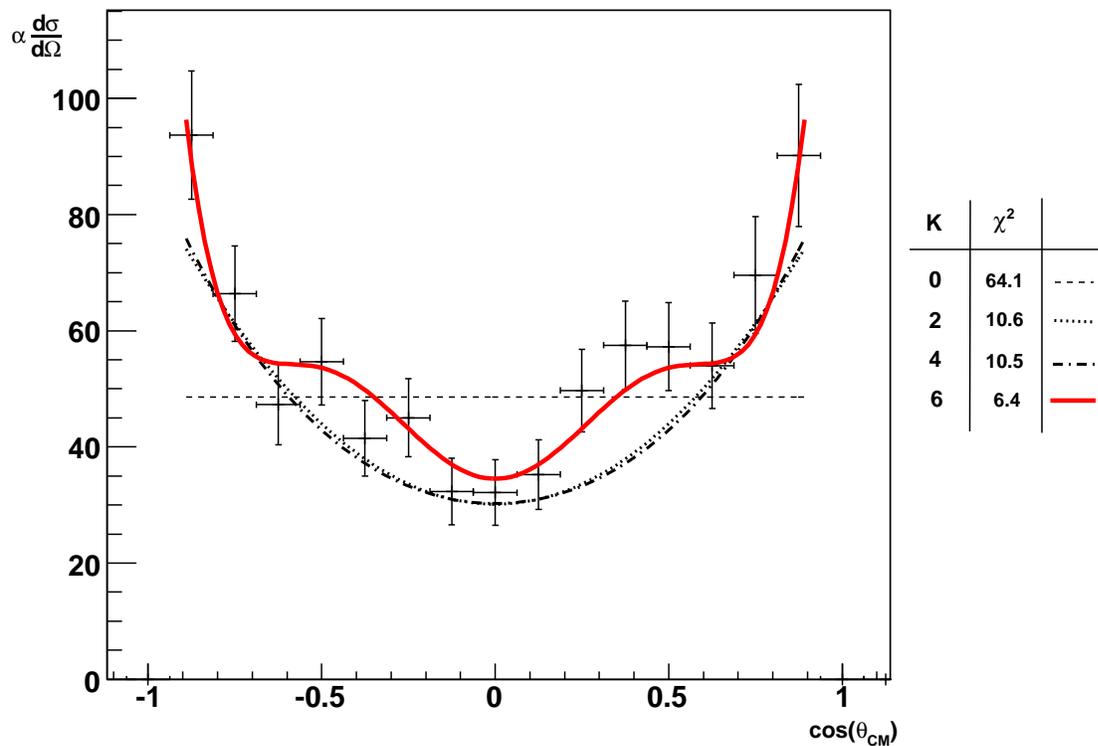


FIGURE 4.12 – Distribution angulaire des alpha provenant de la décroissance de l'état d'énergie $E^* = 6.014 \text{ MeV}$ avec les fit correspondant à chaque valeur de K possible.

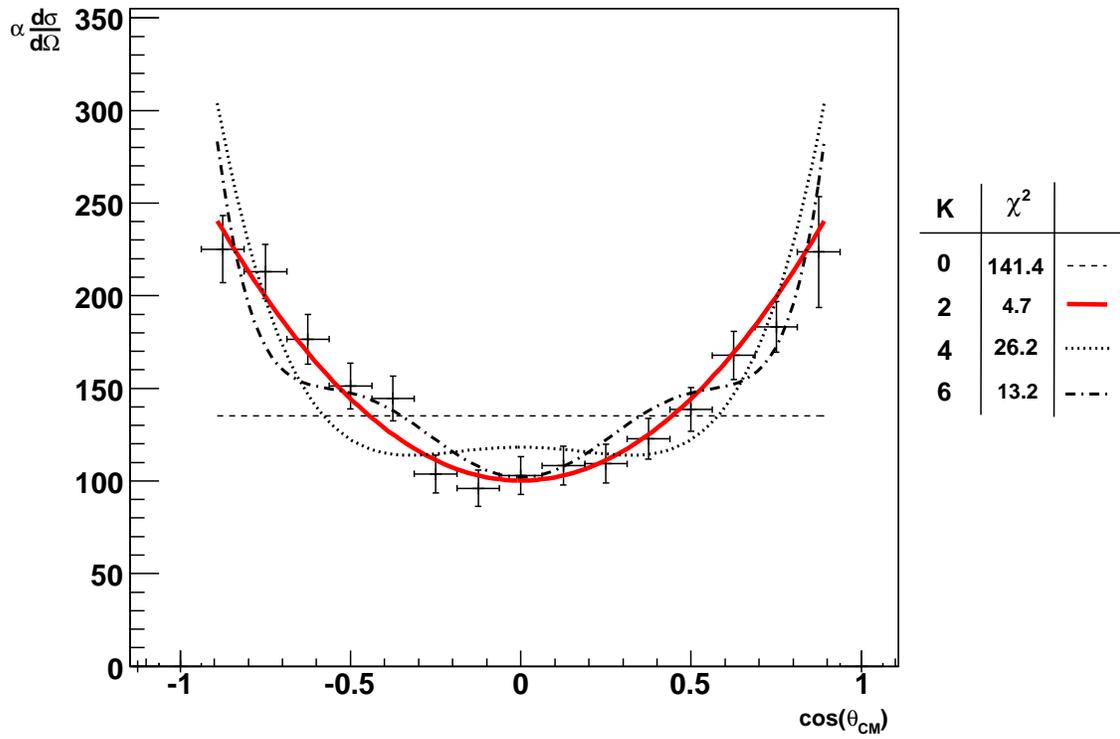


FIGURE 4.13 – Distribution angulaire des alpha provenant de la décroissance de l'état d'énergie $E^* = 6.133 \text{ MeV}$ avec les fit correspondant à chaque valeur de K possible.

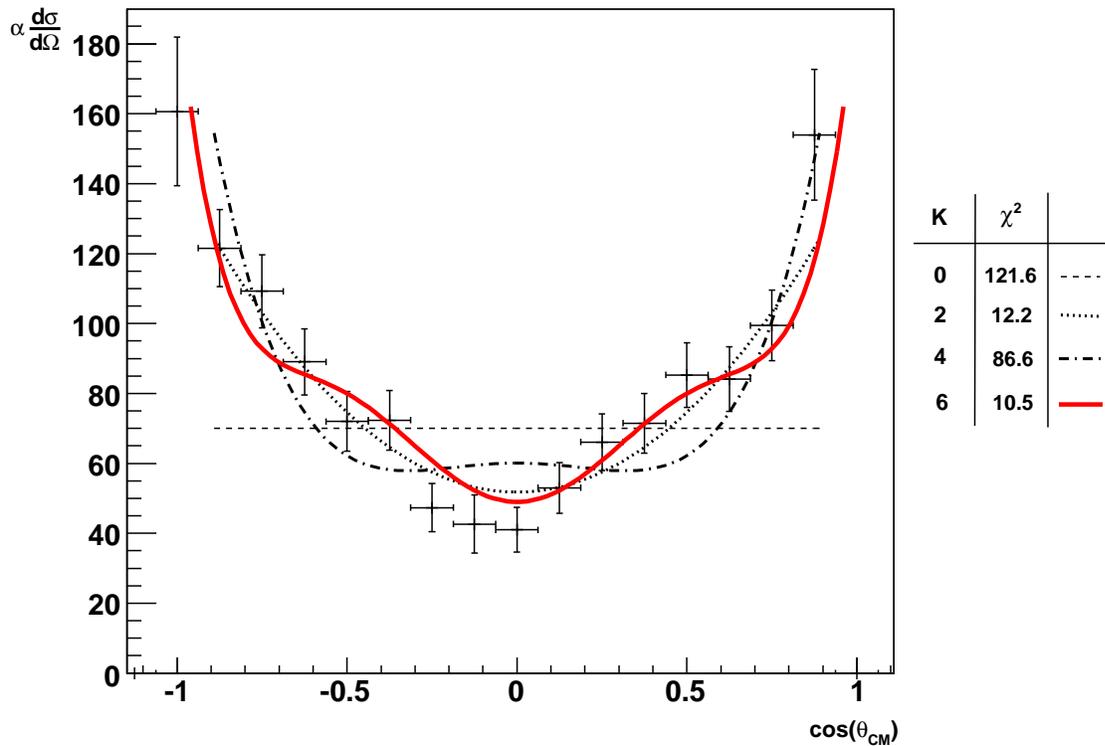


FIGURE 4.14 – Distribution angulaire des alpha provenant de la décroissance de l'état d'énergie $E^* = 6.301 \text{ MeV}$ avec les fit correspondant à chaque valeur de K possible.

distribution (Fig. 4.13) est sans appel (voir χ^2) : elle suit un polynôme de Legendre d'ordre 2. Ceci permet de conclure que cet état possède un spin $\frac{3}{2}$. Sa contamination par les états voisins est de seulement 12.3 % et les valeurs $P(m)$ sont :

$$P\left(\frac{1}{2}\right) = 0.87 \pm 0.03 \quad P\left(\frac{3}{2}\right) = 0.13 \pm 0.03$$

Le pic suivant à $6.301 \pm 0.039 \text{ MeV}$ est assez bien isolé malgré les apparences, sa contamination de seulement 13 % en témoigne. Il s'intercale simplement entre celui à $6.133 \pm 0.035 \text{ MeV}$ et celui à $6.445 \pm 0.037 \text{ MeV}$. L'analyse de sa distribution angulaire (Fig. 4.14) permet de conclure que son spin est plutôt un $\frac{7}{2}$, même si pour autant le spin $\frac{3}{2}$ ne peut être totalement exclu. Dans le cas d'un spin $\frac{7}{2}$, les $P(m)$ valent :

$$P\left(\frac{1}{2}\right) = 0.78_{-0.25}^{+0.22} \quad P\left(\frac{3}{2}\right) = 0.22 \pm 0.05 \quad P\left(\frac{5}{2}\right) = 0_{-0}^{+0.1} \quad P\left(\frac{7}{2}\right) = 0$$

Enfin, le dernier pic se trouve tout juste au-dessus du seuil proton. Cet état ou plus exactement ces états (voir plus loin) sont très intéressants pour le calcul du taux de ré-

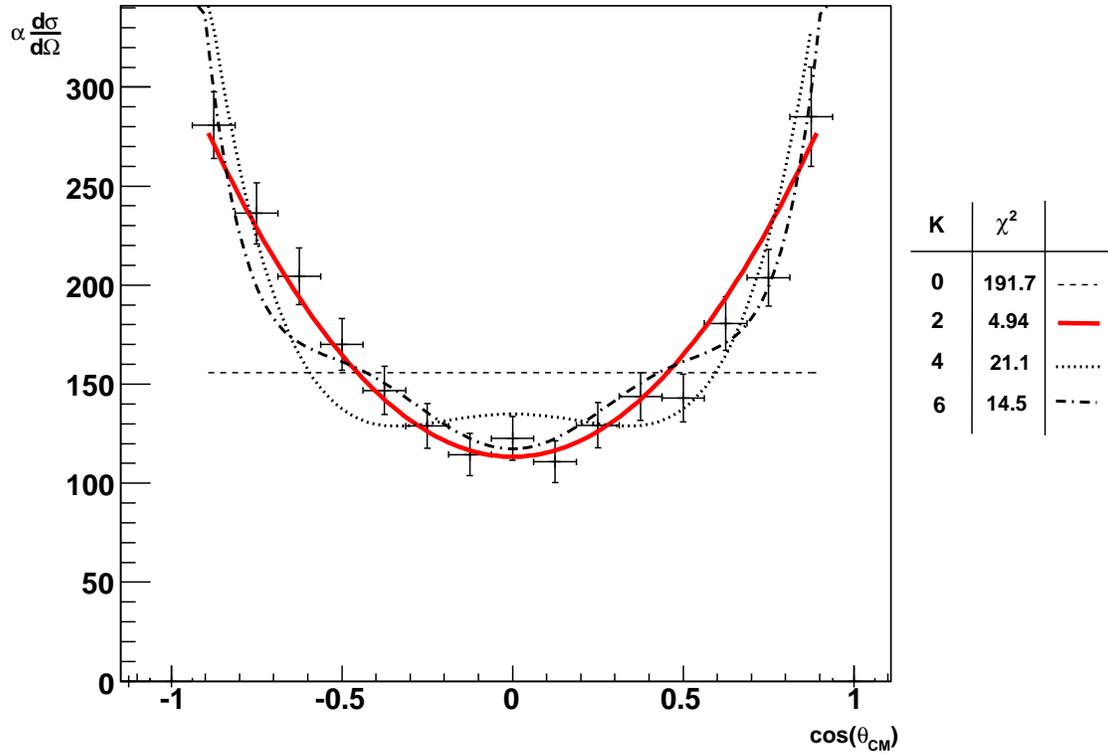


FIGURE 4.15 – *Distribution angulaire des alpha provenant de la décroissance de l'état d'énergie $E^* = 6.445 \text{ MeV}$ avec les fit correspondant à chaque valeur de K possible.*

action $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$. La contamination de la distribution angulaire (Fig. 4.15) par l'état juste sous le seuil est de 18.3 %. Comme en témoigne cette dernière figure, le fit reproduisant le mieux cette distribution est obtenu pour $K_{max} = 2$. Le spin de cet état est par conséquent un $\frac{3}{2}$. Dans ce cas, les $P(m)$ prennent comme valeurs :

$$P\left(\frac{1}{2}\right) = 0.88 \pm 0.03 \quad P\left(\frac{3}{2}\right) = 0.12 \pm 0.03$$

Beaucoup d'états déjà référencés [34] dans cette zone ont été découverts et étudiés par plusieurs expériences utilisant les réactions de transfert $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, t)^{19}\text{Ne}$ et $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, \alpha)^{19}\text{Ne}$:

1. **5.832 MeV** : Mesuré pour la première fois à l'énergie de 5.831 MeV [41], il a été réobservé grâce à la même réaction de transfert $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, \alpha)^{19}\text{Ne}$ à l'énergie de 5.837 ± 0.020 MeV [48]. Cet état est isolé et bien séparé des niveaux à plus haute et plus basse énergie d'excitation ce qui ne laisse aucun doute quant à son identification dans le spectre 4.10 : il s'agit du pic à 5.833 ± 0.034 MeV. Son spin de $\frac{5}{2}$ n'a jamais été déterminé auparavant.
2. **6.014 MeV** : Son énergie a été mesurée à 6.012 ± 0.010 MeV [41] et à 6.014 ± 0.010 MeV [48] grâce aux réactions de transfert citées précédemment, et il a été revu plus récemment grâce à une autre réaction de transfert $^{19}\text{F}(^3\text{He}, t)^{19}\text{Ne}$ [73] à l'énergie de 6.016 MeV. Le spin proposé pour cet état est soit un $\frac{1}{2}^-$ soit, de façon plus probable un $\frac{3}{2}^-$ [41]. Expérimentalement, nous avons un pic à 6.014 ± 0.038 MeV qui correspond parfaitement en énergie avec cet état, cependant le spin de $\frac{7}{2}$ n'est pas en accord avec les précédentes observations.
3. **6.078 MeV / 6.107 MeV** : Vu leur énergie d'excitation proche, l'observation de ces deux états est difficilement dissociable. En effet, la première observation de ces états [41] n'a pas permis de les séparer, un seul pic était visible à l'énergie d'excitation de 6.089 MeV. Ils n'ont pu être résolu que dans l'expérience étudiant la réaction $^{19}\text{F}(^3\text{He}, t)^{19}\text{Ne}$ [73]. Dans la nôtre, un de ces deux ou même ces deux états peuvent tout à fait contribuer au pic à 6.014 ± 0.038 MeV, étant donné que ces 2 états ainsi que celui à 6.014 MeV sont très proches.
4. **6.138 MeV** : La première mesure de ce niveau, d'ailleurs mélangé avec le précédent, le positionne à 6.149 MeV [41]. Mais son observation indiscutable à 6.138 MeV est faite dans la réaction $^{19}\text{F}(^3\text{He}, t)^{19}\text{Ne}$ [73]. C'est très probablement cet état qui est observé dans notre expérience à 6.133 ± 0.035 MeV. Son spin, jusqu'alors inconnu, est $\frac{3}{2}$.
5. **6.290 MeV** : Cet état a été observé à cette position par deux expériences de réaction

de transfert [41, 73]. Les valeurs possibles $\frac{5}{2}^-$ ou $\frac{7}{2}^-$ de son spin ont été déterminées à partir de la réaction de transfert $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, t)^{19}\text{Ne}$ [62]. Notre expérience permet de trancher en faveur du spin $\frac{7}{2}$, car cet état correspond à celui visible à l'énergie $6.301 \pm 0.039 \text{ MeV}$.

6. **6.419 MeV/6.437 MeV/6.449 MeV** : Ces trois états se regroupent dans une gamme de seulement 30 keV, tout juste au-dessus du seuil proton à 6.411 MeV . Par conséquent, le calcul du facteur astrophysique dépend pour une bonne part de leur largeur proton, de leur spin et de leur position. Aucune expérience n'a eu la résolution suffisante pour les séparer, seul un pic large à une énergie de 6.433 MeV [41] ou 6.438 MeV [48] est observé. La meilleure mesure actuelle est obtenue grâce à la réaction de transfert $^{19}\text{F}(^3\text{He}, t)^{19}\text{Ne}$ [73] qui permet de mettre bien en évidence les deux états extrêmes à 6.419 MeV et 6.449 MeV . L'état intermédiaire est vu comme un fond car il est suspecté être un état large de $216 \pm 19 \text{ keV}$ [73]. Les spins de ces états, respectivement $\frac{3}{2}^+$, $\frac{1}{2}^-$, $\frac{3}{2}^+$, sont déduits du ^{19}F . Le facteur spectroscopique de la somme des deux états suspectés être des $\frac{3}{2}^+$ a été mesuré à 0.21 [29, 30, 28]. Evidemment notre expérience est incapable de distinguer ces états, c'est donc le mélange des trois qui contribue au pic à $6.445 \pm 0.037 \text{ MeV}$. Le spin de ce mélange est $\frac{3}{2}$, ce qui veut dire qu'aucun de ces trois états n'a un spin plus élevé. Cette mesure est en accord avec ce qui était supposé jusque là.

4.1.1.5 Conclusion

Au final, dans cette gamme d'énergie, la majorité des états connus jusqu'à présent est observée dans notre expérience, sous réserve qu'ils puissent être résolus en énergie. De nombreux spins, non encore déterminés ou incertains, ont été mesurés grâce aux distributions angulaires obtenues expérimentalement. La position ainsi que les spin sont, dans la majorité des cas, en parfait accord avec les anciennes observations. Seule la distribution angulaire du pic à $6.014 \pm 0.038 \text{ MeV}$ est en désaccord avec les précédentes expériences. En effet, nous observons pour cet état un spin $\frac{7}{2}$ alors que l'état qui correspond le mieux en énergie aurait un spin $\frac{1}{2}^-$ ou $\frac{3}{2}^-$. Cependant, les deux états d'énergie d'excitation supérieure (6.078 MeV et 6.107 MeV) ne peuvent être séparés de l'état à 6.014 MeV et ainsi contribuer au pic à $6.014 \pm 0.038 \text{ MeV}$. Leurs spin étant inconnus, il est tout à fait possible que l'un d'entre eux soit un $\frac{7}{2}$ expliquant ainsi l'allure de notre distribution angulaire.

Il est également important de noter que beaucoup d'états connus dans le noyau miroir dans cette gamme d'énergie n'ont jamais été vus dans le ^{19}Ne . Il est donc tout à fait possible que dans ces pics se cachent des états inconnus, mais il est impossible de les

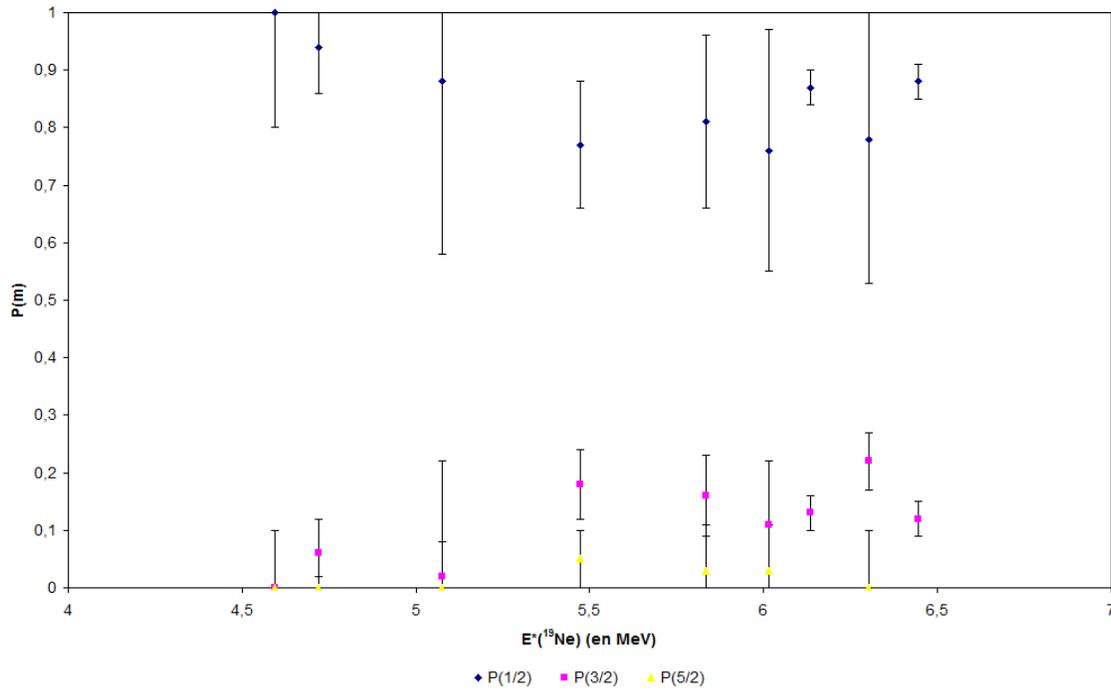


FIGURE 4.16 – Valeur mesurée des différents $P(m)$ pour $m = \frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$ et $\frac{7}{2}$ en fonction de l'énergie d'excitation du ^{19}Ne .

mettre en évidence dans notre expérience.

La figure 4.16 représente une synthèse de tous les $P(m)$ qui ont pu être extraits des distributions angulaires en fonction de l'énergie d'excitation. Il semble qu'aux barres d'erreur près, la probabilité de peupler les différents sous-états magnétiques est indépendante de l'énergie d'excitation dans cette gamme. Les valeurs moyennes pondérées par les incertitudes sont données ci-après :

$$P\left(\frac{1}{2}\right) = 0.857 \pm 0.083 \quad P\left(\frac{3}{2}\right) = 0.133 \pm 0.055 \quad P\left(\frac{5}{2}\right) = 0.038^{+0.058}_{-0.038} \quad P\left(\frac{7}{2}\right) = 0$$

Ces valeurs moyennes représentent en fait l'état d'alignement du $^{19}\text{Ne}^*$ produit. Puisque $P(\frac{1}{2}) \gg P(\frac{3}{2}) > P(\frac{5}{2})$ (Fig. 4.17), le faisceau est dit aligné oblate. C'est à dire que le moment angulaire est aligné perpendiculairement à l'axe du faisceau. Dans un tel cas, ce sont les m les plus petits qui sont les plus peuplés. Il faut aussi noter que la distribution des $P(m)$ suit une loi gaussienne, ce qui est en accord avec l'approximation généralement faite pour l'analyse des distributions angulaires [71]. Enfin, on remarque également que $P(\frac{7}{2}) = 0$ alors qu'il était laissé en paramètre libre pour chaque fit. Ceci est tout à fait

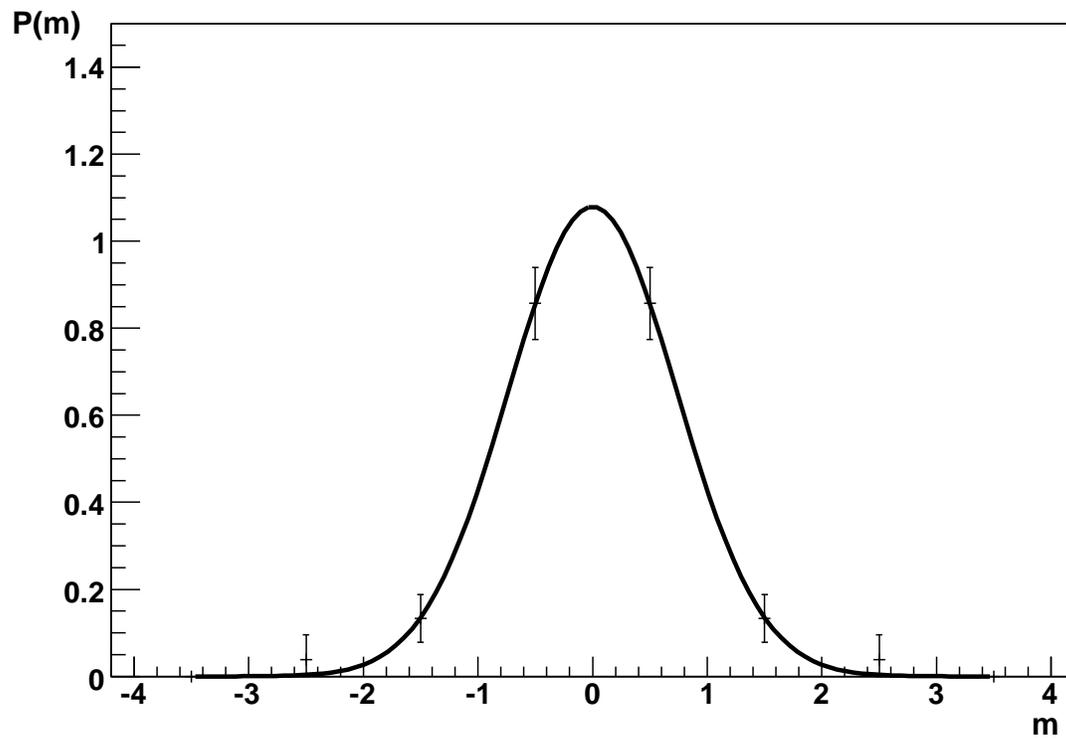


FIGURE 4.17 – Valeur moyenne des différents $P(m)$ en fonction de m .

en accord avec la théorie puisque le sous-état magnétique $m = \frac{7}{2}$ ne peut pas être peuplé pour des raisons de conservation de la projection de spin (voir la section 3.5 du Chapitre 3).

Tous ces faits ne sont pas étonnants, et sont même rassurants. Le moment angulaire orbital incident est forcément dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau, ceci étant dû à la symétrie axiale du faisceau. Le proton après diffusion inélastique est détecté à 0° , la symétrie est conservée, le noyau de $^{19}\text{Ne}^*$ est forcément très aligné.

4.1.2 Les niveaux au-dessus du seuil proton dans le ^{19}Ne

Pour la problématique astrophysique qui nous intéresse (voir Chap. 1), les états au-dessus du seuil proton jouent un rôle primordial. Jusqu'à présent, seules des expériences de diffusion élastique résonnante $^{18}\text{F}(p, p)^{18}\text{F}$ et de réaction de transfert $^{19}\text{F}(^3\text{He}, t)^{19}\text{Ne}$ ont été utilisées pour explorer cette gamme d'énergie d'excitation dans le ^{19}Ne . La diffusion inélastique suivie de la décroissance par l'émission d'un proton par le $^{19}\text{Ne}^*$ formé, offre une nouvelle possibilité d'investigation de ces états. Les différents résultats obtenus sont présentés dans cette section.

La figure 4.18 représente le fit de tous les pics du spectre en énergie d'excitation du ^{19}Ne construit avec les coïncidences proton. Pour reproduire correctement les données, pas moins de 6 pics sont nécessaires. Dans cette gamme en énergie, la largeur des niveaux est suffisamment faible pour pouvoir fiter les pics avec des gaussiennes mais elle est tout de même mesurable car non négligeable par rapport à la résolution expérimentale. Ainsi, le sigma des gaussiennes est laissé libre dans le fit et permet d'extraire la largeur totale de l'état grâce à la relation suivante :

$$\Gamma_{tot} = \sqrt{\sigma_f^2 - \sigma_r^2} \quad (4.1)$$

où σ_f est le sigma obtenu grâce au fit et σ_r est le sigma venant uniquement de la résolution expérimentale. Ce dernier est calculé pour chaque état à partir d'une simulation de type Monte-Carlo. Cette méthode d'extraction de la largeur totale est semblable à celle déjà utilisée dans d'autres expériences [73]. Tous les résultats de position et de largeur pour chacun de ces pics sont détaillés et comparés aux différentes observations, déjà réalisées par le passé, dans les sections suivantes. A ce propos, sont pris en compte uniquement les états déjà observés et non ceux introduits à partir de la structure du ^{19}F [58].

Les distributions angulaires sont également tracées et analysées grâce à la méthode décrite dans la section 3.6.6.3 du Chapitre 3. Au sujet de leur analyse, il est important de rappeler que dans le cas de la décroissance par émission de protons, beaucoup plus de

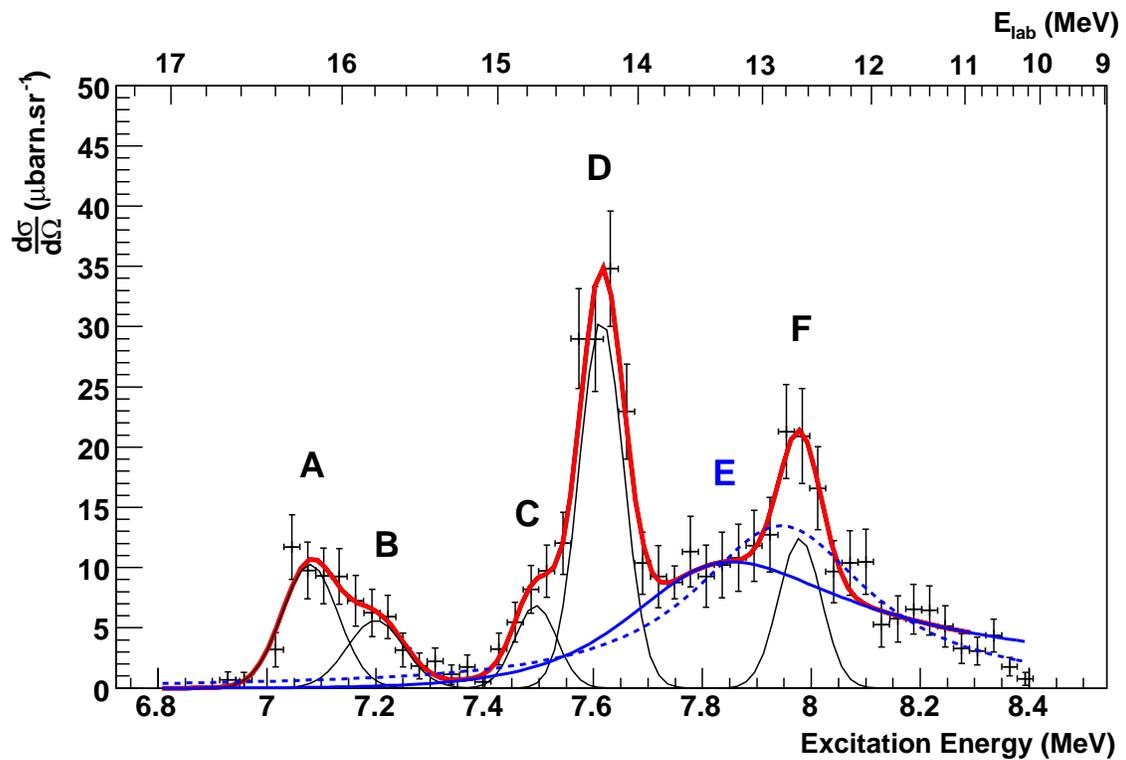


FIGURE 4.18 – Fit des pics obtenus grâce aux coïncidences proton-proton produites par la réaction $H(^{19}\text{Ne}, p)^{19}\text{Ne}^*(p)^{18}\text{F}$. Tous les pics sont repérés par une lettre. Le pic E est fité soit par une Lorentzienne (en pointillé) soit par une Breit-Wigner (en trait plein).

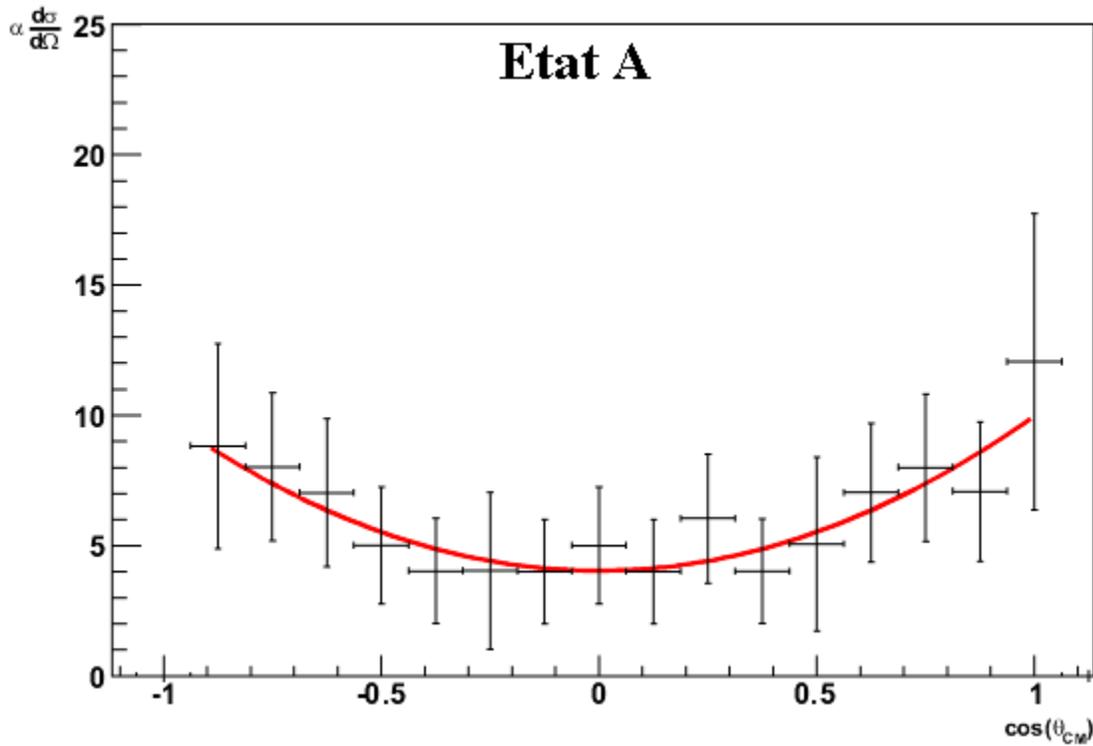


FIGURE 4.19 – *Distribution angulaire fitée de l'état positionné à 7.079 MeV*

paramètres libres interviennent dans la formulation des corrélations angulaires. Par conséquent seule la forme de la distribution nous donne un renseignement physique exploitable, les autres paramètres (peuplement des sous-états magnétiques, ...) ne sont pas discutés.

4.1.2.1 A : $E^* = 7.079 \text{ MeV}$

Le premier état est mesuré à une énergie d'excitation de $7.079 \pm 0.037 \text{ MeV}$, soit une énergie de résonance de $669 \pm 37 \text{ keV}$. Quant à sa largeur totale, elle est déterminée à $32 \pm 8 \text{ keV}$. La distribution angulaire de cet état (Fig. 4.19) est parfaitement reproduite par un polynôme de Legendre d'ordre 2. Ainsi, le spin de cet état est un $\frac{3}{2}$.

Ce pic correspond à un état, déjà vu et très souvent étudié, positionné à $7.075 \pm 0.001 \text{ MeV}$. Il a été vu pour la première fois à une énergie de $7.064 \pm 0.020 \text{ MeV}$ par une réaction de transfert $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, \alpha)^{19}\text{Ne}$ [41]. Depuis, de très nombreuses expériences ont été réalisées pour déterminer au mieux toutes ses caractéristiques. Ainsi son spin $\frac{3}{2}^+$, suspecté initialement être un $\frac{1}{2}^+$ ou un $\frac{3}{2}^+$ [24], a été bien établi par l'analyse d'une expérience de diffusion élastique résonante [15]. La largeur totale de cet état a tout d'abord été mesurée à $37 \pm 5 \text{ keV}$ [24] mais une autre expérience l'a déterminée à $13.6 \pm 4.6 \text{ keV}$ [66].

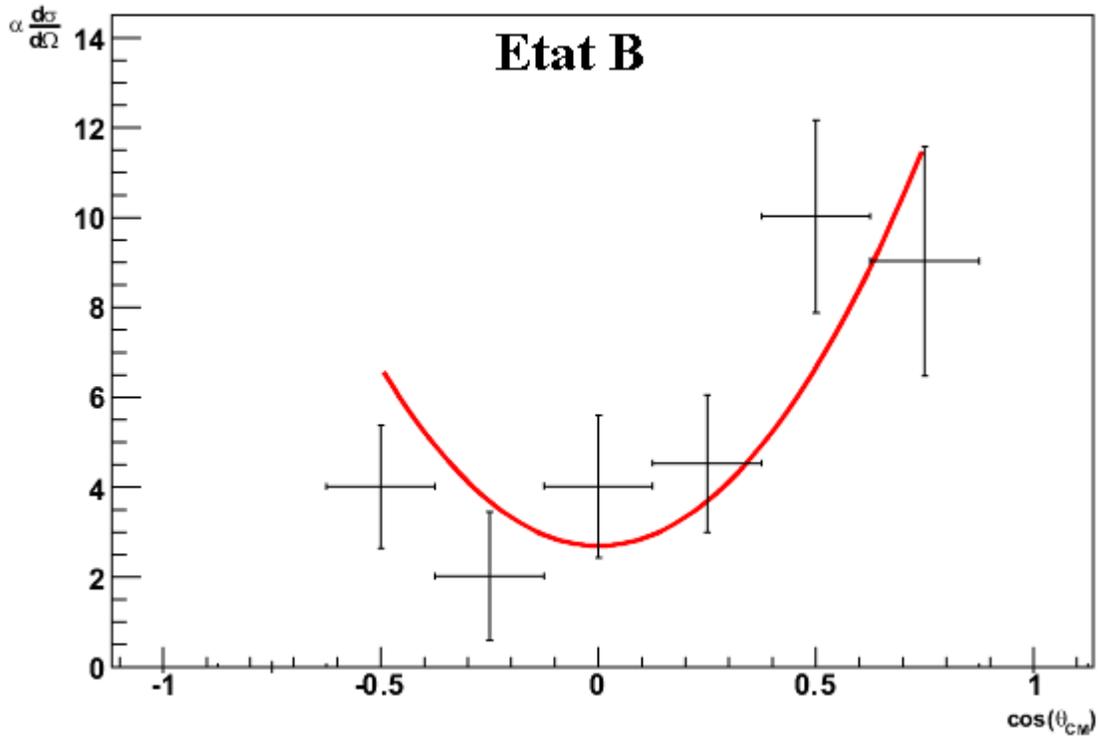


FIGURE 4.20 – Distribution angulaire fitée de l'état positionné à 7.193 MeV

Ce sont finalement plusieurs expériences récentes [45, 46, 15] qui ont permis de converger vers la valeur de $39.0 \pm 1.6 \text{ keV}$. Les rapports $\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_{tot}}$ et $\frac{\Gamma_p}{\Gamma_{tot}}$ sont également connus pour cet état à 0.613 ± 0.06 et 0.387 ± 0.04 respectivement [73, 75].

Cet état constitue en fait un cas test pour notre méthode : il démontre qu'aussi bien la position, le spin ou la largeur déterminés dans notre expérience sont en total accord avec les précédentes expériences. Ce parfait accord valide la méthode d'analyse qui peut être ainsi appliquée aux états suivants.

4.1.2.2 B : $E^* = 7.193 \text{ MeV}$

Pour fiter correctement les données, il est nécessaire d'introduire un pic à $7.193 \pm 0.054 \text{ MeV}$ qui est en fait un épaulement du pic à 7.079 MeV . De ce fait, la largeur déduite de $35 \pm 12 \text{ keV}$ est entachée d'une erreur plus importante et la distribution angulaire n'est composée que de très peu d'événements pour éviter la contamination du 7.079 MeV (voir Fig. 4.20). Le spin de cet état serait un $\frac{3}{2}$ car c'est un polynôme d'ordre 2 qui fite le mieux la distribution, mais un spin plus élevé n'est cependant pas à exclure.

Dans cette gamme d'énergie, pas moins de 3 états sont notifiés dans la référence [58]

aux énergies suivantes : 7.173 MeV , 7.238 MeV et 7.253 MeV . Une recherche bibliographique plus approfondie montre cependant que l'existence séparée de ces trois niveaux est loin d'être évidente. En effet un état à 7.253 MeV et un autre très faiblement visible à 7.178 MeV ont été vus la première fois grâce à la réaction $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, \alpha)^{19}\text{Ne}$ [48]. D'autres expériences de transfert [62, 56] ont permis d'observer un état à 7.21 MeV . A ce jour les meilleures mesures [73] ont permis d'observer un état à 7.238 MeV et un autre à 7.173 MeV mais une fois de plus faiblement visible. En résumé, dans cette gamme, ce ne sont pas 3 états qui ont été observés mais seulement deux au maximum : celui aux alentours de 7.23 MeV et peut-être, mais de façon beaucoup moins certaine, celui à 7.173 MeV . Le 7.253 MeV , quant à lui n'a été vu qu'une seule fois et correspond très certainement au 7.23 MeV vu dans les expériences antérieures. Pour ces états, toutes les caractéristiques sont déduites du ^{19}F et n'ont jamais été mesurées jusqu'à présent.

L'état que nous observons à $7.193 \pm 0.054 \text{ MeV}$ est très probablement celui à 7.253 MeV . Il aurait alors un spin $\frac{3}{2}$ et une largeur de $35 \pm 12 \text{ keV}$. Le spin et la largeur, déduits du ^{19}F , de l'état à 7.173 MeV , sous réserve de son existence réelle, serait respectivement $\frac{11}{2}^-$ et 6.9 eV , le rendant ainsi inobservable dans notre expérience.

4.1.2.3 C : $E^* = 7.494 \text{ MeV}$

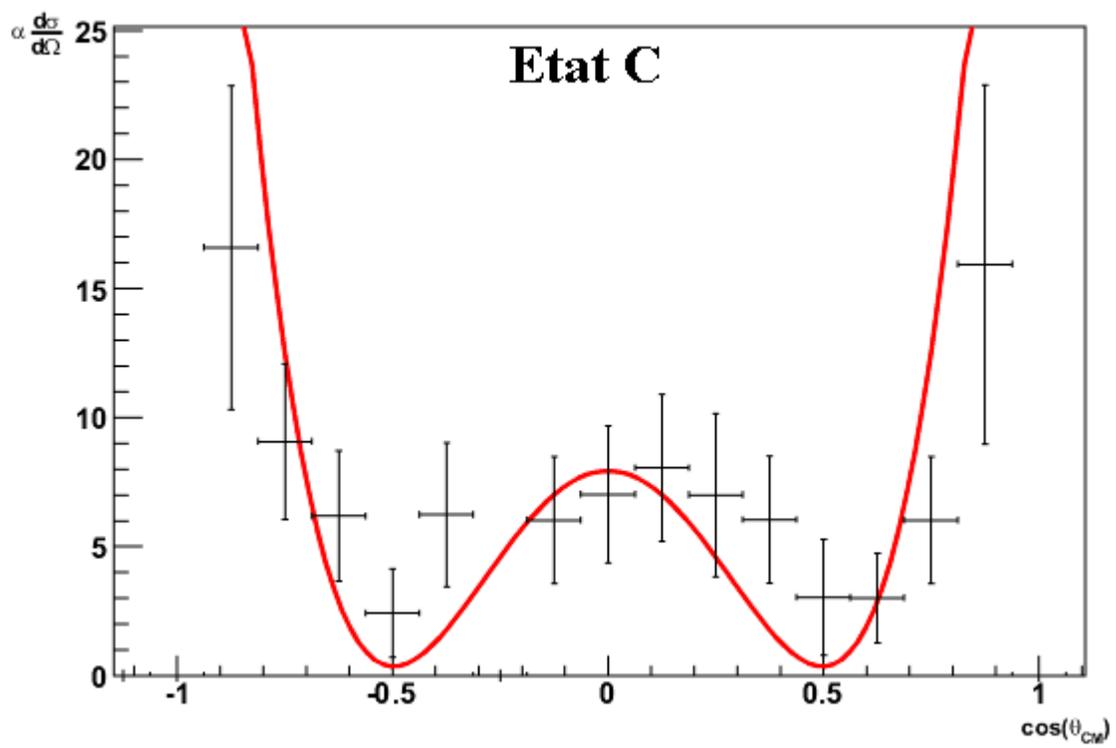
L'état suivant positionné à $7.494 \pm 0.068 \text{ MeV}$ est également un épaulement d'un pic plus intense. Sa largeur totale mesurée est de $17 \pm 7 \text{ keV}$. Malgré le fait que ce soit un épaulement, en minimisant la contamination par l'état à plus haute énergie d'excitation, la distribution angulaire (Fig. 4.21) est très claire : le spin de cet état est un $\frac{5}{2}$.

Proches de cette énergie, deux états ont déjà été reportés par Utku *et al.* [73] comme un pic intense à $7.500 \pm 0.009 \text{ MeV}$ et son épaulement à $7.531 \pm 0.011 \text{ MeV}$. Ils ont également déterminé les largeurs à $16 \pm 16 \text{ keV}$ et à $31 \pm 16 \text{ keV}$ qui sont tout à fait compatibles avec la nôtre. Notre état $\frac{3}{2}$ correspond sans doute au mélange de ces deux états.

4.1.2.4 D : $E^* = 7.614 \text{ MeV}$

Le pic le plus intense observé sur le spectre de la figure 4.18 a une énergie de $7.614 \pm 0.038 \text{ MeV}$ et une largeur de $21 \pm 10 \text{ keV}$. Sa distribution angulaire présentée sur la figure 4.22 est très bien fitée par un polynôme de Legendre d'ordre 2. Le spin de cet état est par conséquent $\frac{3}{2}$.

Dans la référence [58] deux états sont connus aux alentours de cette énergie : 7.608 MeV et 7.644 MeV . Le premier a été observé de nombreuses fois depuis 1969, date de sa pre-

FIGURE 4.21 – *Distribution angulaire fitée de l'état positionné à 7.494 MeV*

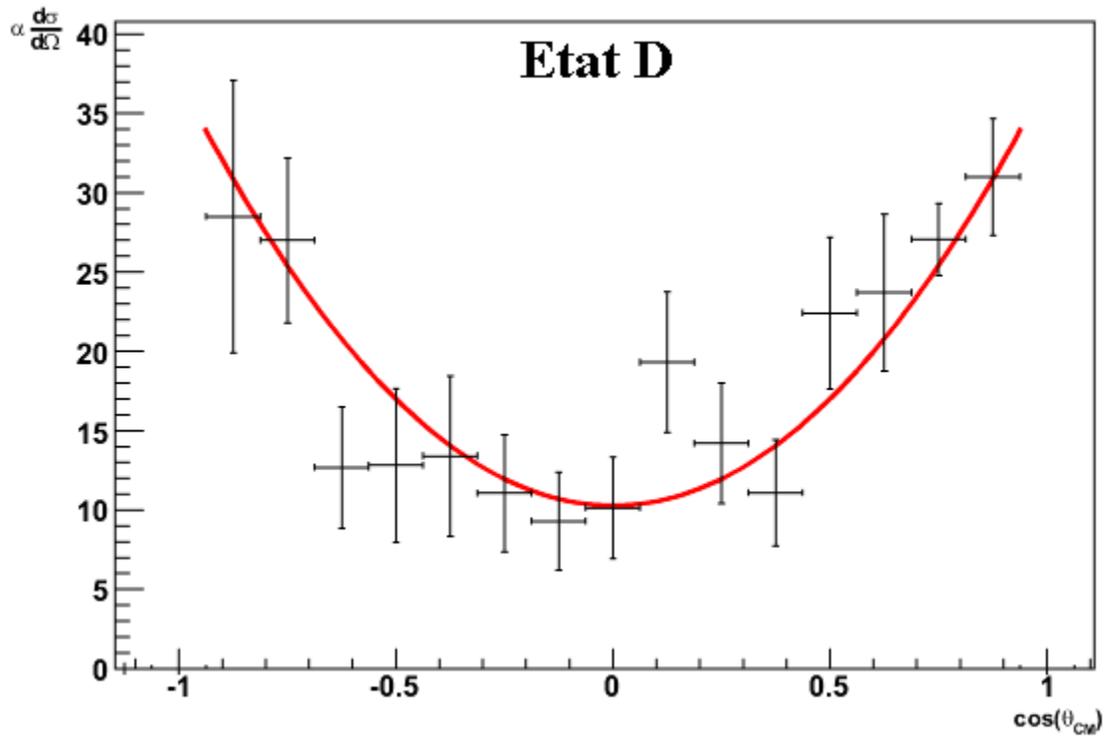


FIGURE 4.22 – Distribution angulaire fitée de l'état positionné à 7.614 MeV

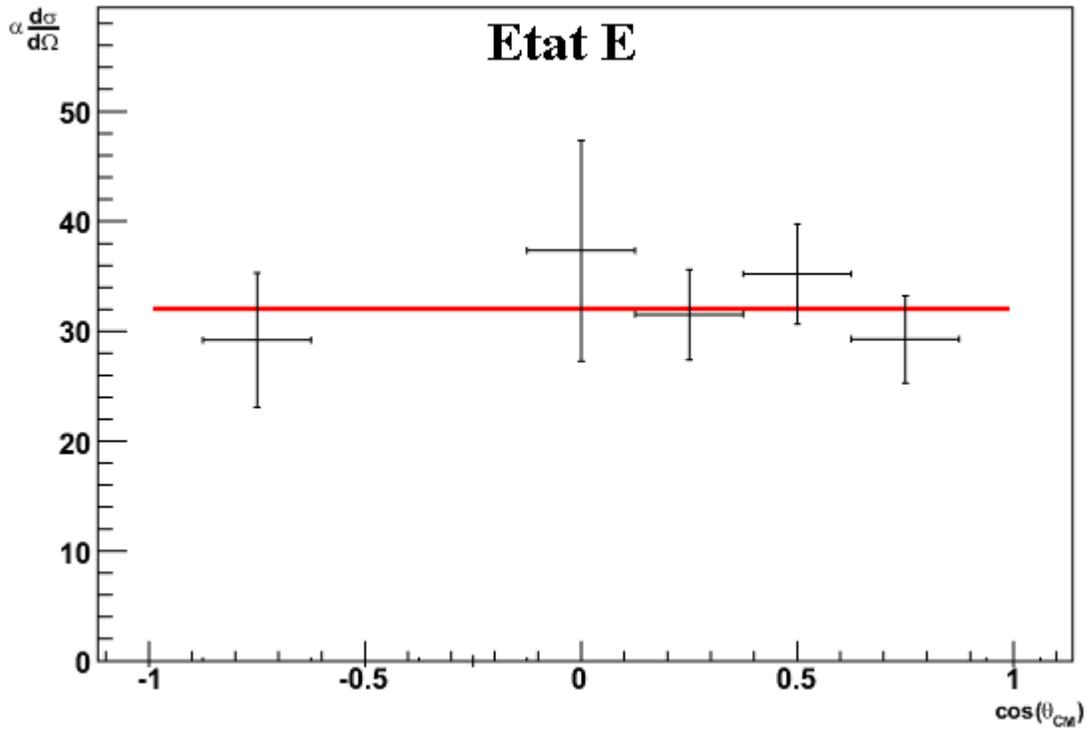


FIGURE 4.23 – Distribution angulaire fitée de l'état positionné à 7.863 MeV

mière mise en évidence [47] à l'énergie de 7.620 ± 0.025 MeV. Il s'agit de l'état isobarique analogue (IAS) $T = \frac{3}{2}$ de spin $\frac{3}{2}^+$. Le second a été introduit par Utku *et al.* [73] mais sa mise en évidence est délicate car il est complètement mélangé à l'IAS. Le spin potentiel de cet état serait un $\frac{1}{2}^-$. L'allure de notre distribution est dictée par l'IAS mais une contribution plate du second état, dans la mesure où il est peuplé et que son spin soit bien un $\frac{1}{2}$, n'est pas à exclure.

4.1.2.5 E : $E^* = 7.863$ MeV

Les événements entre 7.6 et 8.4 MeV ne peuvent être expliqués que par l'ajout d'un état large dans cette gamme d'énergie. De par la nature de cet état, la forme du pic doit faire l'objet d'une attention particulière. De nombreuses formes différentes [61] existent pour l'interprétation des états larges. Deux ont été utilisées pour notre analyse : une forme de type Lorentzien et une forme plus compliquée avec une fonction de Breit-Wigner déformée par la pénétrabilité. Ces deux cas aboutissent à des résultats différents mais qui restent compatibles. Il est important également de noter que la largeur de l'état étudié est bien supérieure à la résolution expérimentale, cette dernière a donc été négligée pour

l'analyse.

L'analyse Lorentzienne

L'équation de la Lorentzienne utilisée pour le fit est la suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{a}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma_{tot}^2}{2}} \quad (4.2)$$

où a est une constante, E_r l'énergie de la résonance et Γ_{tot} la largeur totale de l'état.

Le résultat est représenté en pointillé sur la figure 4.18. La position E_r extraite du fit est de $7.945 \pm 0.060 \text{ MeV}$ et sa largeur $\Gamma_{tot} = 394 \pm 202 \text{ keV}$.

L'analyse par Breit-Wigner

L'analyse précédente est une bonne approximation, mais un formalisme de Breit-Wigner est sans doute plus proche de la réalité, la relation générale utilisée est la suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{a}{E} \cdot \frac{\Gamma_p(E)}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma_{tot}(E)^2}{2}} \quad (4.3)$$

où une fois de plus, a est une constante, E_r l'énergie de la résonance et $\Gamma_{tot}(E)$ la largeur totale de l'état.

Deux grandes différences entre l'analyse Lorentzienne et l'analyse de Breit-Wigner existent :

1. Le numérateur n'est pas simplement une constante, mais dépend de l'énergie et de la largeur totale de l'état.
2. La largeur totale dépend elle-même de l'énergie. Cet état peut décroître par émission d'alpha et de proton. Dans ce cas la largeur totale est la somme des largeurs partielles alpha et proton, chacune d'elles dépendant de l'énergie. Le seuil alpha étant assez loin, on fixe Γ_α constant avec une valeur égale à celle prédite par un calcul théorique [31] soit 139 keV . Quant à Γ_p , elle dépend de l'énergie de la façon suivante :

$$\Gamma_p(E) = c \cdot \frac{P_l(E)}{P_l(E_r)} \quad (4.4)$$

où c est une constante et $P_l(E)$ est la pénétrabilité de la barrière coulombienne.

Pour des énergies bien inférieures à la barrière coulombienne, ce qui est vrai dans ce cas, la probabilité de pénétration de la barrière, pour $l = 0$, peut être approximée par le facteur de Gamow [22] :

$$P_l(E) \approx \exp(-2\pi\eta(E)) \quad (4.5)$$

où E est l'énergie dans le centre de masse et $\eta(E)$ le paramètre de Sommerfeld pouvant s'écrire :

$$\eta(E) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (4.6)$$

avec Z_1 et Z_2 , les charges des noyaux, e la charge de l'électron, \hbar la constante de Planck et v la vitesse relative des noyaux. Ce paramètre peut aussi s'exprimer plus simplement en fonction de l'énergie :

$$\eta(E) = 0.1575 Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{\mu}{E}} \quad (4.7)$$

où μ est la masse réduite des deux protagonistes et E , l'énergie dans le centre de masse en MeV.

L'allure de ce fit est donnée en trait plein sur la figure 4.18. On peut ainsi en déduire, l'énergie de la résonance à $7.863 \pm 0.078 \text{ MeV}$ et une largeur proton de $153 \pm 107 \text{ keV}$. Sachant que par hypothèse, la largeur alpha est égale à 139 keV , la largeur totale de cet état est de $292 \pm 107 \text{ keV}$.

La distribution angulaire, représentée par la figure 4.23, est clairement plate malgré une coupure en $\cos(\theta_{CM})$ entre -0,6 et -0,1 à cause des événements ayant un angle dans le laboratoire trop grand pour pouvoir être détectés. Ceci permet d'affirmer que l'état large possède un spin $\frac{1}{2}$.

Un tel état à cette position n'a jamais été observé jusqu'à présent, mais il a été prédit très récemment par un calcul en cluster alpha [31] à une énergie de résonance de $1,49 \text{ MeV}$ avec une largeur totale de 296 keV . L'accord entre ce calcul et nos données expérimentales (largeur, position et spin) ne laisse aucun doute quant à leur correspondance. Ce nouvel état peut avoir un effet important dans le calcul du taux de réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)$, mais ceci est discuté dans la section 4.3.

4.1.2.6 F : $E^* = 7.979 \text{ MeV}$

Le dernier pic visible sur le spectre proton à l'énergie $7.979 \pm 0.048 \text{ MeV}$ se superpose à l'état large précédemment discuté. Sa largeur totale est plutôt faible, $11 \pm 8 \text{ keV}$. A cause de la dimension finie de CD-PAD conjuguée à la cinématique des protons de décroissance, une partie de ces derniers n'est pas détectée dans le télescope annulaire. Cela explique qu'une partie seulement de la distribution angulaire est accessible. Avec

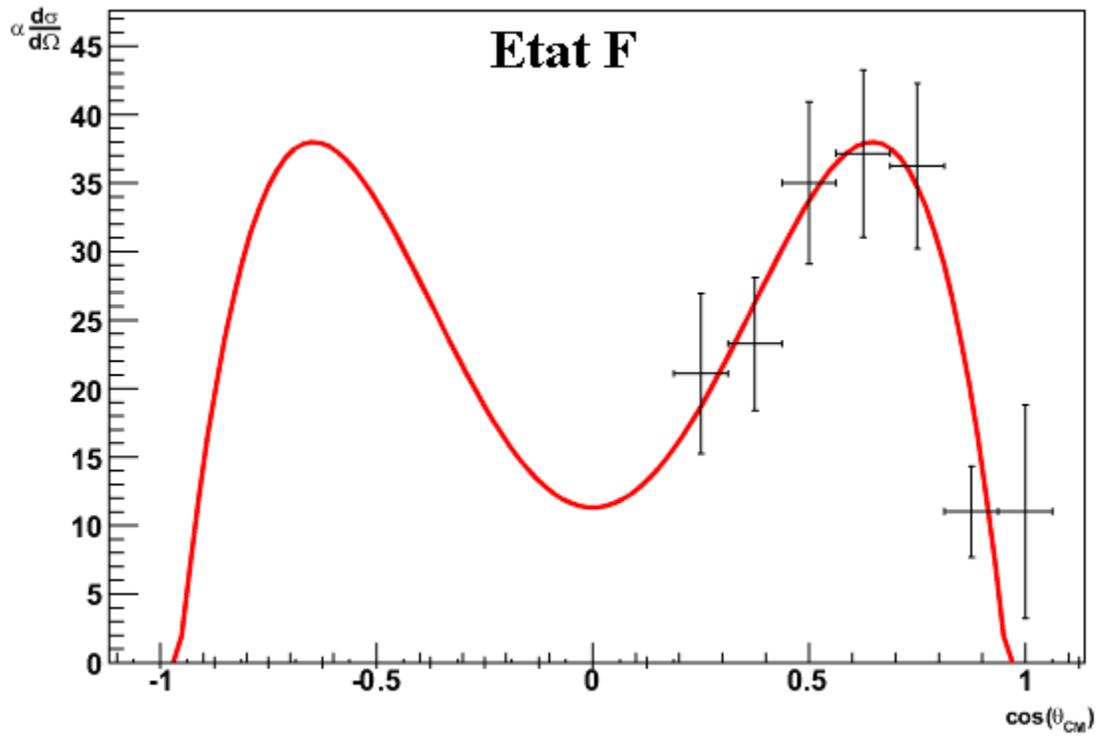


FIGURE 4.24 – Distribution angulaire fitée de l'état positionné à 7.979 MeV

^{19}Ne				^{19}F	
E_{exp}^* (en MeV)	J_{exp}	E_{lit}^* (en MeV)	J_{lit}^π	E_{exp}^* (en MeV)	J_{lit}^π
4.593 ± 0.030	$\frac{5}{2}$	4.600	$\left(\frac{5}{2}^+\right)$	4.549	$\frac{5}{2}^+$
4.721 ± 0.027	$\frac{5}{2}$	4.712	$\left(\frac{5}{2}^-\right)$	4.682	$\frac{5}{2}^-$
4.721 ± 0.027	$\frac{5}{2}$	4.712	$\frac{5}{2}^-$	5.107	$\frac{5}{2}^+$
5.382 ± 0.037	$\frac{1}{2}$	5.351	$\frac{1}{2}^+$	5.337	$\frac{1}{2}^+$
5.471 ± 0.040	$\frac{7}{2}$	5.424	$\frac{7}{2}^+$	5.418	$\frac{7}{2}^-$
5.564 ± 0.043	$\left(\frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}\right)$	5.463	-	5.464	$\frac{7}{2}^+$
		5.539	-	5.500	$\frac{3}{2}^+$
5.833 ± 0.034	$\frac{5}{2}$	5.832	-	5.535	$\frac{5}{2}^+$
5.833 ± 0.034	$\frac{5}{2}$	5.832	-	5.621	$\frac{5}{2}^-$
6.014 ± 0.038	$\frac{7}{2}$	6.013	$\left(\frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^-\right)$	6.070	$\frac{7}{2}^+$
6.133 ± 0.035	$\frac{3}{2}$	6.092	-	6.088	$\frac{3}{2}^-$
		6.149	-		
6.301 ± 0.039	$\frac{7}{2}$	6.288	-	6.160	$\frac{7}{2}^-$
				6.330	$\frac{7}{2}^+$
6.445 ± 0.037	$\frac{3}{2}$	6.419	-	6.496	$\frac{3}{2}^+$
		6.449	-	6.527	$\frac{3}{2}^+$

TABLE 4.1 – Position et spin des états observés dans notre expérience comparés aux états déjà connus dans le ^{19}Ne . En parallèle, les états dans le noyau miroir, le ^{19}F .

cette demi-distribution, il semble qu'un polynôme d'ordre 4 convienne le mieux pour la reproduire. Cet état aurait alors un spin $\frac{5}{2}$.

Très peu d'expériences sont allées aussi loin en énergie d'excitation, seule la réaction $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, \alpha)^{19}\text{Ne}$ [48] à 18 MeV a permis d'observer deux états à $7.944 \pm 0.015 \text{ MeV}$ et $8.063 \pm 0.015 \text{ MeV}$ mais ni leur largeur, ni leur spin ne sont connus. Il est impossible dans notre expérience de résoudre ces deux états, cependant, vu la largeur assez faible de notre pic, il y a de grande chance pour que notre pic ne corresponde qu'à un de ces deux niveaux. Son énergie est plus proche du 7.944 MeV mais il est très difficile objectivement de trancher, surtout à cette valeur d'énergie d'excitation.

4.2 Comparaison avec les niveaux du ^{19}F

En astrophysique nucléaire, il est très fréquent d'utiliser les caractéristiques des niveaux analogues. Ces niveaux se trouvent dans les noyaux miroirs, c'est à dire des noyaux qui possèdent le même nombre de nucléons mais des nombres de neutrons et de protons

inversés. Les niveaux analogues possèdent des propriétés spectroscopiques très similaires dues à une structure nucléaire très proche. L'une des conséquences de cette similarité est que pour ces états, le facteur spectroscopique proton de l'un, que l'on peut relier à la largeur proton, est égal au facteur spectroscopique neutron de l'autre. Cette propriété est très pratique quand la détermination des largeurs partielles dans le noyau d'intérêt est très difficile à obtenir. On estime que l'analogie entre les largeurs partielles des états analogues est précise à un facteur 2 près environ [27], ce qui peut sembler élevé mais quand l'incertitude sur un taux de réaction atteint plusieurs ordres de grandeur, cette erreur est tout à fait acceptable. Cependant, de grandes erreurs peuvent être commises si l'analogie entre les états est mal faite.

Cette méthode est utilisée pour la structure du ^{19}Ne car son miroir n'est autre que le noyau stable de ^{19}F , très bien connu. Pour beaucoup de niveaux au-dessus de 5 MeV d'énergie d'excitation dans le ^{19}Ne , seule la position était connue avant notre expérience. Ainsi, l'analogie avec les états du ^{19}F ne se faisait uniquement qu'à partir de considérations énergétiques, ce qui peut se révéler très dangereux vu la densité d'états à ces énergies d'excitation. De plus, pour les états d'intérêt astrophysique se trouvant au-dessus du seuil proton soit à plus de 6.4 MeV d'énergie d'excitation, le parallèle entre le ^{19}F et le ^{19}Ne est souvent fait sans se soucier des états entre 4.5 et 6.5 MeV. Or, si on s'affranchit de l'effet coulombien, on se rend compte que le décalage moyen entre les états du ^{19}F et du ^{19}Ne sous 5 MeV est de 78 keV en faveur de ceux du ^{19}Ne alors que pour les états au-dessus de 6.4 MeV ce décalage moyen est de 80 keV mais en faveur cette fois de ceux du ^{19}F . Cette différence de 160 keV est difficilement explicable par un simple effet de seuil, d'autant plus que cette tendance n'est pas vue autour du seuil alpha, mais si tel était le cas, ce serait une première dans les noyaux miroirs et un effet très intéressant à étudier. L'hypothèse d'une erreur de correspondance n'est donc pas à exclure et c'est dans cette optique que la mesure des spins des états intermédiaires peut apporter un éclaircissement. Cette vérification est d'autant plus importante que de nombreux états inconnus dans le ^{19}Ne , mais déjà vus dans le ^{19}F , sont introduits à partir de ce décalage moyen (voir article [58]).

La table 4.1 fait la synthèse des nouvelles mesures obtenues dans cette expérience et propose une connexion entre les états du ^{19}F et ceux du ^{19}Ne . La figure 4.25 compare les états déjà observés dans le ^{19}Ne avec ceux vus dans l'expérience de diffusion inélastique. On remarque que l'accord en position est très bon, mais surtout que la totalité des états connus et séparables est vue dans notre expérience. Il semble donc qu'au vu de ces résultats aucun état non encore observé n'est à relever. Cette figure représente également la connexion proposée entre les états analogues du ^{19}F et du ^{19}Ne . La première observation

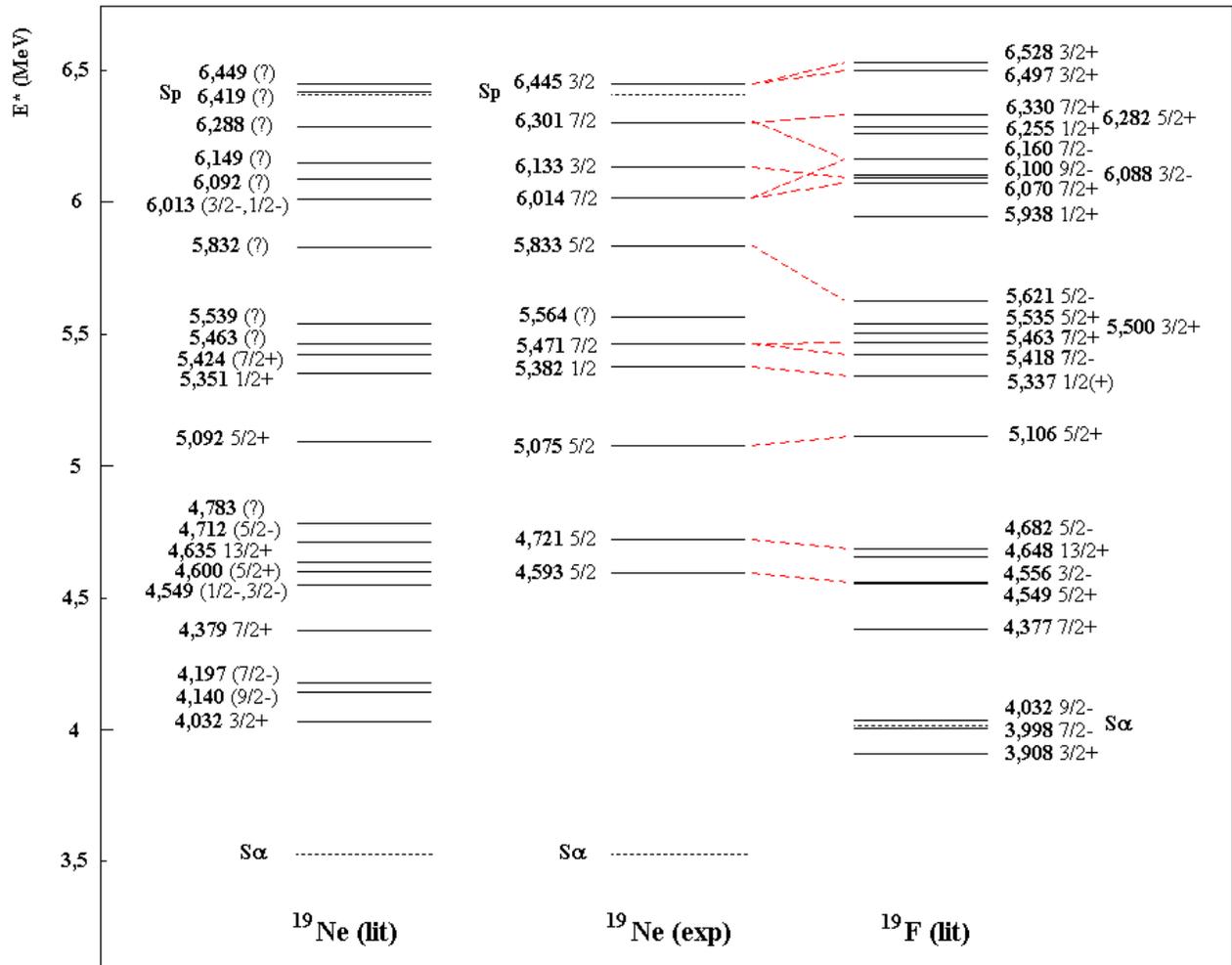


FIGURE 4.25 – Comparaison des schémas de niveaux du ^{19}Ne avec les états trouvés dans la littérature (à gauche) et vus dans notre expérience (au milieu) et du ^{19}F (à droite).

qui peut être faite est que de nombreux états dans le ^{19}F ne se retrouvent pas dans le ^{19}Ne , très probablement car ils sont mélangés, et donc non résolus. La seconde observation est que sous la barre des 6 MeV d'énergie d'excitation dans le ^{19}Ne , pour un niveau donné dans le ^{19}Ne , son niveau analogue dans le ^{19}F est en moyenne plus bas en énergie. Au-dessus de cette limite, les conclusions sont plus délicates à tirer car plusieurs états de même spin sont présents dans le ^{19}F . C'est notamment le cas pour les deux niveaux $\frac{7}{2}$ dans le ^{19}Ne à 6.014 MeV et à 6.301 MeV qui peuvent avoir respectivement pour analogue soit celui à 6.070 MeV ou 6.160 MeV et soit celui à 6.160 MeV ou 6.330 MeV.

Même si ces résultats n'apportent pas une solution définitive au problème de l'inversion du décalage en énergie des niveaux analogues, ils montrent clairement que c'est entre 6 et 6.5 MeV que ce changement a lieu, justement autour du seuil proton. Hélas dans ces 500 keV il y a beaucoup de niveaux manquants, ce qui rend la connexion entre les états analogues délicate.

4.3 Implication astrophysique

Il n'est pas dans les objectifs de cette thèse d'étudier dans le détail les implications astrophysiques de nos nouveaux résultats. Une discussion succincte est cependant nécessaire.

Ce sont les états proches du seuil proton qui influencent le plus le facteur astrophysique de la réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)$. La position ainsi que le spin et la largeur que nous avons mesurés pour les états connus sont en bon accord avec les précédentes expériences. Il n'y a donc, de ce point de vue, aucune modification du facteur astrophysique. Cependant, le nouvel état large $\frac{1}{2}$ positionné à 7.86 MeV peut contribuer de manière significative au facteur astrophysique et donc au taux de réaction. La figure 4.26 représente les différentes contributions indépendantes des états de spin $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$ du ^{19}Ne au facteur astrophysique suivant un calcul réalisé par A. Coc [23]. Comme déjà évoqué dans la section 1.3.2, seuls les états de $l = 0$, soit ceux ayant des spins $\frac{1}{2}$ ou $\frac{3}{2}$, interviennent efficacement en astrophysique, dû à l'absence de la barrière centrifuge, c'est la raison pour laquelle seuls ces niveaux sont pris en compte dans le calcul.

Cette figure montre clairement que la queue à basse énergie de la résonance peut avoir une influence comparable ou tout du moins non négligeable par rapport aux différents états $\frac{3}{2}^+$ sur le facteur astrophysique. Même si individuellement ces derniers influencent d'un ordre de grandeur de plus le $S(E)$ que l'état $\frac{1}{2}^+$, leur somme en tenant compte de leurs interférences éventuelles et inconnues, peut très bien conduire à une plus grande importance de l'état $\frac{1}{2}$! De même d'après le même calcul qui a prédit l'état large que nous observons à 7,86 MeV [31], un second état $\frac{1}{2}$ sous le seuil proton, devrait être présent.

Les queues à haute et basse énergie respectivement de ces deux états pourraient alors se sommer et augmenter la contribution de ces états $\frac{1}{2}$ par rapport aux états $\frac{3}{2}$. L'état $\frac{1}{2}$ sous le seuil n'ayant pas encore été vu, la nature destructive ou constructive des interférences entre ces deux états n'est que spéculative à l'heure actuelle.

Un dernier paramètre très important est la largeur proton de l'état $\frac{1}{2}$. En effet, la hauteur de la résonance est directement liée à la largeur partielle proton. Dans notre analyse de Breit-Wigner, cette largeur a pu être déterminée à 153 keV, mais elle a été obtenue en fixant la largeur alpha à partir des prédictions de M. Dufour et P. Descouvemont. Il est donc fort probable qu'une incertitude importante existe sur la valeur absolue de cette largeur partielle proton, mais le ratio $\frac{\Gamma_p}{\Gamma_{tot}}$ d'environ 50% obtenu de l'analyse est sans doute pertinent.

En résumé, il existe encore beaucoup d'incertitudes : les largeurs partielles, surtout proton, du nouvel état prédit et observé $\frac{1}{2}$ ne sont pas bien connues, le second état large $\frac{1}{2}$ prédit sous le seuil n'a pas encore été observé, la largeur proton des deux états $\frac{3}{2}^+$ proches du seuil est encore incertaine et enfin la nature de leurs interférences avec celui positionné à 7.07 MeV est aussi inconnue. Tout cela rend le calcul du facteur astrophysique pour la réaction $^{18}F(p, \alpha)$ très délicat et encore relativement incertain. Mais cette étude a apporté plusieurs nouvelles contraintes expérimentales à ce problème astrophysique difficile.

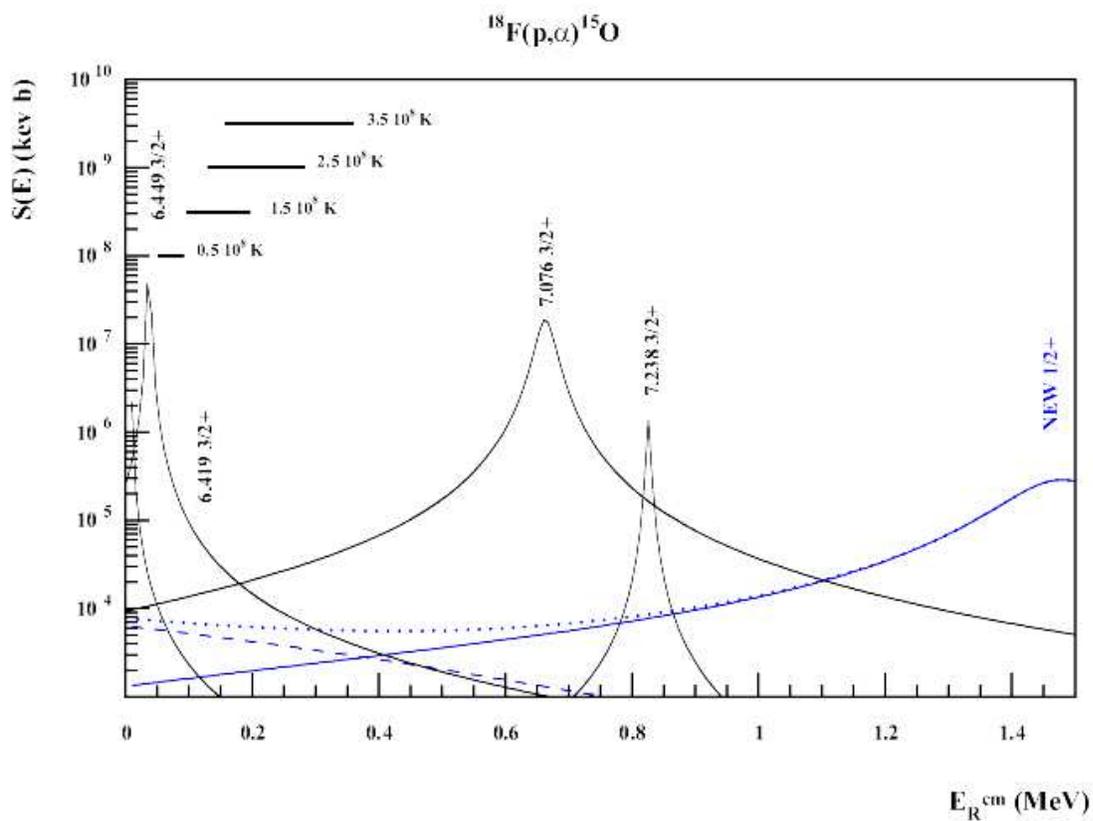


FIGURE 4.26 – Facteur astrophysique de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)$ avec tous les états du ^{19}Ne et notamment le nouvel état large $\frac{1}{2}^+$ selon un calcul d’A. Coc. [23]

Conclusion et Perspectives

Cette thèse a eu pour but d'étudier la structure du noyau de ^{19}Ne dans un contexte astrophysique. En effet, comme il a été montré au premier chapitre, de la structure de ce noyau dépend la valeur, encore incertaine, du taux de la réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ qui joue un rôle primordial dans l'abondance du ^{18}F dans les novae. La détermination de cette abondance permet de prédire si l'observation gamma des novae est possible.

Deux expériences, basées sur la même méthode expérimentale, ont été réalisées durant cette thèse, une première dans le but de valider la méthode et d'étudier le noyau miroir, le ^{19}F et la seconde pour véritablement étudier la structure du ^{19}Ne aux alentours du seuil proton grâce à la réaction $^{19}\text{Ne}(p, p')^{19}\text{Ne}^*$. La première expérience fut un échec à cause d'une intensité de faisceau beaucoup trop faible et un taux de bruit trop important pour permettre de détecter des coïncidences entre des particules diffusées et des particules de décroissance. Malgré tout, elle a permis de tirer des conclusions pour ne pas reproduire les mêmes erreurs dans l'expérience suivante. La seconde expérience fut réellement un succès, apportant une grande quantité de résultats nouveaux.

Cette expérience a démontré sa très grande efficacité pour mesurer la position et le spin d'états au-dessus d'un seuil d'émission de particule. Il est néanmoins possible d'imaginer quelques améliorations, comme par exemple l'utilisation d'un spectromètre à la place du beam-catcher. Grâce à cela, la résolution pourrait être améliorée car le straggling en énergie dans le beam-catcher disparaîtrait, le bruit pourrait être totalement supprimé et enfin surtout, les rapports d'embranchement pourraient être mesurés précisément et efficacement. Mais le prix à payer est une faible acceptance et donc la possibilité de se concentrer uniquement sur quelques états. Un second point sur lequel il serait nécessaire d'améliorer le principe expérimental est la résolution à 0° , c'est donc sur la position précise de la réaction dans la cible qu'il faut travailler car c'est ce paramètre qui est le plus pénalisant. On peut ainsi imaginer diminuer l'épaisseur de cible et augmenter l'intensité du faisceau pour garder un taux de comptage utilisable (récemment le GANIL a atteint l'intensité record pour un faisceau radioactif de quelques 10^9 noyaux de ^{19}Ne par seconde sur cible) ou bien utiliser une cible active pour localiser le lieu de réaction, mais actuellement c'est

le taux de comptage maximum trop faible qui limite cette méthode, enfin une dernière piste serait la détection du noyau léger et du noyau lourd.

En ce qui concerne les résultats, tout d'abord de nombreux spins ont pu être assignés à des états positionnés entre 4.5 et 8 MeV d'énergie d'excitation. Une correspondance avec les états du ^{19}F a ainsi pu être proposée. Cette dernière semble aller dans la direction de ce qui a déjà été fait auparavant, même s'il reste une zone incertaine entre 6 et 6.5 MeV. L'inversion du déplacement des états analogues serait alors une réalité et due à la proximité du seuil proton, hélas aucun modèle à ce jour n'est capable de reproduire convenablement ces noyaux à ces énergies d'excitation. Il est donc impossible aujourd'hui de se baser sur une quelconque explication plus formelle pour expliquer un tel phénomène.

En plus de ces mesures, un nouvel état large $\frac{1}{2}$ a été observé pour la première fois à une énergie d'environ 7.8 MeV. Un tel niveau a été prédit et de par sa largeur et son spin, il peut interférer avec un second état situé sous le seuil proton et ainsi pourrait contribuer de manière significative au taux de réaction $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$. Hélas, à ce jour, il existe beaucoup trop d'inconnues (existence et position du second état $\frac{1}{2}$ sous le seuil, largeurs partielles des états et nature de leurs interférences notamment) pour donner un taux de réaction avec une incertitude réduite. Il est évident que le "problème du ^{18}F " est loin d'être résolu et nécessite encore d'autres expériences et études. La structure du ^{19}Ne est d'ailleurs si compliquée que l'on pourrait se demander si la mesure directe ne serait pas la seule solution ? Si tel était le cas, au vu des très faibles sections efficaces, il faudra attendre les prochaines générations d'accélérateurs et des faisceaux très intenses...

Annexes

Les polynômes de Legendre

Ces polynômes interviennent souvent en mécanique quantique. En fait ils apparaissent naturellement dans les harmoniques sphériques qui sont très répandues dès que l'on traite des problèmes de physique nucléaire ou atomique. Dans le cas de cette thèse, ils ont été largement utilisés pour le calcul des distributions angulaires. Une des formulations possibles de ces polynômes s'écrit de la façon suivante [9] :

$$P_n(x) = \frac{1}{n!2^n} \frac{d^n}{dx^n} ((x^2 - 1)^n)$$

Mais plus simplement, il est possible de déterminer une relation de récurrence entre les différents polynômes :

$$(n + 1)P_{n+1}(x) = (2n + 1)xP_n(x) - nP_{n-1}(x)$$

avec,

$$P_0(x) = 1 \quad \text{et} \quad P_1 = x$$

Cependant, comme évoqué dans le chapitre 3.5, seuls les ordres pairs de ces polynômes sont intéressants :

$$\begin{aligned} P_0(x) &= 1 \\ P_2(x) &= \frac{1}{2}(3x^2 - 1) \\ P_4(x) &= \frac{1}{8}(35x^4 - 30x^2 + 3) \\ P_6(x) &= \frac{1}{16}(231x^6 - 315x^4 + 105x^2 - 5) \end{aligned}$$

Les calculs cinématiques

L'analyse de l'expérience mais également la simulation des réactions nucléaires nécessitent très souvent d'avoir recours à des calculs cinématiques. Ils reposent tous sur la même base quelles que soient les réactions étudiées :

1. La conservation de l'énergie
2. La conservation de l'impulsion

Il est également nécessaire de passer du référentiel du laboratoire au référentiel du centre de masse et ainsi de calculer dans ce dernier toutes les grandeurs physiques obtenues expérimentalement dans le laboratoire.

Ces calculs n'ont rien de compliqué, mais ils sont cependant particulièrement fastidieux et rapidement source de nombreuses erreurs. Cette annexe regroupe quelques équations cinématiques importantes utilisées dans le cadre de la diffusion inélastique et de la décroissance par émission de particules.

1 La diffusion inélastique

Même si le traitement classique de la cinématique de la diffusion inélastique est trivial, le calcul relativiste est plus compliqué, mais, nécessaire dans certaines réactions. Les effets de la relativité interviennent très rapidement, même avec de basses énergies de faisceau pour peu que l'on s'intéresse à des particules légères. Bien évidemment, le passage de ces équations aux équations de la diffusion élastique se fait en posant simplement $E^* = 0$.

Considérons l'équation de la réaction de diffusion inélastique comme suit :



où X est le projectile et a le noyau de la cible.

Quel que soit le traitement effectué les relations fondamentales suivantes restent les mêmes :

1. La conservation de l'énergie cinétique

$$T_X = T_{x^*} + T_a + E^* \quad (2)$$

où T_X , T_{X^*} et T_a sont les énergies cinétiques des différentes particules mises en jeu et E^* l'énergie d'excitation du noyau diffusé.

2. La conservation de l'impulsion

$$\vec{p}_X = \vec{p}_{X^*} + \vec{p}_a \quad (3)$$

où \vec{p}_X , \vec{p}_{X^*} et \vec{p}_a sont respectivement, l'impulsion initiale du projectile, finale du projectile et finale du noyau issus de la cible.

1.1 Calcul non relativiste

Dans le cadre d'un traitement classique, l'énergie cinétique est reliée à l'impulsion par la relation bien connue :

$$T = \frac{p^2}{2m} \quad (4)$$

où T est l'énergie cinétique de la particule, p son impulsion et m sa masse.

Grâce aux équations 2,3 et 4, il est possible d'exprimer plusieurs grandeurs physiques à partir des valeurs initiales connues. Dans la suite on supposera connues l'énergie initiale du projectile, les différentes masses et enfin l'énergie finale de la particule a , cette dernière étant détectée et son énergie mesurée. Etant donnée la configuration des expériences réalisées au cours de cette thèse, les calculs ont été faits que pour une particule diffusée à 0° .

Tout d'abord voici l'expression de l'énergie du projectile après la diffusion. Les équations conduisent à 2 solutions :

$$T_{X^*} = \left(\frac{-b_1 \pm \sqrt{b_1^2 - 4a_1c_1}}{2a_1} \right)^2 \quad (5)$$

$$\text{où} \quad a_1 = 1 + \frac{m_X}{m_a} \quad b_1 = -2\frac{m_X}{m_a}\sqrt{T_X} \quad c_1 = E^* - T_X \left(1 - \frac{m_X}{m_a} \right) \quad (6)$$

Cette énergie sera nécessaire pour le calcul de l'émission de la particule lors de la décroissance de X^* (voir 2.2).

La seconde grandeur importante à déterminer à partir de cette réaction est l'énergie d'excitation de X^* , elle peut s'exprimer de la façon suivante :

$$E^* = 2\sqrt{\frac{m_a}{m_X} T_a T_X} - T_a \left(1 + \frac{m_a}{m_X}\right) \quad (7)$$

Toutes ces relations sont d'excellentes approximations cependant, pour déterminer plus précisément l'énergie d'excitation à partir de l'énergie de la particule a par exemple, un calcul relativiste peut s'avérer nécessaire.

1.2 Calcul relativiste

Il est couramment admis que l'utilisation des effets de la relativité restreinte sont visibles à partir du moment où :

$$\frac{2T}{E_0} \geq 0.01 \quad (8)$$

où T est l'énergie cinétique et E_0 l'énergie de masse.

Les équations de conservation restent bien évidemment les mêmes, mais les relations entre énergie et impulsion changent de la façon suivante :

$$E = T + E_0 = \gamma m c^2 \quad E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (9)$$

A partir des équations de conservation et des relations de la relativité restreinte, il est possible d'exprimer les mêmes grandeurs que pour le calcul classique. Tout d'abord l'énergie du projectile après la diffusion en considérant que E^* soit connue :

$$T_{X^*} = (\gamma_{X^*} - 1) m_X c^2 \quad (10)$$

$$\text{où} \quad \gamma_{X^*} = \frac{-b_2 - \sqrt{b_2^2 - 4a_2 c_2}}{2a_2} \quad (11)$$

$$\text{avec} \quad a_2 = \left[2 \left(\frac{E^*}{m_X c^2} - \gamma_X - \frac{m_a c^2}{m_X c^2} \right) \right]^2 - 4(\gamma_X^2 - 1) \quad (12)$$

$$b_2 = 4 \left(\frac{E^*}{m_X c^2} - \gamma_X - \frac{m_a c^2}{m_X c^2} \right) * \left(2 + \frac{E^{*2} - 2E^* m_a c^2}{m_X^2 c^4} + 2 \frac{m_a c^2 - E^*}{m_X c^2} \right) \quad (13)$$

$$c_2 = \left(2 + \frac{E^{*2} - 2E^* m_a c^2}{m_X c^2} + 2\gamma_X \frac{m_a c^2 - E^*}{m_X c^2} \right)^2 + 4(\gamma_X^2 - 1) \quad (14)$$

Le facteur relativiste γ étant exprimé pour chaque particule à partir de l'énergie mesurée

ou connue grâce à la relation :

$$\gamma = \frac{T}{mc^2} + 1 \quad (15)$$

Enfin, l'expression de l'énergie d'excitation du noyau X à partir de l'énergie de la particule diffusée à 0° se déduit à partir de l'équation :

$$E^* = (\gamma_X - 1)m_X c^2 - (\gamma_a - 1)m_a c^2 - (\gamma_{X^*} - 1)m_X c^2 \quad (16)$$

$$\text{avec} \quad \gamma_{X^*} = \sqrt{\gamma_X^2 + (\gamma_a^2 - 1)\frac{m_a^2}{m_X^2} - 2\sqrt{(\gamma_X^2 - 1)(\gamma_a^2 - 1)}\frac{m_a^2}{m_X^2}} \quad (17)$$

2 La décroissance par émission d'une particule

Après la réaction de diffusion inélastique, le noyau X est formé dans un état excité. Si son énergie d'excitation est suffisamment grande, il pourra alors émettre une particule, en général, un alpha, un proton ou un neutron. Les équations précédentes, relativistes ou non, permettent de déterminer l'énergie cinétique du noyau excité X^* .

Dans ce chapitre, comme pour le diffusion inélastique, les deux approches, relativiste et classique, seront abordées. L'équation d'une réaction de désexcitation par émission d'une particule peut s'écrire de la façon suivante :



Il serait en théorie possible de peupler Y dans un état excité, mais pour cela, X devrait être dans un état d'excitation très élevé. En effet, pour que la probabilité de peupler le premier niveau excité de Y soit suffisamment grande, l'énergie d'excitation de X doit être bien supérieure au seuil d'émission de la particule b , de telles conditions ne sont pas remplies dans les réactions qui ont été étudiées au cours de cette thèse. C'est pourquoi tous les calculs du chapitre considèrent uniquement Y peuplé dans son état fondamental.

Les équations de base pour la détermination de toutes les relations valables dans les deux calculs sont les suivantes :

1. La conservation de l'énergie totale

$$E_{X^*} + E^* = E_Y + E_b \quad (19)$$

où E_{X^*} , E_Y et E_b sont les énergies totales des différentes particules mises en jeu et E^* l'énergie d'excitation de noyau X .

2. La conservation de l'impulsion

$$\overrightarrow{p_{X^*}} = \overrightarrow{p_Y} + \overrightarrow{p_b} \quad (20)$$

où $\overrightarrow{p_{X^*}}$, $\overrightarrow{p_Y}$ et $\overrightarrow{p_b}$ sont respectivement, l'impulsion initiale du noyau excité, finale du fragment et finale de particule émise.

2.1 Le cas classique

En plus du calcul de la cinématique de cette réaction, le passage dans le centre de masse est obligatoire pour déterminer notamment $\cos(\theta_{CM})$ nécessaire pour tracer les distributions angulaires. Dans le cas classique, le passage du référentiel du laboratoire au centre de masse est régi par la relation :

$$\overrightarrow{v_b} = \overrightarrow{v_b^{CM}} + \overrightarrow{v_{CM}} \quad (21)$$

où $\overrightarrow{v_b^{CM}}$, $\overrightarrow{v_b}$ et $\overrightarrow{v_{CM}}$ sont respectivement, la vitesse de b dans le centre de masse, dans le laboratoire et la vitesse du centre de masse, qui dans ce cas est la vitesse du noyau X^* .

La cinématique de la réaction est complètement décrite par la relation liant le $\cos(\theta)$ aux autres paramètres, θ étant l'angle entre la direction d'émission de la particule b et l'axe du faisceau dans le référentiel du laboratoire. Cette formule se déduit à partir des relations fondamentales précédentes :

$$\cos(\theta) = \frac{T_b \left(1 + \frac{m_b}{m_Y}\right) + Q - E^* - T_{X^*} \left(1 - \frac{m_X}{m_Y}\right)}{2\sqrt{\frac{m_X m_b}{m_Y^2} T_X T_b}} \quad (22)$$

où Q est le bilan en énergie de masse de la réaction.

Cette relation est valable si l'énergie cinétique de la particule émise b est connue, ainsi que l'énergie d'excitation. Cependant, elle peut s'inverser sans difficulté pour exprimer l'énergie de b en fonction de l'angle d'émission si seul cet angle est connu.

Le passage dans le centre de masse permet de déterminer la distribution angulaire de l'émission de la particule b . Son énergie cinétique dans ce référentiel s'écrit :

$$T_b^{CM} = \frac{E^* - Q}{1 + \frac{m_b}{m_Y}} \quad (23)$$

L'expression du $\cos(\theta_{CM})$ ne peut alors s'écrire qu'en fonction de l'énergie cinétique

de la particule b :

$$\cos(\theta_{CM}) = \frac{T_b - T_b^{CM} - \frac{m_b}{m_X} T_{X^*}}{2\sqrt{\frac{m_b}{m_X} T_b^{CM} T_{X^*}}} \quad (24)$$

Mais il est également possible de calculer le $\cos(\theta_{CM})$ à partir de l'énergie cinétique de la particule b et de son angle dans le laboratoire, si on a accès à ces deux grandeurs. La relation est alors la suivante :

$$\cos(\theta_{CM}) = \sqrt{\frac{T_b}{E^* - Q} \left(1 + \frac{m_b}{m_Y}\right)} \cos(\theta) - \sqrt{\frac{m_b}{m_{X^*}} \frac{T_{X^*}}{E^* - Q} \left(1 + \frac{m_b}{m_Y}\right)} \quad (25)$$

2.2 Le cas relativiste

Le passage du référentiel du laboratoire au centre de masse en relativité restreinte se fait en appliquant la matrice de Lorentz au quadrivecteur impulsion énergie. En prenant l'hypothèse que l'axe du faisceau est suivant l'axe x . Il en découle les deux égalités suivantes :

$$p_b^{CM} \cos(\theta_{CM}) = \gamma_{CM} p_b \cos(\theta) - \beta_{CM} \gamma_{CM} \frac{E_b}{c} \quad \text{et} \quad \frac{E_b^{CM}}{c} = -\beta_{CM} \gamma_{CM} p_b \cos(\theta) + \gamma_{CM} \frac{E_b}{c} \quad (26)$$

où p_b^{CM} , p_b , E_b^{CM} et E_b sont respectivement, l'impulsion dans le centre de masse, l'impulsion dans le laboratoire, l'énergie totale dans le centre de masse et l'énergie totale dans le laboratoire de la particule b . β_{CM} et γ_{CM} étant les grandeurs relativistes habituelles pour le centre de masse, c'est à dire dans ce cas pour le noyau X^* :

$$\gamma_{CM} = \frac{T_{X^*}}{m_X c^2} + 1 \quad \text{et} \quad \beta_{CM} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_{CM}^2}} \quad (27)$$

L'équation de la cinématique de cette réaction s'écrit :

$$\cos(\theta) = \frac{(E^* + E_{X^*} - E_b)^2 - E_{X^*}^2 - E_b^2 + m_X^2 c^4 + m_b^2 c^4 - m_Y^2 c^4}{-2\sqrt{(E_{X^*}^2 - m_X^2 c^4)(E_b^2 - m_b^2 c^4)}} \quad (28)$$

L'expression de l'énergie de b dans le centre de masse est un peu plus compliquée que dans le cas classique et est exprimée en fonction du $\cos(\theta)$ calculé grâce à la relation précédente :

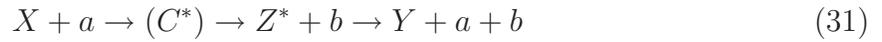
$$E_b^{CM} = \gamma_{CM} (E_b - \beta_{CM} \sqrt{E_b^2 - m_b^2 c^4} * \cos(\theta)) \quad (29)$$

Enfin, la relation permettant de calculer $\cos(\theta_{CM})$ s'écrit :

$$\cos(\theta_{CM}) = \frac{\gamma_{CM}(\sqrt{E_b^2 - m_b^2 c^4} * \cos(\theta) - \beta_{CM} E_b)}{\sqrt{(E_b^{CM})^2 - m_b^2 c^4}} \quad (30)$$

3 Cascade de décroissance par émission de particules

Les deux parties précédentes ont traité d'une réaction de diffusion inélastique qui permet d'exciter un noyau X suffisamment pour qu'il puisse ensuite émettre une particule b . Cependant, en passant par le noyau composé, il est tout à fait possible d'émettre d'abord la particule b puis la particule a suivant la chaîne de réaction :



où C est le noyau composé.

En se basant toujours sur les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion, et en considérant comme connues, l'énergie initiale de X et l'énergie finale de b et a , il est possible d'exprimer l'énergie d'excitation et l'énergie cinétique du noyau composé C^* :

$$T_{C^*} = \frac{E_{C^*}^* + Q_1}{\frac{m_C}{m_X} - 1} \quad (32)$$

avec Q_1 le bilan en énergie de masse de la réaction de formation du noyau composé et $E_{C^*}^*$, énergie d'excitation sur noyau composé, s'exprimant de la façon suivante :

$$E_{C^*}^* = T_X \left(1 - \frac{m_X}{m_C} \right) - Q_1 \quad (33)$$

Suivant les conditions expérimentales utilisées à Louvain la Neuve ou au GANIL, le calcul de la cinématique est fait pour une émission de la particule a à l'angle de 0° . La désexcitation du noyau composé n'est en fait qu'une cascade d'émission de particules, traitée séparément au chapitre précédent. Ce calcul repose sur trois hypothèses, vérifiées dans le cas des conditions expérimentales traitées dans cette thèse :

1. Le temps de vie du noyau Z est très petit, il ne parcourt donc qu'une très faible distance dans la cible avant d'émettre la particule a
2. Les deux particules venant de la décroissance, a et b , n'interagissent pas entre-elles.
3. Les deux réactions de désexcitation sont séquentielles, c'est à dire qu'une se produit puis l'autre.

Grâce aux équations du paragraphe 2.2, l'expression de l'énergie d'excitation de Z s'écrit de la façon suivante :

$$E_Z^* = \frac{T_a \left(1 + \frac{m_a}{m_Y}\right) + T_{C^*} \left(\alpha - 1 - \frac{m_C}{m_b} \sqrt{\beta}\right) + E_{C^*}^* (\alpha - 1) + T_b (\sqrt{\beta} - 1 - \alpha) + Q_b (1 - \alpha) + Q_a}{\alpha} \quad (34)$$

avec Q_b et Q_a les bilans en énergie de masse, respectivement de l'émission de la particule b et de l'émission de la particule a .

$$\text{et} \quad \alpha = \frac{m_Z}{m_Y} - \frac{m_Z}{m_b} \sqrt{\beta} \quad \beta = \frac{m_a m_b^2}{m_Y^2 m_C} \frac{T_a}{T_{C^*}} \quad (35)$$

Bibliographie

- [1] <http://planet-terre.ens-lyon.fr/planetterre/XML/db/planetterre/metadata/LOMorigine.xml>.
- [2] <http://www.stephansilvestre.com/ultime-echappee-astronomie.html>.
- [3] <http://www.nndc.bnl.gov/chart/>.
- [4] <http://ipnweb.in2p3.fr/tandem-alto/tandem/machine/source/source.html>.
- [5] http://www-dapnia.cea.fr/Phocea/Vie_des_labos/Ast/ast_technique.php?id_ast=446.
- [6] <http://www.nndc.bnl.gov/chart/getdataset.jsp?nucleus=19F&unc=nds>.
- [7] <http://groups.nscl.msu.edu/lise>.
- [8] <http://www.talys.eu/home/>.
- [9] http://fr.wikipedia.org/wiki/Polynome_de_Legendre.
- [10] F. Ajzenberg-Selove, *Energy levels of light nuclei A=18-20*, Nucl. Phys. A **190** (1972), 1.
- [11] ———, *Energy levels of light nuclei A=13-15*, Nucl. Phys. A **523** (1991), 1.
- [12] M. Arnould and F. Baeten et al., *Production and acceleration of radioactive ion beam at Louvain-la Neuve*, Nucl. Inst. Meth. B **40/41** (1989), 498.
- [13] M. Asplund, N. Grevesse, and A.J. Sauval, *The solar chemical composition*, Nucl. Phys. A **777** (2006), 1.
- [14] G. Azuelos and J.E. Kitching, *Half-lives of some $T=1/2$ mirror decays*, Phys. Rev. C **12** (1975), 563.
- [15] D.W. Bardayan and J.C. Blackmon et al., *Destruction of ^{18}F via $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ burning through the $E_{c.m.} = 665$ keV resonance*, Phys. Rev. C **63** (2001), 065802.
- [16] ———, *Search for astrophysically important ^{19}Ne levels with a thick-target $^{18}\text{F}(p, p)^{18}\text{F}$ measurement*, Phys. Rev. C **70** (2004), 015804.
- [17] D.W. Bardayan, R.L. Kozub, and M.S. Smith, *^{19}F α widths and the $^{18}\text{F} + p$ reaction rates*, Phys. Rev. C **71** (2005), 18801.

- [18] H.A. Bethe and C.L. Critchfield, *The Formation of Deutrons by Proton Combination*, Phys. Rev. **54** (1938), 248.
- [19] H.G. Bingham and H.T. Fortune et al., *Study of Mirror States in $A=19$ with the $({}^6\text{Li}, t)$ and $({}^6\text{Li}, {}^3\text{He})$ Reactions on ${}^{16}\text{O}$* , Phys. Rev. Let. **26** (1971), 1448.
- [20] ———, *New State at 4.593 MeV in ${}^{19}\text{Ne}$* , Phys. Rev. C **7** (1973), 60.
- [21] W. Bohne and H. Fuchs et al., *New States in ${}^{16}\text{F}$* , Phys. Let. B **74** (1973), 342.
- [22] D.D. Clayton, *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*, University of Chicago Press, 1968.
- [23] A. Coc, Communication privée (2008).
- [24] R. Coszach and M. Cogneau et al., *A direct measurement of the ${}^{18}\text{F}(p, \alpha){}^{15}\text{O}$ reaction*, Phys. Let. B **353** (1995), 184.
- [25] F. de Oliveira Santos, *Determination par reaction de transfert de largeurs alpha dans le ${}^{19}\text{F}$. Applications a l'astrophysique*, Ph.D. thesis, Universite de Paris XI Orsay, 1995.
- [26] F. de Oliveira Santos and P. Himpe et al., *Study of ${}^{19}\text{Na}$ at SPIRAL*, The Eur. Phys. Jour. A **24** (2005), 237.
- [27] N. de Sereville, *Etude de la reaction ${}^{18}\text{F}(p, \alpha){}^{15}\text{O}$ par réaction de transfert pour application à l'émission gamma des novae*, Ph.D. thesis, Universite de Paris 7, 2003.
- [28] N. de Sereville, E. Berthoumieux, and A. Coc, *The ${}^{18}\text{F}(p, \alpha){}^{15}\text{O}$ reaction rate for application to nova γ -ray emission*, Nucl. Phys. A **758** (2005), 745.
- [29] N. de Sereville and A. Coc et al., *${}^2\text{H}({}^{18}\text{F}, p\alpha){}^{15}\text{N}$ reaction applied to nova γ -ray emission*, Phys. Rev. C **67** (2003), 052801.
- [30] ———, *Study of the ${}^{18}\text{F}(p, \alpha){}^{15}\text{O}$ reaction for application to nova γ -ray emission*, Nucl. Phys. A **718** (2003), 259.
- [31] M. Dufour and P. Descouvemont, *The ${}^{18}\text{F}(p, \alpha){}^{15}\text{O}$ low-energy S -factor : A microscopic approach*, Nucl. Phys. A **785** (2007), 381.
- [32] A. Coc et al., *Influence of new reaction rates on ${}^{18}\text{F}$ production in novae*, Astron. Astrophys. **357** (2000), 561.
- [33] C. Angulo et al., *A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates*, Nucl. Phys. A **656** (1999), 3.
- [34] D.R. Tilley et al., *Energy levels of light nuclei $A=18-19$* , Nucl. Phys. A **595** (1995), 1.

- [35] L. Bianchi et al., *SPEG : An energy loss spectrometer for Ganil*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **276** (1989), 509.
- [36] A.J. Ferguson, *Angular correlation methods in gamma-ray spectroscopy*, North-Holland Publishing Compagny, 1965.
- [37] R.B. Firestone, *Table of Isotopes*, Virginia S. Shirley, 1996.
- [38] H.T. Fortune and J.N. Bishop, *Parity of $^{19}\text{F}(5.10)$ and $^{19}\text{Ne}(5.09)$* , Phys. Rev. C **19** (1979), 1147.
- [39] W. Fowler G. Burbidge, M. Burbidge and F. Hoyle, *Synthesis of elements in stars*, Rev. Mod. Phys. **29** (1957), 547.
- [40] J.D. Garrett and H.G. Bingham et al., *Study of the reactions $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, ^3\text{He})^{19}\text{F}$ and $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, t)^{19}\text{Ne}$ at $E(^6\text{Li}) = 24 \text{ MeV}$* , Phys. Rev. C **5** (1972), 682.
- [41] J.D. Garrett, R. Middleton, and H.T. Fortune, *Hole States in ^{19}Ne* , Phys. Rev. C **2** (1970), 1243.
- [42] M. Gelin, *Spectroscopie γ des noyaux riches en neutrons autour de $N=20$* , Ph.D. thesis, Universite de Caen, 2007.
- [43] D.R. Goosman and K.W. Jones et al., *Masses and Half-Lives of ^{20}Na , ^{24}Al , ^{28}P , ^{32}Cl and ^{36}K formed by the (p,n) Reaction*, Phys. Rev. C **4** (1971), 1800.
- [44] S. Goriely, *Nucleosynthese du fluor 19*, Ph.D. thesis, Universite libre de Bruxelles, 1989.
- [45] J.S. Graulich and S. Cherubini et al., *7.07 MeV resonant state in ^{19}Ne reexamined through a new measurement of $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ reaction and $^{18}\text{F}(p, p)$ scattering*, Phys. Rev. C **63** (2000), 011302.
- [46] ———, *The 7.07 MeV resonance in ^{19}Ne revisited*, Nucl. Phys. A **688** (2001), 138.
- [47] J.C. Hardy and H. Brunnader et al., *Isobaric Analog States and Coulomb Displacement Energies in the $(1d_{\frac{5}{2}})$ Shell*, Phys. Rev. **183** (1969), 854.
- [48] D.S. Haynes, K.W. Kemper, and N.R. Fletcher, *Reaction $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, \alpha)^{19}\text{Ne}$ at 18 MeV*, Phys. Rev. C **5** (1972), 5.
- [49] J. José and M. Hernanz, *Nucleosynthesis in Classical Novae : CO versus ONe White Dwarfs*, Astrophys. J. **494** (1998), 680.
- [50] J. Kiener, *γ -ray production by inelastic proton scattering on ^{16}O and ^{12}C* , Phys. Rev. C **58** (1998), 2174.
- [51] R. P. Kraft, Astrophys. J. **139** (1964), 457.

- [52] L. Kraus and A. Boucenna et al., *High spin levels populated in multinucleon-transfer reactions with 480 MeV ^{12}C* , Phys. Rev. C **37** (1988), 2529.
- [53] A.M. Lane and R.G. Thomas, *R-Matrix Theory of Nuclear Reactions*, Rev. Mod. Phys. **30** (1958), 257.
- [54] E. Leblanc and N. Coron et al., *High-energy resolution alpha spectrometry using cryogenic detectors*, Appl. Rad. and Iso. **64** (2006), 1281.
- [55] P.V. Magnus and M.S. Smith et al., *Measurement of $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}$ resonance strengths*, Nucl. Phys. A **506** (1990), 332.
- [56] L.M. Martz and S.J. Sanders et al., *$(^6\text{Li}, t)$, $(^6\text{Li}, ^3\text{He})$, and $(^7\text{Li}, t)$ reactions into the $A=18$ nuclei*, Phys. Rev. C **20** (1979), 1340.
- [57] C.E. Moss and C. Detraz et al., *Half-Lives of ^{20}Na and ^{36}K* , Phys. Rev. C **5** (1972), 1122.
- [58] C.D. Nesaraja and N. Shu et al., *Nuclear structure properties of astrophysical importance for ^{19}Ne above the proton threshold energy*, Phys. Rev. C **75** (2007), 05809.
- [59] A.N. Ostrowski and S. Cherubini et al., *CD : A double sided silicon strip detector for radioactive nuclear beam experiments*, Nucl. Instr. and Meth. A **480** (2002), 448.
- [60] T. Otsubo and I. Asada et al., *Low-Lying States of the ^{16}F nucleus*, Nucl. Phys. A **259** (1975), 452.
- [61] D. Overway and J. Janecke et al., *Reaction dependence of nuclear decay linewidths*, Nucl. Phys. A **366** (1981), 299.
- [62] A.D. Panagiotou and H.E. Gove, *A study of the $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, t)^{19}\text{Ne}$ reaction*, Nucl. Phys. A **196** (1972), 145.
- [63] A.A. Penzias and R.W. Wilson, *A measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s*, Ap. J. **142** (1965), 419.
- [64] J.G. Pronko and R.G. Hirko et al., *Study of Excited States of ^{14}O by a Particle-Particle Angular-Correlation Technique*, Phys. Rev. C **7** (1973), 1382.
- [65] J.G. Pronko and R.A. Lindgren, *Angular correlations of sequential particle decay for aligned nuclei*, Nucl. Instr. and Meth. **98** (1972), 445.
- [66] K.E. Rehm and M. Paul et al., *Astrophysical reaction rate for the $^{18}\text{F}(p, \alpha)^{15}\text{O}$ reaction*, Phys. Rev. C **53** (1996), 1950.
- [67] C.E. Rolfs and W.S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, The University of Chicago Press, 1988.

- [68] M.E. Rose, *The Analysis of Angular Correlation and Angular Distribution Data*, Phys. Rev. **91** (1953), 610.
- [69] A.W. Shafter and R. Ciardullo et al., *Novae in External Galaxies : M51, M87 and M101*, Astrophys. J. **530** (2000), 193.
- [70] C. Souplet, *Etoiles : nées pour mourir*, Astro. Mag. **84** (2006), 12.
- [71] A.E. Stuchbery, *γ -ray angular distributions and correlations after projectile-fragmentation reaction*, Nucl. Phys. A **723** (2003), 69.
- [72] D.F. Torgerson and K. Wien et al., *β^+ Decay of ^{20}Na* , Phys. Rev. C **8** (1973), 161.
- [73] S. Utku and J.G. Ross et al., *Breakout from the hot CNO cycle : The $^{18}\text{F}(p, \gamma)$ vs $^{18}\text{F}(p, \alpha)$ branching ratio*, Phys. Rev. C **57** (1998), 2731.
- [74] M. Della Valle and M. Livio, *On the nova rate in the Galaxy*, Astron. Astrophys. **286** (1994), 786.
- [75] D.W. Visser and J.A. Caggiano et al., *Particle decay branching ratios for states of astrophysical importance in ^{19}Ne* , Phys. Rev. C **69** (2004), 048801.
- [76] M. Wiescher and K.-U. Kettner, *Warm CNO nucleosynthesis as a possible enrichment mechanism for oxygen and fluorine isotopes*, Astrophys. J. **263** (1982), 891.
- [77] D.H. Wilkinson and D.E. Alburger et al., *Properties of ^{13}B and ^{20}Na : The second-class current problem*, Nucl. Phys. A **166** (1971), 661.
- [78] C. Winkler and et al., , Astro. and Astrophys. **411** (2003).

Résumé :

L'observation gamma des explosions novae est l'un des objectifs des télescopes spatiaux comme INTEGRAL. Selon les modèles astrophysiques la raie la plus intense du spectre gamma des novae est celle ayant une énergie de 511 keV. Cette raie provient essentiellement de l'annihilation des β^+ venant de la décroissance du noyau de ^{18}F . L'interprétation astrophysique des observations gamma ne pourra se faire que si la nucléosynthèse du ^{18}F est bien comprise. Actuellement, la mauvaise connaissance du taux de la réaction $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$, lié à la structure du noyau composé ^{19}Ne , engendre une incertitude d'un facteur 300 sur l'abondance du ^{18}F dans les novae. Dans le but de réduire ces incertitudes, une expérience de diffusion inélastique d'un faisceau de noyaux radioactifs ^{19}Ne sur une cible de proton ($^{19}\text{Ne}(p,p')^{19}\text{Ne}^*$) a été réalisée au laboratoire de Louvain la Neuve. Elle a permis d'étudier notamment plusieurs états excités du ^{19}Ne au dessus des seuils alpha (3.55 MeV) et proton (6.42 MeV). L'étude des distributions angulaires des particules émises (proton ou alpha) par les états excités du ^{19}Ne a permis d'assigner pour la première fois le spin de nombreux niveaux connus. De plus, un nouvel état $\frac{1}{2}^+$ large, pouvant influencer fortement le facteur astrophysique, a été observé pour la première fois.

Title : SPECTROSCOPY OF NEON NINETEEN BY INELASTIC SCATTERING.
ASTROPHYSICAL APPLICATIONS.

Abstract :

The gamma observation of novae explosions is a one of the objectives of space telescopes like INTEGRAL. According to astrophysical models, the most intense ray of the gamma spectra of these phenomena has an energy of 511 keV. This ray is mainly due to the annihilation of β^+ coming from ^{18}F decay. The astrophysical interpretation of the gamma observations can be done only if the nucleosynthesis of ^{18}F is well understood. Actually, poor knowledge of the rate of the $^{18}\text{F}(p,\alpha)^{15}\text{O}$ reaction, linked to the structure of the compound nucleus ^{19}Ne , creates an uncertainty factor of 300 on the abundance of ^{18}F in novae. In order to reduce these uncertainties, an inelastic scattering experiment $^{19}\text{Ne}(p,p')^{19}\text{Ne}^*$ was performed to the Louvain la Neuve laboratory. It allowed us to study excited states of ^{19}Ne above alpha (3.55 MeV) and proton (6.42 MeV) thresholds. The study of angular correlation of particles decay (proton or alpha) was used to assign for the first time the spin of many known levels. In addition, a new large $\frac{1}{2}^+$ state, which could influence strongly the astrophysical factor, was observed for the first time.

Mots-clés :

Indexation rameau : Diffusion inélastique, distribution angulaire (physique nucléaire), novae, néon, nucléosynthèse

Indexation libre : fluor, structure nucléaire

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique

GANIL, BP 55027, 14076 CAEN Cedex 5, FRANCE