



Etude des noyaux instables ^{19}O et ^{25}Ne par réaction de transfert à l'aide du dispositif MUST2-TIARA-VAMOS-EXOGAM

A. Ramus

► To cite this version:

A. Ramus. Etude des noyaux instables ^{19}O et ^{25}Ne par réaction de transfert à l'aide du dispositif MUST2-TIARA-VAMOS-EXOGAM. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2009. Français. NNT : . tel-00457509

HAL Id: tel-00457509

<https://theses.hal.science/tel-00457509>

Submitted on 17 Feb 2010

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.

Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI

Spécialité
Physique nucléaire

présentée par
Alexis Ramus

pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

Sujet de la thèse :
Etude des noyaux instables ^{19}O et ^{25}Ne par réaction de transfert
à l'aide du dispositif MUST2-TIARA-VAMOS-EXOGRAM

Soutenue le 16 septembre 2009, devant le jury composé de :

Dr. Yorick Blumenfeld	Directeur de thèse
Prof. Wilton N. Catford	Rapporteur
Dr. Valérie Lapoux	Rapporteur
Prof. Costel Petrache	Président du jury
Dr. Patricia Roussel-Chomaz	Examinatrice
Prof. Piet Van Duppen	Examineur

Remerciements

Mes années de doctorat à l'institut de physique nucléaire d'Orsay m'ont permis de rencontrer de nombreuses personnes de qualité, qui par leur aide, leur conseil, et tout simplement leur présence et leur gentillesse ont rendu ces trois années très enrichissantes.

Je voudrais tout d'abord remercier mes deux directeurs de thèse, Yorick Blumenfeld et Jean-Antoine Scarpaci de m'avoir accepté au sein du groupe NESTER et d'avoir tout mis en oeuvre afin que la thèse se déroule dans les meilleures conditions. Votre attention constante à mon égard a grandement facilité mon travail de doctorant et m'a permis de surmonter les difficultés rencontrées. Jean-Antoine, la dernière année passée en ta compagnie dans ton bureau était une excellente idée, elle a rendu la fin de thèse beaucoup plus agréable.

Je voudrais remercier Wilton Catford, Valérie Lapoux, Costel Petrache, Patricia Roussel-Chomaz et Piet Van Duppen d'avoir accepté de participer à mon jury de thèse. Je suis tout particulièrement reconnaissant envers Wilton de m'avoir aidé dans la recherche de mon nouveau sujet de thèse. Je souhaiterais aussi remercier Valérie pour sa présence et son aide lors des expériences que nous avons réalisées au GANIL ainsi que pour l'attention soutenue portée sur mon travail. Ses conseils toujours très pertinents et ses bonnes idées ont grandement permis d'améliorer le manuscrit.

Je remercie Dominique Guillemaud-Mueller et Bernard Berthier de m'avoir accueilli à l'IPN et d'avoir mis à ma disposition l'ensemble des ressources humaines et techniques du laboratoire. Aucun résultat scientifique n'aurait été obtenu sans le soutien de nombreux chercheurs du groupe NESTER de l'IPN : Faïçal Azaiez, Didier Beaumel, Serge Franchoo, Jacques Guillot, Fairouz Hammache, François Maréchal, Nicolas de Séréville et Iulian Stefan. Leur aide en manip ou bien lors du dépouillement a été très importante. Jacques a porté un intérêt constant sur mon travail durant les trois années. Ses connaissances de physicien et d'informaticien m'ont beaucoup apporté. Je n'oublierai pas non plus les nombreuses discussions que nous avons eues ensemble. Je remercie François de m'avoir encadré lors du dépouillement, ses connaissances et son efficacité m'ont fait gagné un temps précieux. Aucun succès expérimental n'aurait été possible sans le formidable travail des ingénieurs et techniciens de l'IPN. Je pense à Emmanuel Rindel et Philippe Rosier qui ont travaillé sur la chambre à vide permettant de réunir MUST2

et TIARA mais aussi à Laurence Lavergne, Valérie Le Ven et Mathieu Vilnay qui m'avaient accueilli durant mon stage de master 2. La vie au laboratoire n'aurait pas été aussi agréable sans l'amabilité de Sébastien Ancelin et Luc Petizon, l'efficacité et la gentillesse de Laurence Berthier ainsi que la bonne humeur et les cafés de Pascale Pichot. Je voudrais aussi remercier Nimet et Robert Frascaria pour leurs encouragements lors de leurs visites à l'IPN. Du master jusqu'à la soutenance de thèse, la présence bienveillante de Nimet à mon égard a été un véritable soutien.

Je n'oublie pas non plus les bons moments passés en manip avec les équipes de Saclay et de Caen. Leur professionnalisme a permis de faire des expériences présentées dans ce manuscrit un succès. Je pense à Antoine Drouart, Alain Gillibert, Laurent Nalpas et Emmanuel Pollacco du SPhN ainsi qu'à Navin Alahari, Gilles de France, Charles Houarner, Luc Legeard, Bruno Raine, Maurycy Rejmund et Olivier Sorlin du GANIL.

La thèse m'a donné l'occasion de voyager et de rencontrer des personnes venant de tous les horizons. Les expériences réalisées sont issues d'une collaboration franco-anglaise. Cela a été un grand plaisir de travailler avec Simon Brown, Beatriz Fernández-Domínguez, Marc Labiche, Roy Lemmon et Jeffry Thomas. Je remercie tout particulièrement Beatriz et Jeff pour l'aide qu'ils m'ont apportée lors du dépouillement grâce aux nombreux échanges que nous avons eus. Je garderai aussi un très bon souvenir de l'accueil réservé par Marc à Nicolas, Carole et moi-même lors de notre séjour GEANT4 à Daresbury.

La quête des vibrations de paires géantes par Elias Khan m'a mené en Afrique du Sud. Je n'oublierai pas ce fabuleux voyage en sa compagnie, les longues discussions que nous avons eues dans les restaurants de Gordon's Bay ainsi que l'excellent accueil que nous ont réservé nos collègues sud-africains.

Plusieurs visiteurs étrangers ont été invités par Didier ces dernières années. Je lui en sais gré car j'ai ainsi pu faire la connaissance de Hemalatha, de Hironori Iwasaki et de Daisuke Suzuki. Hironori et Daisuke m'ont initié à la culture japonaise et notamment à sa cuisine. Je garderai longtemps en mémoire le délicieux curry préparé par Hironori et sa femme lors d'un dîner. La compagnie de Daisuke a égayé ma première année de thèse. J'espère que notre amitié perdurera et que nous aurons à nouveau l'occasion d'aller au cinéma ensemble pour voir les westerns de John Ford ou bien d'autres films de kung-fu à la cinémathèque.

J'ai côtoyé de nombreux collègues apprentis chercheurs au laboratoire ou bien lors des écoles et conférences auxquelles j'ai assisté à Trento, Lansing, Dinard, Giens, Caen et Paris. Je remercie ces collègues thésards et post-doctorants de tous les pays du monde pour les moments de détente et les fructueuses discussions. Je pense en particulier à Marlène Assié, Benoit Avez, Geoffroy Burgunder, Carole Force, Jérôme Gava, Julien Gibelin, Florence de Grancey, Mathieu Lebois, Magdalena Malek, Charlotte Monrozeau, Xavier Mougeot, Albert Olariu et Flore Skaza. J'adresse également tous mes encouragements et mes souhaits de réussite au doctorat à Jean-Paul Ebran, Mathieu Ferraton, Sandra Giron, Adrien Matta, Baptiste Mougnot et Benoit Tastet, qui me succèdent en tant que doctorant à l'IPN.

J'ai eu la chance de pouvoir enseigner à l'université Paris 11 et notamment au magistère de physique fondamentale. Jérôme Leygnier a accepté d'être mon tuteur de monitorat. Son aide ainsi que celles de Christophe Balland, Jacques Marot et Jean Remond m'ont permis d'enseigner dans les meilleures conditions.

Le doctorat est une tranche de vie de trois ans, je l'ai aussi partagée avec des colocataires. Un grand merci à Ali, Elsa et Géraldine pour ces années passées ensemble. La dernière année n'a pas été de tout repos et j'ai été très peu présent auprès de ma famille. Aussi, je voudrais remercier mes parents de m'avoir permis de faire les études que je souhaitais et de m'avoir donné le goût de la connaissance et de l'effort. Je remercie aussi ma soeur, mon amie Hélène, mes grands-parents et toute ma famille pour le soutien qu'ils m'ont apporté.

Table des matières

Introduction	ix
1 Motivations	1
1.1 Le modèle en couches et les nombres magiques	1
1.2 Disparition de la fermeture de couche $N=20$	3
1.3 Etude des réactions de transfert avec un faisceau d' ^{20}O	8
1.3.1 Intérêt de la réaction de transfert (d,p)	8
1.3.2 Intérêt de la réaction de transfert (d,t)	9
1.4 Etude des réactions de transfert avec un faisceau de ^{26}Ne	10
1.4.1 Intérêt de la réaction de transfert (d,p)	10
1.4.2 Intérêt de la réaction de transfert (d,t)	11
2 Dispositif Expérimental	13
2.1 Présentation générale	13
2.2 Production du faisceau au GANIL	16
2.3 Les cibles	17
2.4 Electronique et acquisition	18
2.4.1 Logique de l'acquisition	18
2.4.2 Logique de déclenchement	19
2.4.3 Schémas électroniques	20

2.5	Le spectromètre de masse VAMOS	23
2.5.1	Description du détecteur	23
2.5.2	Les chambres à dérive	25
2.5.3	La chambre à ionisation	27
2.5.4	Identification des noyaux grâce à VAMOS	28
2.6	Le détecteur de photons gamma EXOGAM	31
2.6.1	Description du détecteur	31
2.6.2	Calibration en énergie d'EXOGAM	32
2.6.3	Courbe d'efficacité absolue de détection	32
2.6.4	Méthode de reconstruction d'un événement EXOGAM	34
2.6.5	Elargissement Doppler, comparaison avec la simulation	36
2.7	Le détecteur de noyaux légers de recul MUST2	38
2.7.1	Description du détecteur	38
2.7.2	Calibration en position des télescopes de MUST2	40
2.7.3	Courbe d'efficacité	40
2.7.4	Calibration en énergie des siliciums à pistes de MUST2	43
2.7.5	Reconstruction de l'énergie d'une particule grâce au silicium à pistes	45
2.7.6	Calibration en temps du silicium à pistes de MUST2	47
2.7.7	Identification des particules par le temps de vol	48
2.7.8	Calibration des cristaux de CsI	50
2.7.9	Ajustement des lignes cinématiques et amélioration des spectres en énergie d'excitation	53
2.8	Le détecteur de noyaux légers de recul TIARA	56
2.9	Le détecteur de faisceau BTM	59
3	Etude de l'^{19}O via la réaction (d,t)	61
3.1	Noyaux identifiés par VAMOS	61

3.2	Identification des particules détectées par MUST2 en coïncidence avec un ^{19}O dans VAMOS	64
3.3	Spectres en énergie d'excitation de l' ^{19}O	65
3.3.1	Spectres en énergie d'excitation de MUST2	65
3.3.2	Spectre en énergie d'excitation de TIARA	69
3.4	Coïncidences γ - particule	70
3.5	Distributions angulaires	74
3.5.1	Expression de la section efficace différentielle	74
3.5.2	Normalisation des sections efficaces	76
3.5.3	Analyse DWBA	79
3.6	Discussion et comparaison avec les résultats préexistants	89
4	Etude du ^{25}Ne via les réactions (d,t) et (p,d)	93
4.1	Noyaux identifiés par VAMOS	93
4.2	Identification des particules détectées par MUST2 en coïncidence avec un ^{25}Ne dans VAMOS	95
4.3	Spectres en énergie d'excitation du ^{25}Ne	97
4.3.1	Spectre en énergie d'excitation du ^{25}Ne via la réaction (p,d)	97
4.3.2	Spectre en énergie d'excitation du ^{25}Ne via la réaction (d,t)	99
4.3.3	Position des pics et résolution en énergie d'excitation	102
4.3.4	Spectre en énergie d'excitation de TIARA	103
4.4	Coïncidences γ - particule	103
4.5	Distributions angulaires	107
4.5.1	Expression de la section efficace différentielle	107
4.5.2	Normalisation des sections efficaces	107
4.5.3	Analyse DWBA	108
4.6	Discussion et comparaison avec les résultats préexistants	116

5	Résumé et conclusions	121
A	Calculs de modèle en couches	125
A.1	Calculs sur le noyau d' ^{19}O	125
A.2	Calculs sur le noyau de ^{25}Ne	126
B	Liste des figures et des tableaux	129
	Bibliographie	135

Introduction

Près de 300 noyaux stables existent dans la nature. Ce nombre est cependant très faible en comparaison des 6000 noyaux instables ou "exotiques" prédits par les théoriciens, dont seulement la moitié a déjà été observée. Sur la carte des isotopes, les drip-lines délimitent le domaine de liaison des noyaux (voir la page suivante). Si la drip-line positionnée du côté des noyaux riches en protons est relativement bien connue, celle des noyaux riches en neutrons n'est connue que jusqu'à l'oxygène. De vastes zones de la carte des isotopes restent donc ignorées, l'exploration de ces régions est un des principaux objectifs de la recherche actuelle en physique nucléaire. Cette recherche est motivée par des problématiques de structure nucléaire mais aussi astrophysiques. En effet, les noyaux stables présents sur terre ont été produits dans les étoiles par des réactions impliquant des noyaux instables. Les processus de nucléosynthèse empruntent des chemins éloignés de la vallée de stabilité et situés des deux côtés de celle-ci dans les régions des noyaux riches en neutrons et en protons. Les propriétés de structure des noyaux instables influencent fortement le déroulement de la synthèse. La compréhension des processus de nucléosynthèse est donc aussi liée à l'étude de la structure des noyaux exotiques.

L'étude des noyaux instables a pris son essor dans les années 80 avec l'avènement des faisceaux radioactifs. La faible durée de vie des noyaux à étudier rendant impossible la fabrication d'une cible, les physiciens ont eu l'idée d'inverser le rôle de la cible et du faisceau en mettant au point des faisceaux instables pour les envoyer sur une cible stable. L'étude des noyaux instables a révélé des propriétés de structure nucléaire nouvelles : existence de noyaux à halo, de peaux de neutrons, de nouveaux modes d'excitation, de modifications de magicité. Cette dernière découverte a montré que les nombres magiques, jusqu'ici à la base de notre compréhension de la structure du noyau, n'étaient plus valables dans certaines régions de la carte des noyaux. La plupart des nombres magiques existants dans la vallée de stabilité 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 perdent leurs propriétés dans les régions plus exotiques. C'est notamment le cas du nombre de neutrons $N=20$, qui n'apparaît plus comme étant magique pour les noyaux riches en neutrons de la région de l'oxygène et du magnésium. L'étude des noyaux situés loin de la vallée de stabilité permet donc de tester la validité des modèles de structure des noyaux et ainsi d'améliorer notre compréhension de l'interaction nucléaire.

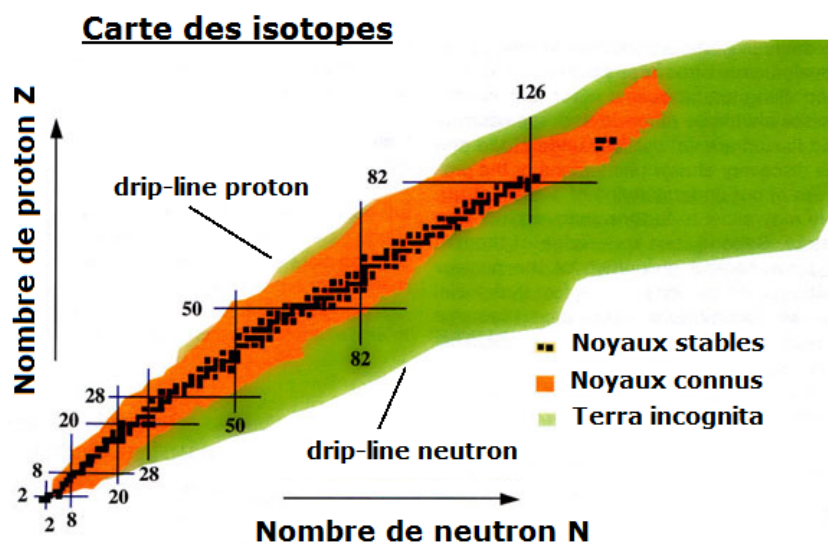
Ce manuscrit présente une partie des résultats de deux expériences réalisées dans le but d'obtenir des informations supplémentaires sur la disparition du nombre magique $N=20$. L'étude de réactions de transfert d'un neutron sur les faisceaux exotiques d' ^{20}O et de ^{26}Ne a été menée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL). Le dispositif expérimental utilisé était adapté à l'étude des réactions directes en cinématique inverse. Il réunissait pour la première fois les détecteurs TIARA, MUST2, VAMOS et EXOGAM et permettait la détection en coïncidence des noyaux légers de recul, des fragments lourds et des γ de décroissance.

Le premier chapitre présente brièvement le modèle en couches et les nombres magiques puis détaille les récents faits expérimentaux qui attestent de la disparition du nombre magique $N=20$ dans certains noyaux riches en neutrons et de son remplacement par le nombre $N=16$. Les expériences réalisées au GANIL sur les faisceaux exotiques d' ^{20}O et de ^{26}Ne sont présentées à la fin du chapitre.

Le deuxième chapitre présente le dispositif expérimental. Le principe de fonctionnement de chaque détecteur, les procédures de dépouillement et de calibration sont détaillés.

Le troisième chapitre présente les résultats de l'analyse de la réaction $^{20}\text{O}(d,t)^{19}\text{O}$. Le spectre en énergie d'excitation du noyau ^{19}O , les coïncidences γ - particule et les distributions angulaires sont exposés. Un schéma de niveaux de l' ^{19}O est construit et les états, les décroissances γ , les moments angulaires observés sont comparés aux données déjà existantes sur ce noyau. L'occupation des couches dans le noyau ^{20}O est discutée à la fin du chapitre.

Le quatrième chapitre présente les résultats de l'analyse des réactions $^{26}\text{Ne}(d,t)^{25}\text{Ne}$ et $^{26}\text{Ne}(p,d)^{25}\text{Ne}$. Une étude similaire à celle du chapitre précédent est réalisée.



Chapitre 1

Motivations

1.1 Le modèle en couches et les nombres magiques

Dans les années 1930, l'étude des abondances isotopiques met en évidence des nombres particuliers de protons et de neutrons qui garantissent une grande stabilité au noyau [Els34]. Les noyaux pour lesquels le nombre de protons ou de neutrons correspond à la série 2, 8, 20, 28, 50, 82, et 126, ont une énergie de liaison plus grande et, en conséquence, sont largement représentés dans la nature.

L'existence de ces nombres dits "magiques" indique la présence de fermetures de couches analogues à celles observées dans les atomes. Dans le but de reproduire ces nombres, les efforts théoriques se sont portés sur un modèle à particule indépendante, par analogie avec le modèle atomique. Dans ce modèle, des nucléons indépendants se déplacent dans un potentiel moyen qu'ils créent eux même. Un simple potentiel d'oscillateur harmonique ne permet pas de reproduire la totalité des nombres magiques et doit donc être modifié pour être vraiment prédictif. Ce travail a été réalisé dans les années 1940 par Maria Goppert Mayer et de manière indépendante par Haxel, Jensen et Suess [May48, May49, Hax49]. Ils sont parvenus à reproduire les nombres magiques en ajoutant un terme d'effet de bord et un terme de couplage spin-orbite. Le premier terme corrige le potentiel harmonique dans la région où il est le moins adapté, au bord du noyau, tandis que le second traduit le rôle de l'interaction spin-orbite dans l'interaction nucléon-nucléon. La figure 1.1 présente la séquence des couches obtenue avec ce modèle. Les couches sont identifiées par un nombre quantique principal d'oscillateur harmonique, un moment angulaire orbital l et un moment angulaire total j . Les nucléons de même nature remplissent les couches dans l'ordre d'énergie croissante en respectant le principe d'exclusion de Pauli qui interdit la présence de plus de $2j+1$ nucléons sur une orbitale lj . On constate la présence de sauts en énergie importants entre certaines couches. Ce phénomène est à l'origine des nombres magiques. Par exemple, le nombre magique 8 est généré par l'important écart en

énergie entre les couches $1p_{1/2}$ et $1d_{5/2}$. Cet écart en énergie rend impossible la diffusion des nucléons sur les couches d'énergies supérieures qui restent vides. Un nombre magique de protons ou de neutrons correspond alors au remplissage complet d'une couche, on parle de fermeture de couche, et rend le noyau correspondant particulièrement stable. Le modèle permet de reproduire la totalité des nombres magiques observés expérimentalement. Mais son application est encore plus générale car il permet aussi de prédire les moments angulaires totaux et les parités de l'état fondamental et des états excités de la plupart des noyaux.

Table 1 -- Nuclear Shell Structure (from *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*, Maria Goeppert Mayer & J. Hans D. Jensen, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1955.)

Angular Momentum ($\hbar\Omega/2\pi$)		Spin-Orbit Coupling ($1/2, 3/2, 5/2, 7/2, \dots$)	Number of Nucleons		Magic Number
			Shell	Total	
5	3p	1i 13/2	14	[126]	{126}
		3p 1/2	2	[112]	
		3p 3/2	4	[110]	
		2f 5/2	6	[106]	
5	2f	2f 7/2	8	[100]	{82}
5	1h	1h 9/2	10	[92]	
		1h 11/2	12	[82]	
4	3s	3s 1/2	2	[70]	
4	2d	2d 3/2	4	[68]	{50}
		2d 5/2	6	[64]	
4	1g	1g 7/2	8	[58]	
		1g 9/2	10	[50]	
3	2p	2p 1/2	2	[40]	{40}
		1f 5/2	6	[38]	
		2p 3/2	4	[32]	
3	1f	1f 7/2	8	[28]	{28}
2	2s	1d 3/2	4	[20]	{20}
		2s 1/2	2	[16]	
2	1d	1d 5/2	6	[14]	{8}
1	1p	1p 1/2	2	[8]	
		1p 3/2	4	[6]	
0	1s	1s 1/2	2	[2]	{2}

FIG. 1.1: Séquence des orbitales du modèle en couches.

1.2 Disparition de la fermeture de couche N=20

Les nombres magiques ont été révélés à partir de résultats d'expériences sur des noyaux stables. On peut donc s'interroger sur leur validité pour des noyaux situés en dehors de la vallée de stabilité. L'étude de ces noyaux, dits "exotiques", a remis en question la localisation des nombres magiques. Dans le cas des noyaux riches en neutrons, plusieurs fermetures de couches sont affectées. C'est par exemple le cas du nombre N=8 qui n'est plus magique pour certains noyaux légers riches en neutrons [Nav00]. Nous nous intéressons ici à la disparition de la fermeture de couche N=20. Le nombre magique 20 est bien établi pour les noyaux stables, il provient de l'espacement en énergie entre l'orbitale $1d_{3/2}$ et l'orbitale $1f_{7/2}$. Cependant, plusieurs faits expérimentaux attestent de la disparition de ce nombre magique pour les noyaux riches en neutrons et de son remplacement par le nombre N=16.

Les changements de magicité peuvent être mis en évidence par l'étude du premier état excité des noyaux pairs-pairs. L'état de plus basse énergie de la plupart de ces noyaux est un état collectif $J^\pi = 2^+$. Les noyaux magiques sont difficiles à exciter et ont donc un état 2^+ de haute énergie ainsi qu'une faible probabilité d'excitation. Cette dernière propriété est quantifiée par la mesure d'une grandeur appelée $B(E2)$. Une des premières évidences expérimentales de l'affaiblissement de la magicité N=20 est venue de la mesure de l'état 2^+ du ^{32}Mg [Det79, Gui84]. Il a été mesuré à une énergie très faible de 880 keV alors qu'il possède 20 neutrons. La mesure, par excitation coulombienne, d'un $B(E2)$ élevé pour ce noyau a confirmé l'affaiblissement de la fermeture de couche [Mot95]. Les mesures plus récentes faites sur le ^{30}Ne , noyau N=20 de rapport N/Z encore plus grand que le ^{32}Mg , confirme le phénomène [Yan03]. La figure 1.2 présente la valeur de l'énergie du premier état 2^+ des isotopes du soufre, du silicium, du magnésium et du néon. Le saut en énergie, évident à N=20 pour le silicium et le soufre, disparaît dans le cas du magnésium et du néon. La figure 1.3 présente la valeur du $B(E2)$ des isotones N=20 des noyaux pairs-pairs du calcium au néon. Le $B(E2)$ des noyaux de grand rapport N/Z est soudainement plus élevé à partir du magnésium.

Alors que le nombre magique N=20 semble disparaître, plusieurs résultats expérimentaux font état de l'apparition d'autres nombres magiques. C'est notamment le cas des résultats obtenus sur la chaîne isotopique de l'oxygène. Sur la figure 1.4, le tracé de l'énergie du premier état 2^+ de ces noyaux fait apparaître une élévation de l'énergie pour l' ^{16}O , noyau doublement magique, mais aussi pour l' ^{22}O (N=14) et l' ^{24}O (N=16). Dans le cas de l' ^{22}O , plusieurs expériences ont mis en évidence une fermeture de couche N=14 dans ce noyau [Thi00, Bec06]. Son premier état 2^+ a une énergie assez élevée (3.17 MeV) et la valeur de son $B(E2)$ est faible. Dans le cas de l' ^{24}O , Stanoiu *et al.* n'ont observé aucun γ de décroissance pour ce noyau et en ont déduit l'absence d'état excité lié [Sta04]. Son premier état 2^+ est donc situé à haute énergie, au-dessus du seuil neutron positionné à 3.7 MeV [Aud95].

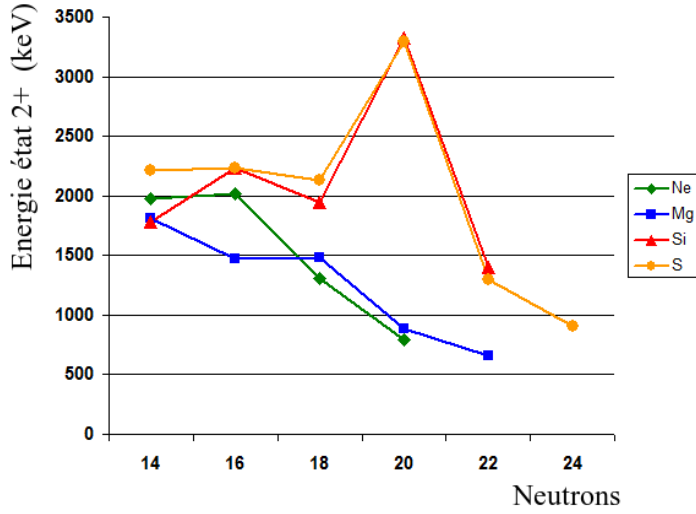


FIG. 1.2: La valeur de l'énergie du premier état 2^+ est tracée pour les isotopes du soufre, du silicium, du magnésium et du néon. Le saut en énergie, évident à $N=20$ pour le silicium et le soufre, disparaît dans le cas du magnésium et du néon.

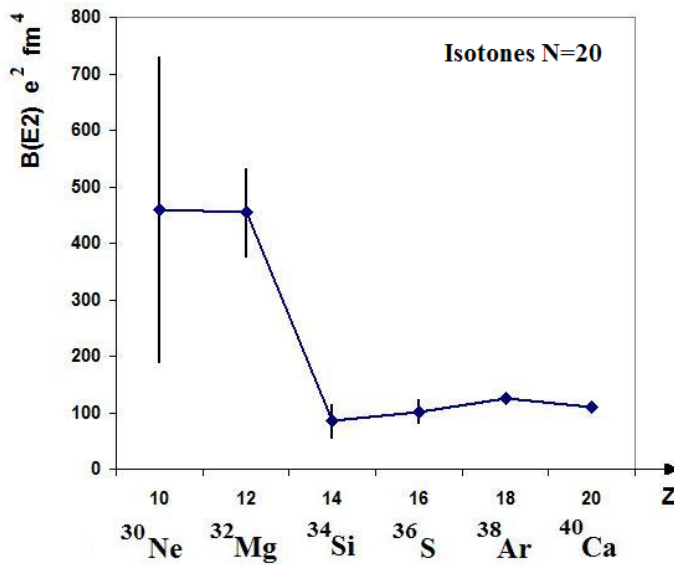


FIG. 1.3: La valeur du $B(E2)$ est tracée pour les isotones $N=20$ des noyaux pairs-pairs du calcium au néon. Le $B(E2)$ des noyaux de grand rapport N/Z est soudainement plus élevé à partir du magnésium.

Une autre preuve expérimentale de la magie $N=16$ pour $Z=6-8$ est donnée par la position de la drip-line neutron dans cette région. Le ^{22}C , le ^{23}N et l' ^{24}O sont les derniers noyaux liés de leurs chaînes isotopiques respectives [Tar97, Sak99]. L' ^{28}O , magique en proton ($Z=8$) mais plus en neutron ($N=20$) n'a jamais été observé. La figure 1.5 est un agrandissement de la carte des noyaux pour $Z \leq 10$. La drip-line neutron du carbone, de l'azote et de l'oxygène est positionnée à $N=16$. L'ajout d'un seul proton à l'oxygène pour former le fluor étend la drip-line à $N=22$.

L'étude des masses est un autre moyen d'observer les effets de couches. Pour cela, on soustrait à l'excès de masse d'un noyau la contribution venant de ses propriétés macroscopiques. Cette dernière grandeur est donnée par le modèle de la goutte liquide qui ne prend pas en compte les effets de structure. La différence, appelée énergie corrigée de l'effet de couche (Shell

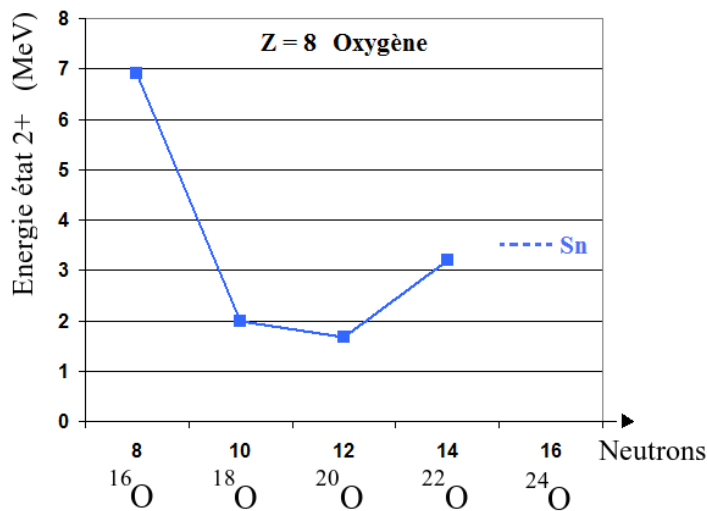


FIG. 1.4: L'énergie du premier état 2^+ est tracée pour les noyaux de la chaîne isotopique de l'oxygène. Une élévation de l'énergie est constatée pour l' ^{16}O , noyau doublement magique, mais aussi pour l' ^{22}O ($N=14$) et l' ^{24}O ($N=16$).

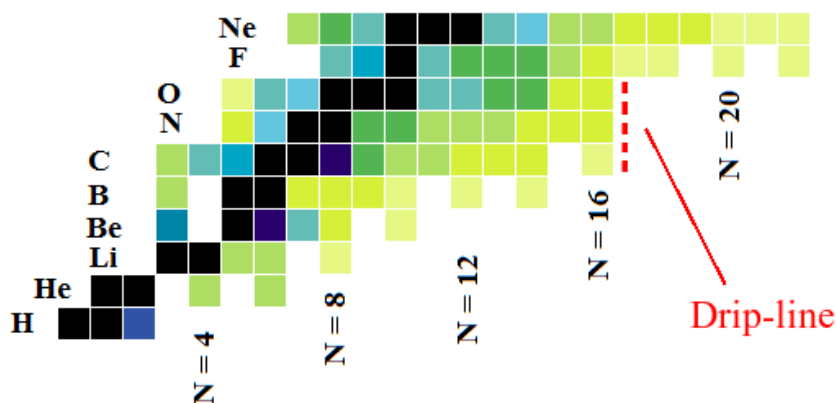


FIG. 1.5: L'image est un agrandissement de la carte des noyaux pour $Z \leq 10$. Les noyaux stables sont colorés en noir. La drip-line neutron du carbone, de l'azote et de l'oxygène est positionnée à $N=16$ mais l'ajout d'un proton pour former le fluor étend la drip-line à $N=22$.

Correction Energy, SCE), est tracée pour plusieurs chaînes isotopiques ($Z=8-13$ et $Z=20$) sur la figure 1.6 (tiré de [Sav05]). La courbe des isotopes du calcium a une allure classique avec deux minima à $N=20$ et $N=28$, ce qui traduit l'augmentation de stabilité provoquée par ces deux fermetures de couches. Ce n'est pas le cas des courbes de l'aluminium ($Z=13$) jusqu'à l'oxygène ($Z=8$). Il n'y a pas de minimum visible à $N=20$ pour ces chaînes isotopiques mais à l'inverse un maximum pour certaines. La magie s'est déplacée à $N=16$ pour les noyaux riches en neutrons de cette région de masse.

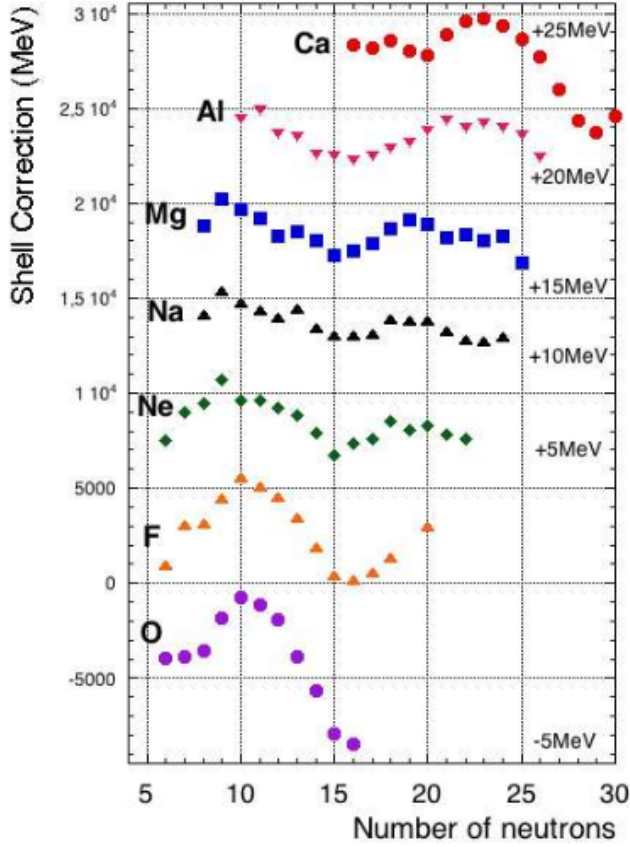


FIG. 1.6: L'énergie corrigée de l'effet de couche (Shell Correction Energy, SCE) est tracée pour plusieurs chaînes isotopiques. Tiré de [Sav05].

Une interprétation théorique de cette évolution de magicité a été donnée par Otsuka *et al.* [Ots01]. La disparition de la fermeture de couche $N=20$ est due à l'existence d'une force attractive proton-neutron entre les protons de la couche $d_{5/2}$ et les neutrons de la couche $d_{3/2}$. Lorsque des protons sont retirés de l'orbitale $d_{5/2}$, l'énergie de l'orbitale neutron $d_{3/2}$ augmente. Une illustration du phénomène est donnée sur la figure 1.7. L'occupation des couches du ^{30}Si , noyau stable, est comparée à celle d'un isotone très exotique, l' ^{24}O . Du ^{30}Si à l' ^{24}O , six protons de valence sont retirés de la couche $d_{5/2}$. Ce retrait fait remonter l'orbitale neutron $d_{3/2}$ vers l'orbitale $f_{7/2}$. Un nouveau saut en énergie se crée donc entre les orbitales neutron $d_{3/2}$ et $s_{1/2}$, générant ainsi le nombre magique $N=16$ à la place de $N=20$.

Ces changements de magicité peuvent être mis en évidence par l'étude des états excités de particule individuelle des noyaux de cette région de masse. Dans le cas des isotones $N=15$, cela se traduit par l'évolution en énergie du premier état excité $3/2^+$. Les isotones présentés sur la figure 1.8 ont tous un état fondamental $1/2^+$ qui provient de l'occupation de la couche $s_{1/2}$ par un neutron célibataire. Le premier état excité $3/2^+$ correspond au passage de ce neutron sur la couche supérieure $d_{3/2}$. La mesure de l'énergie d'excitation de cet état permet de localiser la couche neutron $d_{3/2}$ et donc d'obtenir des informations sur l'évolution de la magicité. L'état excité de particule individuelle $3/2^+$ du ^{25}Ne a été identifié par Catford *et al.* grâce à la réaction

de transfert d'un neutron $^{24}\text{Ne}(d,p)^{25}\text{Ne}$ [Cat05, Fer07]. Dans le cas de ^{23}O , Stanoiu *et al.* n'ont observé aucun γ de décroissance pour ce noyau qui ne possède donc pas d'état excité lié [Sta04]. Son premier état $3/2^+$ est donc situé à haute énergie, au-dessus du seuil neutron positionné à 2.7 MeV [Aud95]. Il a été identifié à 4 MeV d'énergie d'excitation par Elekes *et al.* au moyen de la réaction $^{22}\text{O}(d,p)^{23}\text{O}$ [Ele07]. La figure 1.8 met en évidence l'augmentation de l'énergie d'excitation du premier état excité $3/2^+$ lorsque des protons sont retirés de la couche $d_{5/2}$.

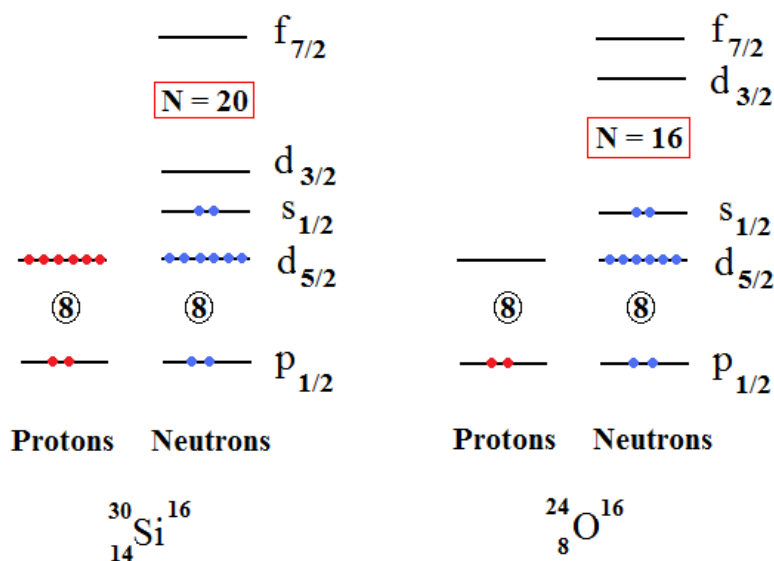


FIG. 1.7: L'occupation des couches du ^{30}Si , noyau stable, est comparée à celle d'un isotone très exotique, ^{24}O .

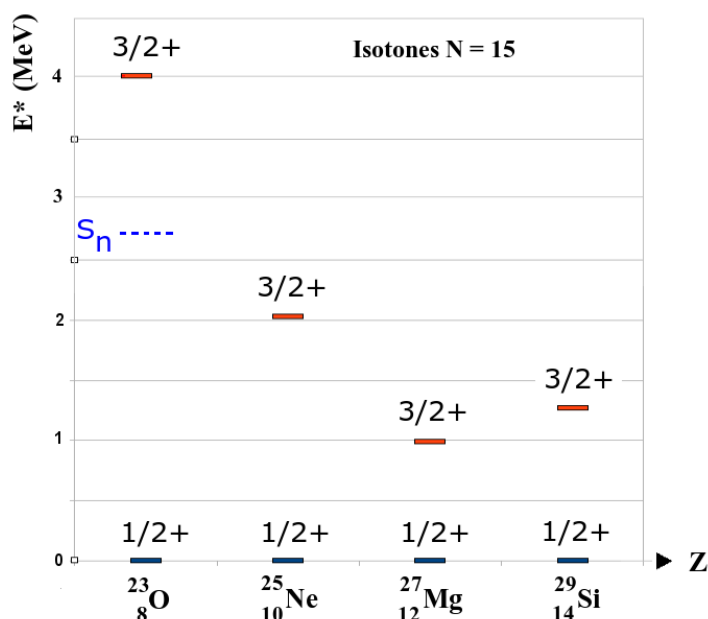


FIG. 1.8: L'énergie d'excitation du premier état excité $3/2^+$ est tracée pour plusieurs isotones N=15. L'énergie d'excitation augmente lorsque des protons sont retirés de la couche $d_{5/2}$.

Deux expériences ont été réalisées à l'automne 2007 au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) à Caen, dans le but d'obtenir des informations supplémentaires sur l'apparition du nombre magique $N=16$. Les motivations physiques de ces expériences sont expliquées dans la suite du chapitre.

1.3 Etude des réactions de transfert avec un faisceau d' ^{20}O

La première expérience avait pour but d'étudier les réactions de transfert d'un nucléon sur un faisceau exotique d' ^{20}O . Beatriz Fernández-Domínguez de l'université de Liverpool et Roy Lemmon du laboratoire STFC à Daresbury au Royaume-Uni étaient les deux porte-parole de cette expérience nommée e522s.

1.3.1 Intérêt de la réaction de transfert (d,p)

L'expérience a été proposée dans le but de localiser la couche neutron $d_{3/2}$ dans l' ^{21}O . Le noyau ^{21}O a déjà été étudié par une réaction de transfert de plusieurs nucléons [Cat89] et par spectroscopie γ [Sta04]. Plusieurs états ont déjà été observés mais l'état excité de particule individuelle correspondant à un neutron célibataire sur la couche $d_{3/2}$ n'a pas encore été identifié. Or l'évolution de la couche neutron $d_{3/2}$ a une grande importance dans cette région de masse car elle explique la disparition du nombre magique $N=20$, remplacé par $N=16$. La réaction de transfert d'un neutron (d,p) convient bien à cette étude car elle dépose un neutron sur une couche non remplie de l' ^{20}O et sélectionne ainsi les états excités de particule individuelle de l' ^{21}O . La figure 1.9 présente l'occupation des couches neutrons des noyaux ^{19}O , ^{20}O et ^{21}O . Dans le cas de l' ^{21}O , la configuration de modèle en couches présentée correspond à l'état excité de particule individuelle neutron $d_{3/2}$ recherché. Cet état résulte du passage d'un neutron de la couche $d_{5/2}$ sur la couche supérieure $d_{3/2}$. La mesure de l'énergie d'excitation de cet état permet de localiser la couche neutron $d_{3/2}$. L'état de particule individuelle neutron $d_{3/2}$ a été observé récemment dans le noyau ^{23}O au moyen de la réaction $^{22}\text{O}(d,p)^{23}\text{O}$. Il a été identifié à 4 MeV d'énergie d'excitation par Elekes *et al.*, mettant ainsi en évidence un gap $N=16$ important dans ce noyau [Ele07]. La mesure de l'énergie d'excitation de ce même état dans l'isotope proche ^{21}O permettra de compléter l'étude de l'évolution de la couche $d_{3/2}$ dans la chaîne isotopique de l'oxygène. Enfin, l'étude des facteurs spectroscopiques permettra de mesurer l'occupation des couches et donc d'obtenir des informations supplémentaires sur la présence ou l'absence de fermetures de couches. Beatriz Fernández-Domínguez est chargée d'analyser cette réaction.

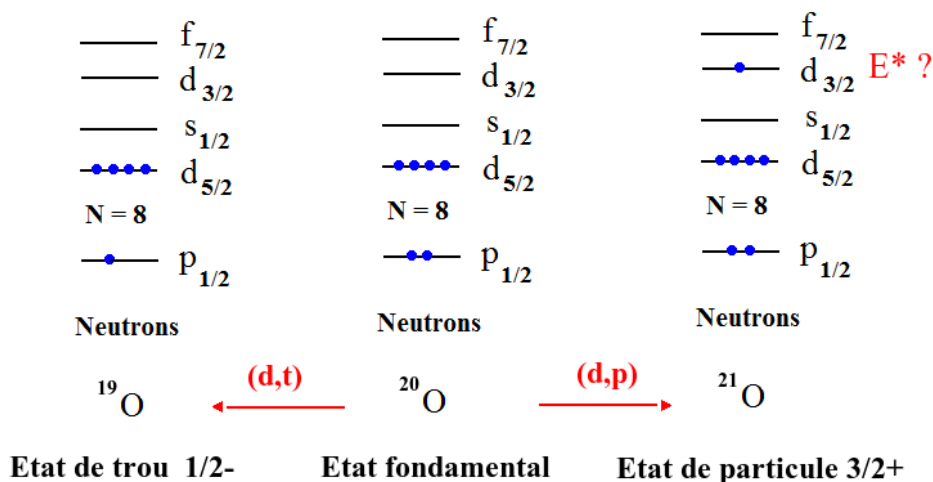


FIG. 1.9: L'occupation des couches neutrons des noyaux ^{19}O , ^{20}O et ^{21}O est présentée. Dans le cas de l' ^{21}O , la configuration de modèle en couches présentée correspond à l'état de particule individuelle $d_{3/2}$ recherché. Dans le cas de l' ^{19}O , la configuration de modèle en couches présentée correspond à un état de trou sur la couche $p_{1/2}$.

1.3.2 Intérêt de la réaction de transfert (d,t)

En parallèle de l'étude de la réaction (d,p), le dispositif expérimental rendait possible la mesure des réactions (d,t) et (d, ^3He). La réaction (d, ^3He) est désavantagée par une section efficace particulièrement faible à l'énergie utilisée (11 A.MeV). Elle n'a pas été observée lors du travail de dépouillement (voir chapitre 3). La réaction (d,t) forme l' ^{19}O , dont le spectre est relativement bien connu [Til95]. La figure 1.11 présente les états connus de ce noyau positionnés au-dessous du seuil neutron ($S_n = 3957$ keV). Ce noyau a été étudié à partir des années soixante par les réactions $^{18}\text{O}(d,p)^{19}\text{O}$ [Wiz66, Fin69, Fin70, Bro71, Sen74], $^{17}\text{O}(t,p)^{19}\text{O}$, [Cro72, Cro75] et $^{13}\text{C}(^7\text{Li},p)^{19}\text{O}$ [For77]. Les moments angulaires et les parités de ce noyau ont été mesurés précisément grâce à la réaction $^{18}\text{O}(d,p)^{19}\text{O}$, réalisée à l'aide d'un faisceau de deutons polarisés [Sen74]. Le noyau ^{19}O a aussi été étudié par des expériences de décroissance β [Duf86, Sum06]. Des mesures ont été réalisées récemment au moyen de la réaction $^{18}\text{O}(n,\gamma)^{19}\text{O}$ [Nag07, Ohs08]. Ces expériences de capture d'un neutron sont motivées par un intérêt astrophysique [Mei96]. Le noyau ^{19}O n'a jamais été étudié par la réaction (d,t) sur l' ^{20}O . Cette réaction de transfert d'un neutron est sélective et favorise le peuplement des états de trou. La figure 1.9 illustre la configuration de modèle en couches d'un état de trou dont le peuplement est attendu par la réaction (d,t). Cet état résulte d'une configuration de l' ^{20}O pour laquelle on a retiré un neutron sur la couche $p_{1/2}$. Une incertitude demeure sur la localisation des états de trou de l' ^{19}O . Elle provient de mesures contradictoires de moments angulaires totaux et de parités de certains états de l' ^{19}O [Wiz66, Fin69, For77]. Cette incertitude a été levée par E.K. Warburton grâce à une nouvelle interprétation des résultats expérimentaux et une comparaison avec un calcul

de modèle en couches [War88]. On attend de l'analyse de la réaction (d,t) qu'elle apporte des informations supplémentaires sur les états de trou de l' ^{19}O et sur l'occupation des couches de l' ^{20}O grâce à l'étude des facteurs spectroscopiques. Cette analyse est réalisée au chapitre 3. Les spectres obtenus dans ce chapitre sont comparés aux données déjà existantes sur l' ^{19}O .

1.4 Etude des réactions de transfert avec un faisceau de ^{26}Ne

La deuxième expérience avait pour but d'étudier les réactions de transfert d'un nucléon sur un faisceau exotique de ^{26}Ne . Wilton Catford de l'université de Surrey et Roy Lemmon du laboratoire STFC de Daresbury au Royaume-Uni étaient les deux porte-parole de cette expérience nommée e445as.

1.4.1 Intérêt de la réaction de transfert (d,p)

L'expérience a été proposée dans le but d'étudier l'évolution de la magicité dans le ^{27}Ne . L'apparition du nombre magique $N=16$ dans cette région est causée par la levée en énergie de la couche neutron $d_{3/2}$. On peut donc se demander si cette couche s'élève suffisamment au point de combler l'écart en énergie qui existait entre elle et les couches f et p. La mesure de la réaction $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ a pour but de localiser en énergie les états de parité négative du ^{27}Ne qui font nécessairement intervenir les couches neutrons f ou p. La réaction de transfert d'un neutron (d,p) convient bien à cette étude car elle dépose un neutron sur une couche non remplie du ^{26}Ne et sélectionne ainsi les états excités de particule individuelle du ^{27}Ne . La figure 1.10 présente l'occupation des couches neutrons des noyaux ^{25}Ne , ^{26}Ne et ^{27}Ne . Dans le cas du ^{27}Ne , la configuration de modèle en couches présentée correspond à l'état de particule individuelle $f_{7/2}$ recherché. Cet état résulte du passage d'un neutron de la couche $d_{3/2}$ sur la couche supérieure $f_{7/2}$. La mesure de l'énergie d'excitation de cet état permet de localiser la couche neutron $f_{7/2}$. La réaction $^{26}\text{Ne}(d,p)^{27}\text{Ne}$ a déjà été étudiée par Obertelli *et al.* [Obe06b]. Le ^{27}Ne a aussi été étudié grâce à la réaction de knockout sur le ^{28}Ne [Dom06, Ter06]. Un état de basse énergie (765 keV) a été observé dans le ^{27}Ne , il a été interprété comme étant un état de parité négative, mettant ainsi en évidence la disparition du gap $N=20$. Pourtant, la parité négative de cet état est encore incertaine puisqu'aucune distribution angulaire ne l'atteste. Le dispositif utilisé lors de la campagne d'expériences permet de tracer les distributions angulaires des états et pourra donc certifier les parités (voir le chapitre 2). L'analyse de cette réaction constitue le travail de thèse de Simon Brown de l'université de Surrey.

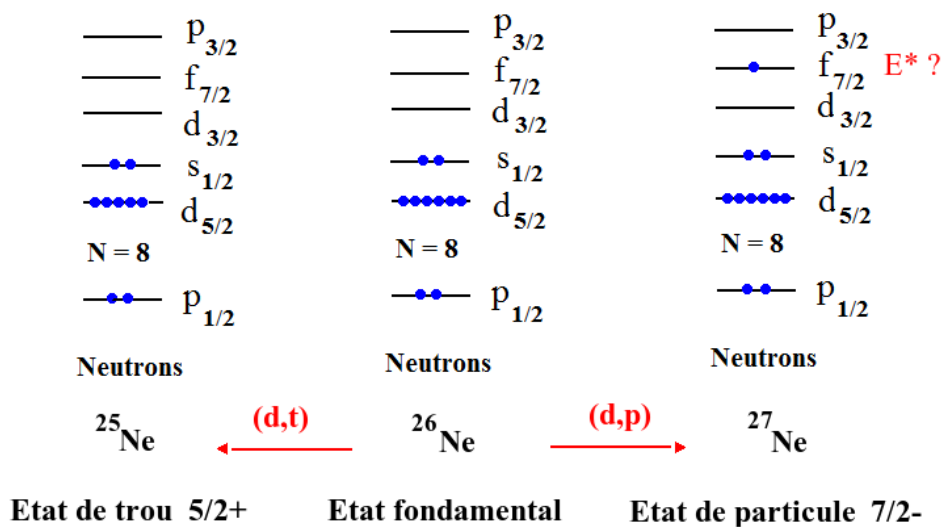


FIG. 1.10: L'occupation des couches neutrons des noyaux ^{25}Ne , ^{26}Ne et ^{27}Ne est présentée. Dans le cas du ^{27}Ne , la configuration de modèle en couches présentée correspond à l'état de particule individuelle $f_{7/2}$ recherché. Dans le cas du ^{25}Ne , la configuration de modèle en couches présentée correspond à un état de trou sur la couche $d_{5/2}$.

1.4.2 Intérêt de la réaction de transfert (d,t)

En parallèle de l'étude de la réaction (d,p), le dispositif expérimental rendait possible la mesure des réactions (d,t) et (d, ^3He). La réaction (d, ^3He) est désavantagée par une section efficace particulièrement faible à l'énergie utilisée (10 A.MeV). Elle n'a pas été observée lors du travail de dépouillement (voir chapitre 4). La réaction (d,t) forme le ^{25}Ne dont le spectre est mal connu mais qui est l'objet d'études récentes. Les principaux résultats expérimentaux déjà obtenus sur le ^{25}Ne sont présentés sur la figure 1.12. Le spectre en énergie du ^{25}Ne a été étudié par Wilcox *et al.* grâce à la réaction $^{26}\text{Mg}(^7\text{Li},^8\text{B})^{25}\text{Ne}$ [Wil73] puis par Woods *et al.* par la réaction $^{26}\text{Mg}(^{13}\text{C},^{14}\text{O})^{25}\text{Ne}$ [Woo85]. Ce noyau a été étudié plus récemment grâce à des réactions de transfert d'un neutron : $^{24}\text{Ne}(d,p)^{25}\text{Ne}$ [Cat05, Fer07, Ben07] et $^{26}\text{Ne}(d,t)^{25}\text{Ne}$ [Obe05, Obe06] mais aussi par réaction de knockout sur le ^{26}Ne [Ter04, Ter06]. Il sera particulièrement intéressant de comparer nos résultats à ceux de Obertelli *et al.* puisque nous étudions la même réaction. Les valeurs les plus précises de l'énergie des états du ^{25}Ne ont été obtenues grâce aux mesures de décroissance β de Reed *et al.* et Padgett *et al.* [Ree99, Pad05]. Le ^{25}Ne a aussi été étudié par excitation coulombienne du ^{26}Ne sur du plomb et grâce à une expérience de spectroscopie laser [Gib08, Gei05].

La réaction de transfert d'un neutron (d,t) est sélective et favorise le peuplement des états de trou. La figure 1.10 illustre la configuration de modèle en couches d'un état de trou dont le peuplement est attendu lors de la réaction (d,t). Cet état résulte d'une configuration du ^{26}Ne pour laquelle on a retiré un neutron sur la couche $d_{5/2}$. On attend de l'analyse de la réaction

Chapitre 2

Dispositif Expérimental

2.1 Présentation générale

La campagne d'expériences de l'automne 2007 au GANIL réunissait pour la première fois les détecteurs TIARA, MUST2, VAMOS, EXOGAM et BTM. Ce chapitre explique tout d'abord l'intérêt qu'il y a à réunir ensemble ces détecteurs puis détaille chacun d'entre eux.

Depuis les années 80, les installations de faisceaux radioactifs permettent d'étudier les réactions nucléaires induites par des noyaux dits "exotiques", situés loin de la vallée de stabilité. L'impossibilité de fabriquer des cibles avec des noyaux de courte durée de vie conduit à réaliser des expériences en cinématique inverse où le rôle de la cible et du projectile sont inversés. Lors de cette campagne d'expériences, les faisceaux radioactifs d' ^{20}O et de ^{26}Ne étaient envoyés sur des cibles de CD_2 . Les réactions directes des noyaux exotiques sur les deutons ont été étudiées grâce à la méthode de la masse manquante. Avec cette méthode, on déduit des informations de structure du noyau lourd à partir des cinématiques des particules légères de la cible qui ont réagi avec lui. Cette méthode impose l'utilisation de cibles fines pour ne pas dégrader les caractéristiques des particules. Elle impose aussi l'usage de détecteurs couvrant une portion importante de l'espace, qui est dictée par la cinématique de la particule légère. Le dispositif expérimental choisi satisfait à ces exigences. TIARA et MUST2 sont deux détecteurs chargés de mesurer l'énergie et l'angle des particules légères de recul. Ils couvrent l'ensemble des angles de 8° à 169° avec une grande efficacité géométrique. Le détecteur MUST2 était placé à l'avant, couvrant de 8° à 37° . TIARA est un détecteur divisé en deux modules. Le Tonneau (Barrel), au centre duquel est placée la cible, mesure les angles de 37° à 143° et le Hyball détecte aux angles arrières de 143° à 170° . Cette large couverture angulaire permet de mesurer plusieurs réactions simultanément. La cinématique des réactions directes à deux corps est en effet dictée par les règles de conservation de l'énergie et de l'impulsion. L'énergie et l'angle des particules légères sont deux variables liées et le tracé de l'une en fonction de l'autre est appelé ligne cinématique.

La figure 2.1 présente le tracé des lignes de nombreuses réactions d'intérêt avec le faisceau $d^{20}\text{O}$. Les portions angulaires de détection de chaque module sont précisées au-dessus. Les cibles utilisées étaient contaminées par des protons, les réactions directes des noyaux exotiques sur les protons ont donc aussi été analysées.

- Les réactions (p,d) et $(d,^3\text{He})$ émettent leurs particules de recul vers l'avant et sont donc détectées par MUST2.
- La réaction (d,t) est étudiée à la fois par MUST2 et TIARA.
- Les réactions (d,d) , (p,p) et (d,p) sont étudiées par TIARA.

Les lignes cinématiques des mêmes réactions avec le faisceau de ^{26}Ne ont des allures similaires.

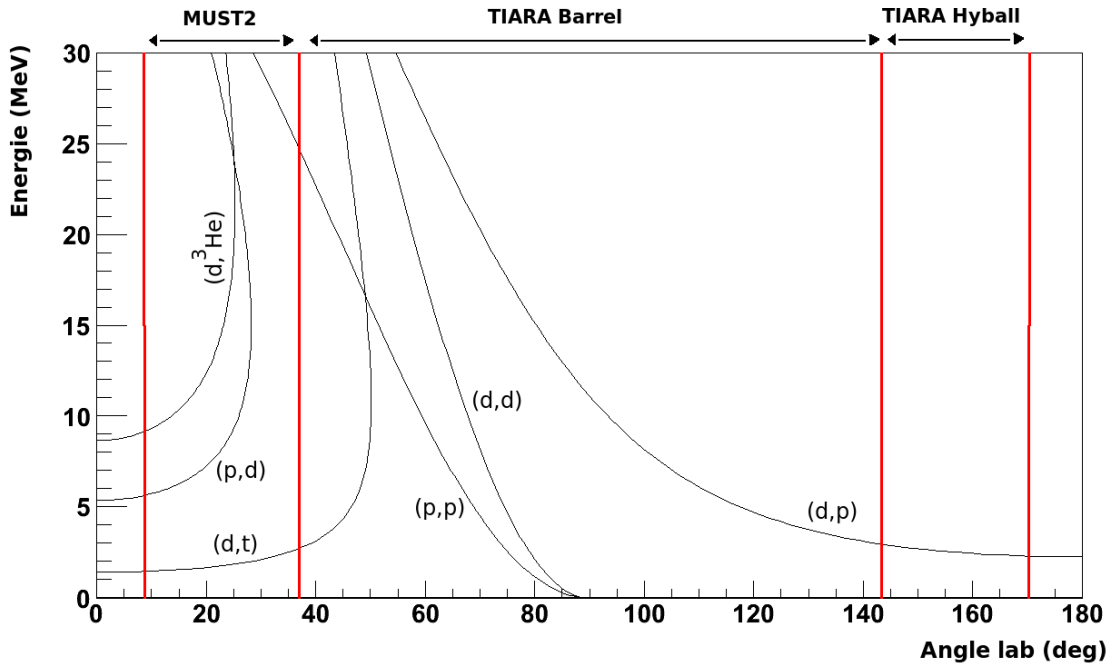


FIG. 2.1: La figure présente le tracé des lignes cinématiques de nombreuses réactions d'intérêt sur le faisceau $d^{20}\text{O}$. Les portions angulaires de détection de chaque module sont précisées au-dessus.

VAMOS est un spectromètre magnétique chargé d'identifier les fragments lourds issus des réactions sur la cible. La mesure du fragment lourd permet de sélectionner la voie de réaction et donc de réduire le fond dans les spectres par rapport à la seule mesure de la particule légère. EXOGAM est un détecteur de photons γ qui entourait la cible. La bonne résolution en énergie de ce détecteur apporte une précision supplémentaire sur l'énergie et permet de distinguer des états trop proches en énergie pour être séparés par la simple mesure des particules légères. Enfin, le BTD est un détecteur de faisceau placé en amont de la cible qui donnait le "stop" des mesures de temps de vol. Ce dispositif expérimental permet donc la détection simultanée des particules de recul, des fragments lourds et des γ .

La figure 2.2 est une photo prise lors du montage des détecteurs. MUST2 et TIARA ne sont pas visibles car ils sont à l'intérieur de la chambre à réaction. Celle-ci est fixée à l'entrée de

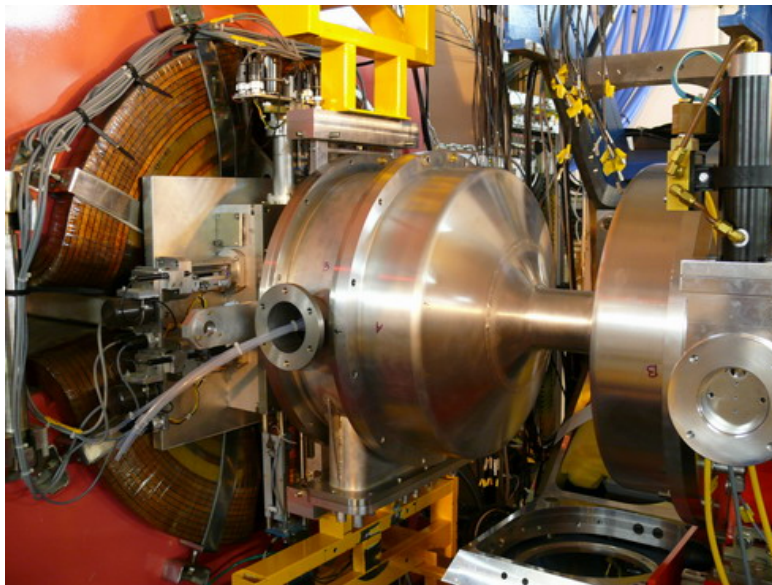


FIG. 2.2: Photo prise lors du montage des détecteurs. La chambre à réaction, qui contient MUST2 et TIARA, est fixée à l'entrée de VAMOS dont on aperçoit le premier quadrupôle.

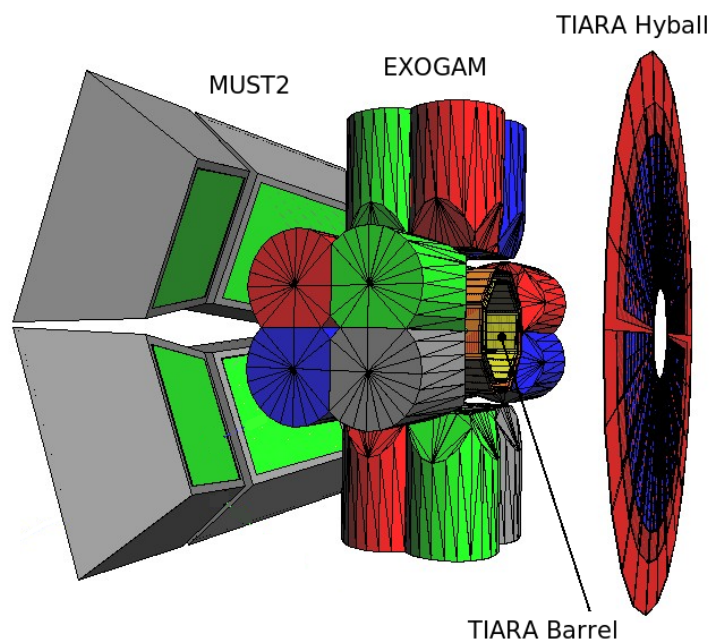


FIG. 2.3: Visualisation tirée de la simulation GEANT4 du dispositif expérimental. La cible est au centre du Barrel de TIARA qui est lui même entouré par les quatre modules d'EXOGAM. Le Hyball de TIARA couvre les angles arrières alors que MUST2 couvre les angles avants.

VAMOS dont on aperçoit le premier quadrupôle. La cible est positionnée au point le plus étroit de la chambre. Quatre modules d'EXOGAM ont par la suite été installés à cet endroit. La chambre à réaction a été dessinée de manière à rapprocher au maximum les détecteurs germanium d'EXOGAM de la cible (~ 5 cm).

Une simulation GEANT4 [Gea03] des détecteurs TIARA et EXOGAM a été réalisée par Marc Labiche, chercheur au STFC Daresbury Laboratory. MUST2 avec deux de ses étages de détection (silicium à pistes et CsI) a été ajouté à la simulation. La figure 2.3 est une visualisation du dispositif tirée de la simulation GEANT4.

2.2 Production du faisceau au GANIL

Les faisceaux d' ^{20}O et de ^{26}Ne ont été produits à l'aide du dispositif SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) [Vil01] basé sur la méthode ISOL (Isotopes Separation On Line). Un faisceau primaire de ^{22}Ne accéléré à 77.5 A.MeV a permis de produire le faisceau radioactif d' ^{20}O lors de la première expérience, tandis qu'un faisceau de ^{36}S accéléré à la même énergie a permis de produire le faisceau de ^{26}Ne lors de la deuxième expérience. Une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) porte initialement à l'état de plasma un gaz constitué d'atomes du faisceau primaire. Les ions sont ensuite injectés dans un petit accélérateur compact (C01 ou C02) pour une première accélération (quelques centaines de keV), avant d'être envoyés dans deux cyclotrons à secteurs séparés : CSS1 et CSS2. La figure 2.4 est un plan du GANIL, de ses accélérateurs et de ses aires expérimentales. Notre dispositif expérimental était placé dans la salle VAMOS.

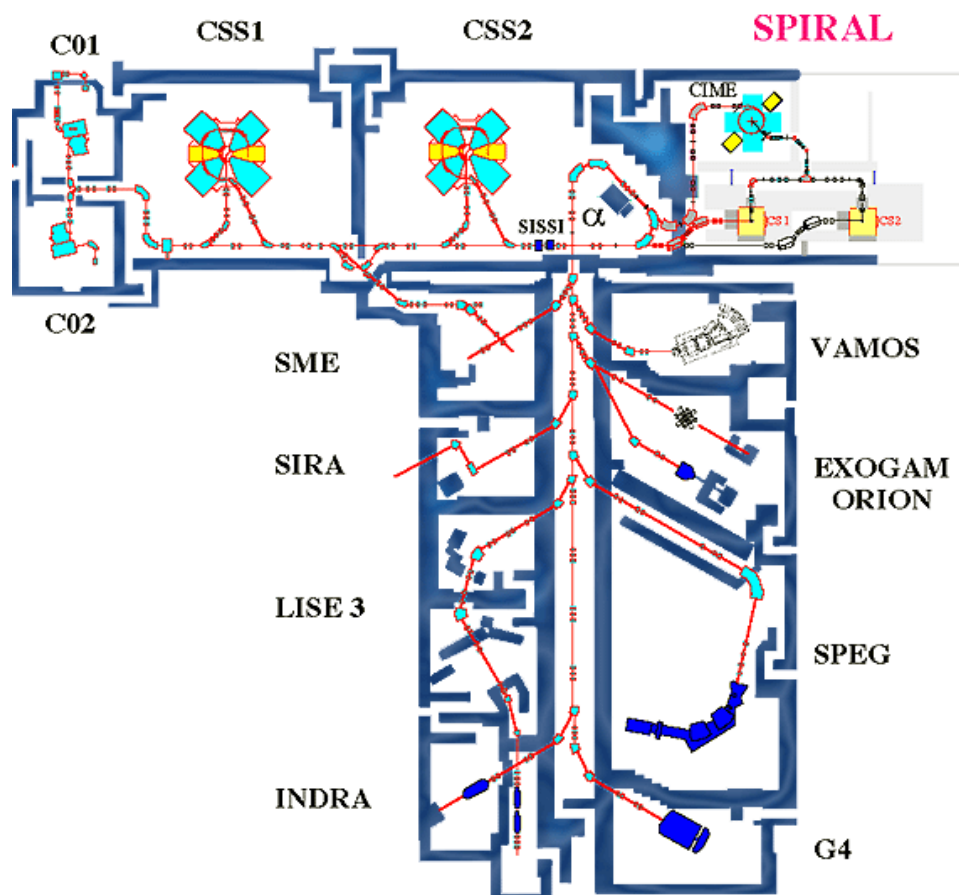


FIG. 2.4: Accélérateurs et aires expérimentales du GANIL. Notre dispositif expérimental était placé dans la salle VAMOS.

Le faisceau primaire atteint 77.5 A.MeV en sortie du dernier cyclotron et son intensité est de $\sim 10^{12}$ pps. Il est stoppé et réagit dans une cible épaisse de carbone. Les différents noyaux produits par la fragmentation du faisceau diffusent hors de la cible et sont ensuite ionisés par

une source ECR. La géométrie de la cible, faite de pastilles séparées les unes des autres, ainsi que son chauffage facilitent la diffusion des isotopes jusqu'à sa surface. Les noyaux radioactifs sont ensuite accélérés et sélectionnés par CIME (Cyclotron à Ions de Moyenne Energie) dont les champs sont réglés pour une valeur précise du rapport M/Q . CIME a été réglé pour que l' $^{20}_8\text{O}^{4+}$ soit accéléré à 10.9 A.MeV lors de la première expérience ($B\rho$ mesuré = 1.18454 Tm pour l' $^{20}_8\text{O}^{8+}$). Il a été réglé pour que l' $^{26}_{10}\text{Ne}^{5+}$ soit accéléré à 9.8 A.MeV lors de la deuxième expérience ($B\rho$ mesuré = 1.1824 Tm pour le $^{26}_{10}\text{Ne}^{10+}$). Le faisceau secondaire traverse ensuite un ensemble de dipôles appelé " α ", où l'utilisation de dégradeurs et de fentes permet une ultime sélection des noyaux d'intérêt. Les dégradeurs ont été utilisés lors de la première expérience car le faisceau était pollué par l' $^{15}_7\text{N}^{3+}$ de rapport M/Q très proche de l' $^{20}_8\text{O}^{4+}$ (différence relative de $M/Q = 1.9 \cdot 10^{-4}$). En sortie de la source, l' $^{15}_7\text{N}^{3+}$ était 10^5 fois plus intense que l' $^{20}_8\text{O}^{4+}$. En sortie de CIME, l' $^{15}_7\text{N}^{3+}$ était encore 100 fois plus intense que l' $^{20}_8\text{O}^{4+}$. Malgré l'utilisation de deux dégradeurs, il n'a pas été possible de s'affranchir de l'azote. Le faisceau transmis à l'entrée de la salle VAMOS était formé à environ 80% d' $^{15}_7\text{N}^{6+}$ et à 20% d' $^{20}_8\text{O}^{8+}$. Seule la traversée des BTD et de la cible a permis d'empêcher la transmission de l'azote jusqu'au plan focal de VAMOS en épluchant presque entièrement les ions. L'intensité du faisceau d' ^{20}O a beaucoup varié au cours de l'expérience. Elle a atteint un maximum de 15000 part/s alors qu'une intensité de 40000 part/s était attendue. La prise de données a duré quatre jours et l'intensité moyenne valait 8200 part/s (*cf.* chapitre 3 § 3.5.2). Le faisceau radioactif de ^{26}Ne étant plus pur, aucun dégradeur n'a été utilisé de la sortie du cyclotron jusqu'à la salle VAMOS. L'intensité est restée relativement stable pendant l'expérience, à la valeur moyenne de 2000 part/s avec un maximum à 3200 part/s (*cf.* chapitre 4 § 4.5.2). La prise de données a duré six jours et 18 heures.

2.3 Les cibles

Une cible de CD_2 d'épaisseur $590 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ($\sim 6 \mu\text{m}$) a été utilisée lors de la première expérience (^{20}O) tandis qu'une cible de $1.27 \text{ mg}/\text{cm}^2$ ($\sim 13 \mu\text{m}$) l'était lors de la deuxième (^{26}Ne). Une cible vide a aussi été utilisée en début d'expérience afin d'étudier les caractéristiques du faisceau. Un système de bras robotisé intégré à la mécanique de TIARA permettait de changer de cible à tout moment de l'expérience. Seules les cibles minces sont adaptées à l'étude des particules de recul. La diffusion multiple dans l'épaisseur de la cible dégrade en effet très vite la résolution en angle et en énergie. Mais le nombre de particules créées diminue aussi avec l'épaisseur. Le compromis entre résolution et taux de comptage a été trouvé en utilisant la simulation GEANT4 de TIARA. L'épaisseur de cible a été choisie afin d'assurer une statistique maximale et une résolution en énergie d'excitation suffisante après reconstruction de la réaction (d,p). Les cibles de CD_2 étaient toutes les deux contaminées par des protons ($\sim 20\%$). Une estimation de la contamination des cibles et une analyse des conséquences sur la normalisation des sections efficaces sont réalisées aux chapitres 3 et 4.

2.4 Electronique et acquisition

2.4.1 Logique de l'acquisition

L'expérience réunissait pour la première fois les détecteurs TIARA, MUST2, VAMOS et EXOGAM. Le défi consistait à faire fonctionner ensemble des détecteurs dont les systèmes d'acquisitions sont différents. VAMOS et MUST2 fonctionnaient avec l'acquisition GANIL alors qu'EXOGAM et TIARA utilisaient le système MIDAS développé au STFC Daresbury Laboratory [Midas]. Chaque détecteur avait son propre système d'initialisation de l'électronique mais un unique programme de contrôle gérait l'ensemble. Ce programme de contrôle permettait de sélectionner les détecteurs actifs et pouvait les arrêter ou les stopper. Le paragraphe suivant détaille la logique de l'acquisition utilisée.

Cette logique reposait sur la synchronisation des déclenchements de l'ensemble des détecteurs et sur un module particulier appelé CENTRUM [Wit04] (Clock Event Number Transmitter Receiver Universal Module). Chacun des détecteurs en possédait un à côté de son module de déclenchement dans le châssis VXI. Le module CENTRUM de MUST2 était cependant différent des autres. Ce détecteur a été choisi pour être le maître de l'acquisition, il a donc accueilli dans son châssis VXI un CENTRUM déclaré comme maître et le module de déclenchement global GMT (Ganil Master Trigger). Le déclenchement du GMT est communiqué par le fond du châssis au CENTRUM maître afin que celui-ci génère un numéro d'événement. Ce numéro est mis à la disposition de tous les détecteurs esclaves qui ont déclenché. Les CENTRUM esclaves envoient une requête au maître afin de récupérer le numéro d'événement. Le dialogue entre les CENTRUM se fait via un câble spécifique qui les relie tous au module maître. Les acquisitions esclaves ajoutent alors ce numéro d'événement à leurs données avant de diffuser le tout sur le réseau. Un processeur collecte l'ensemble des données des détecteurs et les traite grâce à un logiciel appelé MERGER. Ce programme C++ reconstruit les événements à partir des données stockées dans sa mémoire tampon en se basant sur le numéro d'événement généré par les CENTRUM. Les événements reconstruits sont ensuite envoyés sur le réseau afin d'être stockés sur les disques durs. La figure 2.5 schématise la logique d'acquisition expliquée ci-dessus. Le temps mort du système était déterminé par le détecteur le plus lent. La figure 2.6 détaille le montage à réaliser pour faire fonctionner le système en temps mort commun. On réalise le OU logique de la sortie DT du GMT ainsi que des temps morts de VAMOS et TIARA avant de renvoyer l'ensemble sur l'entrée BLK (blocage) du même GMT. Le temps mort du détecteur EXOGAM dont le déclenchement est par nature très rapide n'est pas pris en compte.

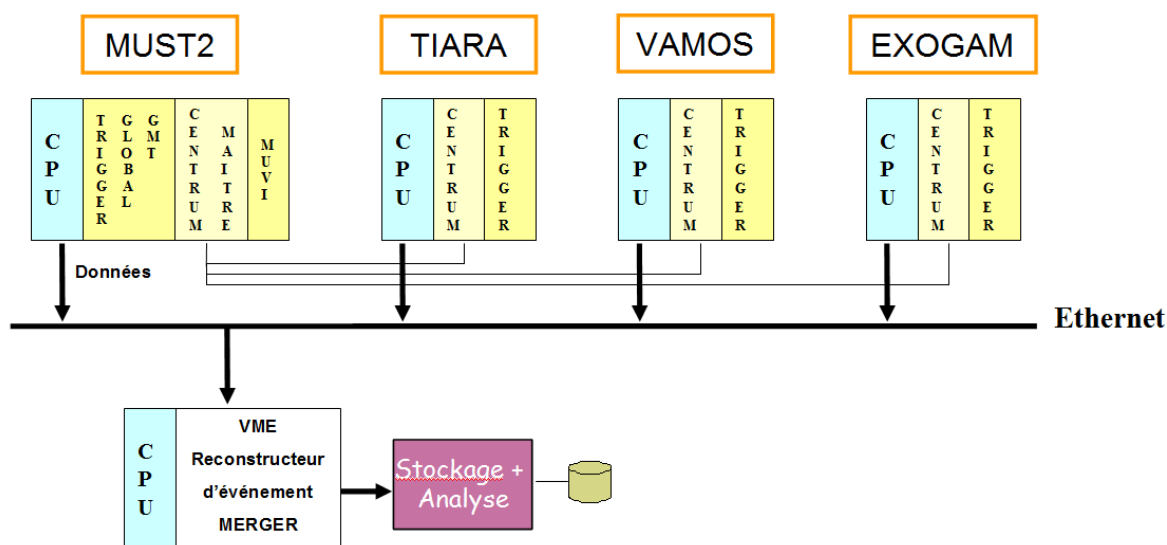


FIG. 2.5: Schéma de la logique d'acquisition utilisée lors de l'expérience.

Chaque détecteur possède un module de déclenchement ainsi qu'un module CENTRUM. Ces derniers sont reliés entre eux afin de donner un numéro d'événement commun lors du déclenchement. Le détecteur MUST2 déclaré maître contient dans son châssis le module de déclenchement global GMT ainsi qu'un CENTRUM maître chargé de distribuer le numéro d'événement. Les données de l'ensemble des détecteurs sont traitées par un programme appelé MERGER qui reconstruit les événements à partir de ce numéro.

2.4.2 Logique de déclenchement

La décision de déclencher l'acquisition des données est prise par le module de déclenchement global GMT (Ganil Master Trigger). Celui-ci était disposé dans le châssis VXI de MUST2, détecteur maître de l'acquisition. Lorsque le module reçoit le signal d'un détecteur autorisé à déclencher, il génère une porte logique nommée FAG (Fenêtre d'Analyse Générale) utilisée par les codeurs pour la prise de données. Les choix de déclenchement sont commentés ci-dessous :

- Le détecteur TIARA était autorisé à déclencher l'acquisition afin d'étudier la réaction (d,p).
- Les quatre télescopes de MUST2 étaient aussi autorisés à déclencher afin d'étudier les réactions (d,t) et (d,³He).

- VAMOS n'était que partiellement autorisé à déclencher l'acquisition. Le faisceau transmis intégralement dans le détecteur aurait provoqué un temps mort trop important. Cependant, afin d'obtenir des informations sur la nature du faisceau, un événement sur cent dans le plastique de VAMOS provoquait le déclenchement de l'acquisition.

- EXOGAM ne pouvait pas déclencher par lui-même. La radioactivité de la salle était trop importante. Un γ détecté est donc toujours associé à une particule dans les autres détecteurs.
- Le détecteur de faisceau BTD2 n'était pas autorisé à déclencher.

2.4.3 Schémas électroniques

Le paragraphe suivant présente les principaux schémas électroniques réalisés lors du montage de l'expérience. Les notations des schémas sont expliquées ci-dessous :

- U2M (Universal Marker Module) : Il s'agit d'un module d'échelle qui compte les signaux parvenant à chacune de ses entrées.
- NIM/ECL : Module de conversion du signal au format NIM vers le format ECL.
- Quad coinc : Module de coïncidence générant le ET logique de ses entrées.
- DSCT (Double Synchro Codeur Temps) : C'est aussi un module de coïncidence. Un signal appelé gamme contrôle le déclenchement de ses entrées.
- FIFO (Fan In Fan Out) : Ce module reproduit le signal entrant.
- DS : Discriminateur à seuil, utilisé ici pour reproduire le signal entrant.
- FCC8 : Discriminateur à fraction constante.
- DIV : Module de division dont la quantité N est réglable. Le signal n'est transmis qu'une fois sur N.
- TAC (Time to Amplitude Converter) : Ce module transforme le temps entre un signal "start" et un signal "stop" en amplitude.
- ADC (Amplitude to Digital Converter) : Il code l'amplitude d'un signal sous forme numérique. Une porte (gate) permet de déclencher le codage.
- TDC (Time to Digital Converter) : Il code une différence de temps directement sous forme numérique.
- AR : Amplificateur Rapide nécessaire au signal des BTD.

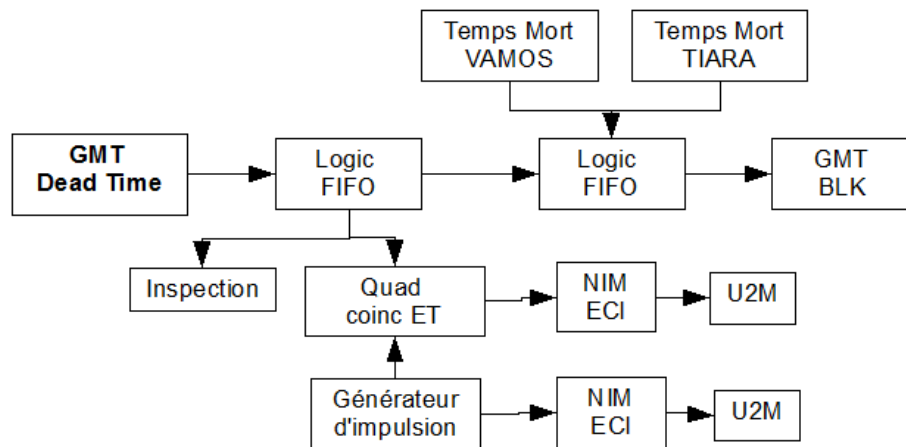


FIG. 2.6: Schéma électronique de la sortie DT (Dead Time) du module de déclenchement global de l'acquisition (GMT).

Ce branchement permet de faire fonctionner le système en temps mort commun. On réalise le OU logique de la sortie DT du GMT ainsi que des temps morts de VAMOS et TIARA avant de renvoyer l'ensemble sur l'entrée BLK (blocage) du même GMT. Le temps mort du détecteur EXOGAM dont le déclenchement est par nature très rapide n'est pas pris en compte. Le branchement permet aussi de mesurer le temps mort de l'acquisition. La fenêtre de temps mort est mise en coïncidence avec un générateur d'impulsion. La coïncidence incrémente le module d'échelle U2M. Le temps mort de l'acquisition est alors obtenu en réalisant le rapport des coïncidences sur le nombre d'impulsion du générateur.

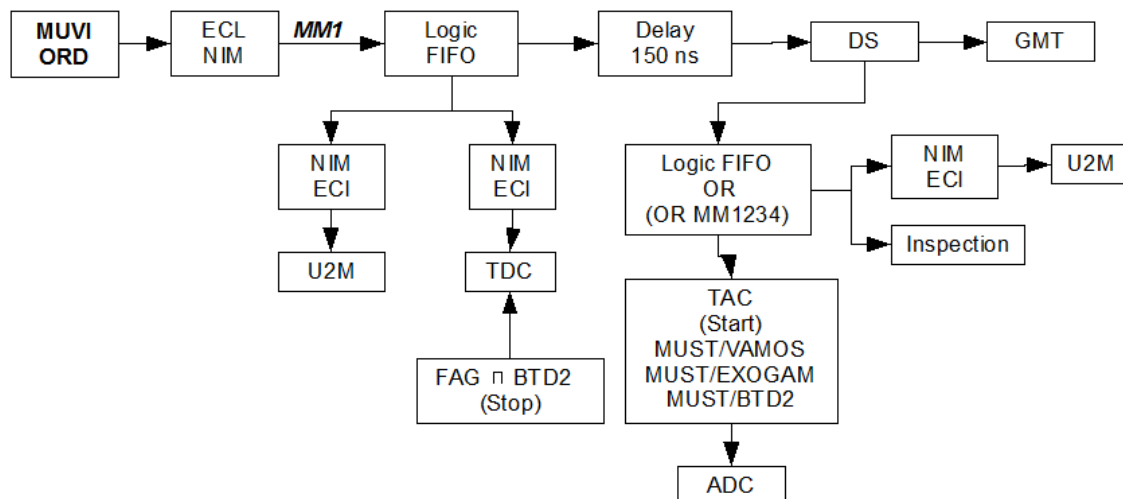


FIG. 2.7: Schéma électronique du signal de déclenchement ORD de la carte MUVI de MUST2.

Les parcours des signaux des quatre télescopes sont identiques, seul celui du télescope 1 est dessiné. Le signal **ORD** est relié au **GMT** pour générer la **FAG**. Il sert de start au **TDC** chargé de coder le temps entre le **BTD2** et chacun des télescopes de **MUST2**. Le OU des quatre télescopes est aussi créé pour servir de start à trois **TAC**.

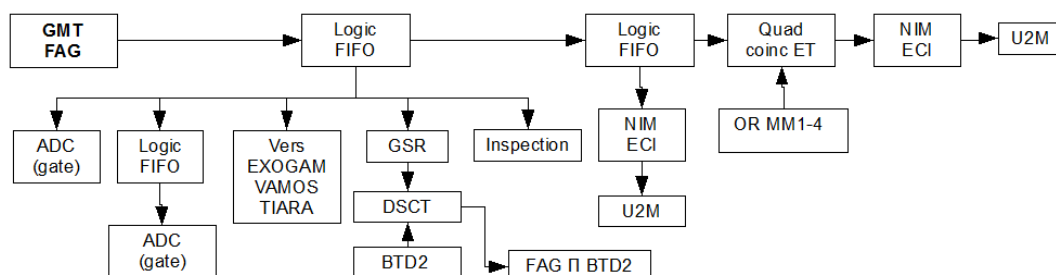


FIG. 2.8: Schéma électronique du signal FAG du module de déclenchement global de l'acquisition (GMT). Ce signal sert avant tout à l'acquisition des données, il est relié aux entrées gate des ADC. On crée la coïncidence entre la FAG et le signal du BTD2 pour mesurer les temps de parcours par rapport au détecteur de faisceau.

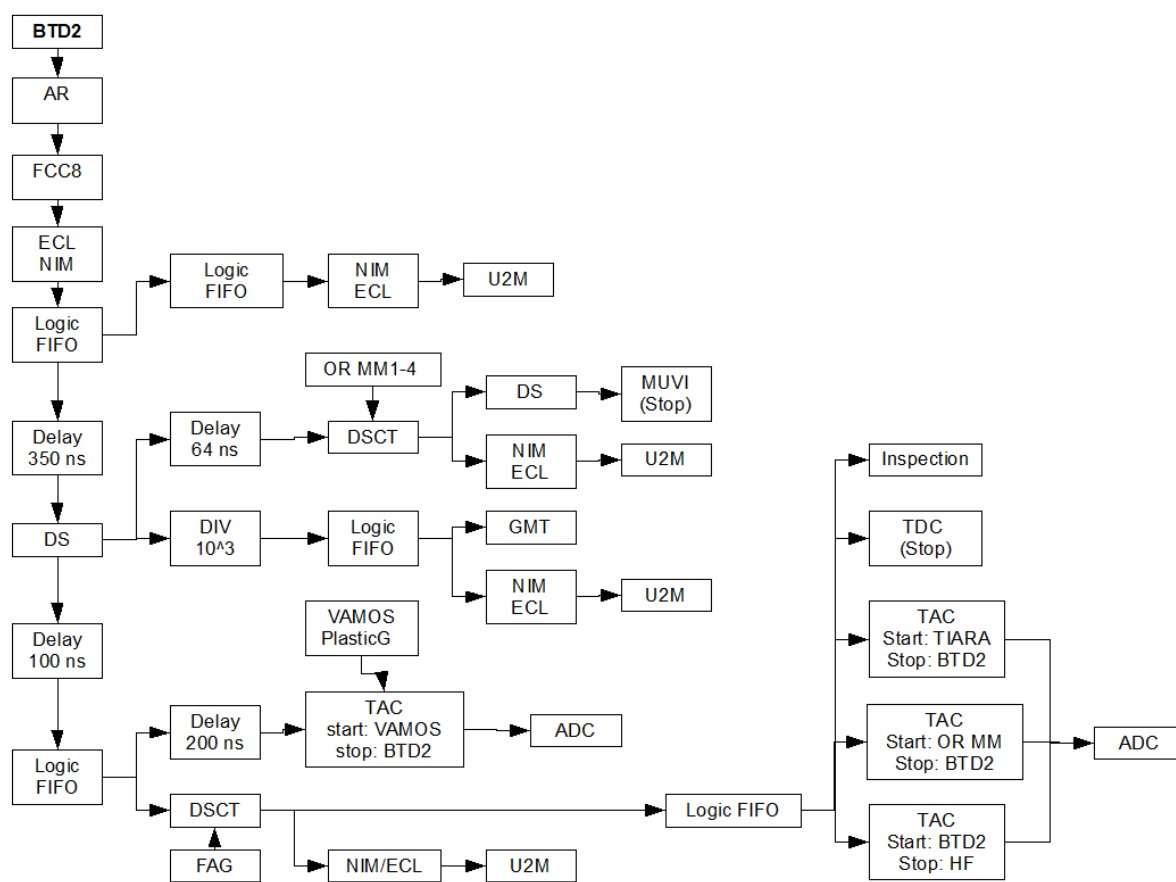


FIG. 2.9: Schéma électronique du signal temps du BTD2. Ce signal a été utilisé pour la mesure des temps de parcours par rapport au détecteur de faisceau. Il est envoyé sur l'entrée stop de la carte MUVI. La coïncidence de ce signal avec la FAG est utilisée pour la mesure du temps par plusieurs TAC et sert aussi de stop au TDC. L'utilisation des TAC et du TDC fait double emploi mais permet d'assurer une mesure en cas de défaillance. Le signal a aussi été câblé pour servir de déclenchement. Il est relié à un module de division par mille puis à l'entrée du GMT.

2.5 Le spectromètre de masse VAMOS

2.5.1 Description du détecteur

Le spectromètre VAMOS (VARIABLE MOde Spectrometer) est utilisé pour identifier les fragments lourds issus des réactions sur la cible [Pul08]. Le champ magnétique du spectromètre courbe la trajectoire des particules selon leur vitesse et leur rapport M/Q . La mesure du $B\rho$ et de la vitesse permet donc de calculer la valeur M/Q de chaque fragment. La figure 2.10 est un schéma présentant les différents éléments de VAMOS. Lors des deux expériences, l'entrée de VAMOS était centrée sur zéro degré ($\theta_{\text{faisceau}} = 0^\circ$). Le faisceau traverse d'abord un premier quadrupôle qui est chargé de le focaliser verticalement alors qu'un deuxième quadrupôle le focalise dans le plan horizontal. Les fragments traversent ensuite un dipôle qui les dévie vers les éléments de la détection. Le caisson de détection était placé à $\theta_{\text{detection}} = 60^\circ$ sous faisceau d' ^{20}O et à 45° sous faisceau de ^{26}Ne . La figure 2.11 présente les différents éléments de la détection. Deux chambres à dérive distantes de 30 cm permettent de reconstruire la trajectoire des particules dans le plan image, positionné par définition à mi-chemin des deux dispositifs. Une chambre à ionisation placée 22 cm en aval de la dernière chambre à dérive mesure la perte d'énergie et donc le Z de chaque fragment. Le faisceau s'arrête enfin dans un plastique scintillant dont la lumière est collectée de chaque côté par deux photomultiplicateurs.

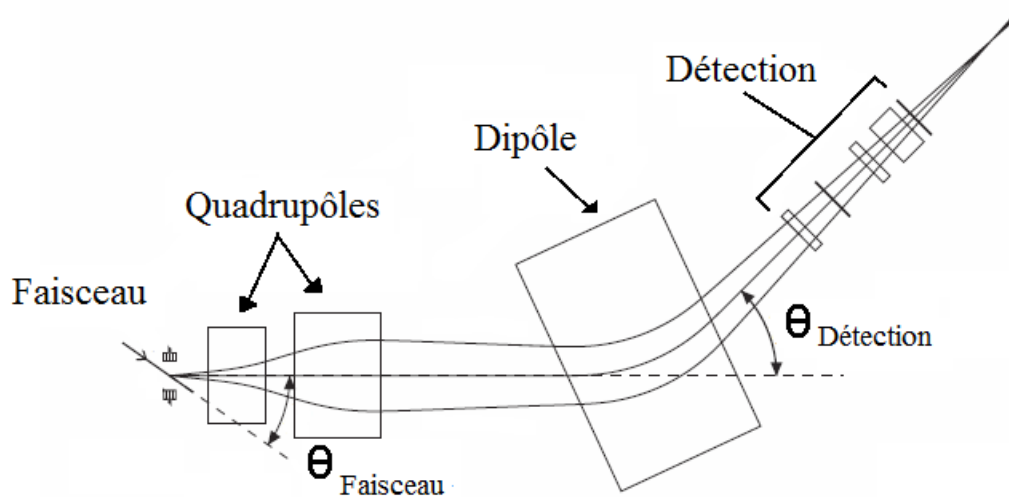


FIG. 2.10: Schéma présentant les différents éléments de VAMOS.

Les principales caractéristiques du spectromètre sont compilées dans le tableau 2.1, qui contient aussi des informations sur la configuration utilisée lors de l'expérience. VAMOS est un spectromètre qui possède une grande acceptance de $\pm 5\%$ en moment ou $B\rho$ (car $B\rho = \frac{p}{q}$). Ainsi, il peut détecter simultanément les fragments issus de plusieurs réactions différentes. Lors des deux expériences, le $B\rho$ du spectromètre était centré de manière à pouvoir étudier

la réaction de diffusion élastique et la réaction de transfert d'un neutron (d,p) mais la grande acceptance de VAMOS permettait aussi d'étudier les réactions d'intérêt (d,t), (p,d) et (d, ^3He). La figure 2.12 présente les lignes cinématiques des réactions d'intérêt des faisceaux d' ^{20}O et de ^{26}Ne sur la cible. L'angle de recul du fragment lourd est tracé en fonction de $\frac{\Delta B\rho}{B\rho}$. Dans le cas de l'expérience utilisant un faisceau d' ^{20}O , l'acceptance en $B\rho$ du spectromètre n'était pas centrée sur la réaction de diffusion élastique (d,d). Elle a été centrée de manière à pouvoir détecter les noyaux d' ^{20}O résultant de la réaction $^{20}\text{O}(\text{d},\text{p})$ peuplant un état du noyau d' ^{21}O situé au-dessus du seuil d'émission d'un neutron. L'état de particule individuelle recherché dans l' ^{21}O (voir chapitre 1) est en effet attendu au-dessus de ce seuil.

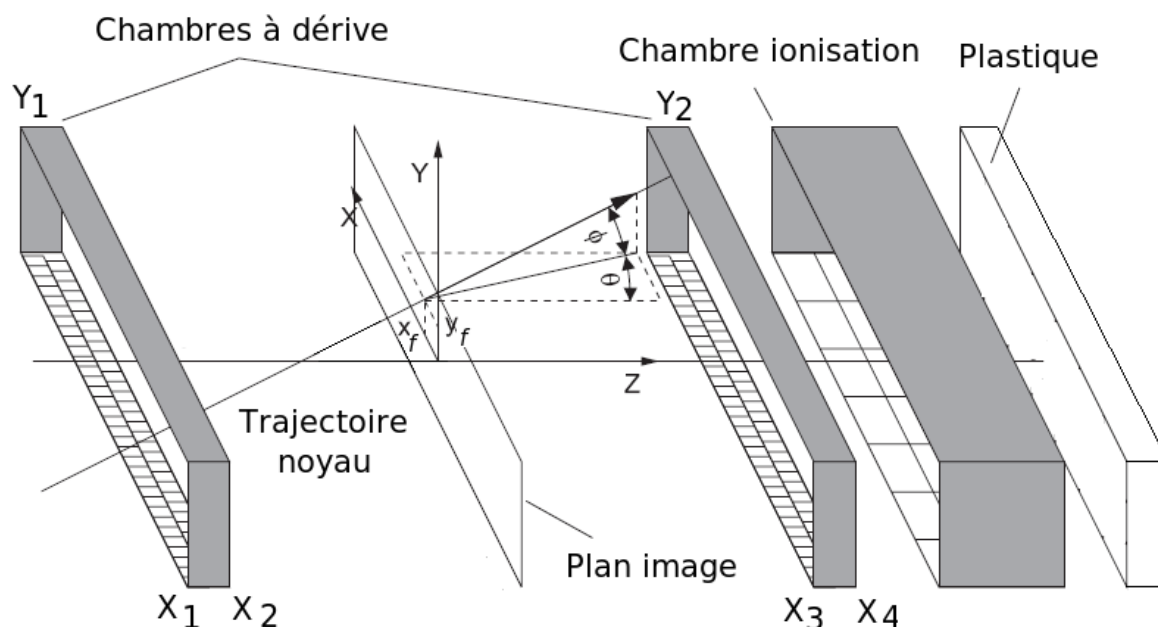


FIG. 2.11: Schéma présentant les détecteurs de VAMOS. Les angles et positions utilisés pour reconstruire la trajectoire d'un noyau sont indiqués.

Distance cible-quadrupôle (variable)	66 cm (40-120 cm)
θ_{faisceau} (variable)	0° ($0^\circ - 60^\circ$)
$\theta_{\text{detection}}$ (variable)	60° ^{20}O et 45° ^{26}Ne ($0^\circ - 60^\circ$)
Distance cible-détection	~ 812 cm
Acceptance en moment	$\sim \pm 5\%$
Résolution M/Q	$\sim 0.6\%$
Rigidité maximum $B\rho$	1.6 Tm
Acceptance angulaire horizontale	-125 à +100 mrad
Acceptance angulaire verticale	± 160 mrad

TAB. 2.1: Tableau compilant les caractéristiques importantes de VAMOS.

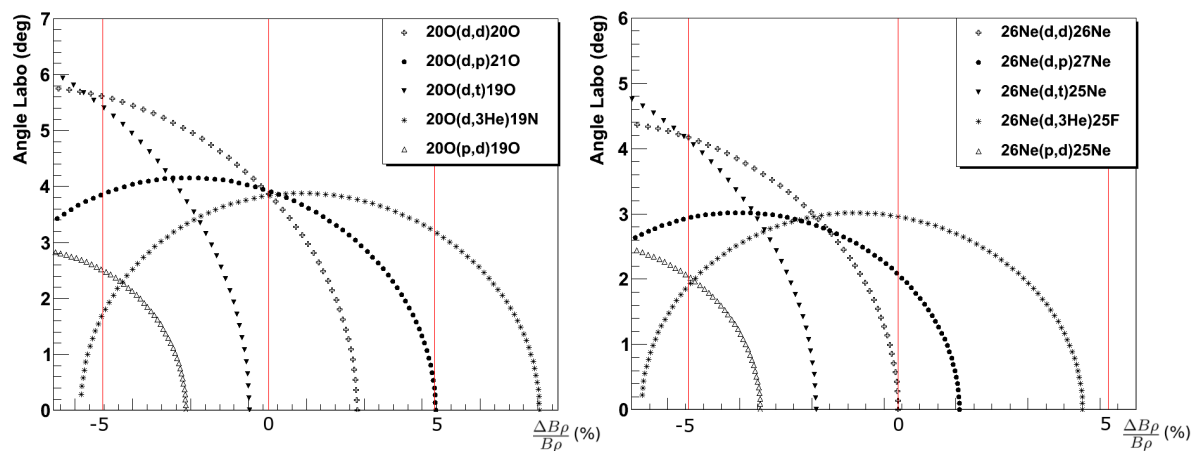


FIG. 2.12: Les lignes cinématiques des réactions d'intérêt des faisceaux d' ^{20}O (gauche) et de ^{26}Ne (droite) sur la cible sont tracées. L'angle de recul du fragment lourd est tracé en fonction de $\frac{\Delta B\rho}{B\rho}$. L'acceptance en $B\rho$ de VAMOS était centrée au niveau de la position de la ligne verticale centrale. Les deux autres lignes verticales sont placées aux limites d'acceptance du spectromètre : $\pm 5\%$.

2.5.2 Les chambres à dérive

La trajectoire des particules est reconstruite grâce à deux chambres à dérives distantes de 30 cm [Bou02]. Chaque chambre à dérive est constituée d'une zone de dérive des électrons et d'une zone d'amplification. La zone de dérive est située entre la cathode (-1000 V) et la grille de Frisch, elle est remplie par de l'isobutane qui est contenu dans la chambre grâce à des fenêtres en Mylar de $0.9\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. La zone d'amplification est constituée de 10 fils proportionnels en tungstène dorés maintenus à +600 V et suspendus au-dessous d'un plan de 128 pistes. Ce plan est formé de deux rangées de 64 pistes décalées de la demi-largeur d'une piste. La grille de Frisch et les pistes sont toutes les deux reliées à la masse. La figure 2.13 présente la chambre vue de côté alors que la figure 2.14 schématise le plan des pistes. Lorsqu'une particule traverse la chambre, elle ionise le gaz. Les électrons dérivent sous l'effet du champ électrique vers les fils proportionnels où ils sont multipliés et collectés. Le signal des fils donne alors le temps d'arrivée des électrons. Au même moment, l'avalanche induit un signal sur les pistes situées juste au-dessus. La calibration des chambres à dérive permet d'aligner la réponse des 128 pistes de chaque chambre et donc d'assurer une bonne reconstruction de la position. Elles ont été calibrées à l'aide d'un générateur externe d'impulsions. Huit impulsions d'amplitudes différentes ont été injectées sur les fils proportionnels. La figure 2.15 présente le spectre d'une piste de la chambre lors de cette calibration. La position des pics est repérée grâce à l'ajustement par une gaussienne. Ces positions en canal sont ensuite tracées en fonction des valeurs d'intensité précisées sur le générateur d'impulsion. Les 8 points sont enfin ajustés par un polynôme du second degré pour avoir la fonction de calibration.

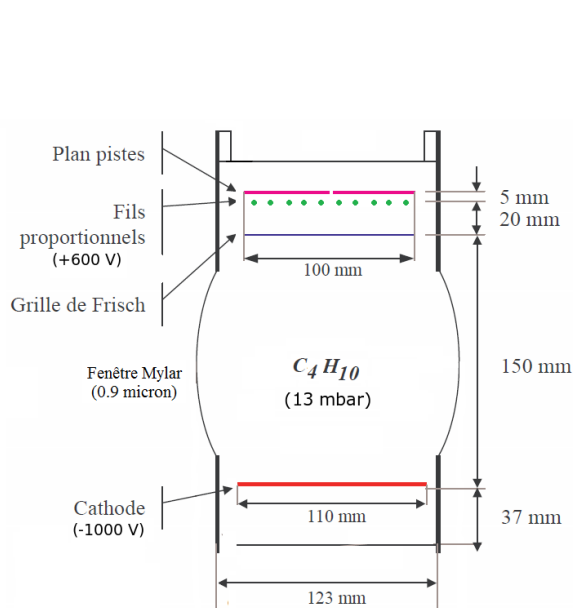


FIG. 2.13: Schéma d'une chambre à dérive de VAMOS. Les tensions et pressions utilisées lors des deux expériences sont précisées sur le schéma.

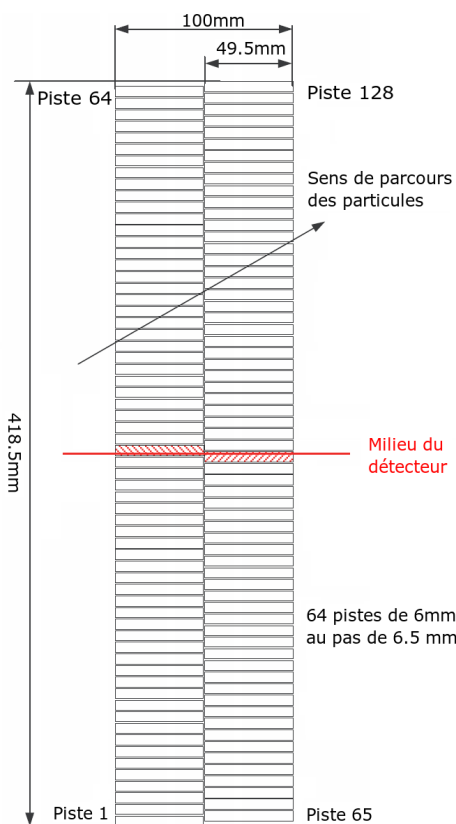


FIG. 2.14: Schéma du plan des pistes d'une chambre à dérive de VAMOS.

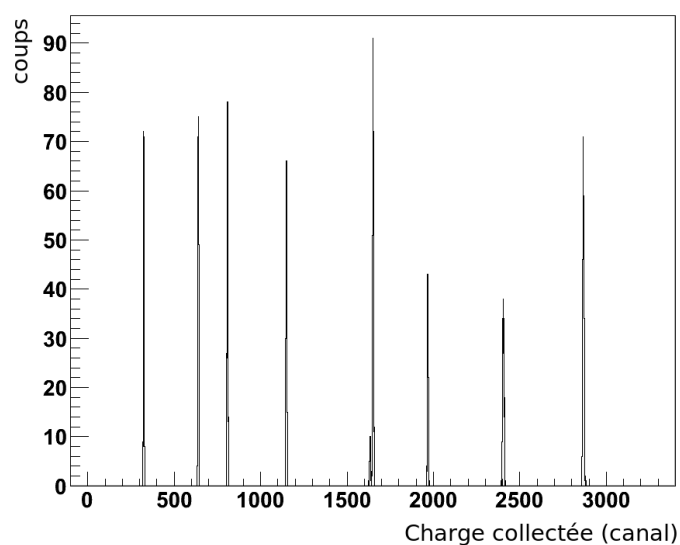


FIG. 2.15: Le spectre d'une piste de la chambre à dérive lors de la calibration grâce à un générateur d'impulsion.

2.5.3 La chambre à ionisation

La chambre à ionisation mesure la perte d'énergie de chaque particule qui la traverse. Elle est constituée d'une cathode (-900 V), d'une grille de Frisch et d'une anode segmentée (360 V). Un champ électrique uniforme est maintenu entre la cathode et la grille. L'anode est divisée en deux rangées de 10 et 20 cm de largeur le long de l'axe du faisceau. Chaque rangée est aussi divisée en 7 pads. Les fenêtres de la chambre ont une épaisseur de $6\text{ }\mu\text{m}$ et contiennent un gaz d'isobutane à la pression de 60 mbar.

Les 14 pads de la chambre à ionisation ont été calibrés à l'aide d'un générateur externe d'impulsion et du faisceau d' ^{20}O . Seize impulsions d'amplitudes différentes ont été injectées sur la chaîne électronique de chaque pad. Une recherche de la position des pics en canal est réalisée. Le faisceau d' ^{20}O a aussi servi à calibrer la chambre à ionisation en début d'expérience. Le champ magnétique du dipôle a été modifié plusieurs fois pour que le faisceau passe au-dessus des 14 pads de la chambre. La figure 2.16 présente l'énergie collectée sur le photomultiplicateur droit du plastique en fonction de l'énergie collectée sur celui de gauche lors de cette calibration. On observe deux lignes qui correspondent au déplacement horizontal du faisceau d' ^{20}O et de ^{15}N le long du plastique. La figure 2.17 présente le spectre d'un pad de la chambre lors du passage du faisceau. Le pic principal correspond à la perte d'énergie des noyaux d' ^{20}O (sa position en canal est alors repérée) alors que le pic secondaire correspond à la perte d'énergie des noyaux d' ^{15}N .

La perte d'énergie d'un noyaux d' ^{20}O dans la chambre à ionisation est calculée grâce au logiciel Lise++ [Lis04]. On tient compte pour cela des pertes d'énergies du faisceau en amont de la chambre. Le faisceau a traversé successivement la cible, les fenêtres en mylar des deux chambres à dérive, le gaz de celles-ci et la fenêtre d'entrée de la chambre à ionisation. Cette valeur de perte d'énergie expérimentale permet d'affecter une perte d'énergie en MeV à chacun des 16 pics du générateur d'impulsion. La fonction de calibration de chaque pad est ensuite obtenue en ajustant les 17 valeurs à l'aide d'un polynôme du second degré.

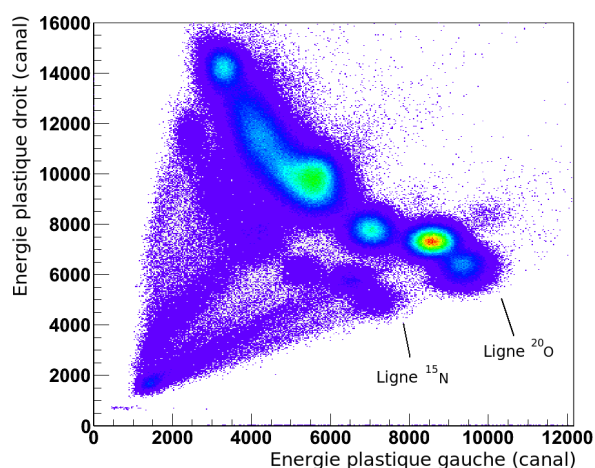


FIG. 2.16: L'énergie collectée sur le photomultiplicateur droit du plastique est tracée en fonction de l'énergie collectée sur celui de gauche. On observe deux lignes qui correspondent au déplacement horizontal du faisceau d' ^{20}O et de ^{15}N le long du plastique.

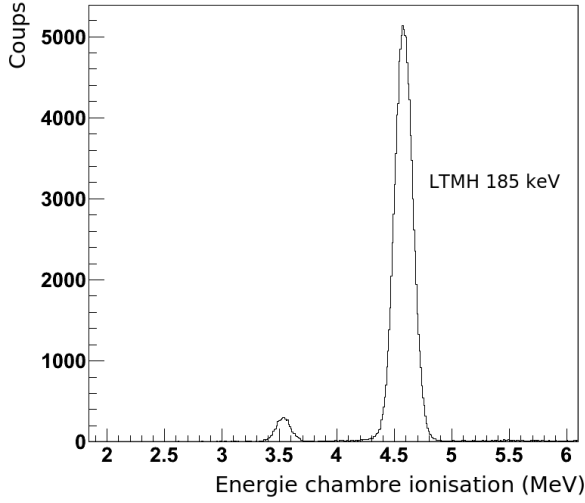


FIG. 2.17: Spectre d'un pad de la chambre à ionisation lors de sa calibration à l'aide du faisceau d' ^{20}O . Le pic principal correspond à la perte d'énergie des noyaux d' ^{20}O alors que le pic secondaire correspond à la perte d'énergie des noyaux d' ^{15}N . La largeur à mi-hauteur du pic principal vaut 185 keV.

2.5.4 Identification des noyaux grâce à VAMOS

Reconstruction d'un événement dans les chambres à dérive

Les deux chambres à dérive permettent de reconstruire la trajectoire d'une particule dans le plan image de VAMOS. Il s'agit du plan xy situé à mi-chemin des deux chambres à dérive. Le plan focal du spectromètre est très incliné par rapport à la trajectoire des particules ce qui rend difficile toute mesure dans ce plan. La première étape de reconstruction consiste à obtenir les grandeurs θ_f , ϕ_f , X_f et Y_f définis sur la figure 2.11.

X_f et Y_f sont les coordonnées de la particule dans le plan image. θ_f est l'angle entre l'axe z et la projection du vecteur vitesse sur le plan xz . ϕ_f est l'angle entre le vecteur vitesse et sa projection sur le plan xz .

Les quatre coordonnées X_i sont les positions selon l'axe x de la particule dans les deux rangées de pistes des deux chambres à dérive. Les deux coordonnées Y_i sont les positions selon l'axe y de la particule dans les deux chambres à dérive. La procédure de reconstruction de la trajectoire est ensuite décrite.

- Pour chacune des quatre rangées de 64 pistes, on recherche la piste qui a collecté la plus grande charge. On vérifie que les deux pistes voisines sont les deux autres pistes ayant les signaux de plus grande amplitude. Si ce n'est pas le cas, on rejette l'événement.
- Les trois pistes sélectionnées sont ajustées par la fonction sécante hyperbolique. On détermine le maximum X_i de cette fonction pour les quatre rangées de pistes.
- Les quatre valeurs X_i sont alors ajustées par une droite dont la pente permet d'obtenir θ_f tandis que son intersection avec le plan image donne la valeur de X_f .
- Les deux valeurs de position Y_i de l'axe vertical des deux chambres sont obtenues à partir du temps de dérive des électrons de leur lieu de création jusqu'aux fils d'amplification. Le temps mesuré entre le plastique et les fils d'amplification de la chambre est utilisé pour cela. La vitesse de dérive des électrons dans le gaz vaut 56 mm/ μs .

- Les valeurs X_i et Y_i permettent alors de déterminer totalement la trajectoire de la particule et d'obtenir Y_f et l'angle ϕ_f .

La chambre à dérivate permet d'obtenir une résolution en position (LTMH) de 0.3 mm en X et 1 mm en Y.

Lorsque deux fragments arrivent en coïncidence dans les chambres à dérivate, le rapport M/Q ne peut pas être reconstruit. Lors d'un tel événement, appelé aussi empilement, une particule est détectée dans la chambre à ionisation et le plastique mais n'a pas de rapport M/Q. L'empilement a été estimé à 9% lors de l'expérience avec le faisceau d' ^{20}O et à 6% lors de l'expérience avec le faisceau de ^{26}Ne .

Reconstruction du rapport M/Q

Les valeurs calculées dans le plan image permettent de reconstruire les angles θ_i et ϕ_i du noyau en sortie de cible ainsi que son $B\rho$ et la distance L parcourue de la cible jusqu'au plan image. La reconstruction nécessite d'utiliser le code Zgoubi [Meo99]. Ce code simule la trajectoire des particules dans les champs magnétiques de la cible jusqu'au plan image pour des milliers de trajectoires différentes. Des procédures d'ajustement sont ensuite utilisées pour obtenir les matrices de transfert inverses. La grande acceptation en $B\rho$ et en angle de VAMOS engendre d'importantes non-linéarités dans l'expression de ces matrices. θ_i , ϕ_i , $B\rho$ et L sont exprimés par des polynômes d'ordre sept des quatre variables : θ_f , ϕ_f , X_f et Y_f . L'équation 2.1 exprime θ_i en fonction des quatre variables. Les C_{ijkl} sont reliés aux propriétés de la matrice de transfert inverse.

$$\theta_i = \sum_{i,j,k,l=0}^{i+j+k+l=7} C_{ijkl} X_f^i Y_f^j \theta_f^k \phi_f^l \quad (2.1)$$

La connaissance de L et du $B\rho$ permet ensuite de calculer le rapport M/Q de chaque noyau grâce aux relations 2.2 et 2.3.

$$\frac{M}{Q} \propto \frac{B\rho}{\beta} \quad (2.2)$$

$$\text{avec } \beta = \frac{v}{c} = \frac{L}{c \cdot TOF} \quad (2.3)$$

Le temps de vol TOF est mesuré entre le BTM et le plastique de VAMOS. La valeur L donnée

par Zgoubi est la distance entre la cible et le plan image. On ajoute à celle-ci la distance entre le plan image et le plastique, qui est déduite connaissant la position du plastique et les angles θ_f et ϕ_f du noyau au niveau du plan image.

Identification des noyaux

On identifie les noyaux en traçant la perte d'énergie dans la chambre à ionisation (proportionnelle au Z de celui-ci) en fonction de la valeur M/Q reconstruite. La matrice d'identification obtenue est présentée sur la figure 2.18 dans le cas du faisceau d' ^{20}O . Les différents noyaux identifiés sont étudiés aux chapitres 3 et 4.

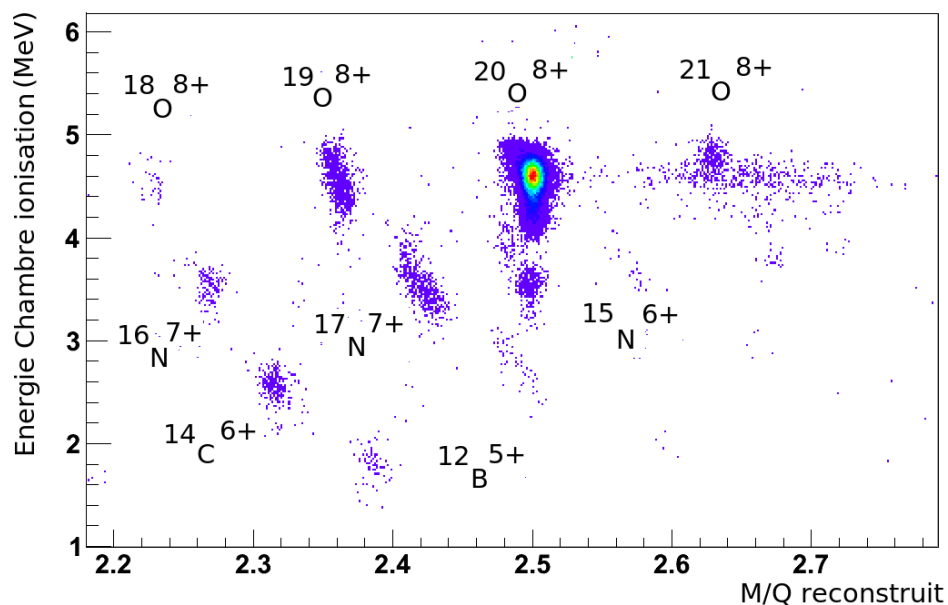


FIG. 2.18: La perte d'énergie dans la chambre à ionisation est tracée en fonction de la valeur M/Q reconstruite pour le faisceau d' ^{20}O . Cette matrice d'identification des fragments lourds est ici conditionnée par la présence d'une particule légère dans TIARA ou MUST2. Des contours réalisés sur les signaux de VAMOS permettent d'éliminer le phénomène d'empilement dans la chambre à ionisation.

2.6 Le détecteur de photons gamma EXOGAM

2.6.1 Description du détecteur

EXOGAM est un détecteur germanium destiné à l'étude de la spectroscopie nucléaire par la détection des photons γ [Sim00]. Il est constitué de seize modules appelés "clovers". Seuls quatre d'entre eux ont été utilisés lors de la campagne d'expériences (les clovers 7, 9, 11, et 13). Chaque clover est divisé en 4 cristaux de germanium, refroidis par le même cryostat. Ces cristaux ont chacun un contact central chargé de mesurer l'énergie déposée mais sont aussi segmentés en quatre. Le dispositif de détection comprenait donc 4 clovers, soit 16 cristaux et 64 segments en tout. La figure 2.19 présente à gauche une image tirée de la simulation GEANT4 du détecteur EXOGAM et du Barrel de TIARA, placés dans les conditions de l'expérience. Le schéma de droite est une vue en coupe d'un clover d'EXOGAM.

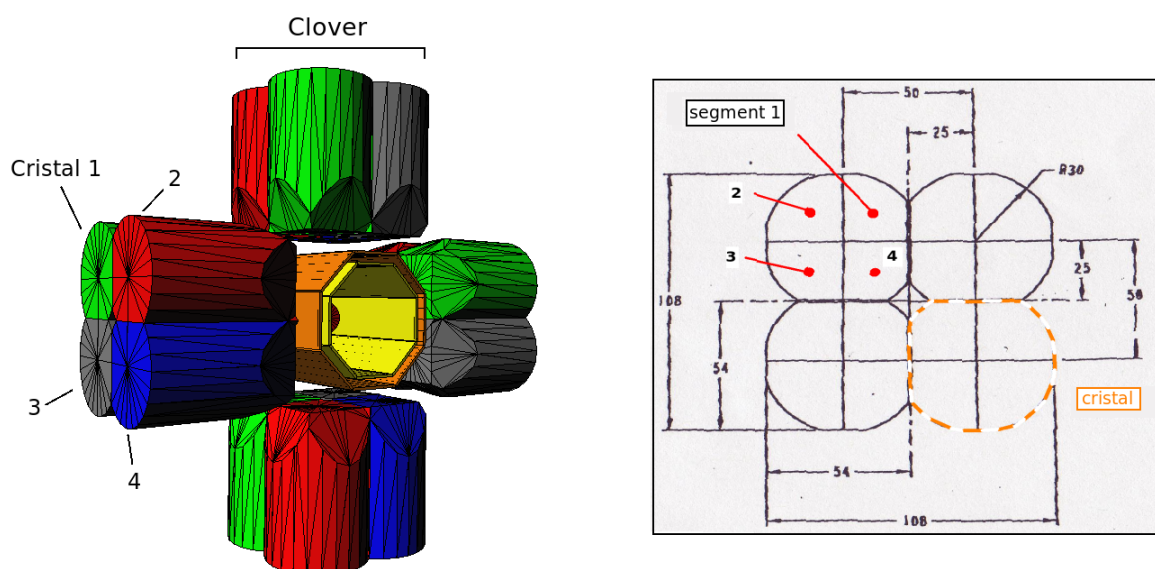


FIG. 2.19: La figure de gauche est une image tirée de la simulation GEANT4 du détecteur EXOGAM et du Barrel de TIARA. Le schéma de droite est une vue en coupe d'un clover d'EXOGAM. Les différents volumes du détecteur, clover, cristal et segment sont précisés sur ces images.

Les clovers ont été positionnés de manière à s'approcher le plus possible de la cible, les faces avant ne sont qu'à 5.3 cm de son centre. Ce choix de géométrie maximise l'efficacité de détection mais dégrade la résolution en énergie en accroissant l'élargissement des pics causé par l'effet Doppler. Les deux expériences ^{20}O et ^{26}Ne ont été réalisées avec un faisceau d'énergie proche de 10 A.MeV. La vitesse des noyaux vaut alors 14% de celle de la lumière, une correction de l'effet Doppler est nécessaire. Une étude de l'efficacité de détection ainsi que de l'élargissement est réalisée dans la suite du texte.

2.6.2 Calibration en énergie d'EXOGAM

Les cristaux d'EXOGAM ont été calibrés en énergie grâce à une source d' ^{152}Eu . Les raies et les intensités de cette source sont compilées dans le tableau 2.3. La position de chaque raie en canal est repérée puis un ajustement par un polynôme du second degré donne la fonction de calibration. La figure 2.20 présente le spectre de la source d' ^{152}Eu après calibration. L'étalonnage a été vérifié grâce à une source de ^{60}Co (Voir le tableau 2.2 pour les raies et les intensités). Le spectre obtenu avec la source de ^{60}Co est présenté sur la figure 2.21. Le premier pic est agrandi et ajusté par une gaussienne pour relever sa largeur et sa position. Les deux pics sont positionnés à l'énergie attendue et la largeur à mi-hauteur obtenue grâce à l'ajustement vaut 2.5 keV, résolution caractéristique d'un cristal de germanium.

^{60}Co E_γ [keV]	Intensité [%]
1173.238 (4)	99.857 (22)
1332.502 (5)	99.983 (6)

TAB. 2.2: Tableau récapitulant les raies et intensités du ^{60}Co .

^{152}Eu E_γ [keV]	Intensité [%]
121.7824 (4)	28.37 (13)
244.6989 (10)	7.53 (4)
344.2811 (19)	26.57 (11)
411.126 (3)	2.238 (10)
443.965 (4)	3.125 (14)
778.903 (6)	12.97 (6)
867.390 (6)	4.214 (25)
964.055 (4)	14.63 (6)
1085.842 (4)	10.13 (5)
1089.767 (14)	1.731 (9)
1112.087 (6)	13.54 (6)
1212.970 (13)	1.412 (8)
1299.152 (9)	1.626 (11)
1408.022 (4)	20.85 (9)

TAB. 2.3: Tableau récapitulant les raies et intensités de l' ^{152}Eu .

2.6.3 Courbe d'efficacité absolue de détection

L'efficacité absolue de détection du système de quatre clovers EXOGAM a été mesurée grâce aux sources de ^{60}Co et d' ^{152}Eu . Les deux sources ont chacune été positionnées à la place de la cible pour un enregistrement de données. Seule la présence d'air dans la chambre de réaction différenciait l'étalonnage de la situation sous faisceau. L'efficacité absolue de détection est alors obtenue en réalisant le rapport du nombre de γ détectés sur le nombre de γ émis pour chaque raie. Le nombre de γ détectés est obtenu en comptant le nombre de coups contenu

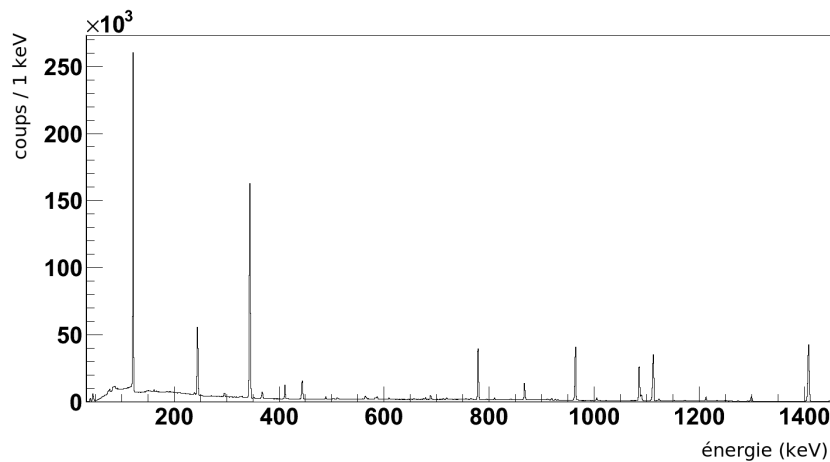


FIG. 2.20: Spectre calibré obtenu avec la source d' ^{152}Eu .

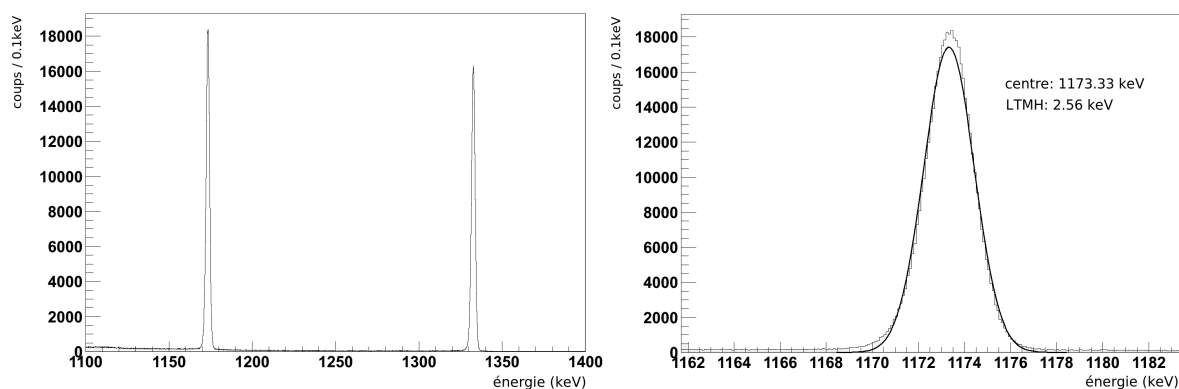


FIG. 2.21: Spectre calibré obtenu avec la source de ^{60}Co . Le premier pic est agrandi et ajusté par une gaussienne pour relever sa largeur et sa position.

dans chaque pic du spectre. Ce nombre est ensuite corrigé du temps mort qui est important compte tenu de la forte activité de la source (42% de temps mort lors de la calibration contre 5% lors de l'expérience). Le nombre de γ émis est calculé en mesurant l'activité de la source avant l'étalonnage. Cette mesure n'a pas été faite mais avait été réalisée une centaine de jours avant notre expérience. L'ancienne mesure a donc été utilisée mais corrigée de la perte d'activité connaissant la demi-vie des deux noyaux. La figure 2.22 présente le résultat obtenu de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie.

La fonction présentée ci-dessous ajuste les points expérimentaux. Elle décrit le comportement de la courbe d'efficacité d'un cristal de germanium [Kno89].

$$\epsilon = e^{a_0 + a_1 \cdot \ln \frac{E}{E_0} + a_2 \cdot (\ln \frac{E}{E_0})^2} \quad (2.4)$$

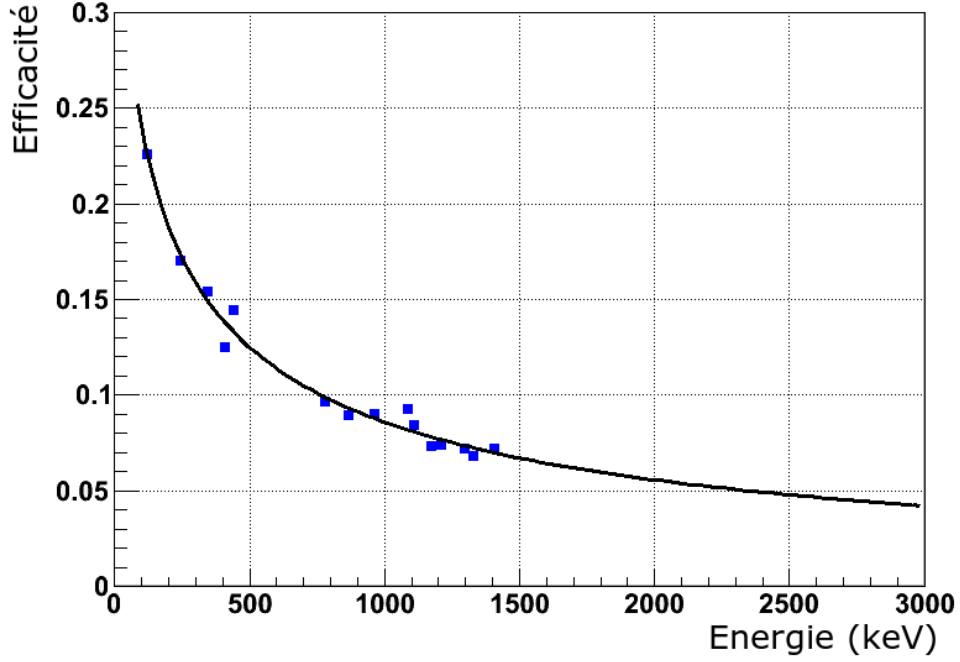


FIG. 2.22: L'efficacité absolue de détection est tracée en fonction de l'énergie. Les points expérimentaux sont ajustés par la fonction 2.4.

Les paramètres de l'ajustement sont a_0 , a_1 , a_2 et E_0 . L'efficacité de détection des cristaux de germanium chute fortement avec l'énergie. Celle-ci est de 23% à basse énergie à 125 keV mais ne vaut plus que 7% à 1.5 MeV. L'efficacité n'est pas connue en dessous de 125 keV. Le baril de TIARA et la chambre à vide absorbent les γ de basse énergie et font donc chuter l'efficacité.

2.6.4 Méthode de reconstruction d'un événement EXOGAM

Les photons γ sont émis par des noyaux qui se déplacent à 14% de la vitesse de la lumière. A cette vitesse, l'effet Doppler induit une différence entre l'énergie E_γ détectée par EXOGAM dans le référentiel du laboratoire et l'énergie E_0 du photon émis dans le référentiel du noyau. L'équation 2.5 donne la formule qui lie les deux énergies.

$$E_0 = \frac{E_\gamma(1 - \beta \cos \alpha_{lab})}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.5)$$

La correction impose donc de connaître le facteur $\beta = \frac{v}{c}$ du noyau lorsqu'il émet le photon ainsi que l'angle α_{lab} entre le vecteur vitesse du noyau et celui du photon γ . Le facteur β est donné par le spectromètre VAMOS. L'incertitude sur sa valeur est faible car les cibles utilisées sont minces (6 et 13 μm de CD_2). L'angle α_{lab} est calculé à l'aide de la segmentation

d'EXOGRAM et des chambres à dérive de VAMOS. La figure 2.23 présente le repère utilisé par les deux détecteurs ainsi que l'angle α_{lab} . Le vecteur vitesse du photon $\vec{\gamma}$ est calculé à partir du segment le plus touché d'EXOGRAM. Les angles ϕ_E et θ_E sont les angles classiques d'un repère sphérique, ils positionnent le segment touché. Le vecteur vitesse du fragment est lui calculé grâce aux chambres à dérive de VAMOS. Les angles ϕ_V et θ_V reconstruits par VAMOS ne sont pas les angles usuels d'un repère sphérique, ils sont définis sur la figure 2.11. L'équation 2.6 donne α_{lab} en fonction des angles obtenus par VAMOS et EXOGRAM.

$$\vec{\gamma} = \begin{pmatrix} x = \sin \theta_E \cdot \cos \phi_E \\ y = \sin \theta_E \cdot \sin \phi_E \\ z = \cos \theta_E \end{pmatrix} \quad \vec{fragment} = \begin{pmatrix} x = \cos \phi_V \cdot \sin \theta_V \\ y = \sin \phi_V \\ z = \cos \phi_V \cdot \cos \theta_V \end{pmatrix}$$

$$\cos \alpha_{lab} = \sin \theta_E \cdot \cos \phi_E \cdot \cos \phi_V \cdot \sin \theta_V + \sin \theta_E \cdot \sin \phi_E \cdot \sin \phi_V + \cos \theta_E \cdot \cos \phi_V \cdot \cos \theta_V \quad (2.6)$$

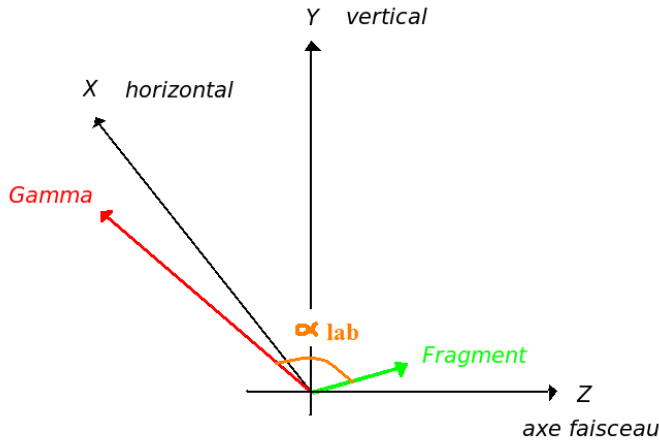


FIG. 2.23: La figure détaille le repère utilisé par VAMOS et EXOGRAM. La mesure de l'angle α permet de réaliser la correction Doppler.

La procédure de reconstruction d'un événement dans EXOGRAM est la suivante. Les quatre clovers sont analysés de manière identique. L'énergie E_γ détectée par un clover est obtenue en sommant l'énergie des quatre cristaux de celui-ci. Cette correction appelée "add-back" permet d'accroître la statistique. En effet, elle prend en compte les γ qui interagissent par effet Compton et qui se déplacent d'un cristal à l'autre tout en y déposant de l'énergie. L'angle α_{lab} est quant à lui déduit à partir du segment qui a collecté la plus grande énergie. Les segments sont de taille plus réduite que les cristaux, ils apportent une précision supplémentaire sur le lieu de l'interaction et améliorent donc la résolution. VAMOS donne la valeur de β et fournit une correction sur α_{lab} grâce au vecteur vitesse du fragment. La multiplicité d'un événement EXOGRAM est celle du nombre de clovers touchés donc quatre au plus. L'étude des coïncidences $\gamma - \gamma$ est possible mais délicate en cas de faible statistique compte tenu de l'efficacité réduite d'un détecteur germanium.

2.6.5 Elargissement Doppler, comparaison avec la simulation

L'effet de la correction Doppler pour les γ en coïncidence avec un ^{20}O dans VAMOS est présenté sur la figure 2.24. La correction est indispensable à la reconstruction du pic de l'état 2^+ de l' ^{20}O . Le pic est ajusté par une gaussienne sommée à une droite pour prendre en compte le fond (Fig. 2.26). Le pic est positionné à 1667 keV, proche de la valeur 1675 (4) keV observée par Stanoiu *et al.* [Sta04]. La largeur à mi-hauteur obtenue vaut 59 keV. La même correction a été réalisée pour le ^{26}Ne , elle est présentée sur la figure 2.25. Le pic de l'état 2^+ repéré ici à 2014 keV est proche de la valeur 2018.2 (1) keV observée par Reed *et al.* [Ree99]. La largeur à mi-hauteur du pic vaut 72 keV (Fig. 2.26).

Les résolutions obtenues ont été comparées à celles de la simulation GEANT4 du détecteur EXOGAM. Les γ sont tirés de manière isotrope à partir de la cible. Leur énergie est modifiée selon la formule de l'effet Doppler (*cf.* equation 2.5). L'énergie des γ détectés dans EXOGAM est ensuite reconstruite avec la même procédure utilisée lors de l'expérience. Les résultats de la simulation sont comparés à ceux de l'expérience dans le tableau 2.4. Les largeurs expérimentales et simulées sont proches. L'utilisation des segments plutôt que des cristaux améliore la résolution de 40% .

LTMH	expérience	GEANT Cristal	GEANT Segment
Etat 2^+ de l' ^{20}O à 1667 keV	59 keV	92 keV	56 keV
Etat 2^+ du ^{26}Ne à 2014 keV	72 keV	113 keV	68 keV

TAB. 2.4: Tableau comparatif des élargissements Doppler expérimentaux et simulés.

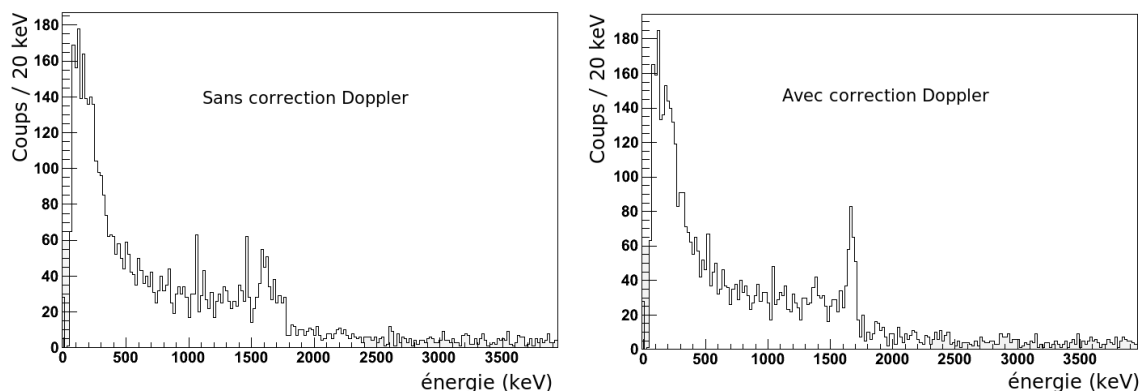


FIG. 2.24: Spectre des γ en coïncidence avec un ^{20}O dans VAMOS. Le spectre de droite est corrigé de l'effet Doppler.

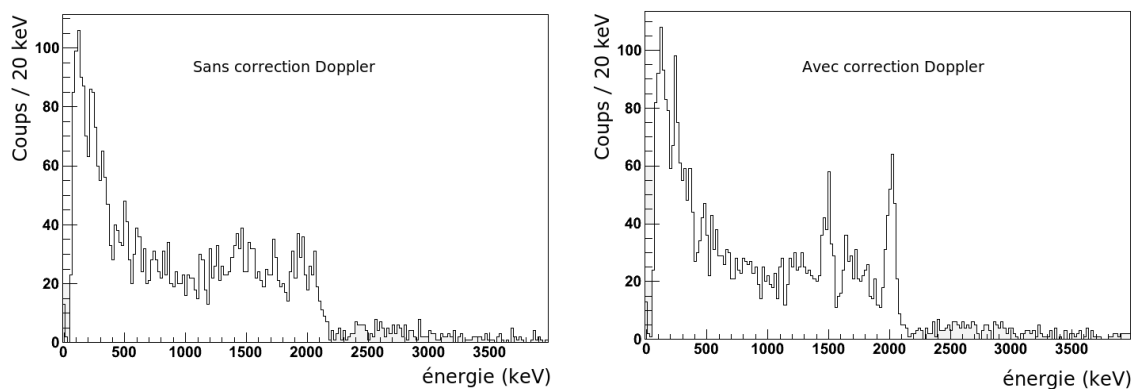


FIG. 2.25: Spectre des γ en coïncidence avec un ^{26}Ne dans VAMOS. Le spectre de droite est corrigé de l'effet Doppler.

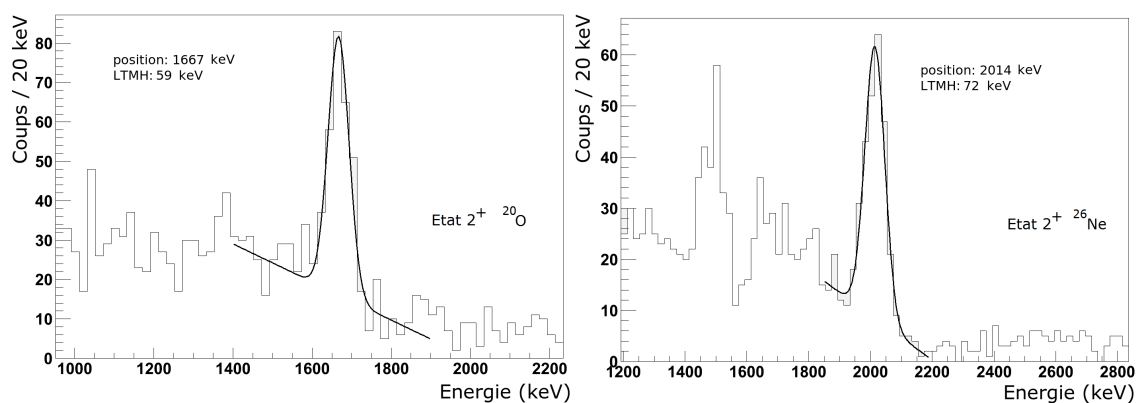


FIG. 2.26: La figure de gauche montre le pic de l'état 2^+ de l' ^{20}O ajusté par une gaussienne et une droite afin de déterminer l'énergie et la résolution. La figure de droite présente la même opération pour le ^{26}Ne .

2.7 Le détecteur de noyaux légers de recul MUST2

2.7.1 Description du détecteur

MUST2 est un détecteur chargé de mesurer l'énergie et la position des noyaux légers qui reculent de la cible [Pol05, Mou08]. Il a été développé par l'IPN Orsay, le CEA Saclay et le GANIL pour l'étude des réactions directes menées en cinématique inverse. Il succède à MUST [Blu99] dont il améliore grandement les performances tout en conservant le même principe de détection. Il est constitué de six modules (ou télescopes) de détection. Quatre d'entre eux ont été utilisés lors de notre expérience. Chaque module possède trois étages de détection qui apparaissent sur la figure 2.27.

- La face d'entrée est un silicium à pistes chargé de mesurer l'énergie, le temps et la position grâce à 128 pistes en X et en Y.
- Le second étage est composé de deux détecteurs silicium dopés au lithium, segmentés en 8 pads chacun et chargés de mesurer l'énergie.
- Le dernier étage contient 16 cristaux d'iodure de césium dopés au thallium utilisés pour mesurer l'énergie.

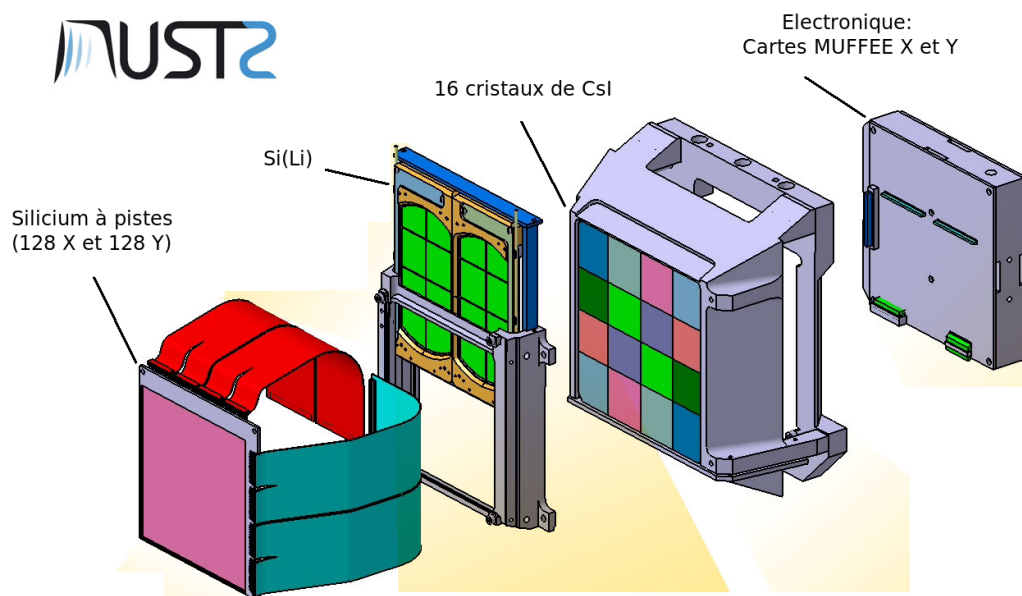


FIG. 2.27: Schéma des différents étages de MUST2. Le Si(Li) n'a pas été utilisé lors de notre expérience.

Silicium à pistes

Le silicium à pistes a une épaisseur de $300\ \mu\text{m}$ et possède 128 pistes perpendiculaires sur chacune des faces. Lorsqu'une particule le traverse (ou s'arrête), elle dépose son énergie en créant des paires électrons-trous. Le champ électrique appliqué au silicium fait dériver les charges vers chaque face où elles sont collectées par les pistes. Le couple (X,Y) des pistes touchées donne la position et la quantité de charges collectées donne l'énergie, mesurable jusqu'à 60 MeV. La face active du détecteur fait $98 * 98\ \text{mm}$ et supporte 128 pistes (sur chaque face) au pas de $760\ \mu\text{m}$. Chaque piste fait $700\ \mu\text{m}$ de largeur et $60\ \mu\text{m}$ "d'interstrip" la sépare de sa voisine. Une couche d'aluminium de $400\ \text{nm}$ d'épaisseur est déposée sur chaque face du détecteur, cette zone morte est à prendre en compte lors de la calibration en énergie.

Silicium lithium

Cet étage comprend deux détecteurs silicium dopés au lithium de $5\ \text{mm}$ d'épaisseur et segmentés en 8 pads chacun. Ce détecteur possède une meilleure résolution en énergie que les cristaux de CsI mais une moindre efficacité géométrique de détection. Ces détecteurs n'ont pas été utilisés lors de la campagne d'expériences.

Les cristaux de CsI

Le dernier étage contient seize cristaux de CsI de $4\ \text{cm}$ d'épaisseur. La forme trapézoïdale de chacun d'entre eux permet de limiter le passage d'un cristal à l'autre d'une particule qui le traverse. La lumière produite dans ce scintillateur lors du passage d'une particule est collectée par une photodiode en arrière de chaque cristal. Une feuille de mylar aluminisée ($3\ \mu\text{m}$ en face avant) enveloppe chaque CsI et permet de réfléchir la lumière. Ce détecteur peut mesurer une perte d'énergie maximum valant 200 MeV.

Electronique

L'électronique de MUST2 est basée sur des ASICs (Application Specific Integrated Circuits) nommés MATE (MUST2 ASIC Temps et Energie). Ce composant électronique très compact permet de réduire l'encombrement et le nombre des câbles. Chaque ASIC traite 16 signaux issus de l'un des étages de MUST2 : pistes silicium, Si(Li) et CsI. Les détecteurs sont connectés, via un kapton, aux MATE placés sur deux cartes supports MUFEE (Must Front End Electronics) positionnées à l'arrière du télescope. La carte MUFEE X traite les 128 pistes X grâce à huit ASICs tandis qu'un neuvième s'occupe des 16 signaux du Si(Li). La carte MUFEE Y traite de manière identique les signaux des pistes Y mais son neuvième ASIC traite les signaux des 16

CsI. L'ASIC donne des informations analogiques relatives à l'énergie et au temps d'arrivée de la particule et une information logique indiquant la détection d'une particule d'énergie supérieure à un seuil programmable. Ces informations sont véhiculées par multiplexage en dehors de la chambre de réaction vers une carte MUVI placée dans un châssis VXI. La carte traite les données de 4 télescopes (alignement et suppression des pieds de lames entre autres) et effectue la conversion analogique numérique.

L'électronique embarquée produit de la chaleur qui s'évacue difficilement dans l'enceinte sous vide. Afin de maintenir une température constante de fonctionnement, chaque télescope est relié à un tuyau où circule un liquide dont la température est contrôlée par un système réfrigérant.

2.7.2 Calibration en position des télescopes de MUST2

La reconstruction de l'énergie d'excitation du fragment lourd (^{19}O et ^{25}Ne dans notre cas) nécessite une connaissance précise de l'énergie de la particule de recul mais aussi de son angle de diffusion. MUST2 a été conçu dans le but d'offrir une bonne résolution angulaire grâce à la finesse de ses pistes (0.7 mm). La face avant des télescopes était placée à 18 cm de la cible, la résolution angulaire imposée par la géométrie est alors de 0.22° . Un bras articulé a été utilisé pour localiser les 4 coins de la face d'entrée du silicium à pistes de chaque télescope dans le repère du laboratoire centré sur la cible. Ce bras possède des capteurs de haute précision au niveau de ses articulations si bien que la position dans l'espace de son extrémité est connue à chaque instant. La connaissance précise des quatre coins du silicium permet de calculer ensuite l'angle θ de diffusion des 128×128 pixels de chacun des quatre télescopes. La figure 2.28 est une photo prise lors de la mesure de position à l'aide du bras articulé, elle détaille aussi le système d'axes utilisé. Le tableau 2.5 présente le résultat des mesures de position. Chaque point est donné par le géomètre avec une incertitude de ± 0.13 mm. L'incertitude observée durant l'expérience est pourtant plus grande pour chacun des points. En effet, les mesures sont effectuées à l'air libre alors que la chambre à réaction est ouverte. Le passage au vide peut provoquer un déplacement des détecteurs qui peut atteindre quelques millimètres.

2.7.3 Courbe d'efficacité

La connaissance de la position des détecteurs permet de déterminer la courbe d'efficacité géométrique de MUST2. En effet, les détecteurs ne couvrent pas entièrement l'espace autour de la cible mais seulement un espace restreint en aval du faisceau. Il est nécessaire de connaître l'angle solide intercepté par la zone active du détecteur pour chaque angle dans le laboratoire. La simulation GEANT 4 de MUST2 a été utilisée pour tracer la courbe d'efficacité. La figure 2.29 est une image tirée de la simulation du détecteur. On remarque pour chaque télescope le silicium à pistes et les 16 cristaux de CsI derrière. Pour déterminer la courbe d'efficacité, on simule une source émettant de manière isotrope un grand nombre de particules. On fait ensuite le rapport

pour chaque tranche angulaire du nombre de particules détectées sur le nombre de particules émises. La figure 2.30 présente la courbe d'efficacité de l'ensemble de détection MUST2. Les pistes défailtantes lors de l'expérience ont été prises en compte dans le calcul. Lors de notre expérience, le module Barrel du détecteur TIARA masquait MUST2 pour les angles supérieurs à environ 37° . La coupure provoquée par le Barrel est mal connue. Compte tenu de la forme cylindrique de l'armature du détecteur, une coupure nette induite par le Barrel est attendue. Cette hypothèse est confirmée par les matrices énergie-angle obtenues durant l'expérience (*cf* figure 2.37). Mais l'étalement du faisceau sur la cible engendre malgré tout une incertitude sur l'efficacité de détection dans cette zone. Lors du tracé des distributions angulaires, l'angle de coupure a été choisi plus petit afin d'assurer une bonne estimation de l'efficacité pour la dernière tranche angulaire.

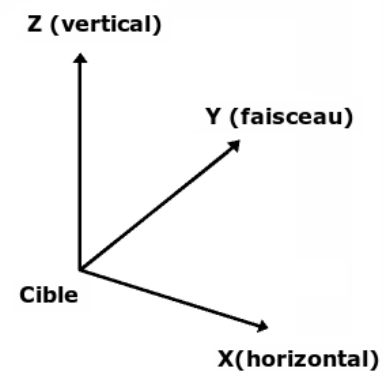
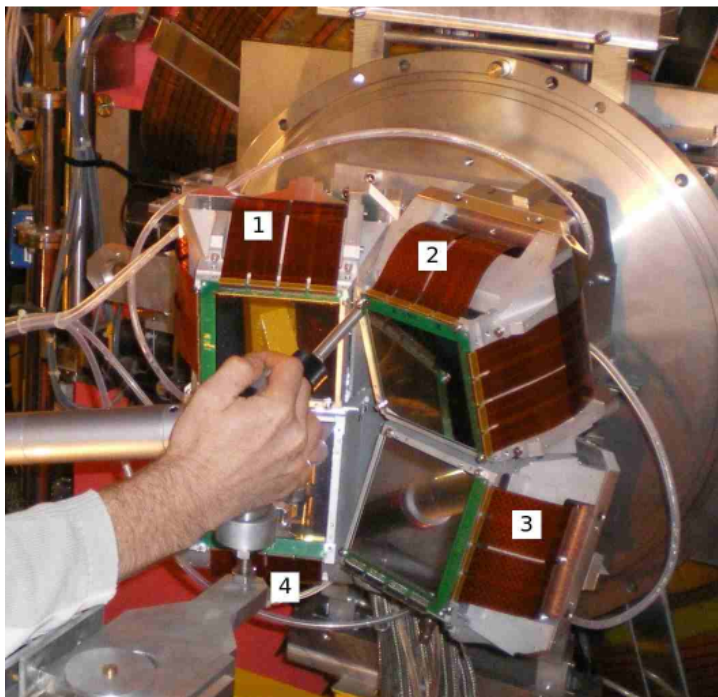


FIG. 2.28: Photo prise lors de la mesure de position des télescopes de MUST2 à l'aide d'un bras articulé. Le numéro de chaque détecteur est indiqué sur la photo. Le système d'axes utilisé lors de la mesure est détaillé à droite.

Télescope	X (en mm)	Y (en mm)	Z (en mm)
MM1	-114.36	155.56	10.55
	-102.08	126.59	102.59
	-12.02	163.47	102.19
	-24.34	192.44	10.12
MM2	13.12	163.24	102.83
	103.61	127.53	102.77
	115.02	156.69	10.66
	24.55	192.41	10.68
MM3	115.16	156.01	-12.30
	103.08	127.19	-104.35
	12.67	163.19	-103.77
	24.75	192.01	-11.69
MM4	-11.96	163.42	-103.74
	-101.95	126.51	-103.94
	-113.89	155.34	-11.71
	-23.91	192.24	-11.53

TAB. 2.5: Tableau récapitulant les positions des 4 coins de chaque silicium à pistes. Le référentiel utilisé est indiqué sur la figure 2.28.

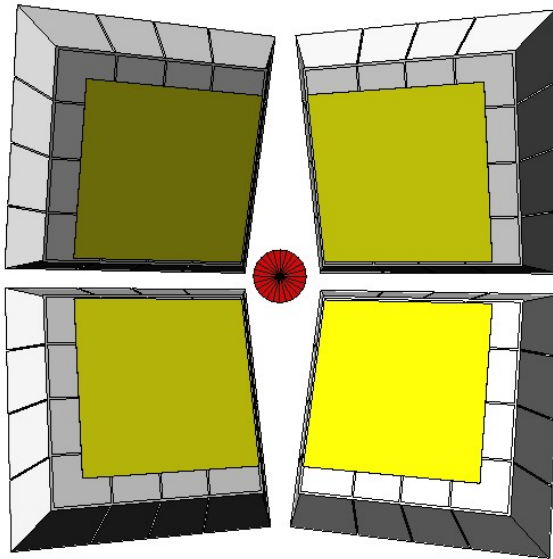


FIG. 2.29: Simulation GEANT4 du détecteur MUST2. Le support mécanique des détecteurs est ici transparent. On aperçoit pour chaque télescope le silicium à pistes devant les 16 cristaux de CsI.

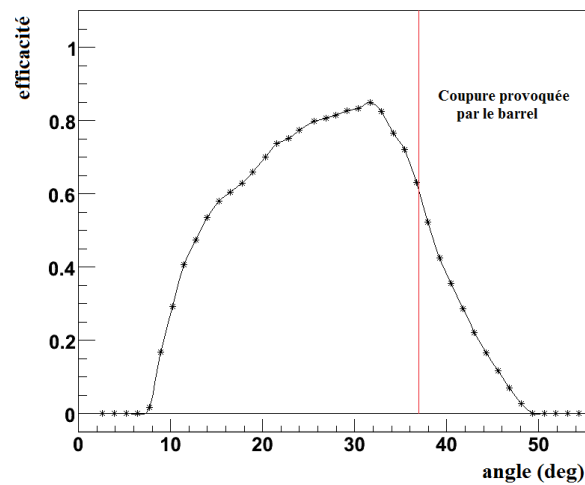


FIG. 2.30: Courbe d'efficacité de l'ensemble des quatre télescopes MUST2 obtenue grâce à la simulation GEANT4. Le Barrel de TIARA masque MUST2 à environ 37°.

2.7.4 Calibration en énergie des siliciums à pistes de MUST2

La calibration en énergie des siliciums à pistes prend en compte les positions des piédestaux et de trois pics produits par une source émettrice d' α . On nomme piédestal le canal numérique où est codée une amplitude nulle. La position en canal du piédestal dans les codeurs est différente pour chaque piste. Lorsqu'une piste est touchée, toutes les autres pistes génèrent un événement piédestal. Afin de limiter le temps mort de l'acquisition, cette information inutile est supprimée. La position des piédestaux a été normalisée en milieu de gamme vers le canal 8192 et lors de la prise de données, les informations contenues entre les canaux 8160 et 8220 ont été éliminées. Lors des tests effectués avant le début de l'expérience ^{20}O , un enregistrement de données sans suppression des piédestaux a pourtant été réalisé. La position des piédestaux normalisés a été repérée grâce à l'ajustement par une gaussienne. Cette valeur de canal correspond à une énergie nulle. La figure 2.31 montre le spectre d'une piste de MUST2 lors d'une calibration par une source émettant trois rayonnements α . On observe les trois pics α ainsi que le piédestal près du canal 8200. La figure 2.32 présente la position en canal des piédestaux normalisés des 128 pistes X du télescope 1. On observe un décalage progressif de la position des piédestaux pour les 16 premières pistes. Les pistes de MUST2 ont été calibrées à l'aide d'une source contenant des noyaux émetteurs de particules α dont les énergies sont récapitulées dans le tableau 2.6. Ces particules α de faible énergie déposent toute leur énergie dans les 40 premiers micromètres du silicium à pistes. Chaque piste X et Y des quatre télescopes a été calibrée de la manière suivante : une première recherche de la position des trois pics α est effectuée puis la position précise de chacun de ces pics est déterminée grâce à l'ajustement par une gaussienne (Voir figure 2.33).

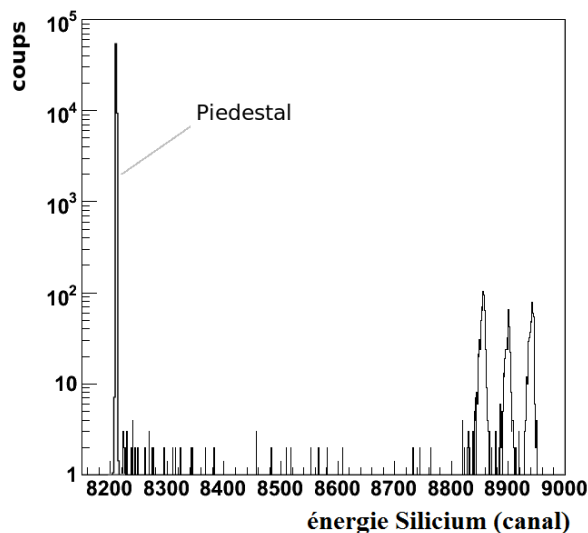


FIG. 2.31: Spectre d'une piste de MUST2 lors d'une calibration par une source émettrice d' α . On observe le piedestal vers le canal 8200 et les trois pics α .

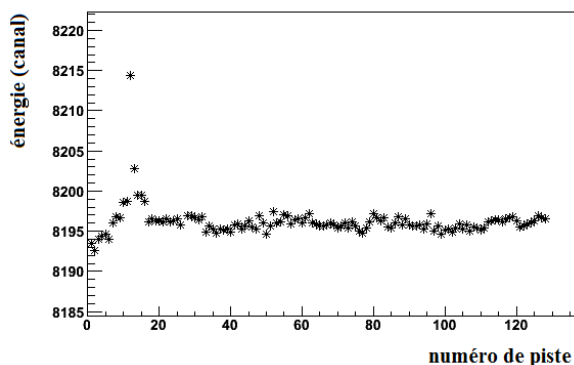


FIG. 2.32: Position des piedestaux des 128 pistes X du télescope 1. On observe un décalage pour les premières pistes.

Source	Demi vie (ans)	Energie (MeV)	Intensité (%)
^{239}Pu	$2.411(3) \cdot 10^4$	5.15659(14)	70.77(14)
		5.1443(8)	17.11(14)
		5.1055(8)	11.94(7)
^{241}Am	432.6(6)	5.48556(12)	84.8(5)
		5.44280(13)	13.1(3)
		5.388	1.66(2)
^{244}Cm	18.11(3)	5.80477(5)	76.90(10)
		5.76264(3)	23.10(10)

TAB. 2.6: Tableau récapitulant les énergies et les intensités des émetteurs α de la source de calibration.

L'énergie affectée aux trois pics détectés tient compte de la contribution des raies de plus faibles intensités et de la perte d'énergie dans les 400 nm d'aluminium déposés sur la face avant des détecteurs (environ 60 keV). La fonction de calibration liant énergie en MeV et position en canal est alors déterminée grâce à un ajustement linéaire sur ces trois points ainsi que sur celui du piédestal dont l'énergie est fixée à zéro. La linéarité de la réponse de chaque piste entre 0 et 10 MeV a été vérifiée préalablement à l'aide d'un générateur interne d'impulsion. Des écarts sont observés à plus haute énergie, MUST2 pouvant coder des énergies jusqu'à 50 MeV. Cependant, seule une calibration à basse énergie est nécessaire pour le dépouillement de cette expérience. En effet, l'analyse de la réaction (d,t) ne nécessite de détecter que des

tritons qui ne déposent que 9 MeV au maximum dans les 300 μm du silicium à pistes. La figure 2.34 présente le résultat de la calibration appliquée aux données de la source α pour les 128 pistes X du télescope 1 de MUST2. L'énergie calibrée est tracée en fonction du numéro de piste. On observe un bon alignement de l'ensemble des pistes. La figure 2.35 présente le spectre obtenu avec la statistique cumulée des 128 pistes X du télescope 1. Afin de déterminer la résolution en énergie du détecteur, le pic du curium a été ajusté par deux gaussiennes sur chaque télescope voies X et Y. L'ajustement tient compte de la deuxième raie de plus faible intensité. Les résolutions obtenues pour les quatre télescopes sont contenues dans un intervalle de ± 5 keV autour de la valeur moyenne 47 keV (largeur à mi-hauteur).

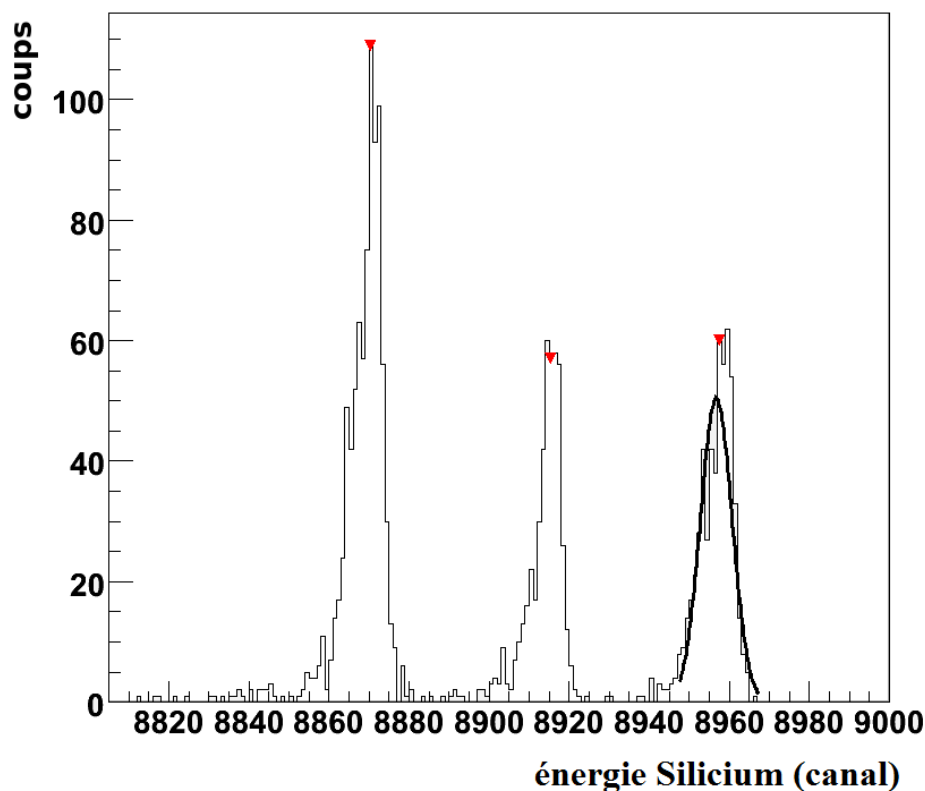


FIG. 2.33: Spectre d'une piste de MUST2 lors de la calibration par la source émettrice d' α . Un ajustement par une gaussienne est réalisé pour repérer la position du pic.

2.7.5 Reconstruction de l'énergie d'une particule grâce au silicium à pistes

Plusieurs corrections doivent être effectuées afin de reconstruire convenablement l'énergie d'une particule. Il faut d'abord sélectionner les événements pour lesquels une analyse est possible. La procédure utilisée est la suivante :

- Dans le cas le plus simple et le plus fréquent d'une piste X et d'une piste Y touchées, c'est le maximum des deux énergies qui est sélectionné. Le figure 2.36 présente l'énergie collectée par la piste Y en fonction de l'énergie collectée par la piste X pour une partie des données obtenues

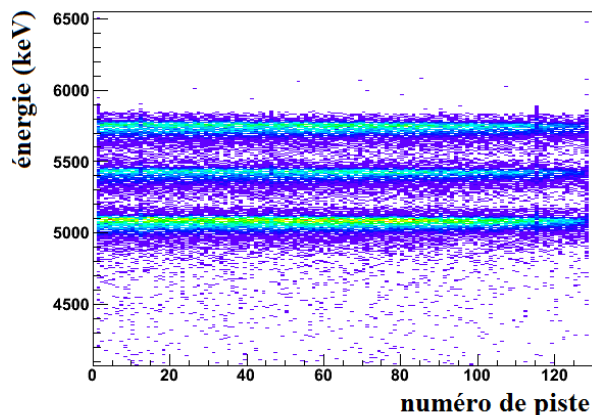


FIG. 2.34: L'énergie calibrée est tracée en fonction du numéro de piste lors de l'enregistrement de données avec la source émettrice d' α . On observe un bon alignement de l'ensemble des pistes.

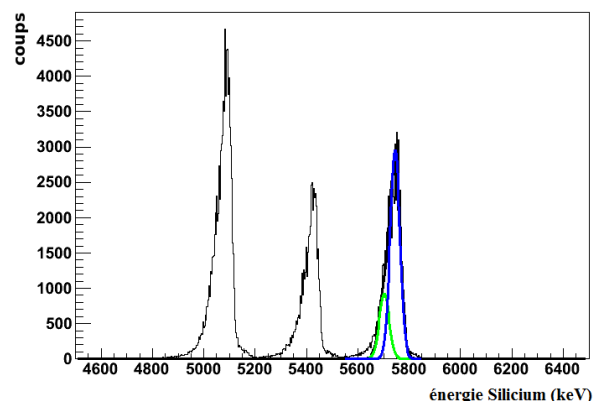


FIG. 2.35: Statistique cumulée des 128 pistes X du télescope 1. Un ajustement est réalisé sur le pic du Curium pour déterminer la résolution en énergie.

avec le faisceau d' ^{20}O . Les points obtenus s'alignent sur la bissectrice de la matrice.

- Dans le cas de deux pistes X voisines touchées et d'une piste Y touchée ou bien dans la situation inverse pour laquelle deux pistes voisines Y sont touchées et une seule piste X l'est, c'est l'énergie de la piste Y (respectivement énergie X) qui est prise en compte. Le cas de deux pistes voisines touchées correspond à une situation pour laquelle la particule a traversé la mince zone séparant les deux pistes. Cette zone large de $60\ \mu\text{m}$ au maximum entre deux pistes représente un peu moins de 10% de la largeur d'une piste. La collection des charges se fait alors sur les deux pistes voisines.

- Dans le cas où deux pistes X voisines et deux pistes Y voisines sont touchées, on réalise la somme de l'énergie des deux pistes X et la somme de l'énergie des deux pistes Y. Des deux énergies, on ne prend en compte que l'énergie maximale.

- Dans le cas de deux pistes non voisines touchées ou bien de plus de deux pistes touchées, l'événement est rejeté.

Le tableau 2.7 présente un récapitulatif des différents types d'événements pour chacun des télescopes dans le cas d'une particule touchant MUST2 en coïncidence avec un ^{19}O dans le spectromètre VAMOS (3821 coups). Les événements interpistes forment comme attendu environ 10% de la statistique tandis que les événements (2X, 2Y) en constituent un peu moins de 1%.

L'énergie détectée par le silicium à pistes est ensuite corrigée de l'énergie perdue dans la couche d'aluminium (400 nanomètres) déposée en face avant du détecteur puis de l'énergie perdue dans la cible. Le lieu de la réaction dans l'épaisseur de la cible est inconnu. On suppose donc que la réaction a lieu en milieu de cible. Connaissant l'angle d'émission de la particule

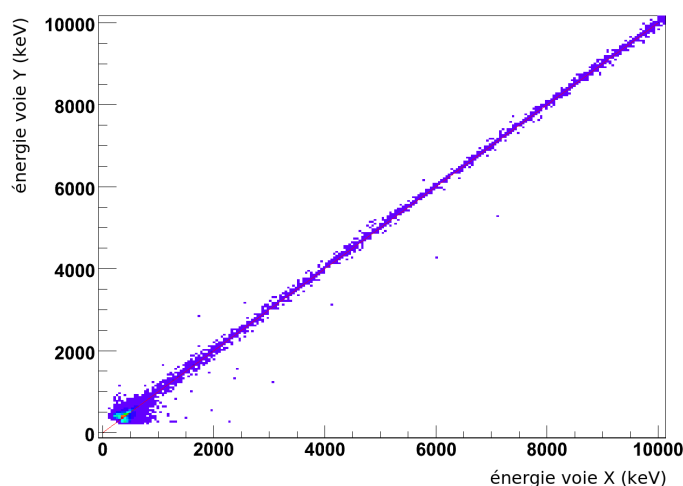


FIG. 2.36: L'énergie calibrée mesurée par la piste Y est tracée en fonction de l'énergie calibrée mesurée par la piste X. Les points obtenus s'alignent sur la bissectrice de la matrice.

Télescope	multiplicité 1X et 1Y	multiplicité 2X et 1Y	multiplicité 1X et 2Y	multiplicité 2X et 2Y	autre multiplicité
MM1	80.5%	9.9%	7.5%	0%	2%
MM2	82.2%	9.1%	7.8%	0.6%	0.2%
MM3	87.1%	6.6%	5.4%	0%	0.8%
MM4	86.2%	9.9%	2.8%	0.7%	0.3%

TAB. 2.7: Tableau récapitulant les différents types de multiplicité pour chacun des télescopes dans le cas d'une particule en coïncidence avec un ^{19}O dans le spectromètre VAMOS.

de recul dans le référentiel du laboratoire, on calcule l'épaisseur de cible traversée. La perte d'énergie est alors déduite grâce aux tables fournies par le logiciel SRIM [Sri98]. La figure 2.37 présente le résultat de cette correction. Les lignes cinématiques de la réaction $^{20}\text{O}(d,t)^{19}\text{O}$ vers les états de l' ^{19}O sont tracées avec et sans le calcul de perte d'énergie dans la cible et la couche d'aluminium. Avec la correction, l'allure de la ligne cinématique expérimentale se rapproche de celle de la ligne théorique.

2.7.6 Calibration en temps du silicium à pistes de MUST2

Chacune des pistes de MUST2 est aussi codée en temps. Lors des deux expériences (faisceau ^{20}O et ^{26}Ne), c'est le temps entre le détecteur de faisceau (BTD) et le silicium à pistes de MUST2 qui était mesuré. Une calibration de chacune des pistes est nécessaire afin de les aligner correctement en temps. Un générateur externe d'impulsion de type Time Calibrator a été utilisé pour cette calibration. Il délivre une impulsion start associée à une impulsion stop dont la différence de temps avec le start est choisie de façon aléatoire parmi 15 intervalles de temps dont les durées diffèrent de 40 nanosecondes. La figure 2.38 présente le signal en canal en fonction du numéro de piste pour les 128 voies X du télescope 1. On distingue les 15 pics codés sur les canaux 8192 à 0. Après mesure de la position des 15 pics, un ajustement à l'aide d'un

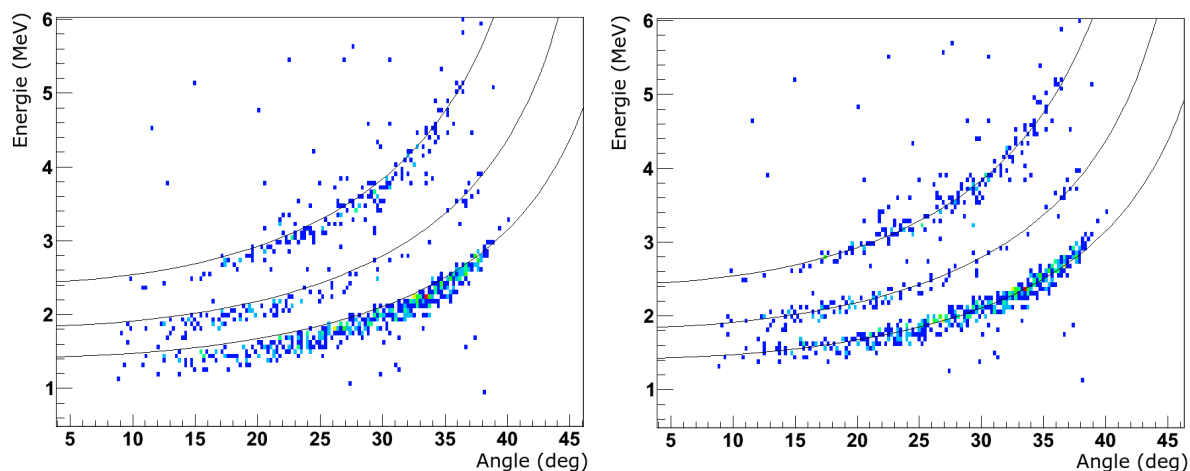


FIG. 2.37: L'énergie des tritons est tracée en fonction de l'angle de recul. On observe trois lignes cinématiques de la réaction $^{20}\text{O}(\text{d},\text{t})^{19}\text{O}$. La ligne de plus basse énergie représente l'état fondamental de ^{19}O . La figure de gauche est tracée sans prendre en compte la perte d'énergie des tritons dans la cible et la couche d'aluminium des détecteurs. La figure de droite prend en compte ces corrections. Les lignes cinématiques s'ajustent alors avec les lignes théoriques.

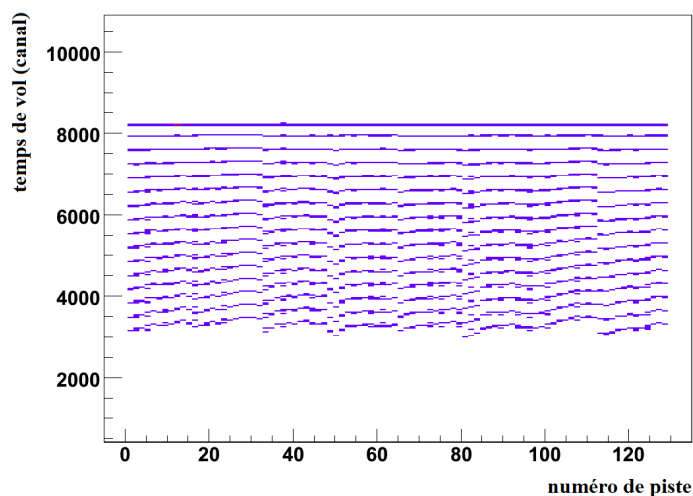


FIG. 2.38: La valeur du temps en canal est tracée en fonction du numéro de piste. On observe pour chaque piste les pics délivrés par le générateur interne d'impulsion.

polynôme du second degré permet d'obtenir la fonction de calibration pour chaque piste X et Y des quatre télescopes.

2.7.7 Identification des particules par le temps de vol

Le temps de vol permet d'identifier les noyaux légers qui s'arrêtent dans le premier étage de MUST2. En effet, la mesure de l'énergie de la particule et de son temps de vol permet de distinguer les différentes masses. La figure 2.39 présente la matrice énergie-temps obtenue pour l'ensemble des particules détectées par MUST2 pendant la prise de données avec le faisceau

d' ^{20}O . On distingue clairement les protons, les deutons, les noyaux constitués de trois nucléons (tritons ou ^3He) ainsi que les α . On observe aussi un rebroussement à l'énergie pour laquelle les particules traversent les $300\ \mu\text{m}$ de silicium. Sur la figure 2.39, une anticoincidence sur les CsI limite le rebroussement. Dans le cas des noyaux à trois nucléons, seuls les tritons semblent être présents. La ligne des masses 3 s'arrête en effet à 9 MeV, énergie de rebroussement des tritons alors que les ^3He ne traversent le premier étage qu'à partir de 21 MeV.

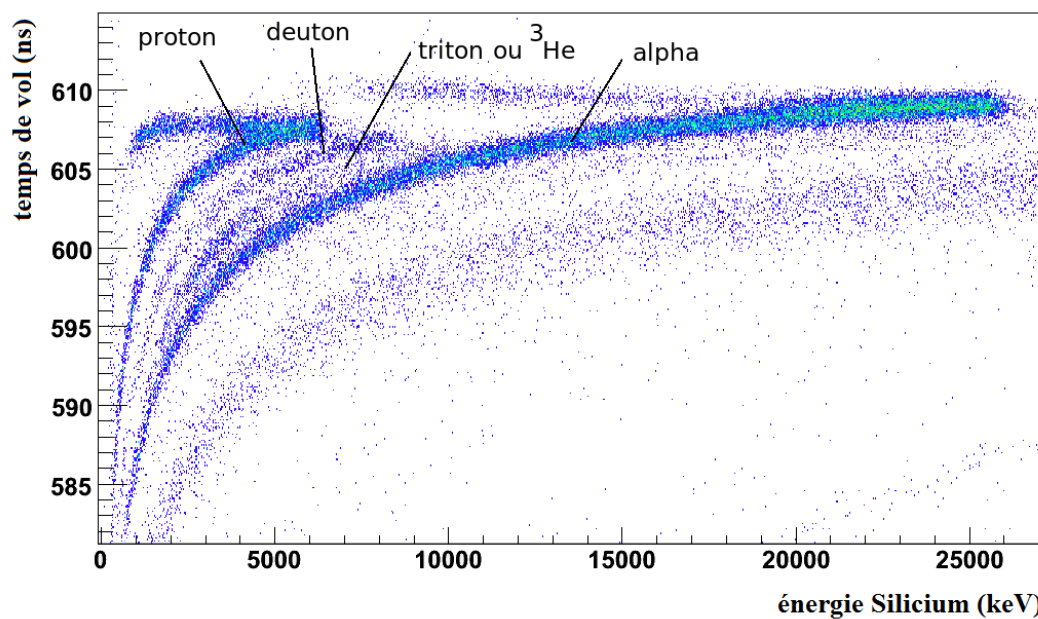


FIG. 2.39: L'énergie détectée dans le silicium à pistes est tracée en fonction du temps de vol. On distingue ainsi les différentes masses des noyaux légers.

Résolution en temps

Une mesure de la résolution en temps a été faite pour deux valeurs différentes de l'énergie des protons. On réalise une projection du spectre en temps pour des protons d'énergies 1.7 MeV et 3.3 MeV contenus dans un intervalle de largeur 100 keV et on calcule la largeur à mi-hauteur de la distribution obtenue. La résolution en temps des protons de 1.7 MeV vaut 1.64 ns et celle des protons de 3.3 MeV vaut 1.20 ns. Ces valeurs sont plus grandes que la résolution intrinsèque du détecteur MUST2 car elle comprend aussi la mesure du temps du BTM. En estimant la résolution du détecteur de faisceau à 1 ns pour un faisceau de 10 A.MeV ([Ott99]), on obtient une résolution intrinsèque de MUST2 valant 1.30 ns pour les protons de 1.7 MeV et 0.66 ns pour les protons de 3.3 MeV.

2.7.8 Calibration des cristaux de CsI

Nous présentons d'abord dans cette partie les raisons pour lesquelles une calibration des cristaux de CsI est nécessaire avant de détailler la méthode de calibration. Les tritons créés par la réaction (d,t) avec les faisceaux d' ^{20}O et de ^{26}Ne ont essentiellement une énergie inférieure à 9 MeV et sont donc stoppés dans le silicium à pistes. Les tritons ont une énergie supérieure à 9 MeV que pour les grands angles centre de masse pour lesquels la section efficace est très faible. La calibration des CsI n'est donc pas nécessaire pour la réaction (d,t). Lors du dépouillement des deux expériences, une ligne cinématique inattendue est apparue. Il s'agit en fait de deutons en coïncidence avec des ^{19}O (^{25}Ne) dans VAMOS produit par la réaction (p,d) sur l' ^{20}O (^{26}Ne). Les deux cibles utilisées lors des deux expériences étaient contaminées par des protons. L'étude de la réaction $^{26}\text{Ne}(p,d)$ s'est avérée par la suite nécessaire car les tritons de la réaction $^{26}\text{Ne}(d,t)$ vers le fondamental du ^{25}Ne ont une énergie trop faible, proche du seuil de détection du silicium à pistes. Ainsi, seule la réaction (p,d) nous permet d'étudier l'état fondamental du ^{25}Ne . Les deutons produits par la réaction (p,d) ont, en partie, une énergie supérieure à 8 MeV et traversent donc le premier étage de MUST2. Une calibration des CsI est donc nécessaire pour les deutons de cette réaction. La figure 2.40 présente les lignes cinématiques des réactions (d,t) et (p,d) sur un même tracé pour les faisceaux d' ^{20}O et de ^{26}Ne .

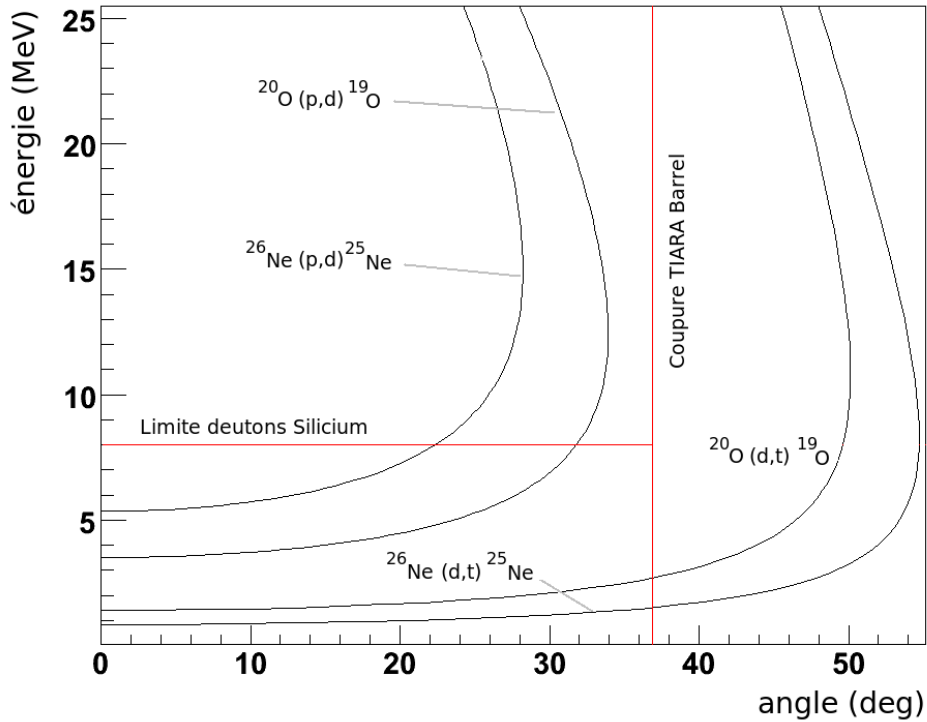


FIG. 2.40: Tracé des lignes cinématiques des réactions (d,t) et (p,d) sur les faisceaux d' ^{20}O et de ^{26}Ne .

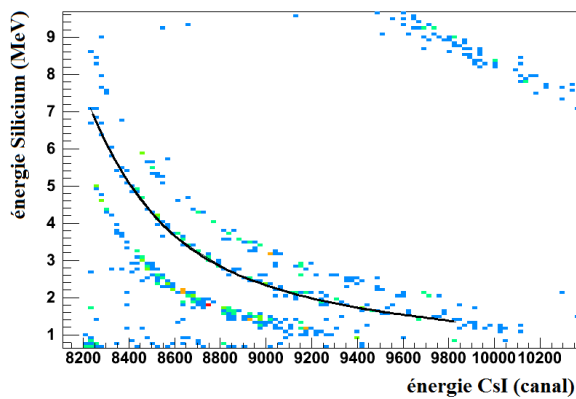


FIG. 2.41: L'énergie calibrée dans le silicium à pistes est tracée en fonction de l'énergie non calibrée collectée dans le CsI. La ligne formée par les deutons fait l'objet d'un ajustement.

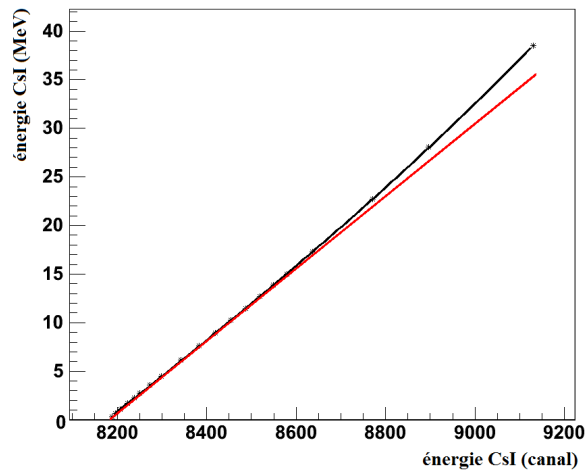


FIG. 2.42: La fonction de calibration d'un cristal de CsI est tracée. On observe un écart au comportement linéaire à plus haute énergie.

Une particule qui s'arrête dans un cristal de CsI produit de la lumière qui est collectée par une photodiode collée au dos du cristal. La forme temporelle de la lumière produite est différente pour chaque noyau. Enfin, cette lumière tend à être absorbée par le cristal à haute énergie ; ce phénomène appelé quenching fait dévier le signal d'un comportement linéaire. Dans notre cas, seule une calibration pour les deutons a été réalisée et les problèmes de calibration à haute énergie n'ont pas été abordés car les deutons issus de la réaction (p,d) ne déposent pas plus de 15 MeV dans les CsI. Les deutons de plus haute énergie sont produits avec un angle centre de masse élevé et une section efficace très faible.

Les cristaux de CsI ont été calibrés grâce à l'information de perte d'énergie dans le silicium à pistes. Elle permet en effet de déduire l'énergie restante qui est déposée dans le CsI. Une matrice représentant l'énergie calibrée déposée dans le silicium en fonction de l'énergie non calibrée déposée dans le cristal de CsI est tracé pour chacun des 64 cristaux. La figure 2.41 montre l'une de ces matrices pour un cristal du télescope 1. Ce graphique permet d'identifier les différents noyaux légers. C'est la deuxième méthode d'identification, elle ne peut évidemment être utilisée que si la particule traverse le silicium à pistes. En effet, chaque noyau laisse une trace différente sur ce graphique conformément à la formule de Bethe et Bloch. Aux énergies qui nous intéressent, la perte d'énergie ΔE d'une particule dans un matériau dépend de son énergie E , de sa charge Z et de sa masse A selon la formule : $\Delta E \sim AZ^2/E$.

Chacun des 64 CsI a été calibré selon la procédure suivante. Un ajustement est réalisé sur les points de la matrice ΔE - E représentant les deutons. La fonction utilisée est :

$\Delta E_{Piste} = A + B/(E_{CsI}-C)$ avec A , B et C les paramètres d'ajustement. Un calcul de perte

d'énergie est ensuite réalisé à l'aide du logiciel LISE++ [Lis04] pour 20 énergies différentes de deutons traversant les $300\ \mu\text{m}$ du silicium à pistes. Connaissant la perte d'énergie ΔE_{Piste} dans le silicium, on déduit l'énergie E_{CsI} en canal grâce à la fonction précédemment décrite. On effectue pour cela une recherche de l'antécédent de la fonction pour chacune des 20 valeurs de perte d'énergie dans le silicium. Les 20 points représentant une énergie dans les CsI en canal et en MeV sont alors ajustés par un polynôme du troisième degré. La figure 2.42 montre la fonction de calibration d'un cristal de CsI du télescope 1. On observe un écart au comportement linéaire à plus haute énergie. Une partie de la lumière produite par la particule dans le cristal est absorbée. La figure 2.43 présente le résultat de la calibration pour l'ensemble de la statistique de l'expérience avec le faisceau de ^{26}Ne . La perte d'énergie dans le silicium est tracée en fonction de l'énergie déposée dans le cristal de CsI.

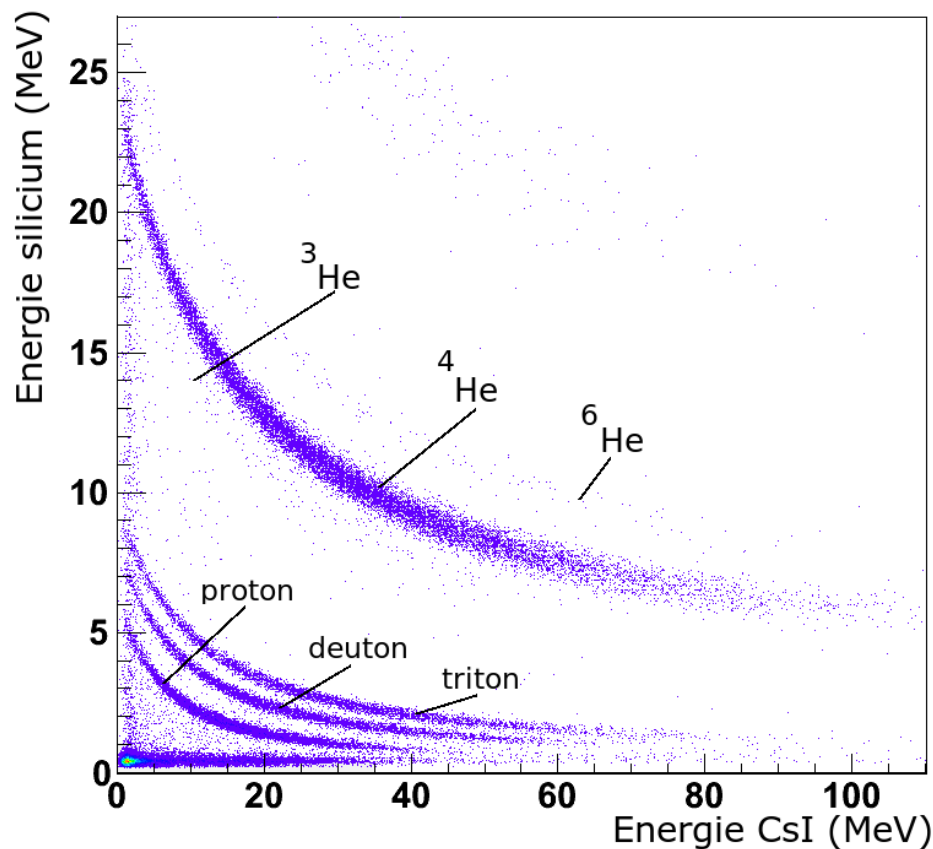


FIG. 2.43: L'énergie déposée dans le silicium à pistes est tracée en fonction de l'énergie déposée dans le cristal de CsI pour l'ensemble de la statistique de l'expérience avec le faisceau de ^{26}Ne . Chaque particule se place dans une région différente qui permet son identification.

2.7.9 Ajustement des lignes cinématiques et amélioration des spectres en énergie d'excitation

L'énergie d'excitation du fragment lourd est reconstruite à partir de l'énergie et l'angle de la particule légère de recul, une mesure précise de ces deux grandeurs est donc essentielle. Ce paragraphe détaille les ajustements réalisés sur la mesure de l'angle ainsi que les améliorations apportées aux spectres en énergie d'excitation.

Lors du travail de dépouillement, une erreur sur la position de la cible a été identifiée grâce à l'étude des lignes cinématiques. Elle est particulièrement visible dans le cas de l'expérience avec le faisceau de ^{26}Ne sur la matrice énergie-angle de MUST2 des deutons en coïncidence avec un ^{25}Ne . L'angle de recul maximal des deutons de la réaction $^{26}\text{Ne}(p,d)^{25}\text{Ne}$ ne correspond pas à l'angle théorique. Seule l'hypothèse d'un décalage de la cible de 4.5 mm vers MUST2 permet de superposer les points expérimentaux sur les lignes cinématiques théoriques. L'angle associé à chaque pixel de MUST2 a donc été recalculé afin de tenir compte de la nouvelle position de la cible. La figure 2.44 présente les deux matrices énergie-angle obtenues avant et après la correction de position de la cible. Les cibles étaient portées par un bras motorisé, permettant ainsi de changer de cible à chaque instant de l'expérience. Le décalage observé provient certainement de variations sur la position de ce bras.

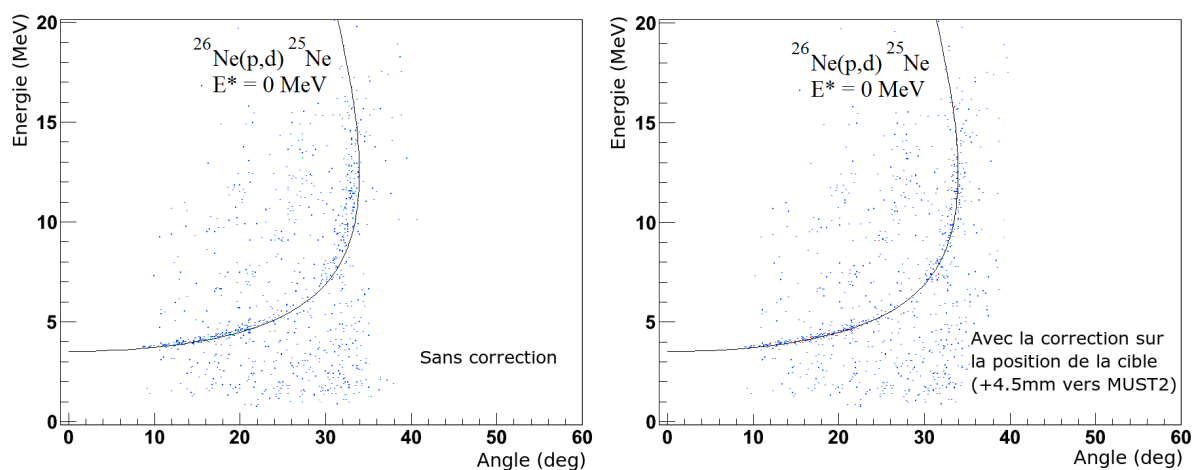


FIG. 2.44: Les deux matrices énergie-angle sont obtenues à l'aide d'un double contour sur les deutons détectés dans MUST2 et les ^{25}Ne dans VAMOS. On observe la ligne cinématique de la réaction $^{26}\text{Ne}(p,d)^{25}\text{Ne}$ vers l'état fondamental du ^{25}Ne . La figure de gauche est obtenue sans correction sur la position de la cible alors que celle de droite est obtenue en supposant un décalage de la cible de 4.5 mm vers MUST2 par rapport aux mesures faites par le géomètre. Les points expérimentaux se superposent alors à la ligne cinématique théorique $^{26}\text{Ne}(p,d)$.

Lors de la campagne d'expériences, un seul détecteur de faisceau a été utilisé pour les

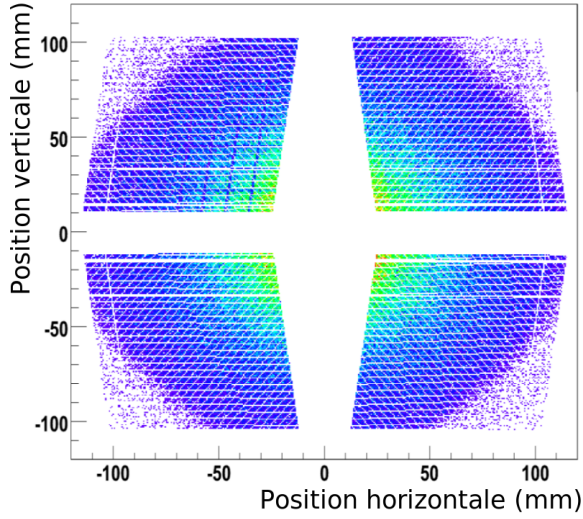


FIG. 2.45: Matrice des impacts sur MUST2 des particules diffusées par la cible obtenue lors de l'expérience avec le faisceau d' ^{20}O .

mesures de temps de vol (voir à la fin du chapitre : "Le détecteur de faisceau BTD"). Le point d'impact et l'angle d'incidence d'un noyau du faisceau sur la cible ne sont donc pas connus, générant ainsi une incertitude sur l'angle de recul de la particule légère. Il est cependant possible d'améliorer la mesure de l'angle de recul en calculant la position moyenne d'impact des noyaux du faisceau sur la cible. Pour cela, on trace la matrice des impacts sur MUST2 des particules diffusées par la cible. Cette matrice est présentée sur la figure 2.45 dans le cas de l'expérience avec le faisceau d' ^{20}O . La position (X,Y) de chaque événement de multiplicité (1,1) est tracée sur la figure. La position moyenne d'impact du faisceau sur la cible est alors déduite grâce au barycentre de l'ensemble de ces points. L'angle associé à chaque pixel de MUST2 est alors recalculé en tenant compte de cette nouvelle origine.

L'analyse des spectres en énergie d'excitation de chaque télescope MUST2 permet de mesurer l'efficacité de la correction. Ces spectres sont tracés pour la réaction $^{20}\text{O}(d,t)^{19}\text{O}$ sur la figure 2.46. La position du premier pic, correspondant à l'état fondamental de l' ^{19}O (voir chapitre 3), est différente sur chaque télescope. La correction de position d'impact du faisceau sur la cible permet d'améliorer l'alignement des pics autour de 0 MeV. La figure 2.47 est un graphique présentant le résultat de la correction. Les points circulaires, indiquant la position du premier pic de chaque module après la correction, sont davantage alignés autour de 0 MeV que les points carrés (position avant la correction). La valeur de la position du premier pic du télescope 4 reste malgré tout décalée par rapport aux autres télescopes. Lors de la mesure des résolutions en énergie d'excitation et afin d'obtenir une résolution optimale sur le spectre cumulant la statistique des quatre télescopes, une ultime correction a consisté à aligner les premiers pics de chaque module de MUST2 à la même valeur.

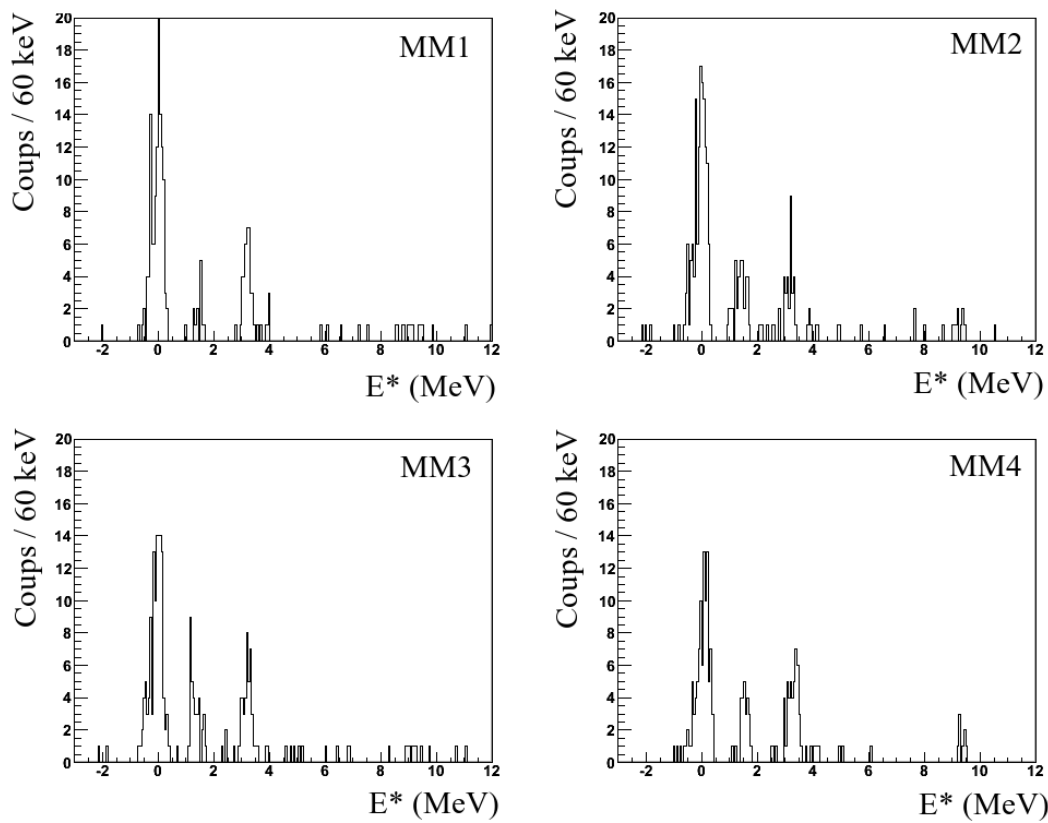


FIG. 2.46: Spectres en énergie d'excitation de l' ^{19}O reconstruits pour chaque module de MUST2 à partir des tritons détectés par MUST2 en coïncidence avec un ^{19}O identifié dans VAMOS.

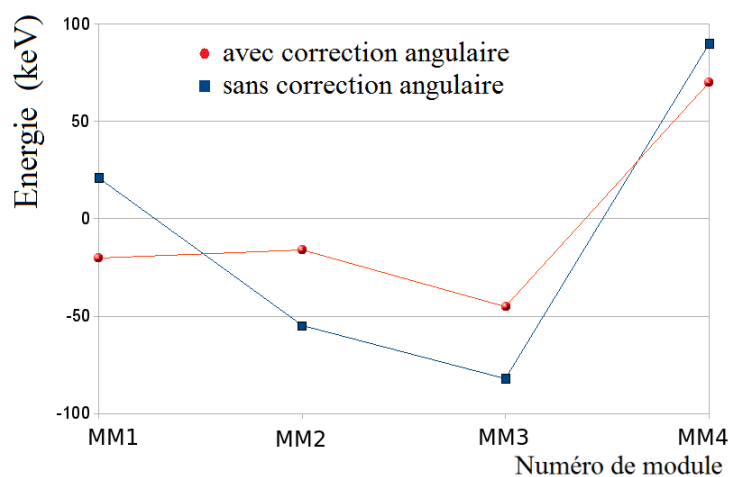


FIG. 2.47: Graphique présentant le résultat de la correction de position d'impact du faisceau sur la cible. Pour chaque module, les points carrés indiquent la position en keV du premier pic en énergie d'excitation avant la correction. Les points circulaires repèrent les positions après la correction. Ces derniers sont davantage alignés autour de 0 MeV, validant ainsi la correction.

2.8 Le détecteur de noyaux légers de recul TIARA

Géométrie du détecteur

TIARA est un détecteur de particules de recul, il est divisé en deux modules de couvertures angulaires complémentaires [Cat03, Cat04]. La figure 2.48 présente une photo du module appelé "Barrel" à gauche et une photo du module appelé "Hyball" à droite.

Le module Barrel est un cylindre de section octogonale qui entoure la cible placée en son centre. Son diamètre vaut 75 mm de telle sorte qu'EXOGAM puisse être placé à 5 cm seulement du centre de la cible. Ce module est lui même divisé en deux Barrels (interne et externe), qui sont tous les deux des détecteurs silicium.

Le Barrel interne est formé de huit détecteurs en silicium de $400\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur qui forment un octogone. La zone active de chaque détecteur silicium fait 22.5 mm de largeur et 94.8 mm de longueur et est subdivisé en 4 pistes résistives dont les longueurs sont alignées avec l'axe du faisceau. La collection des charges aux deux extrémités de la piste permet de reconstruire la position d'impact de la particule et l'énergie déposée.

Le Barrel externe a une géométrie similaire. Les huit détecteurs silicium sont plus épais ($700\text{ }\mu\text{m}$), ils ont la même longueur (94.8 mm) mais sont plus larges (27.9 mm). Chaque détecteur est aussi subdivisé en 4 pistes mais celles-ci sont non résistives car elles sont uniquement chargées de mesurer l'énergie déposée. Les particules traversant le premier étage et s'arrêtant dans le Barrel externe peuvent donc être identifiées par des matrices E- Δ E. Le Barrel externe était utilisé pour la première fois lors de la campagne d'expériences et de nombreuses pistes se sont révélées être défectueuses. Les données de ce détecteur n'ont donc pas été utilisées lors du dépouillement.

Le Barrel a une large couverture angulaire qui va de $\Theta = 37^\circ$ aux angles avant jusqu'à 143° à l'arrière. L'efficacité géométrique de détection a été calculée grâce à la simulation GEANT4. Elle est constante et vaut 86% sur l'espace de couverture angulaire du détecteur. Les supports chargés de soutenir les pistes en silicium sont responsables de cette perte d'efficacité. L'efficacité dépend aussi de l'énergie mesurée car lors de l'expérience, le seuil en énergie de certaines pistes a été relevé jusqu'à 5 MeV afin de prévenir un déclenchement intempestif.

Le deuxième module est un détecteur annulaire silicium appelé Hyball. Il est divisé en six secteurs. Chaque secteur possède 16 pistes de mesure de l'angle Θ de recul sur la face avant et 8 pistes de mesure de l'angle ϕ sur la face arrière. L'épaisseur de ce détecteur annulaire vaut $500\text{ }\mu\text{m}$ et il couvre l'espace angulaire arrière de 143° à 169° .

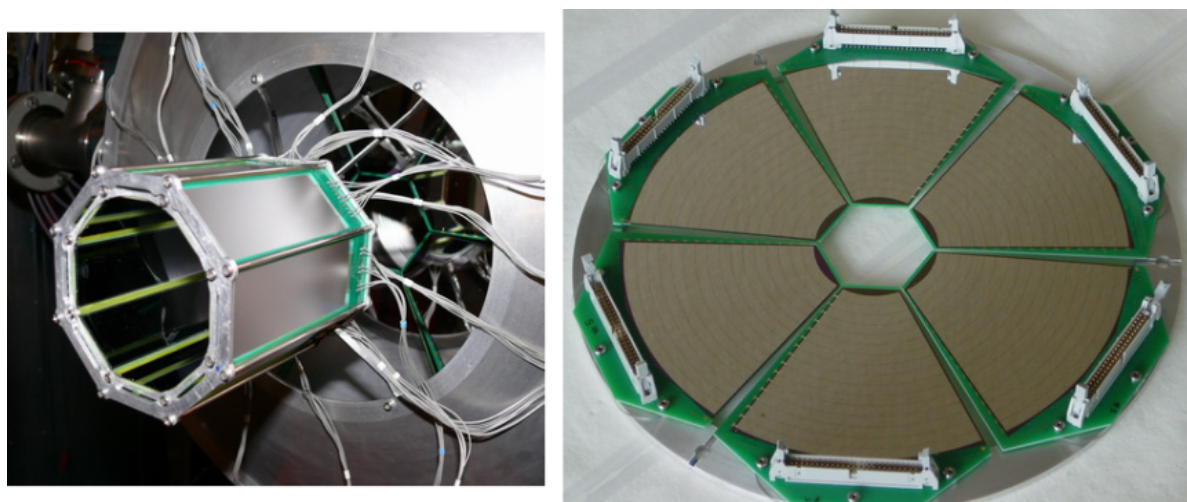


FIG. 2.48: L'image de gauche est une photo du module Barrel de TIARA et celle de droite est une photo du module Hyball.

Calibration du Barrel

Le détecteur TIARA a été calibré en énergie et en position par Beatriz Fernández-Domínguez, Simon Brown et Jeffry Thomas. Les méthodes de calibration du détecteur seront présentées dans la future thèse à paraître de Simon Brown de l'université de Surrey en Angleterre. La calibration en énergie et en position du détecteur utilise la source émettrice d' α présentée pour MUST2 mais aussi les données obtenues grâce au générateur d'impulsion ainsi que la position des piédestaux. Le rapport de l'énergie collectée aux extrémités de chaque piste permet de reconstruire la position d'interaction. La somme de l'énergie collectée aux deux extrémités est alors corrigée de cette position afin de pallier le déficit d'énergie observé pour les particules frappant le centre du Barrel. La figure 2.49 présente l'énergie mesurée en fonction de la position le long du Barrel sans cette correction (figure de gauche) et avec cette correction (figure de droite). Sans correction, l'énergie des particules α dépend de la position d'interaction le long du Barrel. Le terme correctif de position sur l'énergie permet d'éliminer ce phénomène. Afin de déterminer la résolution en énergie du détecteur, les pics obtenus lors de la calibration avec la source α ont été ajustés par des gaussiennes. La largeur à mi-hauteur des pics vaut 135 keV (figure 2.50).

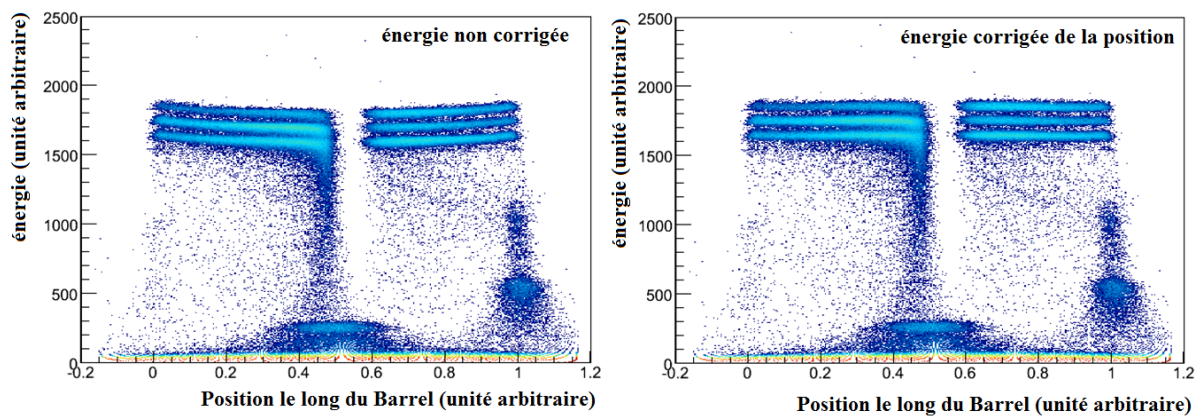


FIG. 2.49: L'énergie mesurée lors de la prise de données avec la source de calibration est tracée en fonction de la position le long du Barrel. La figure de gauche est obtenue sans correction de la position sur l'énergie. La figure de droite est obtenue avec la correction de la position sur l'énergie.

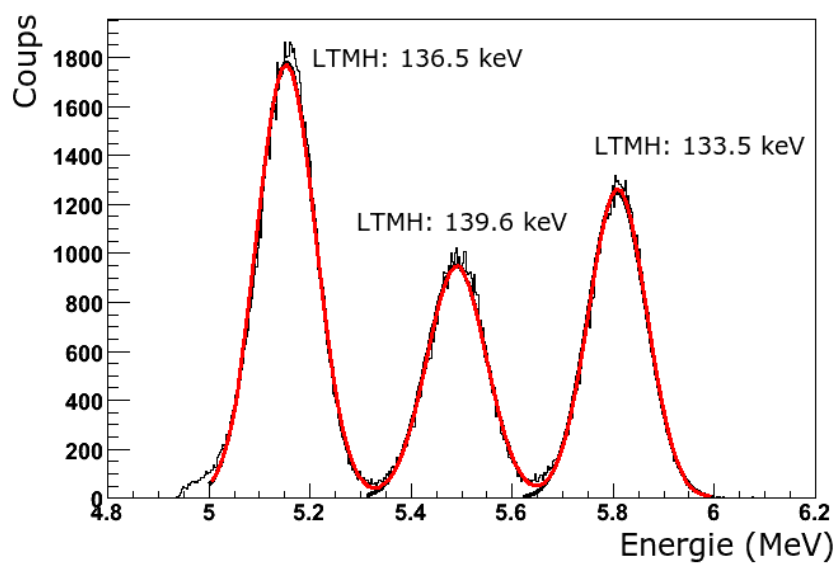


FIG. 2.50: Les pics obtenus lors de la calibration avec la source α sont ajustés par des gaussiennes afin de déterminer la résolution en énergie du détecteur TIARA.

2.9 Le détecteur de faisceau BTM

Le BTM (Beam Tracking Detector) est un détecteur de faisceau de type chambre à fils, chargé de donner la position et le temps de passage des particules qui le traversent. L'utilisation de deux détecteurs permet donc de connaître le point d'impact sur la cible et l'angle d'incidence de chaque noyau du faisceau. Les BTM améliorent ainsi la reconstruction de l'angle de diffusion de la particule légère de recul et donc la résolution en énergie d'excitation reconstruite du fragment lourd. Ils sont très utiles lors d'expériences où le faisceau secondaire est produit par fragmentation en vol d'un faisceau primaire sur une cible. Ces faisceaux ont une grande émittance et la tache du faisceau sur la cible peut être très large. Les faisceaux SPIRAL ont une faible émittance comparés aux faisceaux de fragmentation. La tache du faisceau sur la cible a été estimée grâce à l'étalement vertical et horizontal du faisceau mesuré dans les chambres à dérive de VAMOS lors d'un enregistrement de données sans cible. Lors de l'expérience, la tache mesurée sur la cible n'excédait pas 5 mm LTMH. L'utilisation de deux BTM pour reconstruire la trajectoire des noyaux incidents aurait permis d'améliorer la résolution des spectres en énergie d'excitation mais ce choix a été écarté afin de ne pas compliquer le travail de dépouillement de l'expérience. Un seul BTM, positionné 489 mm en amont de la cible, a cependant été utilisé pour la mesure du temps de vol. La résolution en temps d'un BTM (~ 1 ns) est en effet meilleure que celle de la haute fréquence (HF) du cyclotron CIME (~ 5 ns). Cette résolution a été estimée à partir des résultats observés sur le détecteur CATS (Chambres à Trajectoires de Saclay), dont le BTM est le successeur [Ott99, Ott98]. L'évaluation de la résolution en temps de ce nouveau détecteur reste à faire. La mesure précise du temps de vol entre le BTM et les pistes de MUST2 a notamment permis d'identifier clairement les masses des particules de recul qui s'arrêtaient dans le premier étage du détecteur.

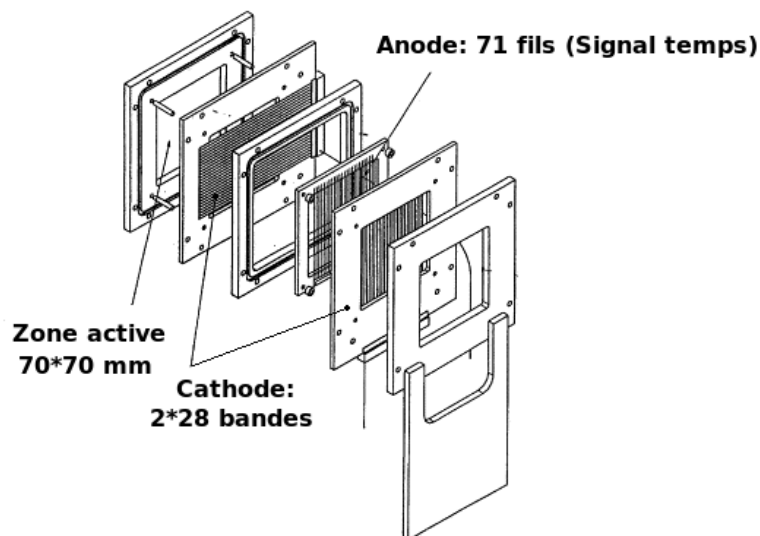


FIG. 2.51: Schéma présentant les différentes parties du détecteur BTM.

La figure 2.51 est un schéma présentant les différentes parties du détecteur BTM. L'anode, au centre du détecteur, est constituée d'un plan de fils de pas 1 mm. Deux feuilles de mylar, sur lesquelles ont été déposées 28 bandes conductrices en or, forment les deux plans de cathode du détecteur. Ces deux plans sont placés de part et d'autre de celui des fils d'anode et ferment le détecteur qui est rempli par un gaz d'isobutane à 10 mbar. Les bandes sont déposées verticalement sur un plan et horizontalement sur l'autre afin d'avoir une mesure complète de la position.

Le gaz contenu dans le BTM est ionisé par le passage d'un noyau du faisceau. Les électrons migrent vers les fils d'anode en provoquant une avalanche, ce signal est utilisé pour la mesure du temps de passage. La charge induite par le mouvement des ions positifs est recueillie par les bandes. Les positions X et Y sont alors déterminées grâce à la mesure des charges collectées sur chaque bande.

Le BTM est peu différent du détecteur CATS. Il a un écart de $2 * 1.6$ mm entre les plans de cathode tandis que le CATS a un écart de $2 * 3.2$ mm. Le dépôt d'énergie est donc deux fois plus faible mais est compensé par une tension un peu plus haute qui améliore le gain. L'électronique est la même pour ce qui est du plan de fils central. Celle des bandes est un peu différente mais n'a pas été utilisée lors de notre expérience. La différence tient à l'existence d'un signal logique par piste, en plus du signal analogique, qui est envoyé au codeur GANIL et indique si la piste a été touchée. Cela réduit le nombre de pistes lues et augmente le taux d'acquisition.

Chapitre 3

Etude de l' ^{19}O via la réaction (d,t)

Une première partie présente l'ensemble des fragments identifiés par le spectromètre VAMOS lors de l'expérience avec le faisceau d' ^{20}O . Le chapitre se consacre ensuite à l'étude de la réaction $^{20}\text{O}(\text{d},\text{t})^{19}\text{O}$. Le spectre en énergie d'excitation de l' ^{19}O , les coïncidences γ - particule et les distributions angulaires sont présentés et discutés.

3.1 Noyaux identifiés par VAMOS

Les noyaux identifiés par VAMOS sont présentés sur la figure 3.1 (*cf.* chapitre 2).

- Le noyau ^{20}O provient directement du faisceau, l'acceptance de VAMOS était centrée sur une valeur proche de son $B\rho$.
- Le noyau ^{15}N provient lui aussi du faisceau. L'état de charge majoritaire $7+$ n'entraîne pas dans l'acceptance du spectromètre. Seuls les noyaux d' ^{15}N d'état de charge $6+$, qui n'ont pas été totalement ionisés par la traversée du BTD et de la cible, sont détectés par VAMOS.
- Le noyau ^{21}O provient de la réaction (d,p) sur l' ^{20}O . La figure 3.2 présente la matrice énergie-angle des particules détectées par TIARA en coïncidence avec un ^{21}O dans VAMOS. On distingue les lignes cinématiques de cette réaction vers l'état fondamental et les états excités de l' ^{21}O . Beatriz Fernández-Domínguez est chargée de l'analyse de cette réaction.
- Le noyau ^{14}C provient de la réaction (d, ^3He) sur l' ^{15}N . La figure 3.3 présente la matrice énergie-angle des particules détectées par MUST2 en coïncidence avec un ^{14}C identifié dans VAMOS. La ligne cinématique théorique de l'état fondamental du ^{14}C se superpose avec les points expérimentaux.
- Le noyau ^{18}O est créé par les réactions $^{20}\text{O}(\text{p},\text{t})$ et $^{20}\text{O}(\text{d},\text{t})$ produisant un ^{19}O excité au-dessus du seuil neutron ($S_n = 3957$ keV). La faible statistique ne permet aucune étude.
- Les noyaux ^{16}N , ^{17}N et ^{12}B sont en coïncidence avec des particules α . Aucune ligne cinématique est visible dans MUST2 et TIARA.

- Le noyau ^{19}O est en coïncidence avec des tritons via la réaction (d,t) et des deutons via la réaction (p,d). L' ^{19}O est analysé dans toute la suite du chapitre.

- Le noyau ^{19}N produit par la réaction $^{20}\text{O}(d,^3\text{He})$ n'est pas identifié par VAMOS bien que son acceptance permettait de le détecter. La figure 3.4 confirme l'absence de cette réaction. La matrice énergie-angle obtenue avec MUST2 est tracée pour l'ensemble des particules de masse trois (triton et ^3He) arrêtées dans le silicium à pistes. On observe de nombreuses lignes cinématiques. Celles des réactions (d,t) sur l' ^{20}O ainsi que (d,t) et (d, ^3He) sur l' ^{15}N qui sont confondues. Mais on n'observe pas de ligne cinématique (d, ^3He) vers l' ^{19}N , noyau d'intérêt car de spectroscopie inconnue.

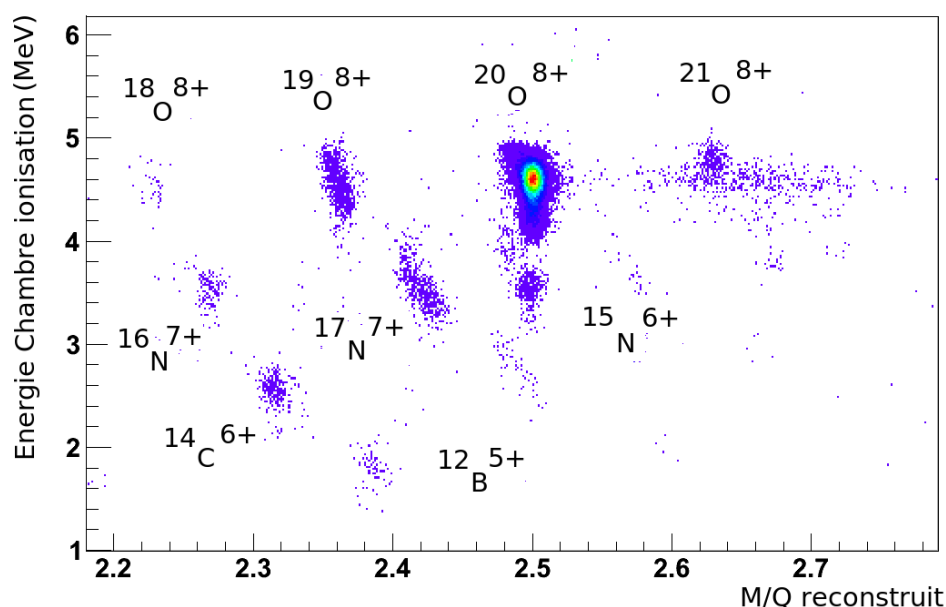


FIG. 3.1: La perte d'énergie dans la chambre à ionisation est tracée en fonction de la valeur M/Q reconstruite pour l'expérience avec le faisceau d' ^{20}O . Cette matrice d'identification des fragments lourds est ici conditionnée par la présence d'une particule légère dans TIARA ou MUST2. Des contours réalisés sur les signaux de VAMOS permettent d'éliminer le phénomène d'empilement dans la chambre à ionisation.

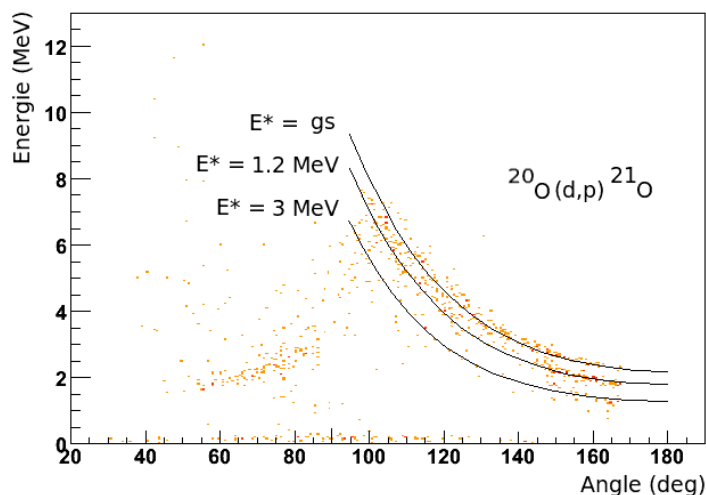


FIG. 3.2: La figure présente la matrice énergie-angle des particules détectées par TIARA en coïncidence avec un ^{21}O identifié dans VAMOS. Les lignes cinématiques théoriques (d,p) vers l'état fondamental et les états excités de l' ^{21}O se superposent avec les points expérimentaux.

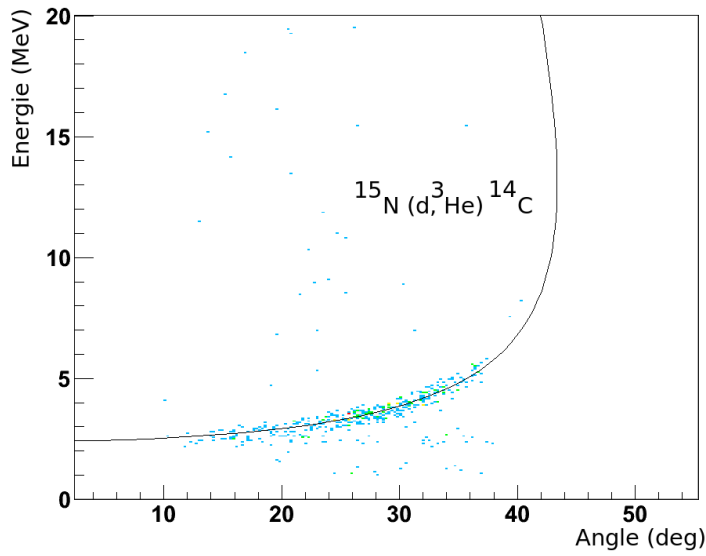


FIG. 3.3: La figure présente la matrice énergie-angle des particules détectées par MUST2 en coïncidence avec un ^{14}C identifié dans VAMOS. La ligne cinématique théorique (d, ^3He) vers l'état fondamental du ^{14}C se superpose avec les points expérimentaux.

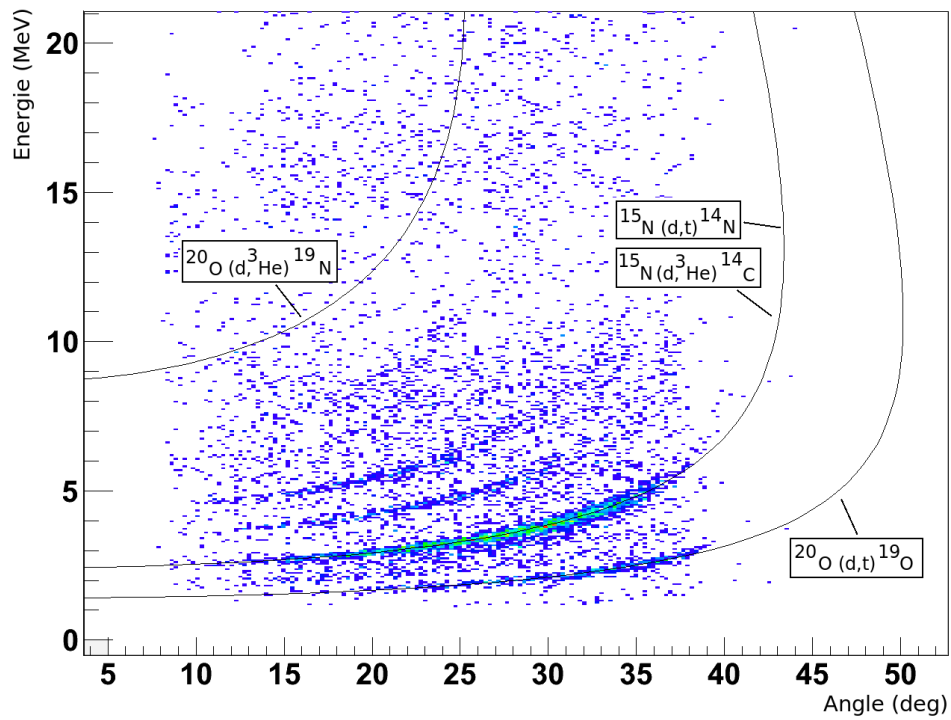


FIG. 3.4: La matrice énergie-angle obtenue par MUST2 est tracée pour l'ensemble des particules de masse trois (tritons et ^3He) arrêtées dans le silicium à pistes. On observe les lignes cinématiques des réactions (d,t) sur l' ^{20}O ainsi que (d,t) et (d, ^3He) sur l' ^{15}N qui sont confondues. Mais on n'observe pas de ligne cinématique $^{20}\text{O}(\text{d},^3\text{He})^{19}\text{N}$.

3.2 Identification des particules détectées par MUST2 en coïncidence avec un ^{19}O dans VAMOS

Une étude des noyaux légers de recul en coïncidence avec un ^{19}O identifié par VAMOS a été réalisée. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.1. VAMOS a détecté 3821 ^{19}O dont 1541 sont en coïncidence avec une particule détectée dans MUST2. La nature de ces particules a été déterminée grâce aux contours énergie-temps pour celles s'arrêtant dans le silicium à pistes et $\Delta E - E$ pour celles s'arrêtant dans les cristaux de CsI. Dans le tableau, un pourcentage est calculé pour chaque type de particule. La somme dépasse 100% car les contours énergie-temps ont été tracés en se recouvrant parfois. Une même particule peut donc être identifiée deux fois différemment.

Les noyaux d' ^{19}O sont majoritairement en coïncidence avec des tritons ou des ^3He . Une étude approfondie montre qu'aucune particule de masse trois n'est identifiée dans les CsI. L'ensemble des noyaux de masse trois s'arrête donc dans le silicium à pistes. Ces particules sont en fait des tritons produits par la réaction (d,t). La figure 3.5 est la matrice énergie-angle obtenue avec un contour sur les ^{19}O détectés par VAMOS et un contour E-T sur les particules de masse trois détectées par MUST2. Les lignes cinématiques de la réaction $^{20}\text{O}(\text{d},\text{t})$ vers le fondamental et deux états excités de l' ^{19}O se superposent aux points expérimentaux.

Les deutons identifiés par MUST2 sont produits par la réaction $^{20}\text{O}(\text{p},\text{d})$. La figure 3.6 présente la matrice énergie-angle obtenue avec un contour sur les ^{19}O détectés par VAMOS et un contour E-T ou $\Delta E - E$ sur les deutons détectés par MUST2. La ligne cinématique de la réaction $^{20}\text{O}(\text{p},\text{d})$ vers l'état fondamental de l' ^{19}O se superpose aux points expérimentaux.

Type de contour	%
Proton (contour E-T ou $\Delta E - E$)	14.6
Deuton (contour E-T ou $\Delta E - E$)	29.2
Triton ou ^3He (contour E-T ou $\Delta E - E$)	53.5
Alpha (contour E-T ou $\Delta E - E$)	5
Aucun contour	7.4
Total	109.7

TAB. 3.1: Tableau présentant les noyaux légers identifiés par MUST2 en coïncidence avec un ^{19}O détecté dans VAMOS.

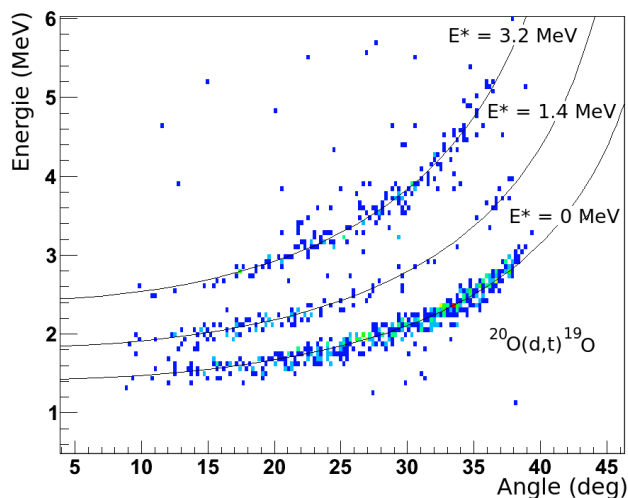


FIG. 3.5: Matrice énergie-angle obtenue avec un contour sur les ^{19}O détectés par VAMOS et un contour sur les noyaux de masse trois détectés par MUST2. Les lignes cinématiques des réactions $^{20}\text{O}(\text{d},\text{t})$ vers le fondamental et deux états excités de l' ^{19}O se superposent aux points expérimentaux.

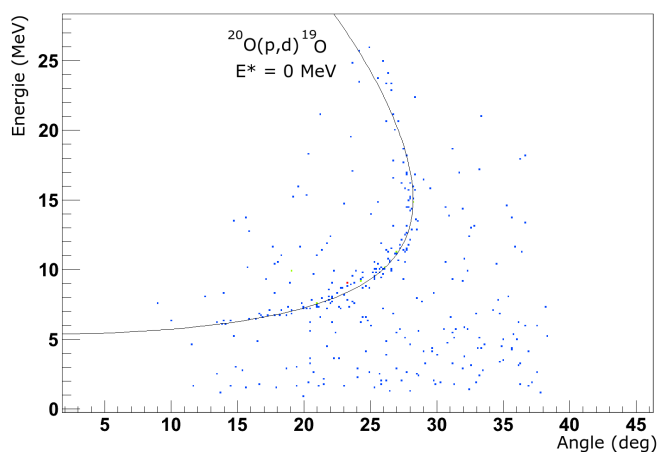


FIG. 3.6: Matrice énergie-angle obtenue avec un contour sur les ^{19}O détectés par VAMOS et un contour sur les deutons détectés par MUST2. La ligne cinématique de la réaction $^{20}\text{O}(\text{p},\text{d})$ vers l'état fondamental de l' ^{19}O se superpose aux points expérimentaux.

3.3 Spectres en énergie d'excitation de l' ^{19}O

3.3.1 Spectres en énergie d'excitation de MUST2

Plusieurs spectres différents peuvent être extraits selon les contours choisis. Le premier spectre présenté sur la figure 3.7 est obtenu à partir des événements de MUST2 en coïncidence avec un ^{19}O identifié dans VAMOS. Le spectre suivant (figure 3.8) est obtenu à partir du même contour sur les ^{19}O ajouté d'un autre contour énergie-temps sur les noyaux de masse trois détectés dans MUST2. Chaque événement est donc en coïncidence avec un ^{19}O dans VAMOS et un triton dans MUST2, sélectionnant ainsi la voie de réaction $^{20}\text{O}(\text{d},\text{t})^{19}\text{O}$. Le contour sur les tritons permet de supprimer le fond du premier spectre et d'éliminer les coups liés aux deutons produits par la réaction (p,d). Les deutons issus de cette réaction sont concentrés sur le premier spectre autour de $E^* = 9$ MeV. Le spectre de l' ^{19}O présente trois pics positionnés à 0, 1.4 et 3.2 MeV d'énergie d'excitation.

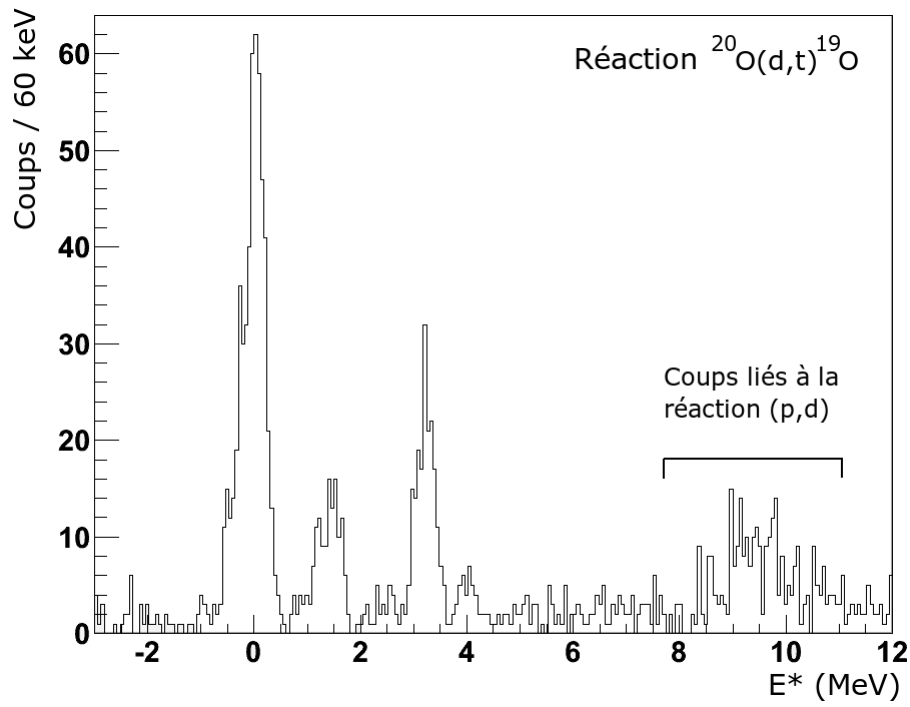


FIG. 3.7: Spectre en énergie d'excitation reconstruit à partir des particules détectées dans MUST2 en coïncidence avec un ^{19}O identifié dans VAMOS.

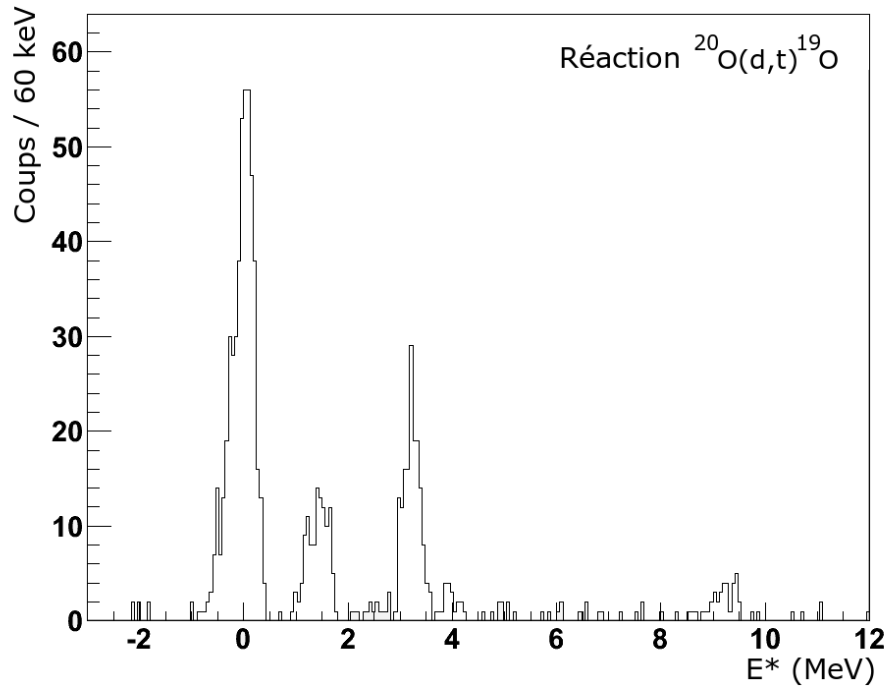


FIG. 3.8: Spectre en énergie d'excitation reconstruit à partir des noyaux légers de recul de masse trois détectés dans MUST2 en coïncidence avec un ^{19}O identifié dans VAMOS.

Spectre en énergie d'excitation obtenu sans identification du fragment lourd

Le TAC mesurant le temps entre le BTM et le signal HF a été utilisé pour identifier les noyaux d' ^{20}O incidents. Il permet d'extraire un spectre en énergie d'excitation de l' ^{19}O sans utiliser de contour dans VAMOS. Sur la figure 3.4, la matrice énergie-angle de MUST2 est tracée pour l'ensemble des particules de masse trois (triton et ^3He) arrêtées dans le silicium à pistes. On observe les lignes cinématiques des réactions (d,t) sur l' ^{20}O et l' ^{15}N et (d, ^3He) sur l' ^{15}N . Le spectre du TAC BTM-HF et le spectre en énergie d'excitation sont présentés respectivement sur les figures 3.9 et 3.10. Un contour sur le pic de l'état fondamental de l' ^{19}O du spectre en énergie d'excitation permet d'identifier la zone du spectre du TAC associé à l'arrivée d'un ^{20}O . Le spectre du TAC conditionné par ce dernier contour est présenté sur la figure 3.11. Les coups se concentrent dans la zone située entre le canal 50 et 2100. Une condition sur cet intervalle permet donc de sélectionner les événements issus de réactions sur des ^{20}O . On le vérifie sur la figure 3.12. Le contour sur le TAC permet d'obtenir un spectre en énergie d'excitation de l' ^{19}O similaire à ceux déjà présentés. Le nombre de coups contenu dans le pic de l'état fondamental de l' ^{19}O est comparé sur les spectres obtenus avec et sans coïncidence sur VAMOS. Le contour sur VAMOS engendre une baisse de 17% du nombre de coups. Une part importante de cette diminution peut être attribuée au phénomène d'empilement dans les chambres à dérive de VAMOS. La coïncidence de deux fragments empêche la reconstruction du rapport M/Q et 9% des événements de VAMOS sont concernés (*cf.* chapitre 2).

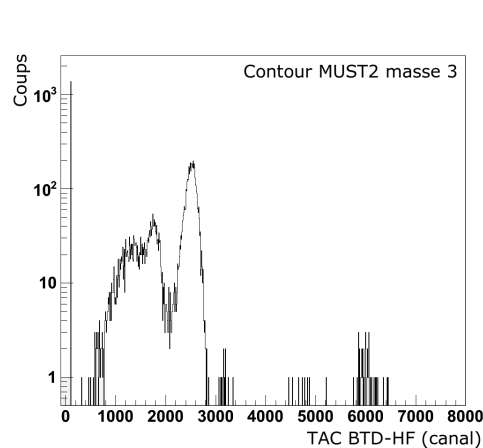


FIG. 3.9: Spectre du TAC mesurant le temps entre le BTM et la HF. Il est obtenu avec un contour sur les particules de masse trois détectées par MUST2.

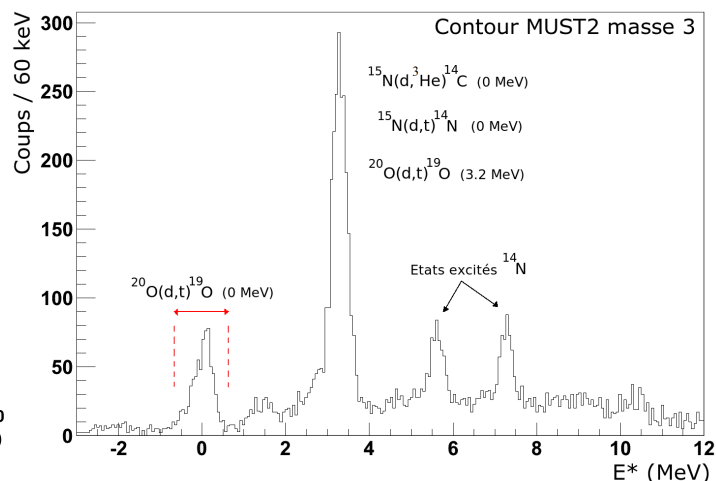


FIG. 3.10: Spectre en énergie d'excitation de la réaction $^{20}\text{O}(\text{d},\text{t})$ conditionné par un contour sur les particules de masse trois détectées par MUST2. Le pic de l'état fondamental de l' ^{19}O est visible. Le pic à 3.2 MeV résulte de la contribution de nombreuses réactions qui sont explicitées sur la figure.

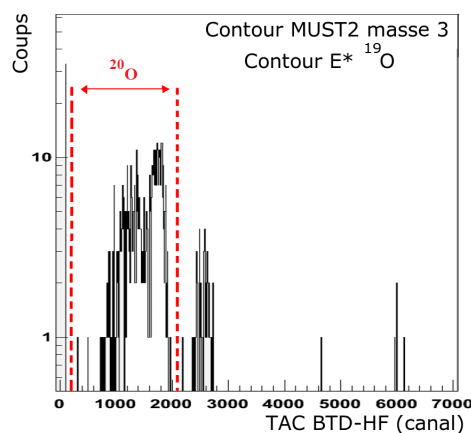


FIG. 3.11: Spectre du TAC BT-D-HF. Un contour sur les masses trois de MUST2 est réalisé ainsi qu'un contour sur le pic de l'état fondamental de l' ^{19}O du spectre de la figure 3.10. La zone en canal se situant entre les traits tiretés correspond au temps associé à l'arrivée d'un ^{20}O .

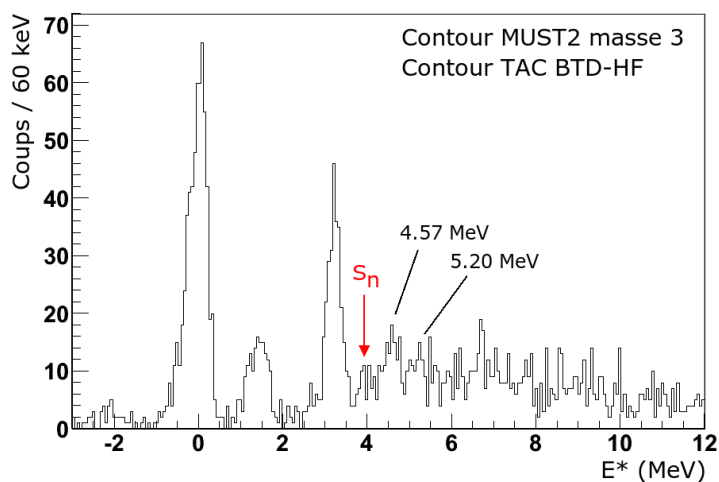


FIG. 3.12: Spectre en énergie d'excitation de la réaction $^{20}\text{O}(\text{d},\text{t})$ obtenu avec un contour sur les noyaux de masse trois détectés par MUST2 et un intervalle sur le TAC mesurant le temps entre le BT-D et la HF (voir figure 3.11). Cette dernière condition permet d'éliminer les coups issus de réactions sur des ^{15}N .

Le spectre de la figure 3.12 permet d'étudier les états de l' ^{19}O dont l'énergie est supérieure au seuil neutron ($S_n = 3957 \text{ keV}$). Les pics sont peu peuplés et se distinguent mal du fond du spectre. On peut cependant supposer la présence de pics à 4.57 MeV (LTMH $\sim 450 \text{ keV}$) et 5.20 MeV (LTMH $\sim 370 \text{ keV}$) d'énergie d'excitation. L'existence de ces états sera discutée à la fin du chapitre lors d'une comparaison avec les données déjà existantes sur l' ^{19}O .

Position des pics et résolution en énergie d'excitation

La position et la résolution des pics ont été mesurées à partir du spectre en énergie d'excitation obtenu à l'aide du double contour sur MUST2 et VAMOS. Lors de la mesure des résolutions en énergie d'excitation et afin d'obtenir une résolution optimale, une ultime correction a consisté à aligner les premiers pics de chaque module de MUST2 à une même valeur de l'énergie. Le tableau 3.2 compile les mesures de position et les résolutions de chaque pic. La dernière ligne du tableau contient les résolutions en énergie d'excitation simulées par GEANT4.

Les résolutions expérimentales ont été comparées avec celles obtenues grâce à la simulation GEANT4 de MUST2. Les conditions expérimentales, épaisseur de cible, position des modules, largeur du faisceau et résolution intrinsèque des détecteurs ont été introduites dans la simulation. La figure 3.13 présente la ligne cinématique et le pic en énergie d'excitation de la réaction $^{20}\text{O}(\text{d},\text{t})$ vers l'état fondamental de l' ^{19}O calculés par GEANT4. Les particules de la simula-

tion subissent les mêmes corrections que celles de l'expérience : correction de la perte d'énergie dans la cible et dans la zone morte du silicium à pistes. Les résolutions en énergie d'excitation calculées par la simulation sont proches des valeurs expérimentales.

Mesure	Pic n°1	Pic n°2	Pic n°3
Position (keV)	-22	1408	3230
Résolution (keV LTMH) avant alignement	512	453	332
Résolution (keV LTMH) après alignement	480	418	308
Résolution (keV LTMH) simulée	470	352	275

TAB. 3.2: Ce tableau compile les mesures de position et les résolutions expérimentales et simulées de chaque pic.

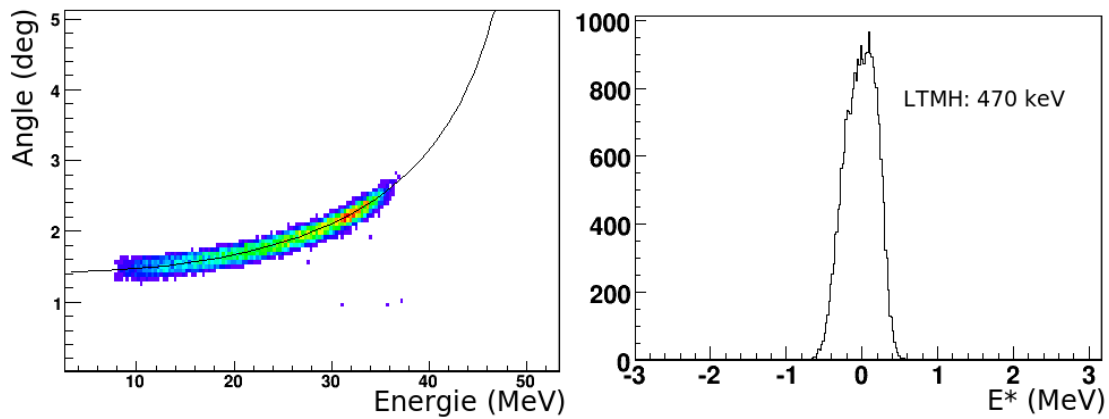


FIG. 3.13: La figure de gauche présente la ligne cinématique de la réaction $^{20}\text{O}(\text{d},\text{t})$ vers l'état fondamental de l' ^{19}O obtenue par GEANT4. La figure de droite présente le pic en énergie d'excitation reconstruit.

3.3.2 Spectre en énergie d'excitation de TIARA

Les lignes cinématiques des réactions (d,t) se poursuivent dans le Barrel de TIARA. La matrice énergie-angle de TIARA est tracée sur la figure 3.14. Le spectre en énergie d'excitation associé est présenté sur la figure 3.15. Un contour sur l' ^{19}O dans VAMOS est indispensable pour distinguer la ligne cinématique. TIARA n'a pas de mesure de temps, l'identification par temps de vol n'est donc pas possible. On observe le pic de l'état fondamental et le pic à 1.4 MeV sur le spectre en énergie d'excitation. Le troisième pic à 3.2 MeV est faiblement peuplé. L'ajustement du double pic par deux gaussiennes de même largeur a permis d'estimer la résolution en énergie d'excitation à 1.2 MeV.

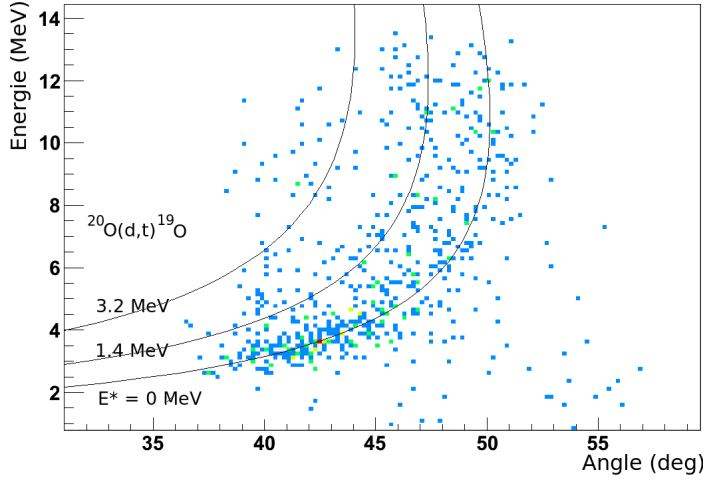


FIG. 3.14: Matrice énergie-angle obtenue grâce au Barrel de TIARA avec un contour sur les noyaux d' ^{19}O identifiés par VAMOS. Les lignes cinématiques de la réaction $^{20}\text{O}(\text{d},\text{t})^{19}\text{O}$ vers l'état fondamental et deux états excités sont dessinées.

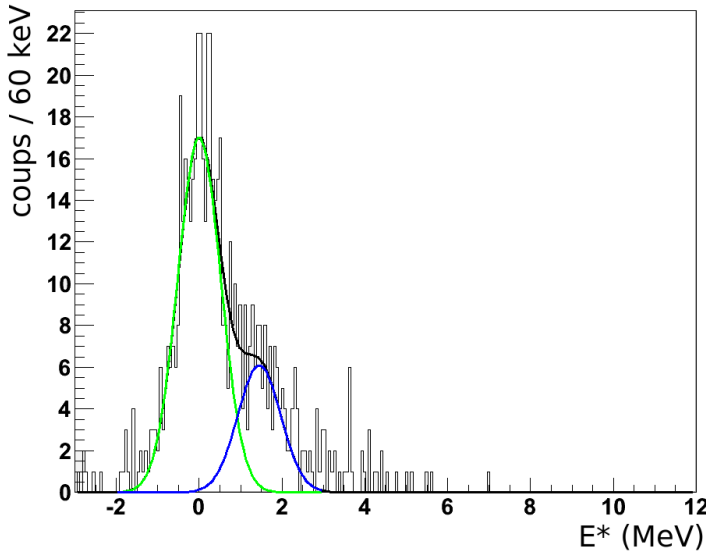


FIG. 3.15: Spectre en énergie d'excitation de l' ^{19}O obtenu grâce au Barrel de TIARA. L'ajustement du double pic par deux gaussiennes de même largeur permet d'estimer la résolution en énergie d'excitation à 1.2 MeV.

3.4 Coïncidences γ - particule

Le spectre des γ en coïncidence avec un ^{19}O dans VAMOS est présenté sur la figure 3.16. On observe clairement deux pics à 89 et 1370 keV. Les coïncidences γ - particule permettent d'associer les γ de décroissance aux différents pics particule observés dans MUST2.

Les γ en coïncidence avec les particules détectées par MUST2 contenues dans le premier pic en énergie d'excitation sont présentés sur le spectre de la figure 3.17. Un seul γ de 80 keV est visible alors que 450 coups sont contenus dans le premier pic en énergie d'excitation. Il est donc justifié de considérer ce premier pic comme résultant du peuplement de l'état fondamental de l' ^{19}O .

Les γ en coïncidence avec les particules détectées par MUST2 contenues dans le deuxième pic en énergie d'excitation (1.4 MeV) sont présentés sur le spectre de la figure 3.18. On observe

deux pics à 91 et 1390 keV. Ce dernier pic correspond à celui mesuré à 1370 keV sur le spectre obtenu grâce au seul contour sur VAMOS. On attribuera cette valeur d'énergie au pic car la statistique de ce spectre est plus grande. La somme ($1370 + 89 = 1459$ keV) est proche de la valeur d'énergie du pic particule mesurée par MUST2 (1408 keV). Le nombre coups compté dans le pic est cohérent avec la valeur mesurée de l'efficacité. Le deuxième pic du spectre particule de MUST2 contient 110 coups. L'efficacité de détection d'EXOAM à 1.4 MeV vaut 7% donc seulement 8 γ sont attendus sur le spectre. On compte effectivement environ 9 coups dans le pic à 1390 keV.

Les γ en coïncidence avec les particules détectées par MUST2 contenues dans le troisième pic en énergie d'excitation (3.2 MeV) sont présentés sur le spectre de la figure 3.19. On observe clairement un pic à 88 keV mais aussi un surplus de statistique à 3 MeV d'énergie. Une étude du spectre à cette énergie permet de mesurer le surplus à 3173 keV (figure 3.20). L'étude du spectre autour de 3 MeV des γ en coïncidence avec un ^{19}O détecté dans VAMOS permet d'augmenter un peu la statistique (figure 3.21). On observe effectivement un petit pic à 3158 keV. La somme des deux énergies γ vaut 3247 keV, elle est proche de la valeur d'énergie du pic particule mesurée par MUST2 (3230 keV).

Cette étude permet de dessiner le schéma de niveaux de l' ^{19}O produit par la réaction $^{20}\text{O}(d,t)$ (figure 3.22).

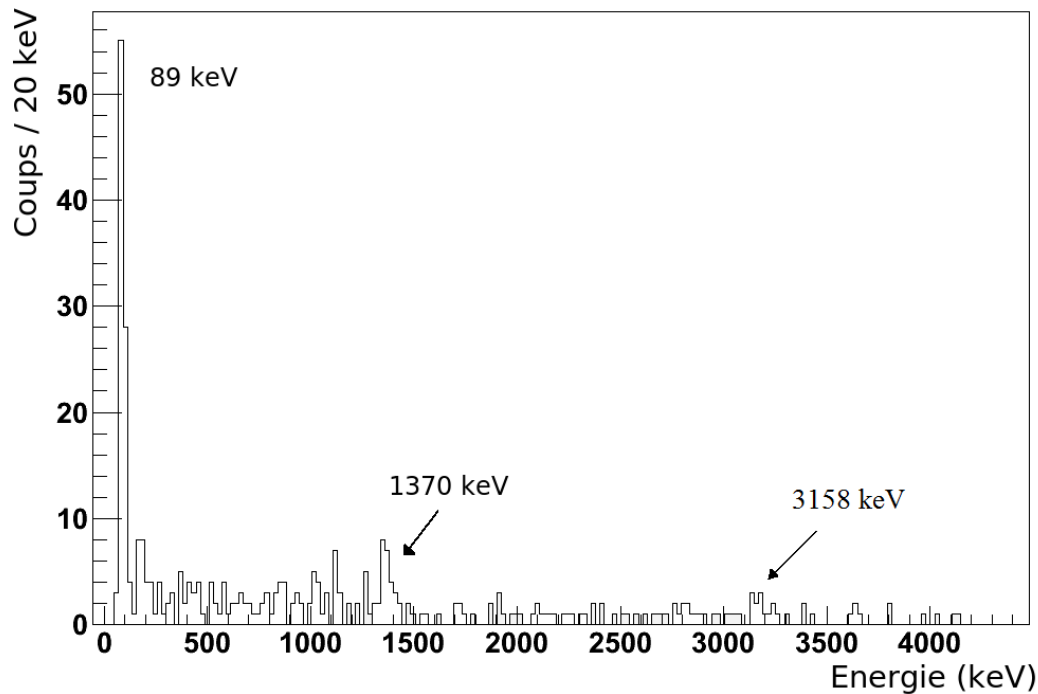


FIG. 3.16: Spectre des γ en coïncidence avec un ^{19}O détecté dans VAMOS.

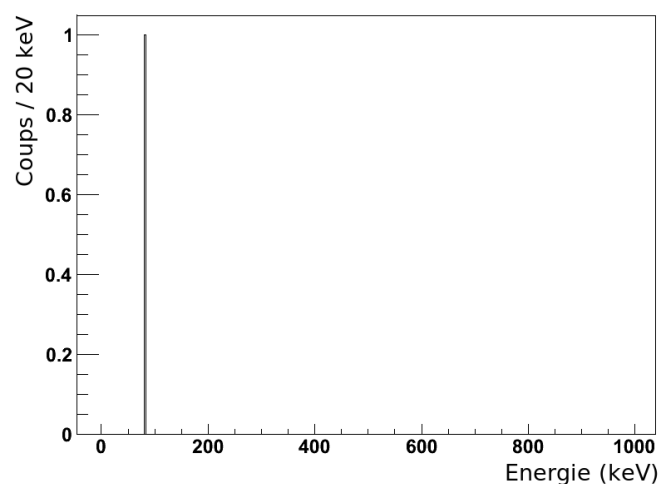


FIG. 3.17: Spectre des γ en coïncidence avec un ^{19}O dans VAMOS et une particule détectée par MUST2 contenue dans le premier pic en énergie d'excitation ($E^* = 0$ MeV).

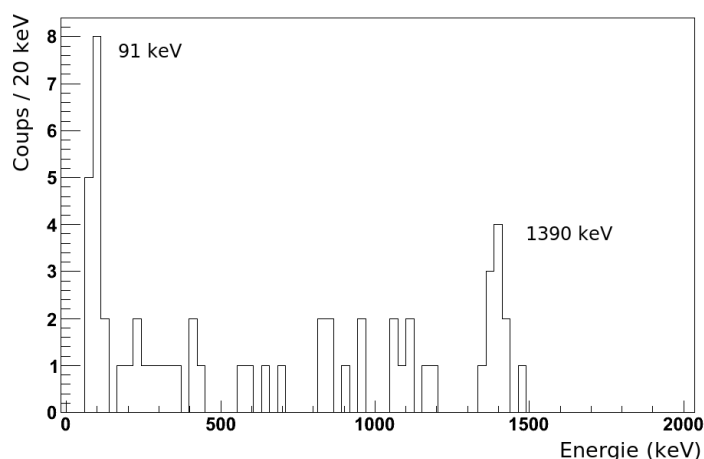


FIG. 3.18: Spectre des γ en coïncidence avec un ^{19}O dans VAMOS et une particule détectée par MUST2 contenue dans le deuxième pic en énergie d'excitation ($E^* = 1.4$ MeV).

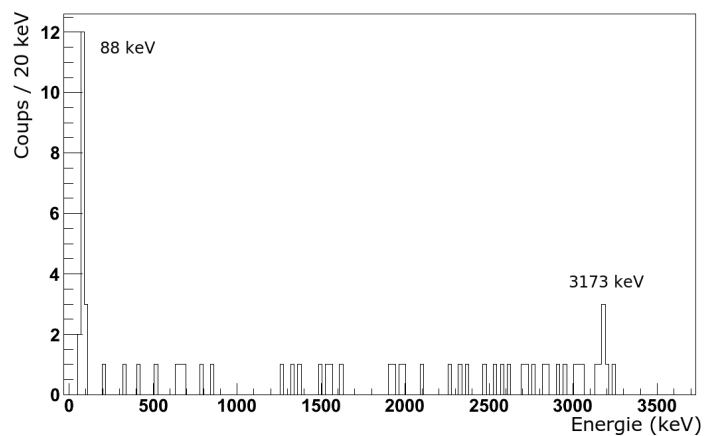


FIG. 3.19: Spectre des γ en coïncidence avec un ^{19}O dans VAMOS et une particule détectée par MUST2 contenue dans le troisième pic en énergie d'excitation ($E^* = 3.2$ MeV).

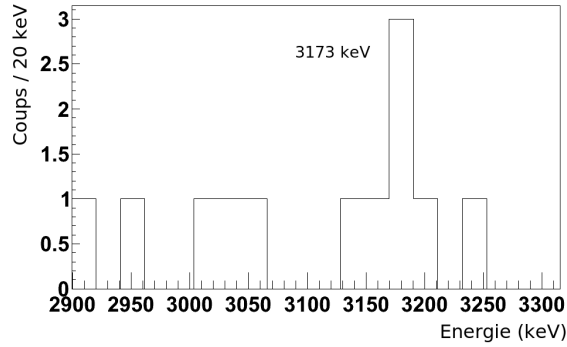


FIG. 3.20: Spectre des γ en coïncidence avec un ^{19}O dans VAMOS et une particule détectée par MUST2 contenue dans le troisième pic en énergie d'excitation ($E^* = 3.2$ MeV). Etude du spectre autour de 3 MeV.

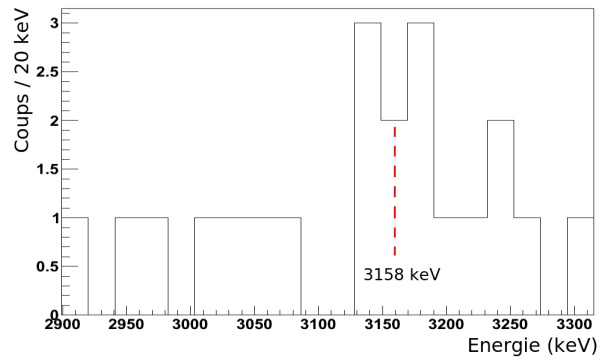


FIG. 3.21: Spectre des γ en coïncidence avec un ^{19}O détecté dans VAMOS. Etude du spectre autour de 3 MeV.

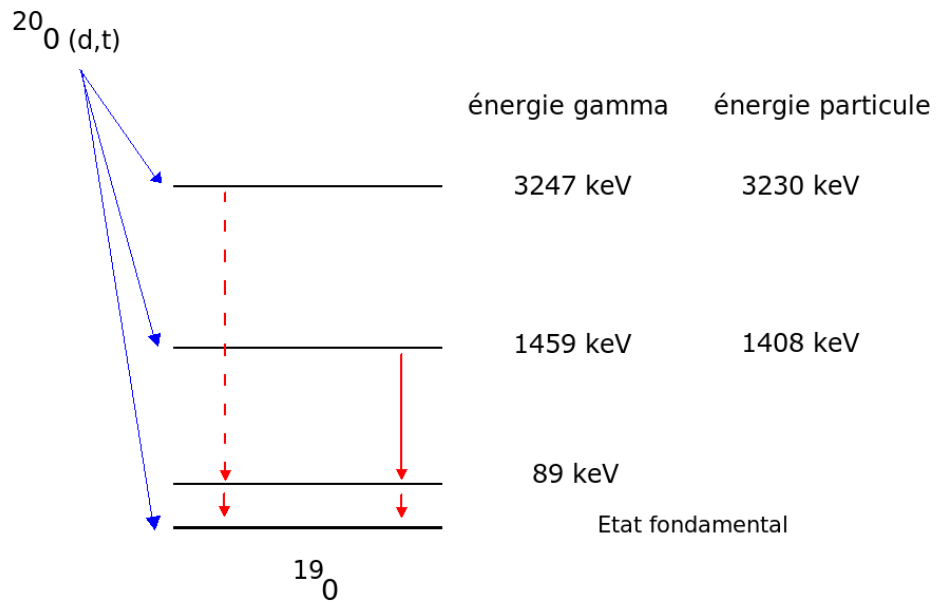


FIG. 3.22: Schéma de niveaux de l' ^{19}O produit par la réaction $^{20}\text{O}(\text{d},\text{t})$. La décroissance γ du pic à 3.2 MeV vers l'état à 89 keV est tracée en pointillé compte tenu de son incertitude.

3.5 Distributions angulaires

3.5.1 Expression de la section efficace différentielle

Plusieurs informations de structure nucléaire peuvent être tirées des sections efficaces différentielles. L'allure de la courbe donne le moment angulaire du neutron transféré lors de la réaction tandis que le rapport des sections efficaces mesurées et calculées permet d'obtenir le facteur spectroscopique de l'état considéré. Cette dernière mesure nécessite de normaliser les distributions angulaires expérimentales pour pouvoir les ajuster aux calculs.

La section efficace différentielle dans le référentiel du centre de masse est donnée par la formule suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}}(\Theta_{CM}) = \frac{\text{Nb Coups}}{\varepsilon_{VAMOS} \cdot \varepsilon_{BTD} \cdot \varepsilon_{\text{électronique}} \cdot N_{\text{faisceau}} \cdot e_{\text{cible}} \cdot N_{\text{at}} \cdot \varepsilon_{\text{MUST2/TIARA}} \cdot d\Omega_{CM}}$$

Avec :

- Nb Coups : Nombre de coups contenu dans chaque intervalle angulaire centre de masse
- $d\Omega_{CM}$: Valeur de l'angle solide dans le référentiel du centre de masse
- $\varepsilon_{\text{MUST2/TIARA}}$: Efficacité de détection de MUST2 ou TIARA
- ε_{VAMOS} : Efficacité de détection de VAMOS
- ε_{BTD} : Efficacité de détection du BTD
- $\varepsilon_{\text{électronique}}$: Efficacité de l'acquisition
- N_{faisceau} : Nombre de noyaux ^{20}O incidents
- e_{cible} : Epaisseur de la cible en g/cm^2
- N_{at} : Le nombre de deutons par unité de masse de la cible est donné par la formule :

$$N_{\text{at}} = \frac{2 \cdot f \cdot N_{\text{Avogadro}}}{M_{\text{carbone}} + 2 \cdot (f \cdot M_{\text{deuton}} + (1 - f) \cdot M_{\text{proton}})}$$

Avec :

- f : Fraction de deutons dans la cible. La grandeur $(1-f)$ représente la fraction de protons.
- M : Masse molaire atomique d'un carbone, d'un deuton ou d'un proton.

Le nombre de coups présent dans chaque état est déterminé grâce à un contour sur le spectre en énergie d'excitation. Les événements sont sélectionnés grâce au double contour ^{19}O et tritons dans le cas des points expérimentaux de MUST2 et uniquement grâce au contour ^{19}O dans le cas de TIARA. L'erreur relative sur le nombre de coups est statistique et vaut $\frac{1}{\sqrt{\text{NbCoups}}}$.

Les tranches angulaires dans le référentiel du centre de masse sont définies différemment selon l'allure de la ligne cinématique. La figure 3.23 illustre les deux manières de procéder. Lorsque la ligne cinématique est horizontale, des intervalles en angle sont définis dans le référentiel du laboratoire. Les angles centre de masse correspondant aux angles laboratoire extrêmes de l'intervalle sont calculés pour déduire l'angle solide de l'intervalle associé dans le référentiel du centre de masse. Lorsque la ligne cinématique est verticale, le nombre de coups est compté dans des intervalles en énergie. Les angles centre de masse correspondant aux énergies extrêmes de l'intervalle sont calculés pour déduire l'angle solide de l'intervalle associé dans le référentiel du centre de masse. Aucune erreur sur la valeur de l'angle solide $d\Omega_{CM}$ n'a été estimée. Elle peut être calculée en exprimant la section efficace différentielle à l'aide d'un jacobien.

L'efficacité de reconstruction d'un événement dans MUST2 est calculée à partir des données présentées au chapitre 2 dans le tableau 2.7, la presque totalité des événements (99%) sont reconstruits. Le calcul de l'efficacité géométrique a déjà été présenté au chapitre 2 et la courbe d'efficacité géométrique de détection de l'ensemble des quatre modules MUST2 est dessinée sur la figure 2.30. L'incertitude sur l'efficacité géométrique a été estimée grâce à la simulation GEANT4 à partir de l'erreur de positionnement des détecteurs. Elle n'excède pas $\pm 4\%$.

L'efficacité géométrique du détecteur TIARA Barrel a été calculée grâce à la simulation GEANT4. Elle est constante et vaut 86% sur l'espace de couverture angulaire du détecteur. Cependant, des pistes défectueuses ont abaissé l'efficacité de détection à 65% lors de l'expérience. L'efficacité dépend aussi de l'énergie mesurée car lors de l'expérience, le seuil en énergie de certaines pistes a été relevé jusqu'à 5 MeV afin de prévenir un déclenchement intempestif. L'incertitude sur l'efficacité de détection du détecteur TIARA a été estimée, comme pour MUST2, à 4%.

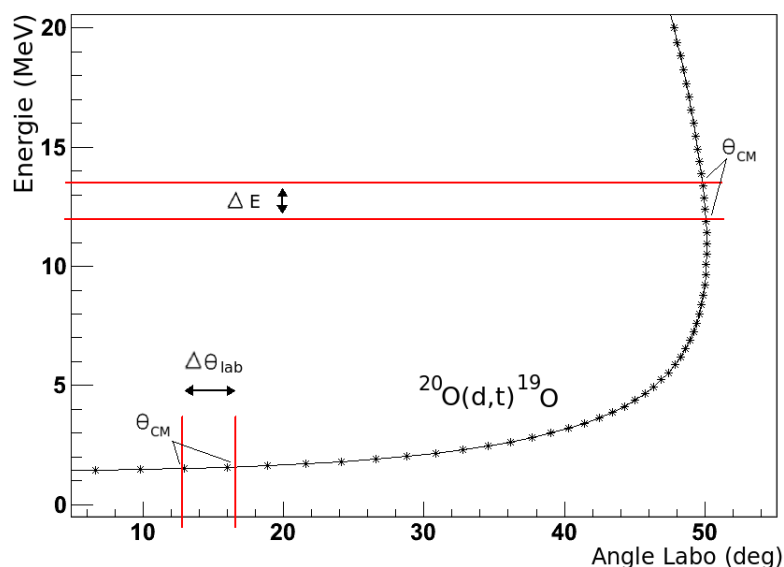


FIG. 3.23: La ligne cinématique de la réaction $^{20}\text{O}(d,t)^{19}\text{O}$ vers l'état fondamental de l' ^{19}O est tracée. Chaque étoile identifie un angle centre de masse entier. Lorsque la ligne cinématique est horizontale, des intervalles en angle sont définis dans le référentiel du laboratoire. Lorsque la ligne cinématique est verticale, le nombre de coups est compté dans des intervalles en énergie.

3.5.2 Normalisation des sections efficaces

Les spectres de VAMOS ont été utilisés pour normaliser les sections efficaces. Le produit du nombre de noyaux ^{20}O incidents et des efficacités du détecteur de faisceau, du spectromètre et de l'acquisition est donné par le nombre de coups compté dans la tache ^{20}O de la matrice de la figure 3.1. Seuls les coups résultant d'un déclenchement de VAMOS sont comptés et le résultat final est multiplié par 100 puisque le détecteur n'était autorisé à déclencher que tous les 100 coups. La mesure du produit $\text{NPRO} = \varepsilon_{\text{VAMOS}} \cdot \varepsilon_{\text{BTD}} \cdot \varepsilon_{\text{électronique}} \cdot N_{\text{faisceau}}$ vaut $207 \cdot 10^7$. L'erreur sur ce terme est donnée par la largeur du contour réalisé sur la tache d' ^{20}O . Un empilement important (16%) apparaît dans la chambre à ionisation de VAMOS. Cela induit une incertitude sur le contour de la tache et donc sur NPRO qui vaut $\pm 4\%$.

On peut déduire la valeur du nombre total d' ^{20}O incidents sur la cible (N_{faisceau}) à partir de la valeur de NPRO. L'efficacité de l'électronique a été calculée à partir des données des échelles issues du montage présenté sur la figure 2.6. Lors de l'expérience avec le faisceau d' ^{20}O , le temps mort de l'acquisition valait en moyenne 5%. L'efficacité de VAMOS ($\varepsilon_{\text{VAMOS}}$) résulte de l'empilement existant dans les chambres à dérive (9% cf. chapitre 2), de l'empilement existant dans la chambre à ionisation (16%) et de l'acceptance en angle et en $B\rho$ du spectromètre. Ces deux dernières acceptances n'ont pas été calculées, on suppose donc qu'aucune coupure en angle et en $B\rho$ intervient. De la même façon, l'efficacité du BTD (ε_{BTD}) n'a pas été déterminée, on suppose donc qu'elle est égale à 100%. Ces mesures d'efficacité et d'acceptances restent à réaliser afin d'obtenir une valeur plus correcte de l'intensité moyenne du faisceau. Le nombre total d' ^{20}O incidents sur la cible vaut $N_{\text{faisceau}} = 285 \cdot 10^7$ pour une prise de données de quatre jours et quinze minutes soit une intensité moyenne de faisceau valant $8200 \text{ }^{20}\text{O/s}$.

L'épaisseur de la cible (e_{cible}) a été calculée grâce à la mesure de perte d'énergie du faisceau. La variation du $B\rho$ du faisceau d' ^{20}O lors d'un enregistrement de données avec et sans la cible permet de déduire l'épaisseur. Elle a été estimée à $0.59 \text{ mg/cm}^2 \pm 8\%$.

La contamination en proton de la cible (paramètre f) a été déterminée grâce aux distributions angulaires des réactions de diffusion élastique des ^{20}O sur les protons et les deutons. Les lignes cinématiques des deux réactions sont observables dans le détecteur TIARA. La figure 3.24 présente la matrice énergie-angle des particules détectées dans TIARA en coïncidence avec un ^{20}O détecté dans VAMOS. Sur la figure de droite, le repliement de la ligne cinématique, provoqué par les particules qui ont traversé le barrel interne, a été éliminé grâce à un contour sur la matrice $B\rho$ -Angle de VAMOS. Ce contour est présenté sur la figure 3.25. L'angle de diffusion du noyau d' ^{20}O est tracé en fonction de la valeur de son $B\rho$ et les lignes cinématiques des deux réactions de diffusion élastique sont dessinées. Une condition sur le contour rejette les ^{20}O dont l'angle centre masse correspond dans TIARA à l'émission d'une particule légère qui a l'énergie suffisante pour traverser le barrel interne. Les distributions angulaires des réactions de diffusion élastique sont tracées sur la figure 3.26 dans le cas la réaction (p,p) et sur la figure 3.27 dans le cas de la réaction (d,d). Elles sont ajustées par les sections efficaces différentielles théoriques

calculées dans le cadre du modèle optique. Les potentiels optiques décrivent l'interaction d'un projectile avec la cible lors d'un processus de diffusion élastique. Pour les réactions entre un proton (ou deuton) sur un noyau plus lourd, des paramétrisations de ces potentiels optiques existent. La valeur des paramètres est obtenue par ajustement sur des données expérimentales, ce type de potentiel est donc qualifié de phénoménologique ou global.

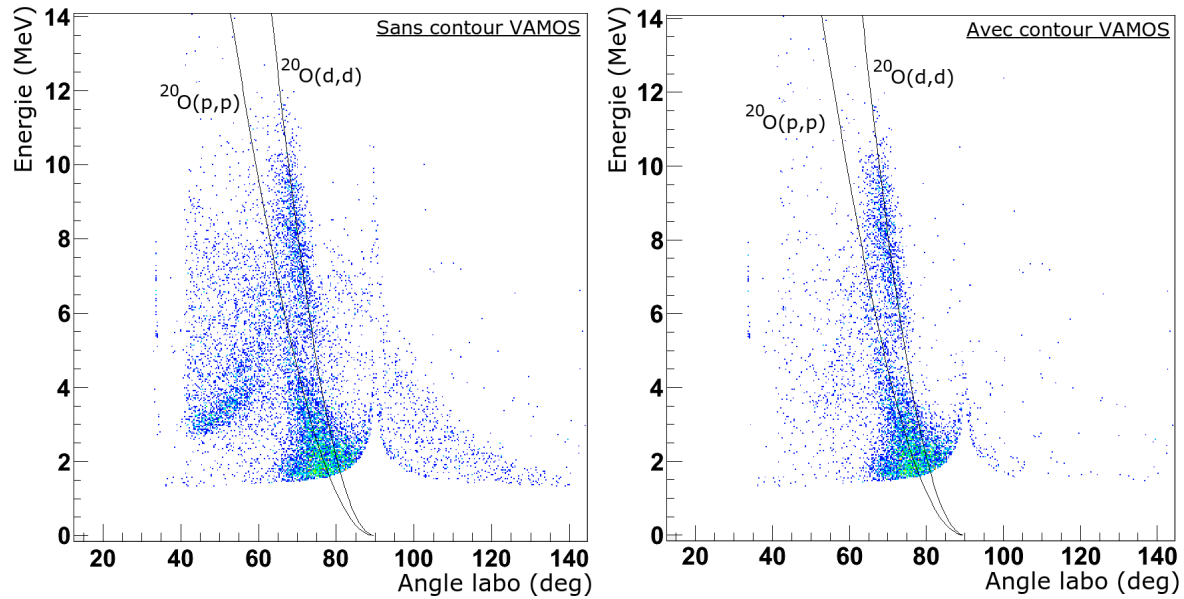


FIG. 3.24: Matrice énergie-angle des particules détectées dans TIARA en coïncidence avec un ^{20}O détecté dans VAMOS. Sur la figure de droite, le repliement de la ligne cinématique, provoqué par les particules qui ont traversé le baril interne, a été éliminé grâce à un contour sur VAMOS (voir figure 3.25).

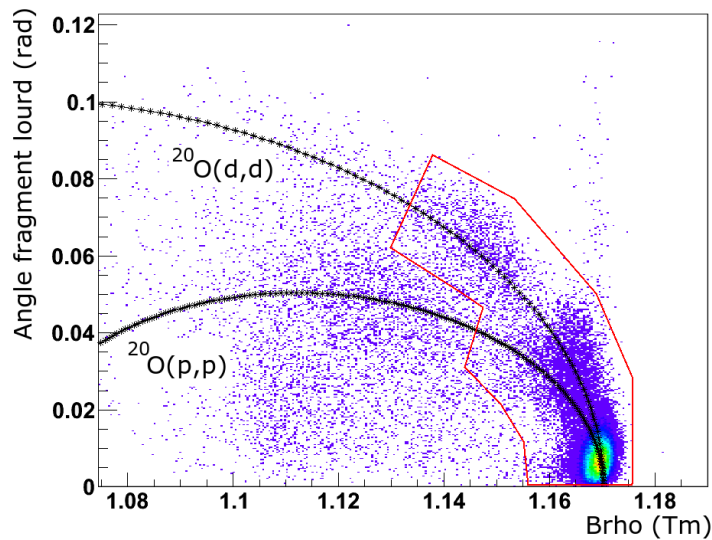


FIG. 3.25: L'angle de diffusion des noyaux d' ^{20}O détectés dans VAMOS est tracé en fonction de la valeur du $B\rho$. Les lignes cinématiques des réactions de diffusion élastique des ^{20}O sur les protons et les deutons sont dessinées. Le contour rejette les ^{20}O dont l'angle centre masse correspond dans TIARA à l'émission d'une particule légère qui a l'énergie suffisante pour traverser le baril interne.

Dans le cas de la réaction de diffusion élastique sur les protons, les paramétrisations nommées Perey [Per63], Becchetti-Greenlees [Bec69] et CH89 [Var91] ont été testées. La paramé-

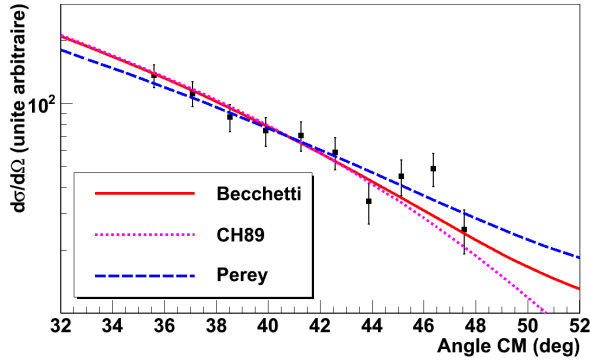


FIG. 3.26: La distribution angulaire de la réaction de diffusion élastique (p,p) est tracée et ajustée par les sections efficaces différentielles théoriques tirées des potentiels optiques précisés dans la légende.

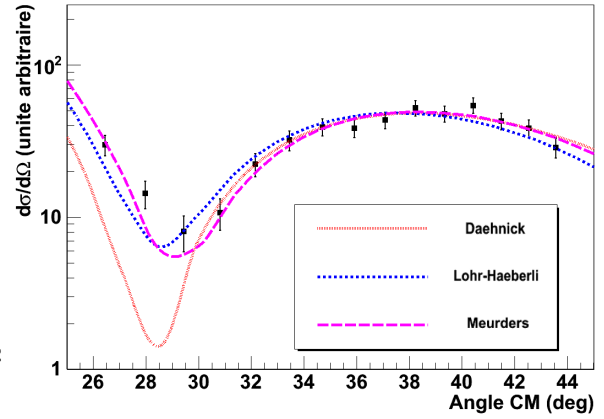


FIG. 3.27: La distribution angulaire de la réaction de diffusion élastique (d,d) est tracée et ajustée par les sections efficaces différentielles théoriques tirées des potentiels optiques précisés dans la légende.

trisation de Perey couvre les énergies jusqu'à 22 MeV et une région de masse $A=30-100$. Celle de Becchetti-Greenlees couvre les énergies jusqu'à 50 MeV et une région de masse $A=40-238$. Enfin, la paramétrisation CH89 couvre les énergies de 16 jusqu'à 65 MeV et une région de masse $A=40-209$. Les trois sections efficaces différentielles théoriques ont des allures similaires et s'ajustent sur les points expérimentaux.

Dans le cas de la réaction de diffusion élastique sur les deutons, les paramétrisations nommées Daehnick [Dae80] et Lohr-Haeberli [Loh74] ainsi que le potentiel optique de Meurders [Meu74] ont été testés. La paramétrisation de Daehnick couvre les énergies de 11 jusqu'à 90 MeV et une région de masse $A=27-238$. Celle de Lohr-Haeberli couvre les énergies de 8 jusqu'à 13 MeV et une région de masse $A=40-209$. Enfin, le potentiel optique de Meurders n'est pas issu d'une paramétrisation mais a été déduit d'une expérience de diffusion élastique de deutons de 12 MeV sur une cible de ^{26}Mg . La section efficace différentielle tirée de ce dernier potentiel s'ajuste le mieux aux points expérimentaux.

Afin de déterminer la contamination en proton de la cible (paramètre f), les distributions angulaires expérimentales des réactions de diffusion élastique sur les deutons et les protons sont ajustées par les sections efficaces différentielles théoriques tirées des potentiels optiques. Les deux paramètres de l'ajustement sont NPRO et f . La figure 3.28 présente le résultat de cet ajustement dans le cas où les points expérimentaux sont ajustés par les sections efficaces tirées de la paramétrisation CH89 pour les protons et du potentiel optique de Meurders pour les deutons. Les valeurs de f et NPRO données par l'ajustement sont présentées dans le tableau 3.3. L'ajustement réalisé avec les potentiels CH89 et Meurders donne une valeur de NPRO ($177 \cdot 10^7$), proche de celle mesurée par VAMOS ($207 \cdot 10^7$ soit 15% de différence). La normalisation des distributions angulaires a donc été réalisée avec la valeur de f tirée de cet ajustement, soit

$f=80\%$. Le paramètre f varie de 0.73 à 0.80 selon le potentiel optique choisi. L'incertitude sur f (et N_{at}) est donc importante, elle a été estimée à $\pm 9\%$.

L'erreur quadratique systématique résultant de la normalisation des sections efficaces est la somme quadratique des incertitudes des paramètres NPRO (4%), N_{at} (9%) et e_{cible} (8%), elle vaut donc $\pm 12.7\%$.

Potentiels Proton/Deuton	f	NPRO
CH89/Meurders	0.80	$177 \cdot 10^7$
CH89/Lohr-Haeberli	0.77	$152 \cdot 10^7$
CH89/Daehnick	0.73	$129 \cdot 10^7$

TAB. 3.3: Le tableau présente les valeurs de f et de NPRO tirées des ajustements réalisés avec différents potentiels optiques.

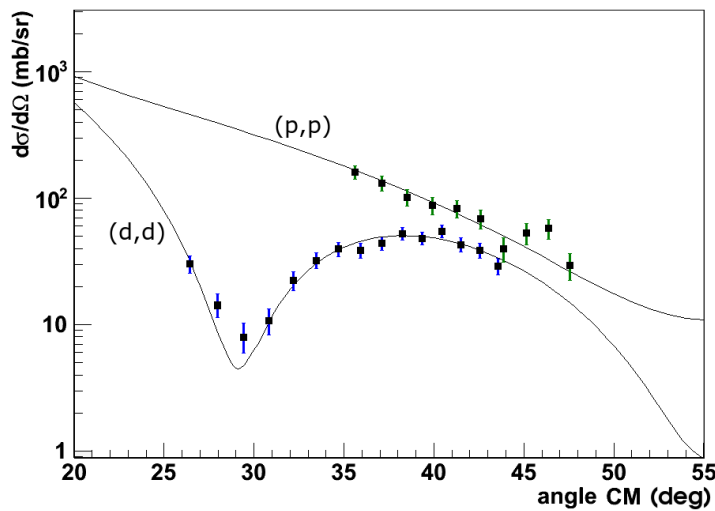


FIG. 3.28: Les distributions angulaires expérimentales des réactions de diffusion élastique du faisceau d' ^{20}O sur les deutons et les protons de la cible sont tracées. Elles sont ajustées par deux sections efficaces différentielles théoriques tirées des potentiels optiques de la paramétrisation CH89 (proton) et Meurders (deuton). Les deux paramètres de l'ajustement sont NPRO et la fraction de deutons dans la cible (f).

3.5.3 Analyse DWBA

La comparaison de l'allure des sections efficaces différentielles calculées et expérimentales permet de connaître le moment angulaire (L) du neutron transféré lors de la réaction tandis que le rapport des deux sections efficaces permet d'extraire les facteurs spectroscopiques. L'interprétation physique de ces deux grandeurs et les méthodes utilisées pour les obtenir seront détaillées dans les paragraphes suivants. Pour mener le calcul des sections efficaces théoriques, plusieurs approches peuvent être envisagées. Une méthode perturbative, Distorted Wave Born Approximation (DWBA), et une méthode de calculs en voies couplées de réactions, Coupled Reaction Channels (CRC), nécessaire en cas de couplages forts entre les voies élastique, inélastiques et de transfert. La technique CRC est un modèle a priori plus approprié à l'étude des réactions directes à basse énergie. Pourtant, dans ce manuscrit, les sections efficaces théoriques ont été calculées à l'aide d'un code de DWBA. Le calcul DWBA et les approximations utilisées sont présentés dans la littérature [Sat80, Sat83]. Pour notre analyse, le code de DWBA nommé TWOFNR a été utilisé [Igara, Liu05]. Ce code est relativement simple à utiliser car une

sous-routine appelée FRONT6 guide l'utilisateur dans la construction du fichier d'entrées de TWOFNR. A chaque option et paramètre, des valeurs par défaut sont proposées par la routine, limitant ainsi le risque d'erreur. Le tableau de la figure 3.29 détaille les paramètres de FRONT6 à renseigner lors d'un calcul DWBA pour la réaction de transfert (d,t).

Les potentiels optiques sont les ingrédients de base du calcul. Ils doivent reproduire correctement les sections efficaces des réactions de diffusion élastique de la voie d'entrée ($^{20}\text{O} + \text{d}$) et de sortie ($^{19}\text{O} + \text{t}$). L'influence des différents potentiels est discutée plus loin.

Une correction peut être réalisée afin de tenir compte de la non-localité des potentiels optiques [Per62]. Le paramètre de non-localité vaut 0.85 fm pour un nucléon, 0.54 fm pour un deuton et 0.20 fm pour un triton [Per62]. Pour la réaction étudiée, cette correction est minime. Le tableau de la figure 3.30 présente les variations obtenues sur le calcul du facteur spectroscopique de l'état fondamental de l' ^{19}O pour différents paramètres. Le facteur spectroscopique s'obtient en faisant le rapport des sections efficaces différentielles expérimentales et calculées (voir l'équation 3.1). La dernière ligne du tableau donne cette grandeur et sa variation par rapport au calcul de référence détaillé dans la première colonne. La deuxième colonne montre que la correction de non-localité ne fait varier le facteur spectroscopique que de 3%.

TWOFNR réalise le calcul DWBA avec l'approximation de portée nulle. Cette approximation suppose dans le cas de la réaction (d,t) que le triton est émis à l'endroit où le deuton est absorbé. L'approximation est réalisée avec la constante de normalisation $D_0(<\text{d}|\text{t}>)$ valant -160.0 MeV fm $^{3/2}$, le calcul est présenté dans la référence suivante : [Knu79]. Il est cependant possible d'introduire une partie des effets dus à la portée finie dans le cadre de l'approximation d'énergie locale [Sat83]. FRONT6 propose une correction par défaut adaptée à la réaction (d,t) [Eir74]. La correction de portée finie fait varier de 34% l'amplitude de la section efficace différentielle mais ne modifie pas l'allure de la courbe (voir la troisième colonne du tableau de la figure 3.30 et la figure 3.31).

Lors de l'analyse d'une réaction de transfert d'un neutron, on considère qu'un neutron est retiré ou ajouté à une orbitale du modèle en couches. La fonction d'onde de l'orbitale, appelée facteur de forme du neutron, est généralement déterminée en calculant les états propres d'un potentiel de type Woods-Saxon [Sat83]. La profondeur de ce potentiel de liaison est calculée de manière à reproduire l'énergie de séparation d'un neutron tandis que le rayon et la diffusivité sont généralement fixés à 1.25 fm et 0.65 fm. Une variation de ± 0.05 fm sur ces deux paramètres entraîne une variation de $\pm 12\%$ de l'amplitude des sections efficaces (colonnes 5-8 de la figure 3.30, voir la figure 3.32). Enfin, l'ajout d'un terme de type spin-orbite au potentiel a été testé. L'influence de ce terme est faible et ne fait varier le facteur spectroscopique que de 6% (voir la colonne 4).

Les sections efficaces différentielles présentées dans la suite ont été calculées avec les paramètres détaillés dans la première colonne du tableau de la figure 3.30. Les difficultés propres à l'étude des états non liés n'ont pas été abordées. Seuls les facteurs spectroscopiques des états situés au-dessous du seuil neutron seront présentés.

Paramètre	Proposition de Front6
Information de non-localité pour le deuton incident	Par défaut 0,54 fm
Potentiel Optique pour le deuton	(1) Lohr-Haeberli (2) Perey-Perey (3) Daehnick (4) Autre potentiel
Information de non-localité pour le triton sortant	Par défaut 0,20 fm
Potentiel Optique pour le triton	(1) Becchetti-Greenlees (2) Autre potentiel
Approximation de portée nulle avec: $D0 <d t> = -160.0 \text{ MeV fm}^{3/2}$ (Phys. Rev. C 20 (1979) 1631)	(1) Oui (2) Autre valeur
Correction de portée finie	[1] Portée nulle (fnrg = 0) [2] Approximation d'énergie locale Par défaut : Facteur de portée finie de Hulthen fnrg=0.746269 (Nucl. Phys. A234 (1974) 301) [3] Approximation d'énergie locale (Autre valeur)
Potentiel de liaison du neutron	* Rayon et diffusivité du potentiel Woods-Saxon → par défaut (1,25 fm et 0,65 fm) * Profondeur Spin-orbite → par défaut (6.0 MeV) * Paramètre non-localité de l'état lié → par défaut (0.85 fm) * Rayon potentiel spin-orbite → Choix 1,25 fm * Diffusivité potentiel spin-orbite → Choix 0,65 fm

FIG. 3.29: Le tableau détaille les paramètres de FRONT6 à renseigner pour la réaction (d,t).

Paramètre	1) Référence	2) Localité	3) Portée nulle	4) Spin-orbit	5) Rayon 1	6) Rayon 2	7) Diffusivité 1	8) Diffusivité 2
Non-localité du deuton	oui 0.54 fm	non						
Potentiel optique deuton	Lohr-Haeberli							
Non-localité du triton	oui 0.20 fm	non						
Potentiel optique triton	Becchetti							
Portée nulle avec $D0 <d t> = -160 \text{ MeV fm}^{3/2}$	oui							
Correction portée finie	fnrg=0.746269		fnrg=0					
Potentiel liaison du neutron: Rayon	1.25 fm				1.2 fm	1.3 fm		
Diffusivité	0.65 fm						0.6 fm	0.7 fm
Profondeur Spin-orbite	6 MeV			0 MeV				
Spin-orbite rayon	1.25 fm							
Spin-orbite diffusivité	0.65 fm							
Paramètre non-localité	0.85 fm							
Facteur Spectroscopique	4.8	4.9 (+3%)	6.4 (+34%)	5.1 (+6%)	5.4 (+13%)	4.3 (-11%)	5.4 (+12%)	4.3 (-11%)

FIG. 3.30: Le tableau présente les variations obtenues sur le calcul du facteur spectroscopique de l'état fondamental de ^{19}O pour des paramètres différents de FRONT6.

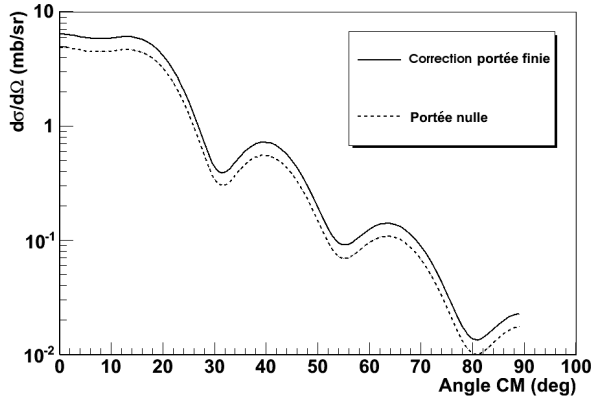


FIG. 3.31: Deux sections efficaces différentielles calculées par TWOFNR pour la réaction de transfert (d,t) vers l'état fondamental de l' ^{19}O sont tracées. Un calcul est effectué en portée nulle tandis que l'autre contient une correction de portée finie selon les paramètres des colonnes 1 et 3 de la figure 3.30. La correction de portée finie fait varier de 34% l'amplitude de la section efficace mais ne modifie pas l'allure de la courbe.

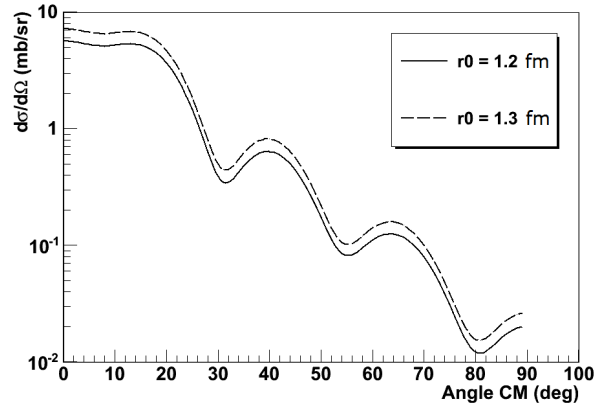


FIG. 3.32: Deux sections efficaces différentielles calculées par TWOFNR pour la réaction de transfert (d,t) vers l'état fondamental de l' ^{19}O sont tracées. Les calculs sont effectués pour deux valeurs différentes du rayon de Woods-Saxon du potentiel de liaison du neutron selon les paramètres des colonnes 5 et 6 de la figure 3.30. Ce paramètre fait varier l'amplitude de la section efficace mais ne modifie pas l'allure de la courbe.

Tracé des distributions angulaires et détermination du moment angulaire transféré

La comparaison de l'allure des sections efficaces différentielles expérimentales et calculées permet de connaître le moment angulaire (L) du neutron transféré lors de la réaction. La forme des sections efficaces différentielles de transfert est en effet très dépendante de la valeur de L . Dans le cas de la réaction (d,t), L est aussi égal au moment angulaire orbital de l'état final du fragment lourd. Les sections efficaces sont malheureusement faiblement dépendantes de la valeur du moment angulaire total J . Celui-ci peut être égal à $L \pm \frac{1}{2}$. Les calculs ont été menés pour les valeurs de $L = 0, 1$ et 2 . En effet, la réaction (d,t) sélectionne les états de trous de l' ^{19}O , or les couches f et g sont a priori vides dans ce noyau. L'intervention de ces couches dans les états excités de l' ^{19}O que nous étudions est donc très improbable.

Les distributions angulaires sont tracées pour les trois états de l' ^{19}O identifiés au-dessous du seuil neutron. Les courbes associées à l'état fondamental et aux états excités à 1.4 MeV et 3.2 MeV sont présentées sur les figures 3.33, 3.34 et 3.35. Les distributions angulaires des deux états excités au-dessus du seuil neutron identifiés à 4.6 MeV et 5.2 MeV sur le spectre de la figure 3.12 sont présentées sur les figures 3.36 et 3.37. Lors du tracé de ces deux distributions angulaires, le fond présent sur le spectre en énergie d'excitation a été estimé et retiré pour chaque intervalle en angle.

Les courbes théoriques tirées de l'analyse DWBA sont ajustées par la méthode du χ^2 aux points expérimentaux. Le potentiel global de J.M. Lohr et W. Haeberli est utilisé pour la voie d'entrée, il paramétrise la diffusion élastique d'un deuton pour des énergies comprises entre 8 et 13 MeV et une région de masse $A > 40$ [Loh74]. Le potentiel de F.D. Becchetti et G.W. Greenlees qui paramétrise la diffusion élastique d'un triton ($E=1-40$ MeV et $A=40-208$) est utilisé pour la voie de sortie [Bec76]. L'influence des différents potentiels sur l'allure des sections efficaces est discutée au paragraphe suivant.

Le moment angulaire transféré est déterminé sans ambiguïté pour les trois états d'énergie inférieure au seuil neutron. L'état fondamental est peuplé grâce à un transfert $L=2$, l'état excité à 1.4 MeV grâce à un transfert $L=0$ et l'état excité à 3.2 MeV grâce à un transfert $L=1$. La faible statistique et l'important fond du spectre en énergie d'excitation rendent incertain le tracé des distributions angulaires des deux états d'énergie supérieure au seuil neutron. On peut cependant attribuer un moment angulaire transféré $L=1$ à l'état excité à 4.6 MeV et $L=2$ à l'état excité à 5.2 MeV.

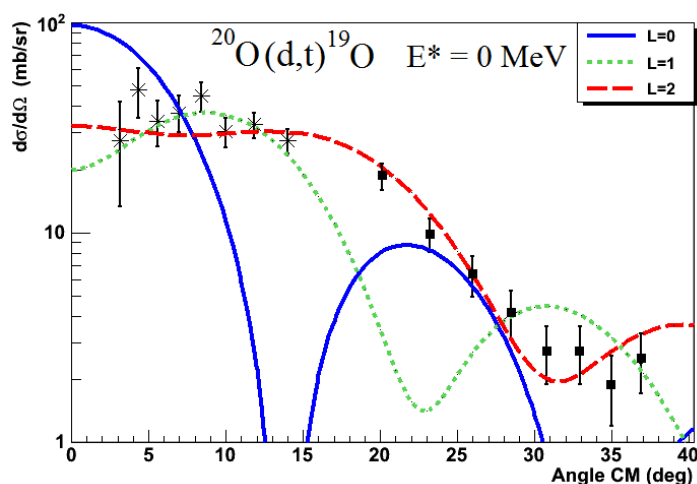


FIG. 3.33: La distribution angulaire de l'état fondamental est tracée. Les courbes théoriques tirées de l'analyse DWBA sont ajustées aux points expérimentaux. La courbe $L=2$ s'ajuste le mieux aux données. Les points expérimentaux identifiés par une étoile ont été obtenus grâce à MUST2, ceux identifiés par un carré ont été obtenus grâce à TIARA.

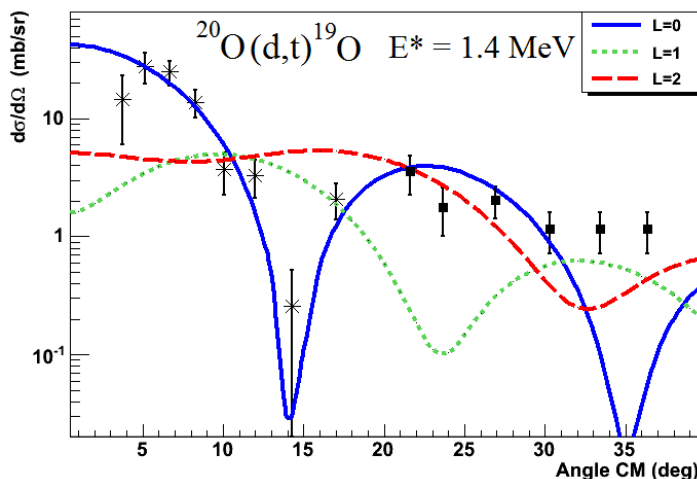


FIG. 3.34: La distribution angulaire de l'état excité à 1.4 MeV est tracée. Les courbes théoriques tirées de l'analyse DWBA sont ajustées aux points expérimentaux. La courbe $L=0$ s'ajuste le mieux aux données. Les points expérimentaux identifiés par une étoile ont été obtenus grâce à MUST2, ceux identifiés par un carré ont été obtenus grâce à TIARA.

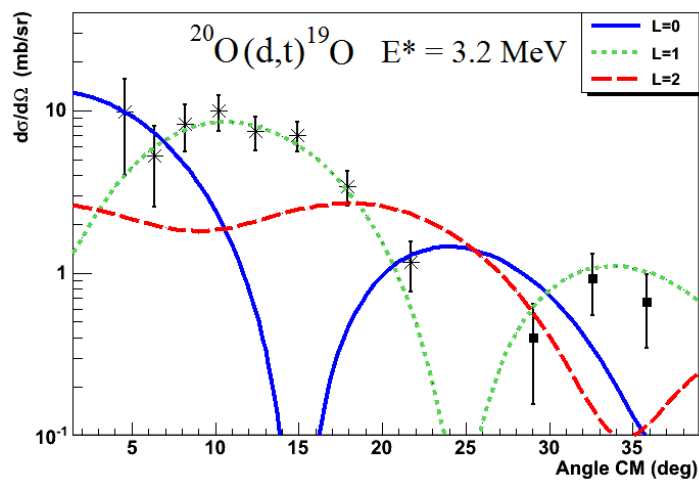


FIG. 3.35: La distribution angulaire de l'état excité à 3.2 MeV est tracée. Les courbes théoriques tirées de l'analyse DWBA sont ajustées aux points expérimentaux. La courbe $L=1$ s'ajuste le mieux aux données. Les points expérimentaux identifiés par une étoile ont été obtenus grâce à MUST2, ceux identifiés par un carré ont été obtenus grâce à TIARA.

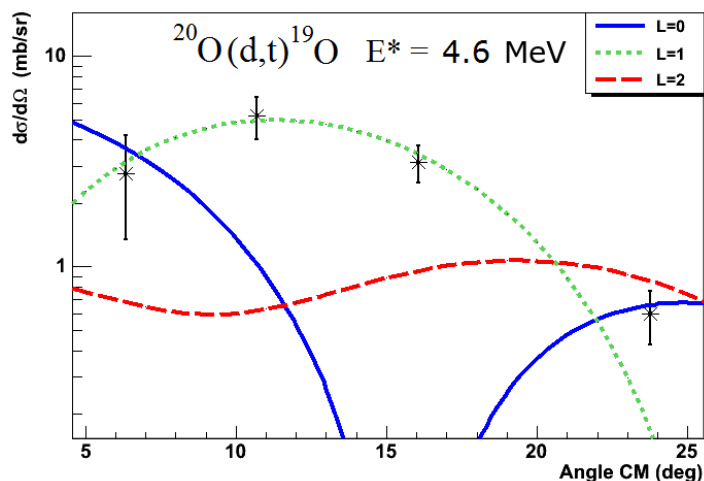


FIG. 3.36: La distribution angulaire de l'état excité à 4.6 MeV est tracée. Les courbes théoriques tirées de l'analyse DWBA sont ajustées aux points expérimentaux. La courbe $L=1$ s'ajuste le mieux aux données.

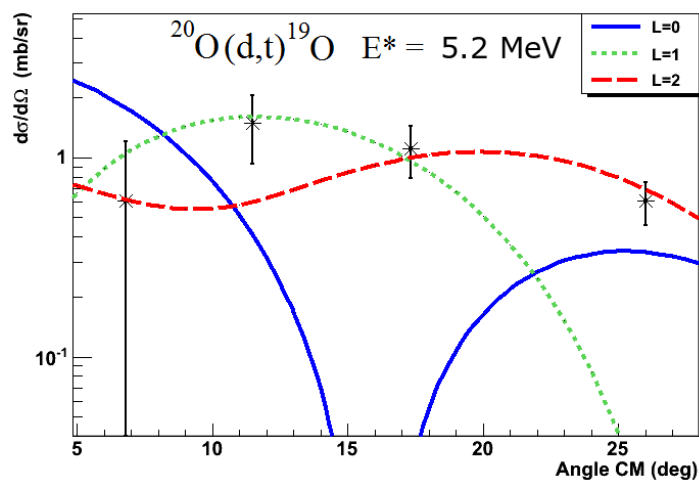


FIG. 3.37: La distribution angulaire de l'état excité à 5.2 MeV est tracée. Les courbes théoriques tirées de l'analyse DWBA sont ajustées aux points expérimentaux. La courbe $L=2$ s'ajuste le mieux aux données.

Facteur spectroscopique et règles de somme

La section efficace différentielle expérimentale est proportionnelle au recouvrement des fonctions d'onde du noyau final (^{19}O) et initial (^{20}O). Lors des réactions dites de *pickup* comme (d,t) ou (p,d), un neutron est retiré d'une couche lj du noyau initial. Le recouvrement traduit alors la probabilité d'observer l'état du noyau final avec un neutron en moins sur la couche lj par rapport au noyau initial dans sa configuration d'état fondamental. Ce terme, appelé facteur spectroscopique et noté C^2S , est spécifique à la structure du noyau et n'est donc pas calculé par les codes de DWBA. Ainsi, le rapport des sections efficaces différentielles expérimentales et calculées donne la grandeur C^2S , qui peut ensuite être comparée au facteur spectroscopique théorique tiré de calculs de modèle en couches. L'étude des facteurs spectroscopiques fournit donc un test efficace de ces modèles.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = C^2S \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{calc} \quad (3.1)$$

Les facteurs spectroscopiques sont soumis à des règles, dites de somme, qui reflètent la structure en couches du noyau. Lors d'une réaction de *pickup*, le facteur spectroscopique donne une mesure de l'occupation de la couche lj dans le noyau initial. En général, les transferts impliquant une orbitale lj se répartissent sur plusieurs états excités du noyau final. Il faut donc sommer sur ces états pour avoir une bonne interprétation de l'occupation d'une couche. La somme des facteurs spectroscopiques des transferts vers les états finals impliquant une orbitale lj est égale au nombre moyen de neutrons dans la couche lj de l'état fondamental du noyau initial. La règle de somme d'une réaction de *pickup* s'écrit donc :

$$G_{lj}(pickup) = \sum_{J_f \alpha_f} C^2S_{(A_f, J_f \alpha_f)} = n(l, j) \quad (3.2)$$

Où A_f désigne le noyau final (^{19}O dans notre cas) et J_f et α_f sont les nombres quantiques nécessaires pour caractériser les états finals impliquant l'orbitale lj . $n(l, j)$ est le nombre moyen de neutrons dans la couche lj de l'état fondamental du noyau initial.

Dans le cas d'une réaction de *stripping* comme (d,p), pour laquelle un neutron est ajouté sur une couche lj du noyau initial, le facteur spectroscopique donne une mesure du déficit d'occupation de la couche lj du noyau initial. La règle de somme de la réaction de *stripping* contient cette fois un terme de spin. Le produit de ce terme et de la somme des facteurs spectroscopiques est égal au nombre moyen de trous dans la couche lj de l'état fondamental du noyau initial.

$$G_{lj}(\text{stripping}) = \sum_{J_f \alpha_f} C^2 S_{(A_f, J_f \alpha_f)} \cdot \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} = h(l, j) \quad (3.3)$$

Où J_f et J_i désignent les moments angulaires totaux du noyau final et du noyau initial. A_f désigne le noyau final qui est l'²¹O dans notre cas et $h(l, j)$ est le nombre moyen de trous dans la couche lj de l'état fondamental du noyau initial.

La somme de $G_{lj}(\text{pickup})$ et $G_{lj}(\text{stripping})$ est un invariant. Elle est égale au nombre de neutrons pouvant peupler la couche lj .

$$G_{lj}(\text{pickup}) + G_{lj}(\text{stripping}) = 2j + 1 \quad (3.4)$$

Les règles de sommes ont été détaillées dans le cas du transfert d'un neutron mais sont identiques lors du transfert d'un proton.

Détermination des facteurs spectroscopiques

L'influence de différents potentiels optiques sur l'allure des sections efficaces et la valeur des facteurs spectroscopiques a été testée. Pour la voie d'entrée, les paramétrisations de Daehnick (E=11-90 MeV, A=27-238) et Perey-Perey (E=11-27 MeV, A=40-208) ainsi que le potentiel optique de Meurders ont été utilisés [Dae80, Per76, Meu74]. Pour la voie de sortie, la nouvelle paramétrisation des noyaux de masse trois nommée GDP08 (E=30-217 MeV, A=40-209) a été comparée à celle de Becchetti-Greenlees [Pan09, Bec76].

La distribution angulaire de l'état fondamental de l'¹⁹O est tracée sur la figure 3.38. Les sections efficaces différentielles calculées pour plusieurs couples différents de potentiels optiques et pour un moment angulaire transféré $L=2$ sont ajustées aux points expérimentaux. Les courbes ont des allures similaires et s'ajustent correctement aux points expérimentaux. Mais les facteurs spectroscopiques ont des valeurs différentes (voir tableau 3.4). L'utilisation du potentiel global de Daehnick diminue de 15% la valeur du facteur spectroscopique par rapport au potentiel de Lohr-Haeberli.

Le facteur spectroscopique expérimental a été choisi en prenant la moyenne des deux valeurs extrêmes obtenues par les couples Lohr/GDP08 et Daehnick/Becchetti. L'incertitude associée résulte de l'erreur systématique sur la normalisation des sections efficaces ($\pm 12.7\%$), du choix du couple de potentiels optiques ($\pm 11-14\%$) et de l'ajustement par la méthode du χ^2 des distributions angulaires ($\pm 6-13\%$). Elle est donnée par la somme quadratique de ces trois termes et varie entre $\pm 19.8\%$ pour l'état fondamental et $\pm 21.2\%$ pour l'état excité à 1.4

MeV. La figure 3.39 et le tableau 3.5 permettent de comparer les facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques. Ces derniers sont issus d'un calcul de modèle en couches utilisant l'interaction USD (Universal SD), les résultats complets du calcul sont présentés dans l'annexe A du manuscrit. On observe un décalage systématique d'environ 25% entre les facteurs spectroscopiques expérimentaux et calculés. Le couple de potentiels Daehnick/Becchetti donne les facteurs spectroscopiques les plus proches de la théorie (15% de différence). Une erreur sur la normalisation des sections efficaces est envisageable et peut expliquer ce décalage. Les incertitudes expérimentales et celles résultant des calculs théoriques sont importantes, elles rendent difficile la détermination absolue des facteurs spectroscopiques. Mais les valeurs relatives des facteurs spectroscopiques des différents états d'un même noyau sont bien déterminées et l'étude comparative des facteurs spectroscopiques garde son intérêt.

L'analyse de la réaction (d,p) produisant le noyau ^{21}O permettra d'apporter des informations supplémentaires sur l'occupation des couches du noyau ^{20}O . Il sera aussi possible de vérifier la cohérence des valeurs extraites à partir des deux réactions de pickup et de stripping grâce aux équations de règles de somme sur les facteurs spectroscopiques (*cf.* équation 3.4).

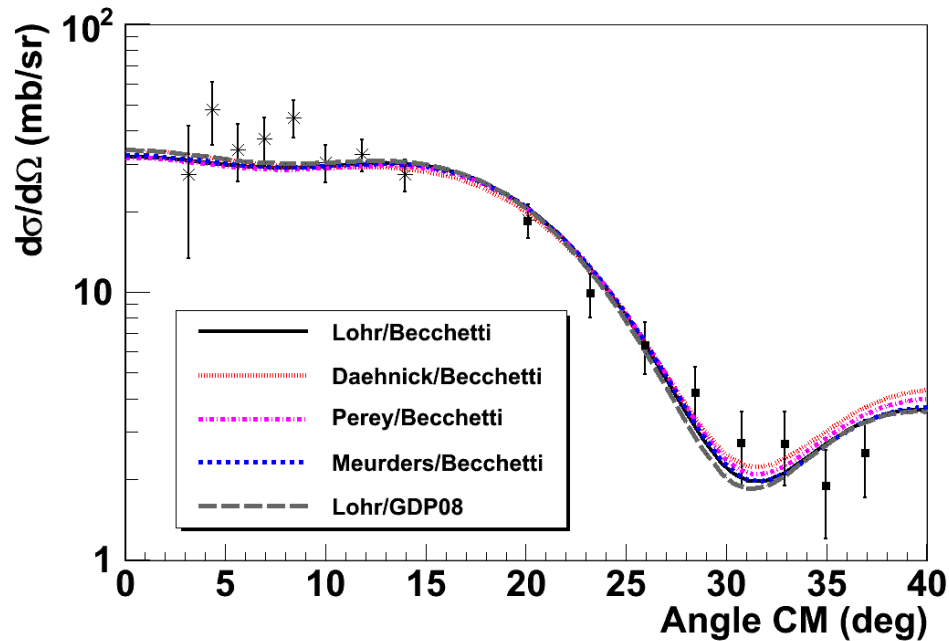


FIG. 3.38: La distribution angulaire de l'état fondamental de l' ^{19}O est tracée. Les sections efficaces différentielles calculées par TWFNR pour plusieurs couples différents de potentiels optiques et pour un moment angulaire transféré $L=2$ sont ajustées aux points expérimentaux. Les courbes ont des allures similaires et s'ajustent correctement aux données. Les points expérimentaux identifiés par une étoile ont été obtenus grâce à MUST2, ceux identifiés par un carré ont été obtenus grâce à TIARA.

Potentiel deuteron	Lohr	Daehnick	Meurders	Perey	Lohr	
Potentiel triton	Becchetti	Becchetti	Becchetti	Becchetti	GDP08	
Pic (MeV)	D1T1	D2T1	D3T1	D4T1	D1T2	USD
0	4.85	4.10 (-15%)	4.55 (-6%)	4.55 (-6%)	5.42 (+12%)	3.43
1.46	0.50	0.45 (-10%)	0.47 (-6%)	0.47 (-4%)	0.56 (+12%)	0.28
3.23	1.50	1.30 (-13%)	1.43 (-5%)	1.41 (-6%)	1.65 (+10%)	1.04

TAB. 3.4: Ce tableau compile les facteurs spectroscopiques expérimentaux obtenus avec différents couples de potentiels optiques. Le pourcentage entre parenthèses donne la différence avec la valeur du facteur spectroscopique du premier couple de potentiels nommé D1T1.

E_{exp}^* (MeV)	C ² S Exp	E_{USD}^* (MeV)	C ² S USD	J^π USD
0	4.76 (19.8%)	0	3.43	$5/2^+$
1.46	0.50 (21.2%)	1.47	0.28	$1/2^+$
3.23	1.47 (20.2%)	2.24	1.04	$1/2^-$

TAB. 3.5: Ce tableau présente les facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques. Les valeurs théoriques sont issues d'un calcul de modèle en couches utilisant l'interaction USD (voir l'annexe A du manuscrit).

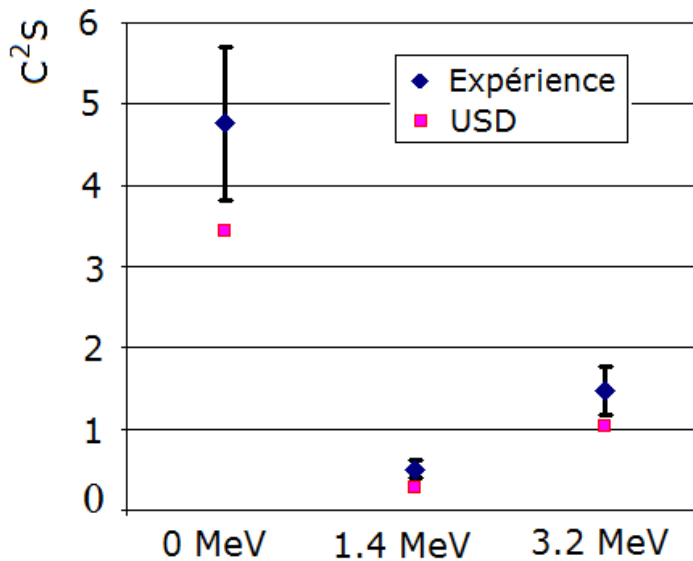


FIG. 3.39: Cette figure permet de comparer les valeurs des facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques. Les valeurs théoriques sont issues d'un calcul de modèle en couches utilisant l'interaction USD.

3.6 Discussion et comparaison avec les résultats préexistants

Le noyau ^{19}O a été étudié à partir des années soixante par les réactions $^{18}\text{O}(\text{d,p})^{19}\text{O}$ [Wiz66, Fin69, Fin70, Bro71, Sen74], $^{17}\text{O}(\text{t,p})^{19}\text{O}$, [Cro72, Cro75] et $^{13}\text{C}(^7\text{Li,p})^{19}\text{O}$ [For77]. Il a aussi été étudié par décroissance β [Duf86, Sum06] et plus récemment au moyen de la réaction de capture d'un neutron $^{18}\text{O}(\text{n},\gamma)^{19}\text{O}$ [Nag07, Ohs08]. Le noyau ^{19}O n'a jamais été étudié par la réaction $^{20}\text{O}(\text{d,t})$.

La figure 3.40 présente un résumé des résultats obtenus sur ce noyau lors de cette expérience. Les moments angulaires totaux, les parités, les énergies et les décroissances sont comparés aux résultats déjà connus. Les résultats expérimentaux sont confrontés aux résultats théoriques obtenus grâce à un calcul de modèle en couches utilisant l'interaction USD. Le calcul complet est présenté dans l'annexe A du manuscrit. Les états connus de l' ^{19}O dont l'énergie est inférieure au seuil neutron sont aussi présentés dans le tableau de la figure 3.41. Le tableau est tiré du site internet du National Nuclear Data Center [NNDC].

Le premier pic du spectre en énergie d'excitation obtenu lors de notre étude a été identifié comme résultant du peuplement de l'état fondamental de l' ^{19}O . Pourtant, la résolution en énergie d'excitation ne permet pas de séparer l'état fondamental de l'état $J^\pi = 3/2^+$ tabulé à 96 keV. Mais l'absence de γ de 96 keV en coïncidence avec les particules du premier pic garantit un peuplement très faible de cet état. Le moment angulaire total et la parité de l'état fondamental valent $J^\pi = 5/2^+$. Ces grandeurs ont été mesurées auparavant grâce à la réaction $^{18}\text{O}(\text{d,p})^{19}\text{O}$, réalisée à l'aide d'un faisceau de deutons polarisés [Sen74]. Notre distribution angulaire atteste d'un moment angulaire transféré $L=2$ et donc du peuplement d'un état $J^\pi = 3/2^+$ ou $5/2^+$, en accord avec les mesures préexistantes.

Le deuxième pic en énergie d'excitation, mesuré à 1408 keV, peut être associé sans ambiguïté à l'état $J^\pi = 1/2^+$ tabulé à 1472 keV. Le moment angulaire total et la parité de cet état ont aussi été déterminés par l'expérience citée précédemment, utilisant un faisceau de deutons polarisé. Notre mesure du moment angulaire transféré ($L=0$) certifie elle aussi le peuplement d'un état $J^\pi = 1/2^+$. Cet état excité décroît essentiellement par cascade via l'état positionné à 96 keV ($I_\gamma = 98\%$). Notre mesure de coïncidence γ -particule apporte une nouvelle confirmation.

L'observation de cet état lors d'une réaction de *pickup* présente un intérêt pour l'étude de la magicité $N=14$. Dans le cas où $N=14$ est magique, les couches neutrons sont pleines jusqu'à la couche $d_{5/2}$ et vides au-delà, ainsi le nombre d'occupation de la couche neutron $s_{1/2}$ doit être nul. Le peuplement de l'état $J^\pi = 1/2^+$ par réaction de *pickup* prouve que la couche neutron $s_{1/2}$ est occupée dans l'état fondamental de l' ^{20}O (C^2S mesuré = 0.50). Pourtant, l'existence d'une fermeture de couche $N=14$ est bien établie dans l' ^{22}O [Thi00, Bec06]. Les résultats de l'expérience démontrent l'inexistence de cette fermeture de couche dans l' ^{20}O . Dans ce noyau, l'écart en énergie est suffisamment faible entre les couches neutrons $d_{5/2}$ et $s_{1/2}$ pour que les

neutrons puissent peupler la couche supérieure $s_{1/2}$.

Le troisième pic en énergie d'excitation, mesuré à 3230 keV, peut être identifié à l'état tabulé $J^\pi = 5/2^+$ à 3153 keV ou bien à l'état $J^\pi = (1/2, 3/2)^-$ à 3232 keV. La décroissance γ de l'état de parité positive est bien connue. Cet état décroît essentiellement par cascade via l'état positionné à 96 keV ($I_\gamma = 92\%$). La décroissance γ de l'état de parité négative n'est pas indiquée dans le tableau. Dufour *et al.* ont observé une décroissance de cet état par cascade via l'état positionné à 96 keV [Duf86]. Cette mesure a été confirmée récemment par Sumithrarachchi *et al.* [Sum06] et Nagai *et al.* [Nag07]. Ainsi, l'identification de l'état à 3230 keV repose sur la mesure des γ de haute énergie. L'état de parité positive est en coïncidence avec des γ d'énergie 3057 keV tandis que l'état de parité négative est en coïncidence avec des γ d'énergie 3136 keV. La faible statistique des spectres γ ne permet pas de trancher mais le petit pic observé à 3158 keV privilégie la piste du peuplement de l'état $J^\pi = (1/2, 3/2)^-$ (voir figure 3.21). L'étude de la distribution angulaire apporte une conclusion. Le moment angulaire transféré lors de la réaction est $L=1$, signant ainsi l'état de parité négative.

Le moment angulaire total et la parité de cet état sont entre parenthèses dans les tables car ils n'ont jamais été clairement identifiés. J.L. Wiza et R. Middleton ont étudié la réaction $^{18}\text{O}(d,p)^{19}\text{O}$ dans les années soixante et ont associé un moment angulaire $L=0$ au transfert vers cet état [Wiz66]. P. Fintz *et al.* ont mesuré un moment angulaire $L=2$ au moyen de la même réaction mais leur faible statistique et l'absence de points expérimentaux aux petits angles ont incité les auteurs à ne pas remettre en doute la mesure précédente [Fin69]. Plus récemment, E.K. Warburton a apporté une nouvelle interprétation des résultats expérimentaux de J.L. Wiza et R. Middleton et a contesté leur mesure du moment angulaire [War88]. Il a remarqué que leur distribution angulaire expérimentale s'ajustait davantage à une analyse DWBA calculée pour un moment angulaire transféré $L=1$. Il a donc attribué à cet état une parité négative et un moment angulaire total $J = 1/2$ ou $3/2$. Il a aussi comparé ce résultat à un calcul de modèle en couches et interprété l'état à 3232 keV comme résultant d'une configuration de trou dans la couche $1p_{1/2}$. L'analyse de la réaction $^{20}\text{O}(d,t)^{19}\text{O}$ confirme donc le travail de E.K. Warburton en attribuant une parité négative à l'état à 3232 keV.

Les états connus de l' ^{19}O dont l'énergie est supérieure au seuil neutron sont présentés dans le tableau de la figure 3.42. L'étude menée sur le spectre de la figure 3.12 a permis d'identifier deux pics au-dessus du seuil neutron à 4.57 MeV et 5.20 MeV d'énergie d'excitation. Le pic mesuré à 4.57 MeV peut correspondre à l'état excité $J^\pi = 3/2^-$ déjà observé par Sen *et al.* et positionné à 4582 keV [Sen74]. Notre distribution angulaire atteste en effet d'un moment angulaire transféré $L=1$ et donc du peuplement d'un état $J^\pi = 1/2^-$ ou $3/2^-$. Le pic mesuré à 5.20 MeV peut correspondre à l'état excité $J^\pi = 5/2^+$ positionné à 5148 keV [Sen74]. Notre distribution angulaire privilégie un moment angulaire transféré $L=2$, en accord avec l'observation de cet état.

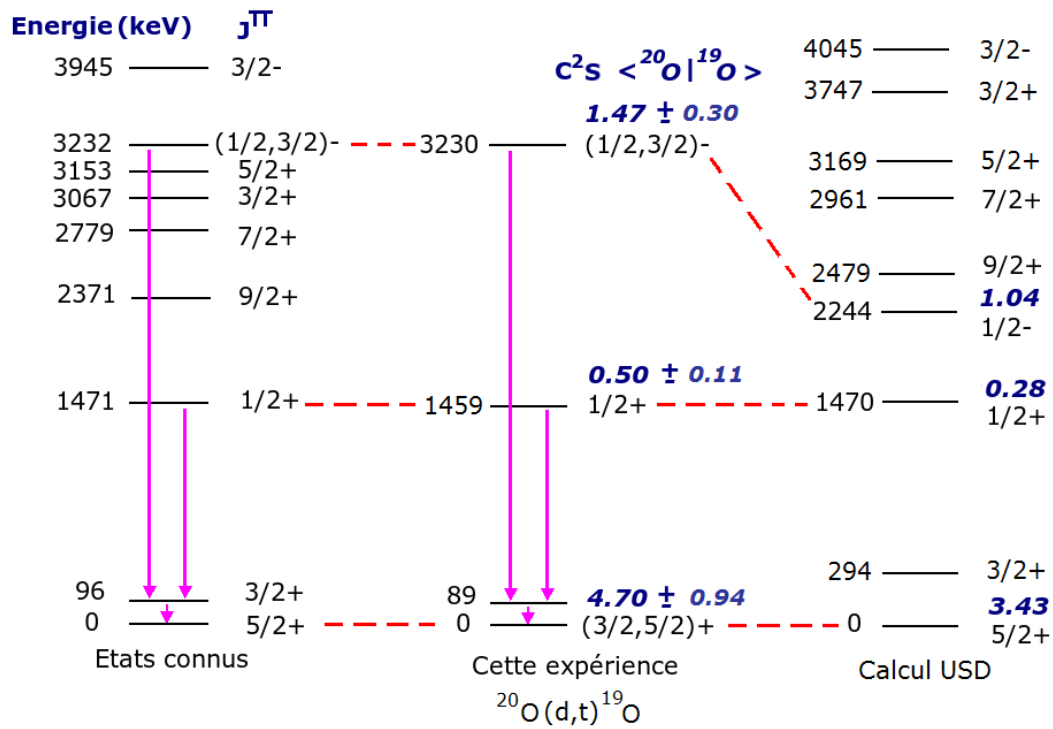


FIG. 3.40: Cette figure présente un résumé des résultats obtenus sur le noyau ^{19}O grâce à la réaction $^{20}\text{O}(d,t)^{19}\text{O}$. Les moments angulaires totaux, les parités, les énergies et les décroissances sont comparés aux résultats déjà connus. Les résultats expérimentaux sont confrontés aux résultats théoriques obtenus grâce à un calcul de modèle en couches utilisant l'interaction USD.

E_{level} (keV)	J^{π}	$T_{1/2}$	E_{γ} (keV)	I_{γ}	γ mult.	Final level	
0.0	5/2+	26.88 s 5 % $\beta^- = 100$					
96.0 5	3/2+	1.39 ns 5	96.0	100	M1	0.0	5/2+
1471.7 4	1/2+	0.88 ps 12	1375.7 1471.7	98.0 2 2.0 2	M1 E2	96.0 0.0	3/2+ 5/2+
2371.5 10	9/2+	> 2.4 ps	2371.5	100	E2	0.0	5/2+
2779.0 9	7/2+	64 fs 13	2779.0	100	M1+E2	0.0	5/2+
3067.4 16	(3/2)+	≥ 0.7 ps	1595.7	100		1471.7	1/2+
3153.5 17	5/2+	≥ 0.7 ps	3057.5 3153.5	92 4 8 4		96.0 0.0	3/2+ 5/2+
3231.6 23	(1/2, 3/2-)						
3944.9 14	3/2-		2473.2 3848.9 3944.9	28 4 39 8 33 8		1471.7 96.0 0.0	1/2+ 3/2+ 5/2+

FIG. 3.41: Etats connus de l' ^{19}O dont l'énergie est inférieure au seuil neutron. Extrait du site internet du National Nuclear Data Center [NNDC].

E^* (keV)	J^{π}	$T_{1/2}$	E^* (keV)	J^{π}	$T_{1/2}$
4109.3 19	3/2+	< 15 keV	5704.6 43	7/2-, 5/2	7.8 keV 14 % n = 100
4328.1 24	3/2, 5/2	< 15 keV	6119.6 32	3/2+	≈ 110 keV % n = 100
4402.5 27	3/2, 5/2, 7/2	< 15 keV	6191.6 55		
4582.0 46	3/2-	52 keV 3 % n = 100	6269.3 26	7/2-	19.2 keV 24 % n = 100
4702.6 27	5/2+	< 15 keV	6405.8 31		
4968.3 55	5/2, 7/2		6466.2 48	7/2, 9/2, 11/2	% n = 100
5007.0 45	3/2, 5/2	< 15 keV	6583 6		
5082.0 54	1/2-	49 keV 5 % n = 100	6903 8		
5148.4 32	GE 5/2+	3.4 keV 10 % n = 100	6988 9		
5384.0 28	9/2, 11/2, 13/2		7118 10		
5503.5 31		< 15 keV	7242 8		
5540	3/2+	≈ 490 keV % n = 100			

FIG. 3.42: Etats connus de l' ^{19}O dont l'énergie est supérieure au seuil neutron. Extrait du site internet du National Nuclear Data Center [NNDC].

Chapitre 4

Etude du ^{25}Ne via les réactions (d,t) et (p,d)

Une première partie présente l'ensemble des fragments identifiés par le spectromètre VAMOS lors de l'expérience avec le faisceau de ^{26}Ne . Le chapitre se consacre ensuite à l'étude des réactions $^{26}\text{Ne}(\text{d,t})^{25}\text{Ne}$ et $^{26}\text{Ne}(\text{p,d})^{25}\text{Ne}$. Le spectre en énergie d'excitation du ^{25}Ne , les coïncidences γ - particule et les distributions angulaires sont présentés et discutés.

4.1 Noyaux identifiés par VAMOS

Les noyaux identifiés par VAMOS sont présentés sur la figure 4.1 (*cf.* chapitre 2).

- Les noyaux $^{26}\text{Ne}^{10+}$ et $^{26}\text{Ne}^{9+}$ proviennent directement du faisceau, l'acceptance de VAMOS était centrée sur le $B\rho$ du $^{26}\text{Ne}^{10+}$.
- Le noyau ^{27}Ne provient de la réaction (d,p) sur le ^{26}Ne . La figure 4.2 présente la matrice énergie-angle des particules détectées par TIARA en coïncidence avec un ^{27}Ne identifié dans VAMOS. On distingue les lignes cinématiques de cette réaction vers l'état fondamental et les états excités du ^{27}Ne . Simon Brown, doctorant à l'université de Surrey en Angleterre, est chargé de l'analyse de cette réaction.
- Le noyau ^{24}Ne provient de la réaction (p,t) mais aussi des réactions (d,t) et (p,d) vers les états excités situés au-delà du seuil neutron du ^{25}Ne ($S_n = 4180$ keV). La figure 4.3 présente la matrice énergie-angle des particules détectées par MUST2 en coïncidence avec un ^{24}Ne identifié dans VAMOS. La ligne cinématique théorique de la réaction $^{26}\text{Ne}(\text{p,t})$ vers l'état fondamental du ^{24}Ne se superpose avec des points expérimentaux. Les particules du fond sont issues de réactions formant un ^{25}Ne excité au-delà de son seuil neutron.
- Les noyaux ^{22}F et ^{23}N sont essentiellement en coïncidence avec des particules α mais aussi

des protons. Aucune ligne cinématique est visible dans MUST2 et TIARA.

- Les noyaux $^{25}\text{Ne}^{10+}$ et $^{25}\text{Ne}^{9+}$ sont en coïncidence avec des tritons via la réaction (d,t) et des deutons via la réaction (p,d). Ces réactions sont étudiées dans la suite du chapitre.
- Le noyau ^{25}F produit par la réaction $^{26}\text{Ne}(d,^3\text{He})$ n'apparaît pas dans VAMOS bien que son acceptance permettrait de le détecter. Une étude identique à celle faite au chapitre précédent ne permet pas d'observer les lignes cinématiques (d, ^3He) vers le ^{25}F , noyau d'intérêt car de spectroscopie presque inconnue.

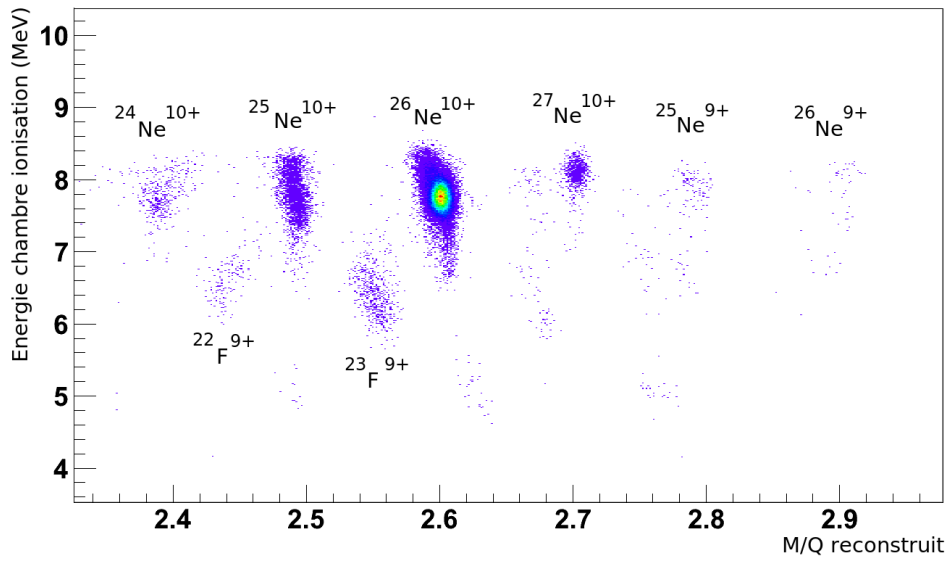


FIG. 4.1: La perte d'énergie dans la chambre à ionisation est tracée en fonction de la valeur M/Q reconstruite pour le faisceau de ^{26}Ne . Cette matrice d'identification des fragments lourds est ici conditionnée par la présence d'une particule légère dans TIARA ou MUST2. Des contours réalisés sur les signaux de VAMOS permettent d'éliminer le phénomène d'empilement dans la chambre à ionisation.

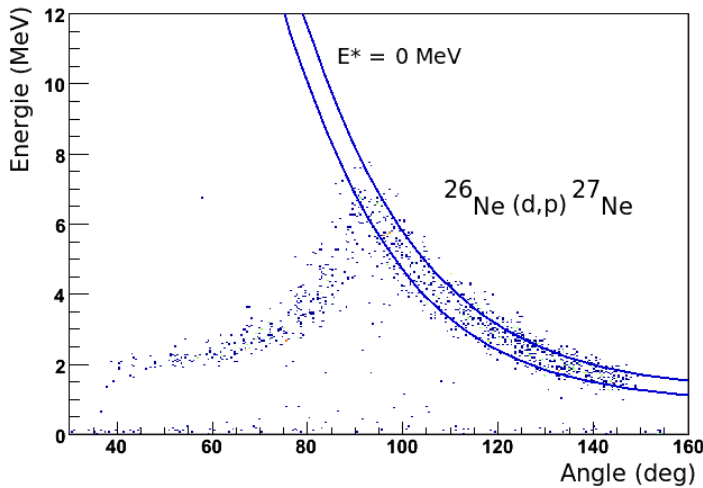


FIG. 4.2: La figure présente la matrice énergie-angle des particules détectées par TIARA en coïncidence avec un ^{27}Ne identifié dans VAMOS. Les lignes cinématiques théoriques (d,p) vers l'état fondamental et les états excités du ^{27}Ne se superposent avec les points expérimentaux.

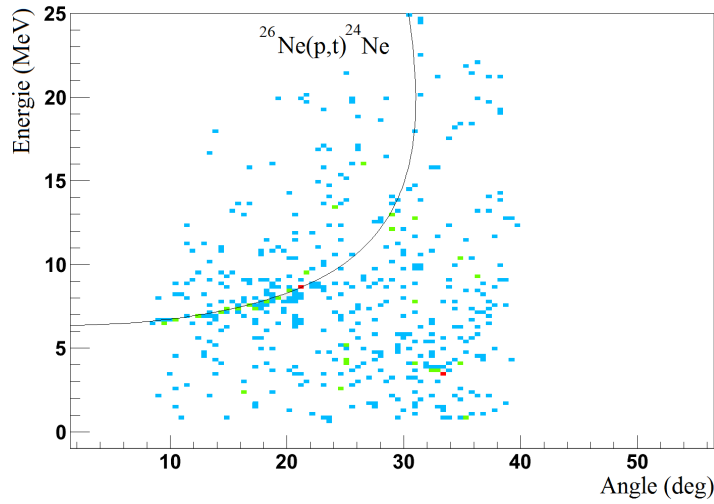


FIG. 4.3: La figure présente la matrice énergie-angle des particules détectées par MUST2 en coïncidence avec un ^{24}Ne identifié dans VAMOS. La ligne cinématique théorique (p,t) vers l'état fondamental du ^{24}Ne se superpose avec des points expérimentaux. Les particules du fond sont issues de réactions formant un ^{25}Ne excité au-dessus de son seuil neutron.

4.2 Identification des particules détectées par MUST2 en coïncidence avec un ^{25}Ne dans VAMOS

Une étude des noyaux légers de recul détectés par MUST2 en coïncidence avec un ^{25}Ne identifié par VAMOS a été réalisée. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.1. VAMOS a détecté 5406 ^{25}Ne dont 2495 sont en coïncidence avec une particule dans MUST2. La nature de ces particules a été déterminée grâce aux contours énergie-temps pour celles s'arrêtant dans les pistes en silicium et $\Delta E - E$ pour celles s'arrêtant dans les cristaux de CsI.

Type de contour	%
Proton (contour E-T ou $\Delta E - E$)	17
Deuton (contour E-T ou $\Delta E - E$)	46
Triton ou ^3He (contour E-T ou $\Delta E - E$)	39
Alpha (contour E-T ou $\Delta E - E$)	5
Aucun contour	5
Total	112

TAB. 4.1: Tableau présentant les noyaux légers identifiés par MUST2 en coïncidence avec un ^{25}Ne dans VAMOS.

Un pourcentage est calculé dans le tableau pour chaque type de particule. La somme dépasse 100% car les contours énergie-temps ont été tracés en se recouvrant parfois. Une même particule peut donc être identifiée deux fois différemment. C'est le cas de la trace énergie-temps des noyaux de masse trois qui se confond avec celle des α à basse énergie. Or les tritons de basse énergie sont produits en grand nombre dans cette expérience (Voir dans la suite du chapitre).

Le pourcentage associé aux particules α présenté dans le tableau a été calculé sans prendre en compte les α de basse énergie.

Les ^{25}Ne sont majoritairement en coïncidence avec des deutons, des noyaux de masse trois (triton ou ^3He) et des protons. Les deutons sont issus de la réaction (p,d) sur le ^{25}Ne . Ils sont identifiés à la fois dans le silicium à pistes et dans les cristaux de CsI. Les noyaux de masse trois sont en fait des tritons produits par la réaction (d,t), qui s'arrêtent tous dans le silicium à pistes. La figure 4.4 présente la matrice énergie-angle obtenue avec un contour sur les ^{25}Ne identifiés par VAMOS. Les lignes cinématiques des réactions $^{26}\text{Ne}(\text{d,t})$ et $^{26}\text{Ne}(\text{p,d})$ sont visibles.

Un double contour sur les ^{25}Ne et les deutons sélectionne les lignes cinématiques (p,d) à plus haute énergie et fait disparaître les lignes (d,t) (figure 4.5). Inversement, un contour sur les tritons sélectionne les lignes (d,t) à basse énergie (figure 4.6). Les protons sont probablement produits par la réaction (p,pn) sur le ^{26}Ne .

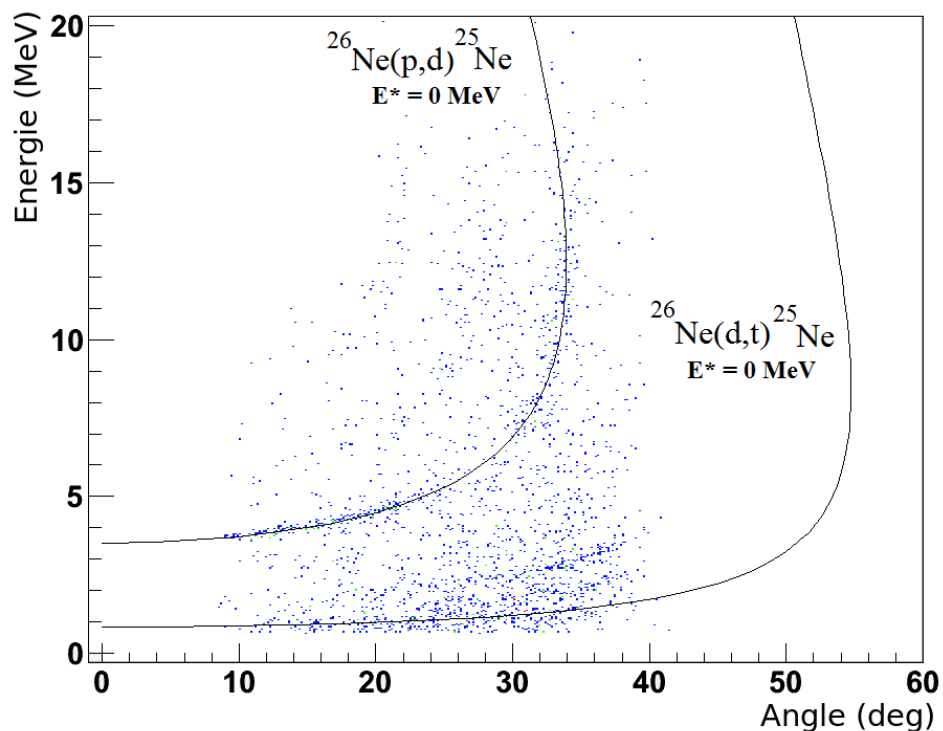


FIG. 4.4: Matrice énergie-angle obtenue avec un contour sur les ^{25}Ne détectés par VAMOS. Les lignes cinématiques des réactions $^{26}\text{Ne}(\text{d,t})$ et $^{26}\text{Ne}(\text{p,d})$ sont tracées et se superposent avec les points expérimentaux.

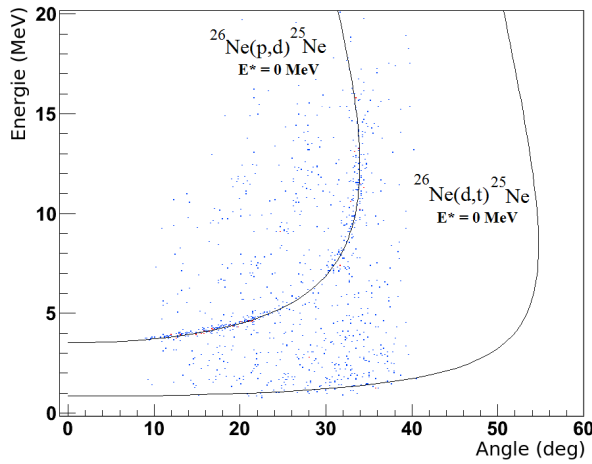


FIG. 4.5: Matrice énergie-angle obtenue avec un contour sur les ^{25}Ne détectés par VAMOS et un contour sur les deutons détectés par MUST2.

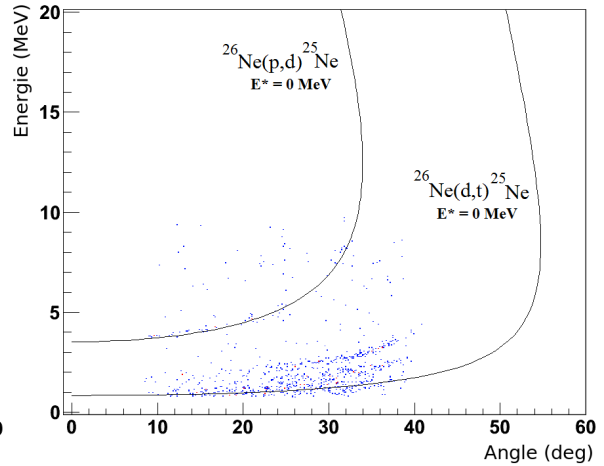


FIG. 4.6: Matrice énergie-angle obtenue avec un contour sur les ^{25}Ne détectés par VAMOS et un contour E-T sur les noyaux de masse trois détectés par MUST2.

4.3 Spectres en énergie d'excitation du ^{25}Ne

4.3.1 Spectre en énergie d'excitation du ^{25}Ne via la réaction (p,d)

Plusieurs spectres différents peuvent être extraits selon les contours choisis. Le premier spectre présenté sur la figure 4.7 est obtenu à partir des événements de MUST2 en coïncidence avec un ^{25}Ne dans VAMOS. Le spectre suivant (figure 4.8) est obtenu à partir du même contour ajouté d'un autre sur les deutons détectés par MUST2 (contour E-T ou $\Delta E - E$). Les coups sont donc en coïncidence avec un ^{25}Ne dans VAMOS et un deuton dans MUST2, sélectionnant ainsi la voie de réaction $^{26}\text{Ne}(p,d)^{25}\text{Ne}$. Le contour sur les deutons permet d'éliminer une partie du fond du premier spectre. Le spectre présente clairement deux pics positionnés à 0 et 1.7 MeV d'énergie d'excitation. On observe aussi un petit pic à 3.3 MeV.

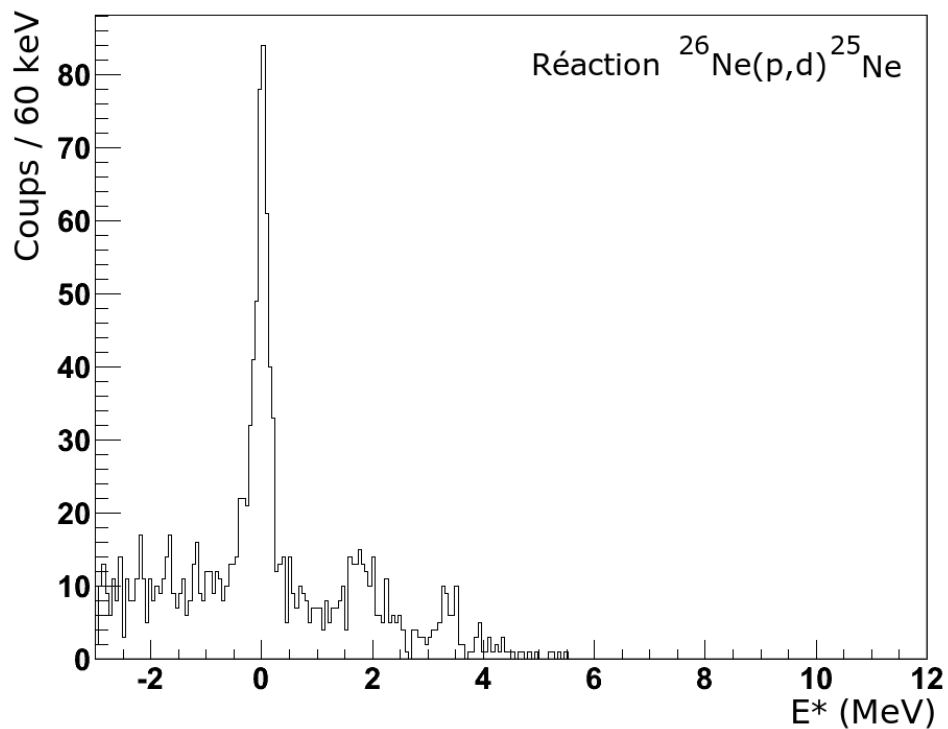


FIG. 4.7: Spectre en énergie d'excitation reconstruit à partir de toutes les particules détectées dans MUST2 en coïncidence avec un ^{25}Ne identifié par VAMOS.

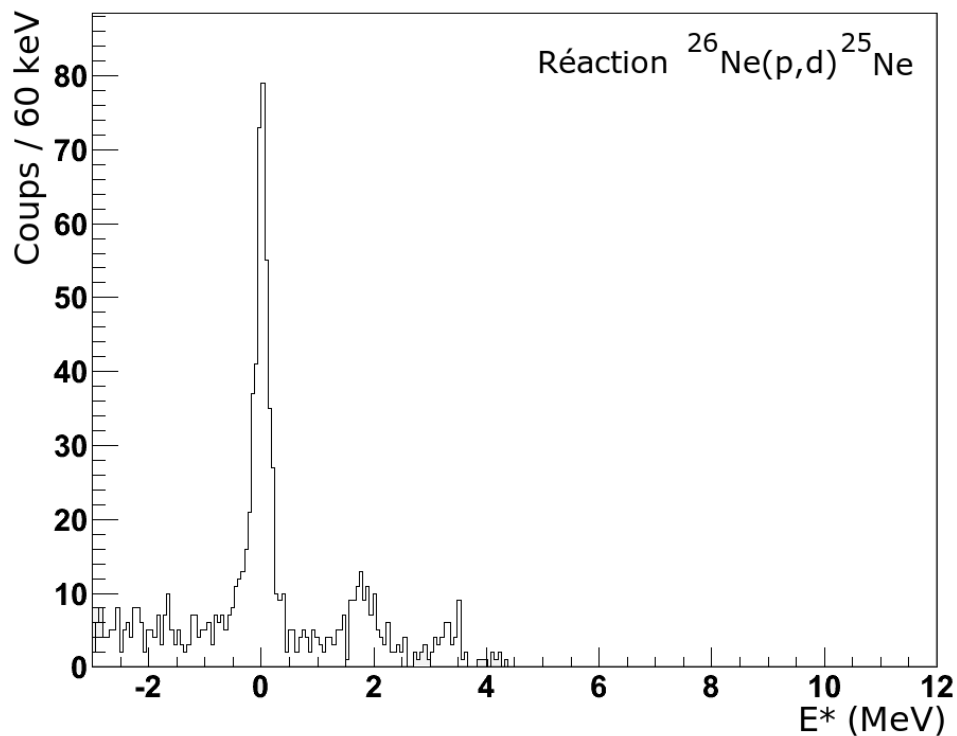


FIG. 4.8: Spectre en énergie d'excitation reconstruit à partir des deutons détectés par MUST2 en coïncidence avec un ^{25}Ne identifié par VAMOS.

Spectre en énergie d'excitation sans identification du fragment lourd

Le spectre en énergie d'excitation obtenu uniquement à l'aide d'un contour sur les deutons détectés par MUST2 est présenté sur la figure 4.9. Le nombre de coups compté dans le pic à 0 MeV est comparé à celui du spectre obtenu avec un contour supplémentaire sur les ^{25}Ne détectés dans VAMOS. Le contour sur VAMOS engendre une diminution du nombre de coups estimée à 9%. Une part importante de cette diminution peut être attribuée au phénomène d'empilement dans les chambres à dérive de VAMOS. La coïncidence de deux fragments empêche la reconstruction du rapport M/Q et 6% des événements de VAMOS sont concernés (*cf.* chapitre 2).

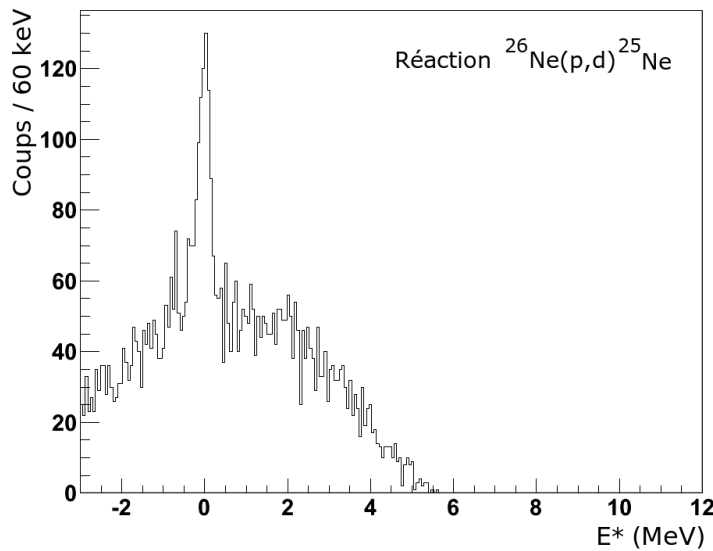


FIG. 4.9: Spectre en énergie d'excitation reconstruit à partir des deutons détectés par MUST2 (contour $\Delta E - E$ ou énergie-temps).

4.3.2 Spectre en énergie d'excitation du ^{25}Ne via la réaction (d,t)

Le premier spectre présenté sur la figure 4.10 est extrait à partir des événements de MUST2 en coïncidence avec un ^{25}Ne détecté dans VAMOS. Le spectre suivant (figure 4.11) est obtenu à partir du même contour ajouté d'un autre sur les tritons détectés par MUST2. Les coups sont donc en coïncidence avec un ^{25}Ne dans VAMOS et un triton dans MUST2, sélectionnant ainsi la voie de réaction $^{26}\text{Ne}(d,t)^{25}\text{Ne}$. Le contour sur les tritons permet d'éliminer une partie du fond du premier spectre. En considérant les pics identifiés lors de l'étude de la réaction (p,d), on peut distinguer sur ce spectre deux pics très larges à 0 et 1.7 MeV d'énergie d'excitation. Le troisième pic à 3.3 MeV est lui clairement identifié. La largeur des pics est due à la diffusion multiple en angle et en énergie que subissent les tritons dans la cible. Celle-ci est d'autant plus importante que les tritons ont une énergie initiale très faible. Une partie des tritons de l'état fondamental du ^{25}Ne reste piégée dans la cible tandis qu'une autre partie n'a pas l'énergie minimum requise pour déclencher le silicium à pistes dont le seuil en énergie se situe à 400 keV. La figure 4.12 présente la matrice énergie-angle des tritons identifiés par MUST2 en coïncidence avec un ^{25}Ne identifié par VAMOS.

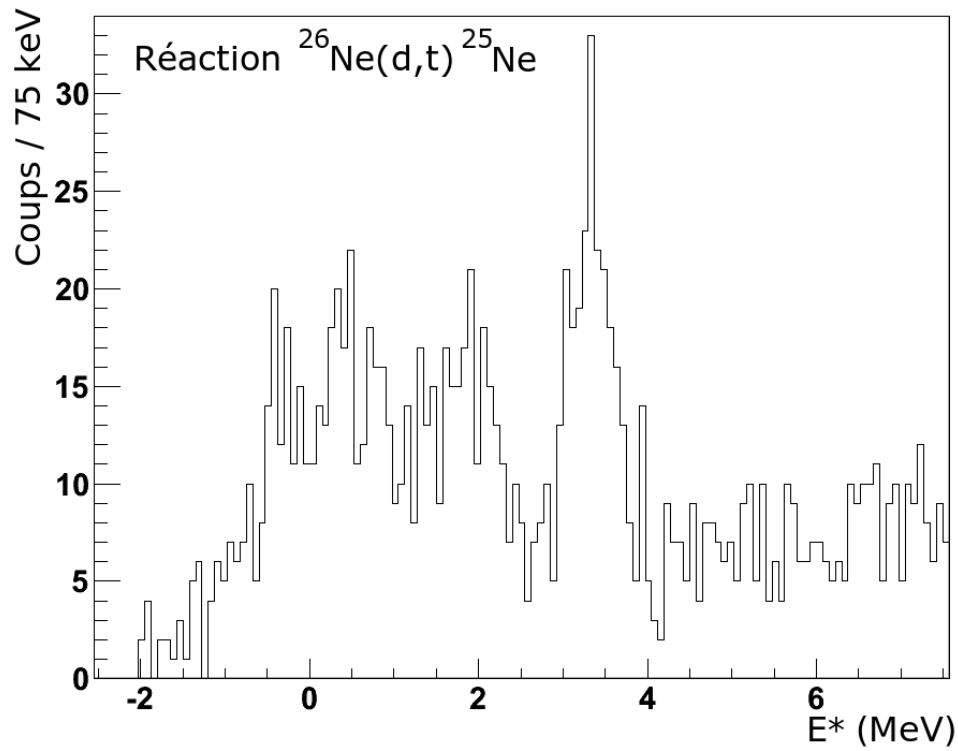


FIG. 4.10: Spectre en énergie d'excitation reconstruit à partir de toutes les particules détectées dans MUST2 en coïncidence avec un ^{25}Ne identifié par VAMOS.

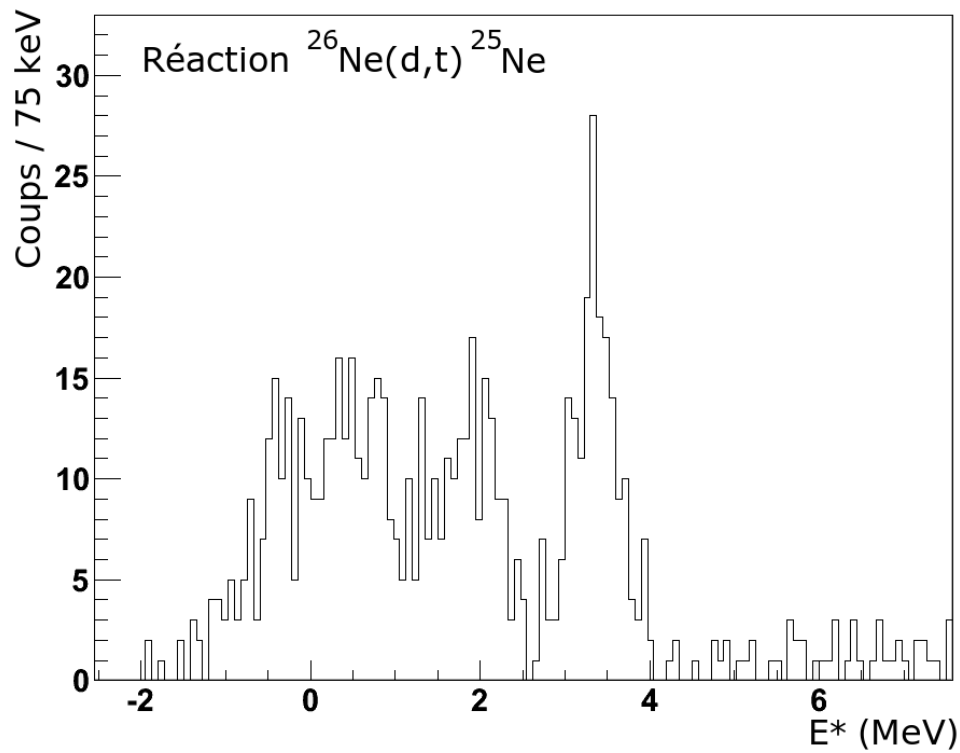


FIG. 4.11: Spectre en énergie d'excitation reconstruit à partir des tritons détectés dans MUST2 en coïncidence avec un ^{25}Ne identifié par VAMOS.

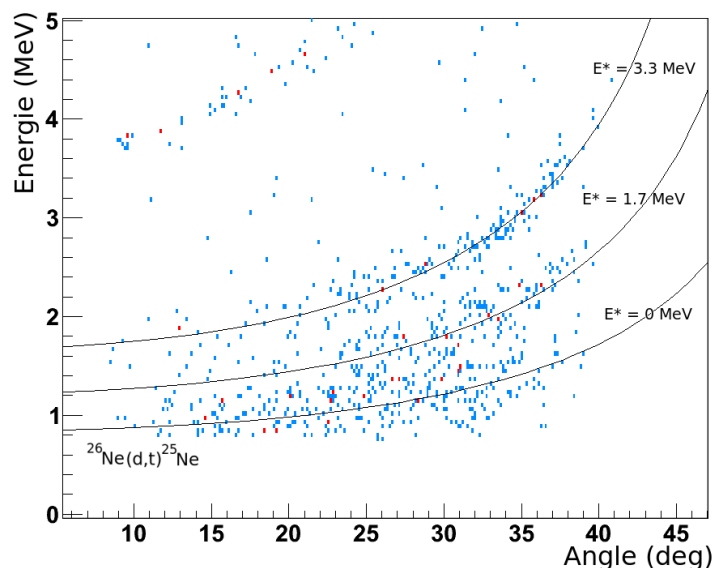


FIG. 4.12: Matrice énergie-angle des tritons identifiés par MUST2 en coïncidence avec un ^{25}Ne détecté dans VAMOS. Les lignes cinématiques théoriques de la réaction $^{26}\text{Ne}(d,t)$ vers l'état fondamental et deux états excités du ^{25}Ne sont tracées.

Spectre en énergie d'excitation sans identification du fragment lourd

Le spectre en énergie d'excitation obtenu uniquement à l'aide d'un contour sur les particules de masse trois (contour E-T) détectées par MUST2 est présenté sur la figure 4.13. Il permet d'étudier les états du ^{25}Ne dont l'énergie est supérieure au seuil neutron ($S_n = 4180$ keV). On peut supposer la présence de pics à 4.81 MeV (LTMH ~ 800 keV) et 6.81 MeV (LTMH ~ 430 keV) d'énergie d'excitation. L'existence de ces états sera discutée à la fin du chapitre lors d'une comparaison avec les données déjà existantes sur le ^{25}Ne . Le pic à 8 MeV correspond à l'état fondamental du ^{25}Ne peuplé par la réaction (p,d). Les contours énergie-temps ont été tracés en se recouvrant parfois, les coups contenus dans ce pic sont en fait des deutons. Le pic à 12 MeV correspond à l'état fondamental du ^{24}Ne peuplé par la réaction (p,t). Les coups contenus dans ce pic sont en coïncidence avec des ^{24}Ne détectés par VAMOS.

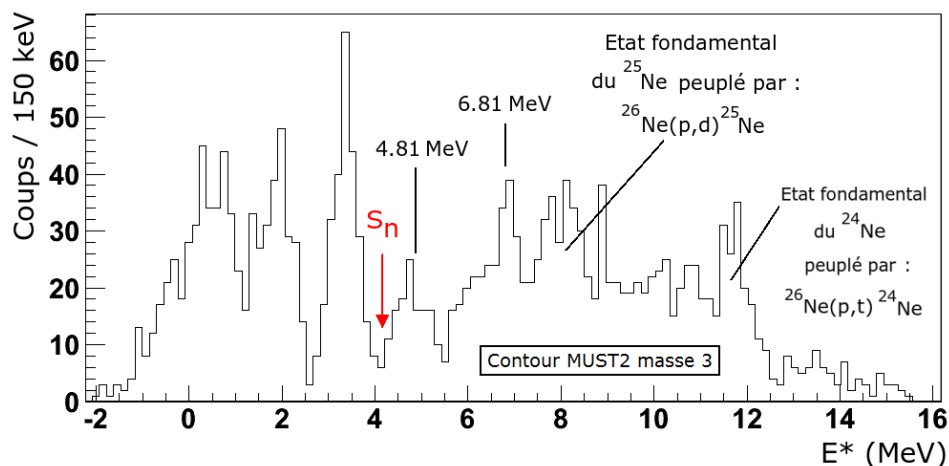


FIG. 4.13: Spectre en énergie d'excitation reconstruit à partir du contour sur les particules de masse trois arrêtées dans le silicium à pistes (contour énergie-temps).

4.3.3 Position des pics et résolution en énergie d'excitation

La position et la résolution des pics ont été mesurées sur les spectres en énergie d'excitation obtenus à l'aide du double contour sur MUST2 et VAMOS. Sur chacun des quatre modules de MUST2, la position de l'état fondamental du ^{25}Ne peuplé par la réaction (p,d) est proche de 0 MeV. L'opération d'alignement de chaque module n'a donc pas été effectuée. Elle n'a pas non plus été réalisée sur le spectre de la réaction (d,t) car la position de l'état fondamental est difficilement mesurable. Le tableau 4.2 compile les mesures de position et les résolutions expérimentales et simulées de chaque pic pour les réactions (d,t) et (p,d).

Mesure	Pic n°1	Pic n°2	Pic n°3
Position (keV) (p,d)	2	1810	3280
Résolution (keV LTMH) (p,d)	320	440	non mesuré
Position (keV) (d,t)	non mesuré	1765	3352
Résolution (keV LTMH) (d,t)	~ 1400	980	635
Résolution (keV LTMH) (d,t) simulée	1600	1100	695

TAB. 4.2: Ce tableau compile les mesures de position et les résolutions expérimentales et simulées de chaque pic pour les réactions (d,t) et (p,d).

Les résolutions ont été comparées avec celles obtenues grâce à la simulation GEANT4 de MUST2. Les conditions expérimentales, épaisseur de cible, position des modules, largeur du faisceau et résolution intrinsèque des détecteurs ont été reproduites dans la simulation. Les particules de la simulation subissent les mêmes corrections que celles de l'expérience : correction de la perte d'énergie dans la cible et dans la zone morte du silicium à pistes. Les résolutions en énergie d'excitation calculées par la simulation sont proches des valeurs expérimentales. La figure 4.14 présente la ligne cinématique et le pic de l'état fondamental du ^{25}Ne alimentés par la réaction $^{26}\text{Ne}(d,t)$ et calculés par GEANT4.

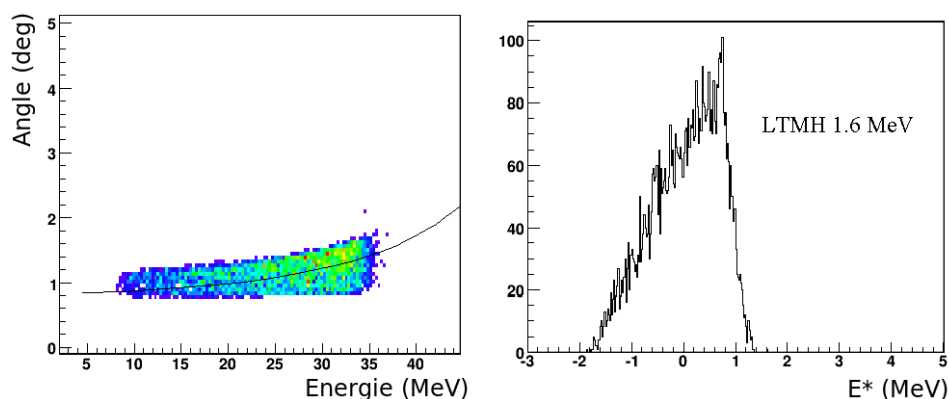


FIG. 4.14: La figure de gauche présente la ligne cinématique de la réaction $^{26}\text{Ne}(d,t)$ vers l'état fondamental du ^{25}Ne obtenue par GEANT4. La figure de droite présente le pic en énergie d'excitation reconstruit.

4.3.4 Spectre en énergie d'excitation de TIARA

Les lignes cinématiques des réactions (d,t) se poursuivent dans le Barrel de TIARA. La matrice énergie-angle des particules détectées dans TIARA en coïncidence avec un ^{25}Ne identifié par VAMOS est présentée sur la figure 4.15. Le spectre en énergie d'excitation associé est présenté sur la figure 4.16. Un contour sur les ^{25}Ne identifiés dans VAMOS est indispensable pour distinguer les lignes cinématiques. TIARA ne mesure pas le temps, l'identification par temps de vol n'est donc pas possible. La faible résolution en position et en énergie ne permet pas de séparer les pics observés dans MUST2. Les distributions angulaires associées à la réaction (d,t) n'ont donc été tracées que sur la plage angulaire de détection de MUST2.

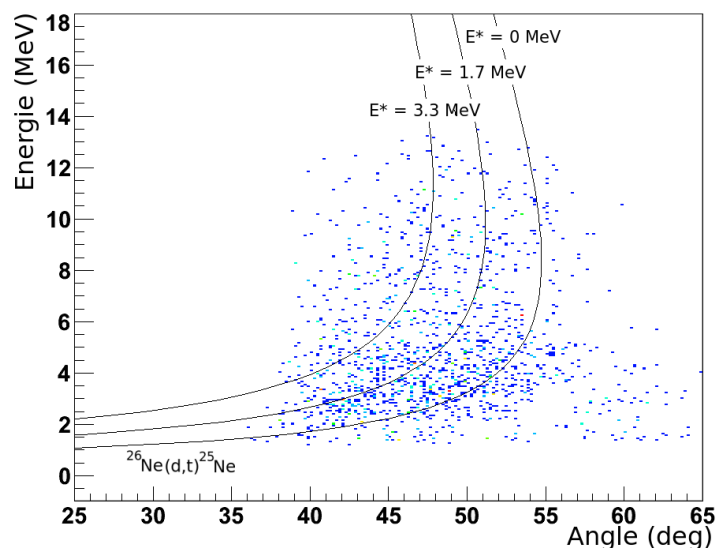


FIG. 4.15: Matrice énergie-angle du Barrel de TIARA obtenue avec un contour sur les ^{25}Ne détectés dans VAMOS. Les lignes cinématiques de la réaction $^{26}\text{Ne}(d,t)^{25}\text{Ne}$ vers l'état fondamental et deux états excités sont dessinées.

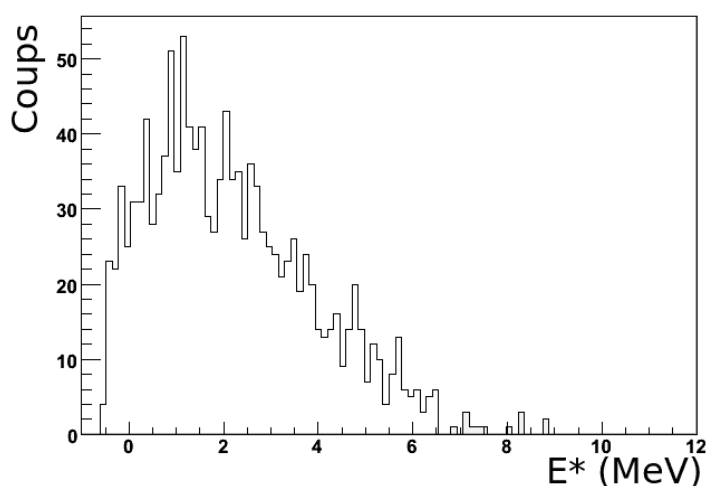


FIG. 4.16: Spectre en énergie d'excitation du ^{25}Ne obtenu grâce au Barrel de TIARA. La faible résolution en position et en énergie ne permet pas de séparer les pics observés dans MUST2.

4.4 Coïncidences γ - particule

Le spectre des γ en coïncidence avec un ^{25}Ne détecté par VAMOS est présenté sur la figure 4.17. Un pic à 1700 keV, très peuplé, se distingue des autres. On peut supposer la présence

d'autres pics de plus basse énergie (1590 keV, 1472 keV et 682 keV). Le fond du spectre est important et ces pics émergent à peine. Un pic très large, centré autour de 160 keV, est visible à basse énergie.

Les γ en coïncidence avec les particules détectées par MUST2 contenues dans le premier pic à 0 MeV d'énergie d'excitation (obtenu par (d,t) et (p,d)) sont présentés sur le spectre de la figure 4.18. Dix-huit γ sont visibles mais aucun pic ne se distingue. Les γ observés peuvent provenir de coïncidences avec les particules situées dans la traine du second pic en énergie d'excitation qui se distingue mal du premier pic sur le spectre en énergie d'excitation obtenu par la réaction (d,t) (voir la figure 4.11). Compte tenu du faible nombre de γ observé, on peut raisonnablement considérer que le premier pic des spectres en énergie d'excitation correspond à l'état fondamental du ^{25}Ne .

Les γ en coïncidence avec les particules détectées par MUST2 contenues dans le deuxième pic à 1.7 MeV (obtenu par (d,t) et (p,d)) sont présentés sur le spectre de la figure 4.19. Deux pics à 1703 keV et 170 keV sont visibles. Le pic à 1.7 MeV contient deux fois plus de coups bien que l'efficacité à cette énergie soit 3.5 fois plus faible que celle à 170 keV. On considère donc que le deuxième pic particule est essentiellement peuplé par un état excité du ^{25}Ne à 1703 keV et non par un état d'énergie $1700+170=1870$ keV. Le deuxième pic des spectres particule de MUST2 contient 290 coups. L'efficacité de détection d'EXOAM à 1.7 MeV est estimée à 6.2% donc seulement 18 γ sont attendus sur le spectre. On compte effectivement environ 17 coups contenus dans le pic à 1703 keV.

Les γ en coïncidence avec les particules détectées par MUST2 contenues dans le troisième pic à 3.3 MeV (obtenu par (d,t) et (p,d)) sont présentés sur le spectre de la figure 4.20. Plusieurs pics sont visibles : 1680 keV (10 coups), 1595 keV (10 coups), 1422 keV (6 coups), 1263 keV (4 coups), 225 keV (12 coups). La décroissance d'un état excité à 3.3 MeV du ^{25}Ne par une cascade γ (1595 keV + 1680 keV) est très probable. On observe d'ailleurs un nombre de coups similaire dans ces deux pics d'énergie voisine. Les efficacités de détection sont donc elles aussi très proches. Le pic à 1680 keV correspond probablement au pic à 1.7 MeV déjà observé sur la figure 4.17. L'énergie d'excitation de l'état vaut donc $1595 + 1700 = 3295$ keV. Le troisième pic des spectres particule de MUST2 contient 220 coups donc 13.5 γ sont attendus dans chacun des deux pics du spectre de la figure 4.20. On compte environ 10 coups dans ces pics, prouvant ainsi que l'état excité à 3.3 MeV décroît essentiellement par cascade via l'état à 1.7 MeV. Plusieurs états excités d'énergie proche peuvent être contenus dans le pic particule à 3.3 MeV. Et d'autres cascades de décroissance peuvent reproduire les pics γ observés. Cependant, la faible statistique de ces pics ne permet aucune conclusion.

Cette étude permet de dessiner le schéma de niveaux du ^{25}Ne obtenu grâce aux réactions $^{26}\text{Ne}(\text{d,t})$ et $^{26}\text{Ne}(\text{p,d})$ (figure 4.21). Le schéma est construit en tenant compte uniquement des états et des décroissances les plus probables. Les énergies particules et γ sont mesurées sur les spectres présentant la meilleure résolution et la plus grande statistique.

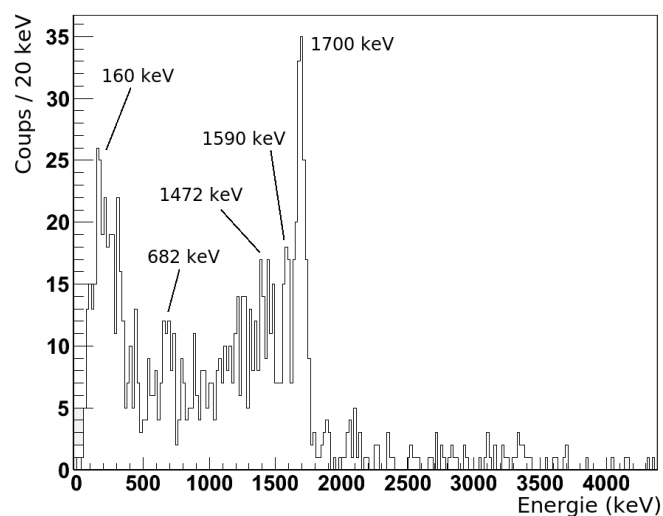


FIG. 4.17: Spectre des γ en coïncidence avec un ^{25}Ne détecté par VAMOS.

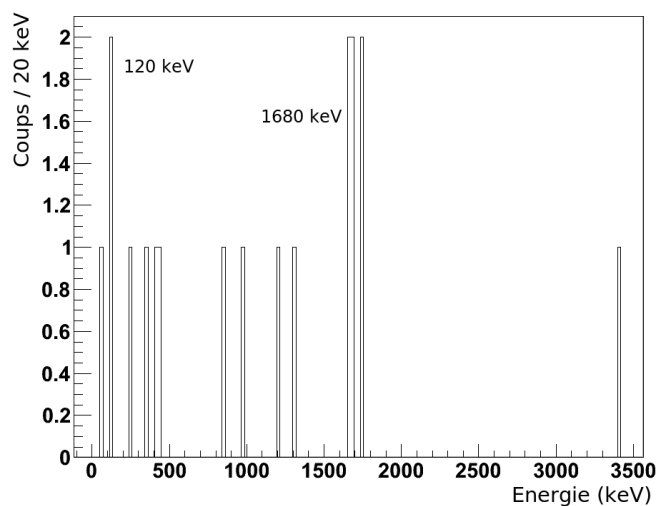


FIG. 4.18: Spectre des γ en coïncidence avec un ^{25}Ne détecté par VAMOS et une particule détectée par MUST2 contenue dans le premier pic en énergie d'excitation (peuplé par (d,t) et (p,d) à $E^* = 0$ MeV).

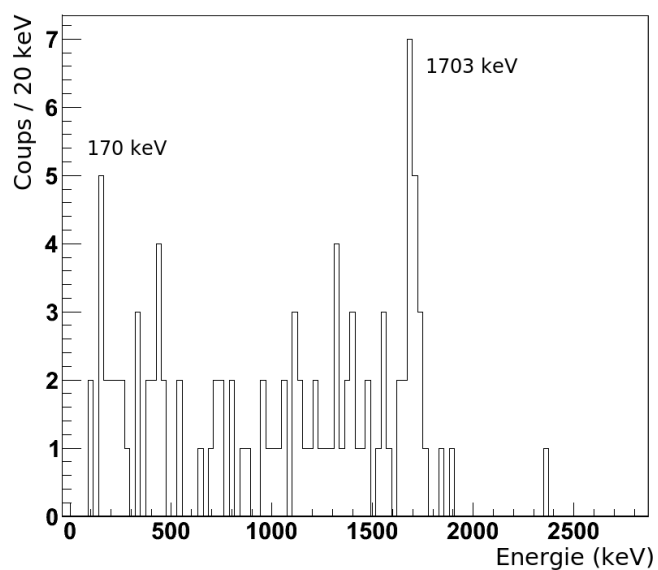


FIG. 4.19: Spectre des γ en coïncidence avec un ^{25}Ne détecté par VAMOS et une particule détectée par MUST2 contenue dans le deuxième pic en énergie d'excitation (peuplé par (d,t) et (p,d) à $E^* = 1.7$ MeV).

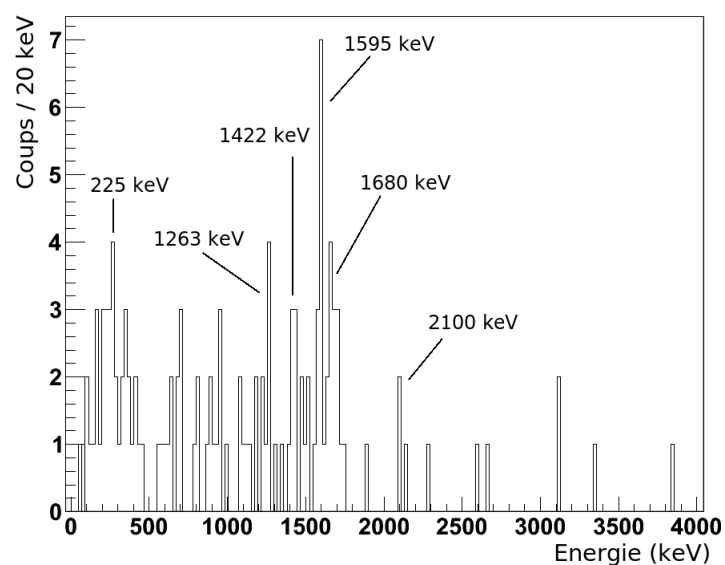


FIG. 4.20: Spectre des γ en coïncidence avec un ^{25}Ne détecté par VAMOS et une particule détectée par MUST2 contenue dans le troisième pic en énergie d'excitation (peuplé par (d,t) et (p,d) à $E^* = 3.3$ MeV).

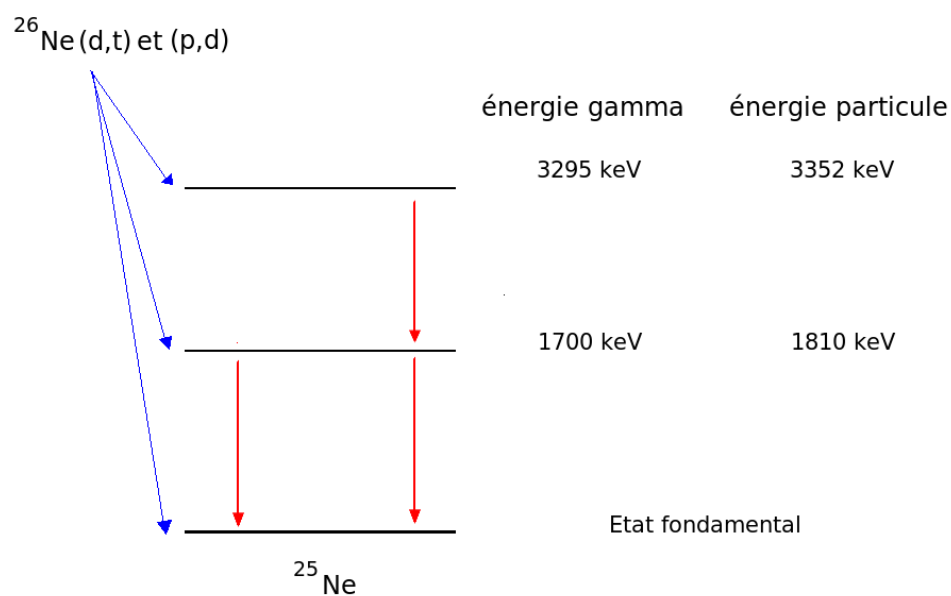


FIG. 4.21: Schéma de niveaux du ^{25}Ne obtenu grâce aux réactions $^{26}\text{Ne}(d,t)$ et $^{26}\text{Ne}(p,d)$.

4.5 Distributions angulaires

4.5.1 Expression de la section efficace différentielle

La section efficace différentielle s'exprime de la même façon qu'au chapitre précédent. La seule différence concerne la réaction (p,d) pour laquelle le terme N_{at} doit être modifié afin de prendre en compte le nombre de protons dans la cible :

$$N_{at} = \frac{2 \cdot (1 - f) \cdot N_{avogadro}}{M_{carbone} + 2 \cdot (f \cdot M_{deuton} + (1 - f) \cdot M_{proton})}$$

4.5.2 Normalisation des sections efficaces

La procédure de normalisation est similaire à celle réalisée au chapitre précédent. Elle a été réalisée en partie par Jeffry Thomas de l'université de Surrey au Royaume-Uni. L'étude des ^{26}Ne détectés dans VAMOS permet d'obtenir la valeur $\text{NPRO} = 98.8 \cdot 10^7 \pm 3\%$. Le nombre total de ^{26}Ne incidents sur la cible vaut $N_{faisceau} = 115 \cdot 10^7$ pour une prise de données de six jours et 18 heures soit une intensité moyenne de faisceau valant $1980 \text{ }^{26}\text{Ne/s}$. L'épaisseur de la cible de CD_2 vaut $1.27 \text{ mg/cm}^2 \pm 12\%$.

Afin de déterminer la teneur en deuton de la cible (paramètre f), les distributions angulaires expérimentales des réactions de diffusion élastique sur les deutons et les protons sont ajustées par les sections efficaces différentielles théoriques calculées dans le cadre du modèle optique. La figure 4.22 présente le résultat de cet ajustement dans le cas où les points expérimentaux sont ajustés par les sections efficaces différentielles tirées de la paramétrisation CH89 pour les protons et celle de Lohr-Haeberli pour les deutons. L'ajustement donne une valeur de NPRO ($109 \cdot 10^7$), proche de celle mesurée par VAMOS ($98.8 \cdot 10^7$ soit 10% de différence). La normalisation des sections efficaces a donc été réalisée avec la valeur de f tirée de cet ajustement, soit $f=84\%$. Le paramètre f varie selon le potentiel optique choisi, l'incertitude sur f a été estimée à $\pm 9\%$ (cf. §3.5.2). L'erreur quadratique systématique résultant de la normalisation des sections efficaces de la réaction (d,t) est la somme quadratique des incertitudes des paramètres NPRO (3%), N_{at} (9%) et e_{cible} (12%), elle vaut donc $\pm 15.3\%$.

La normalisation des sections efficaces de la réaction (p,d) impose de connaître précisément la contamination en protons de la cible. En effet, 9% d'incertitude sur le paramètre f entraîne une incertitude de 47% sur la valeur de $(1-f)$, le pourcentage de protons dans la cible. Dans le cas de la réaction (p,d), l'erreur systématique sur la normalisation des sections efficaces est importante, elle vaut $\pm 48.8\%$.

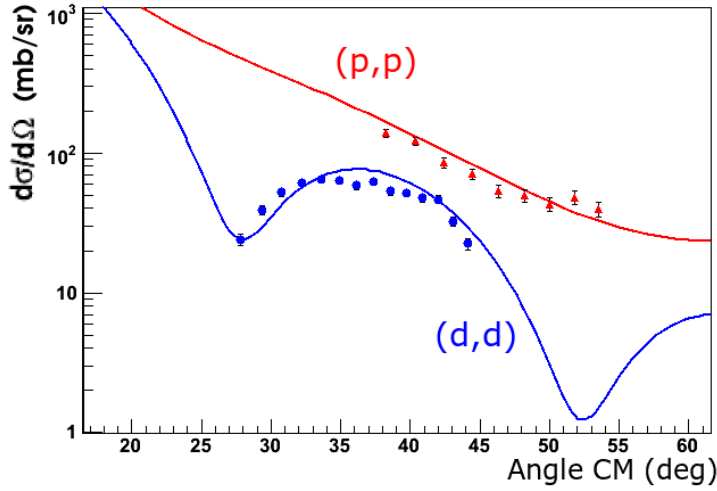


FIG. 4.22: Les distributions angulaires expérimentales des réactions de diffusion élastique du faisceau de ^{26}Ne sur les deutons et les protons de la cible sont tracées. Elles sont ajustées par deux sections efficaces différentielles théoriques tirées des potentiels optiques de la paramétrisation CH89 (proton) et Lohr-Haeberli (deuton). Les deux paramètres de l'ajustement sont NPRO et la fraction de deutons dans la cible (f).

4.5.3 Analyse DWBA

L'analyse DWBA des réactions (p,d) et (d,t) sur le ^{26}Ne est similaire à celle qui a été menée dans le cas de l'expérience avec le faisceau d' ^{20}O . Les paramètres du calcul de DWBA pour la réaction (d,t) sont les mêmes que ceux qui ont été détaillés au chapitre précédent. Dans le cas de la réaction (p,d), les potentiels optiques et les paramètres du calcul de portée nulle sont différents. L'influence des différents potentiels est discutée plus loin. L'approximation de portée nulle est réalisée avec une constante de normalisation $D_0(\langle p|d \rangle)$ différente valant -122.5 MeV fm $^{3/2}$ ([Knu75]) et FRONT6 propose une correction de portée finie par défaut adaptée à la réaction (p,d) [Knu75].

Tracé des distributions angulaires et détermination du moment angulaire transféré

Pour la réaction (d,t)

Les distributions angulaires sont tracées pour les deux états excités du ^{25}Ne peuplés par la réaction (d,t) et situés au-dessous du seuil neutron à 1.7 MeV et 3.3 MeV d'énergie d'excitation. La distribution angulaire de l'état non lié observé à 4.8 MeV sur le spectre de la figure 4.13 est aussi tracée. Seuls les événements de MUST2 ont été traités car la résolution de TIARA ne permet pas de séparer les pics en énergie d'excitation.

Les courbes associées aux états excités à 1.7 MeV, 3.3 MeV et 4.8 MeV sont présentées sur les figures 4.23, 4.24 et 4.25. Les courbes théoriques tirées de l'analyse DWBA sont ajustées par la méthode du χ^2 aux points expérimentaux. Le potentiel global de J.M. Lohr et W. Haeberli est utilisé pour la voie d'entrée, il paramétrise la diffusion élastique d'un deuton pour des énergies comprises entre 8 et 13 MeV et une région de masse $A > 40$ [Loh74]. Le potentiel de F.D. Becchetti et G.W. Greenlees qui paramétrise la diffusion élastique d'un triton ($E=1-40$

MeV et $A=40-208$) est utilisé pour la voie de sortie [Bec76].

Le moment angulaire transféré est incertain pour les trois états. Sur la couverture angulaire de MUST2, les sections efficaces différentielles de transfert $L=1$ et $L=2$ sont plates. Un transfert $L=0$ est exclu mais rien ne permet de distinguer les transferts $L=1$ et $L=2$.

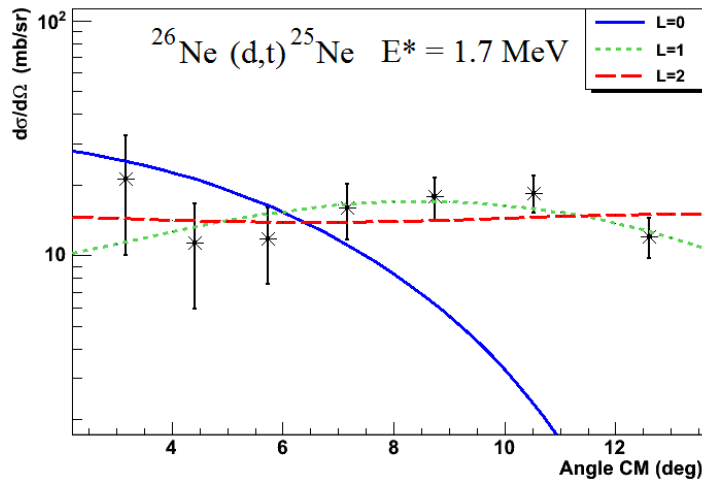


FIG. 4.23: La distribution angulaire de l'état excité à 1.7 MeV du ^{25}Ne , produit par la réaction (d,t), est tracée. Les courbes théoriques tirées de l'analyse DWBA sont ajustées aux points expérimentaux. Les courbes $L=1$ et $L=2$ s'ajustent le mieux aux données.

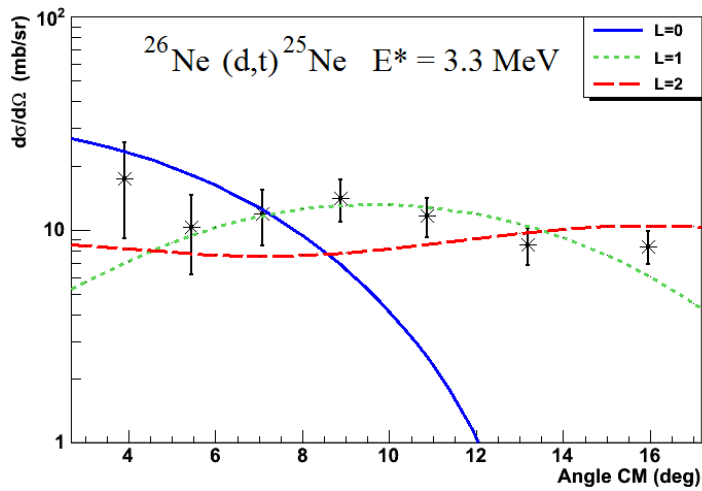


FIG. 4.24: La distribution angulaire de l'état excité à 3.3 MeV du ^{25}Ne , produit par la réaction (d,t), est tracée. Les courbes théoriques tirées de l'analyse DWBA sont ajustées aux points expérimentaux. Les courbes $L=1$ et $L=2$ s'ajustent le mieux aux données.

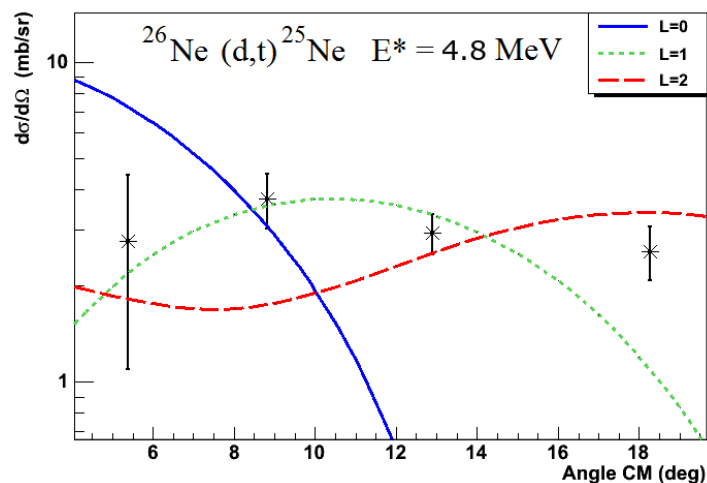


FIG. 4.25: La distribution angulaire de l'état excité à 4.8 MeV du ^{25}Ne , produit par la réaction (d,t), est tracée. Les courbes théoriques tirées de l'analyse DWBA sont ajustées aux points expérimentaux. Les courbes $L=1$ et $L=2$ s'ajustent le mieux aux données.

Pour la réaction (p,d)

Dans le cas de la réaction (p,d), les distributions angulaires sont tracées pour l'état fondamental et les états excités à 1.7 MeV et 3.3 MeV. Le spectre en énergie d'excitation du ^{25}Ne présente un fond malgré l'utilisation du double contour sur le ^{25}Ne dans VAMOS et sur les deutons dans MUST2. Le fond est estimé à 8% du nombre de coups total pour le pic de l'état fondamental, ce pourcentage a été retiré au nombre de coups de chacun des points de la distribution angulaire. Lors du tracé de la distribution angulaire de l'état excité à 1.7 MeV, le fond a été estimé et retiré pour chaque intervalle en angle. Le troisième pic à 3.3 MeV est faiblement peuplé et le fond difficile à estimer. La distribution angulaire est tracée sans retirer de fond.

Les courbes associées à l'état fondamental et aux états excités à 1.7 MeV et 3.3 MeV sont présentées sur les figures 4.26, 4.27 et 4.28. Les courbes théoriques tirées de l'analyse DWBA sont ajustées par la méthode du χ^2 aux points expérimentaux. Le potentiel global nommé CH89 est utilisé pour la voie d'entrée, il paramétrise la diffusion élastique d'un proton pour des énergies de 16 jusqu'à 65 MeV et une région de masse $A=40-209$ [Var91]. Le potentiel global de J.M. Lohr et W. Haeberli est utilisé pour la voie sortie [Loh74]. L'influence des différents potentiels sur l'allure des sections efficaces est discutée au paragraphe suivant.

Le moment angulaire transféré est déterminé pour les trois états. L'état fondamental est peuplé par un transfert $L=0$. L'état excité à 1.7 MeV est peuplé par un transfert $L=2$. L'état excité à 3.3 MeV est lui aussi peuplé par un transfert $L=2$.

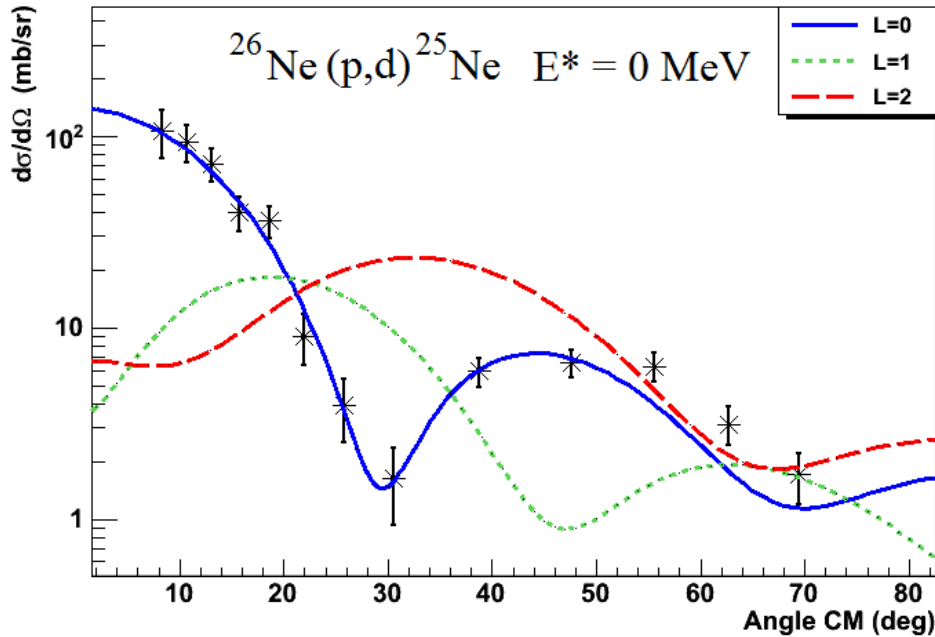


FIG. 4.26: La distribution angulaire de l'état fondamental du ^{25}Ne , produit par la réaction (p,d), est tracée. Les courbes théoriques tirées de l'analyse DWBA sont ajustées aux points expérimentaux. La courbe $L=0$ s'ajuste le mieux aux données.

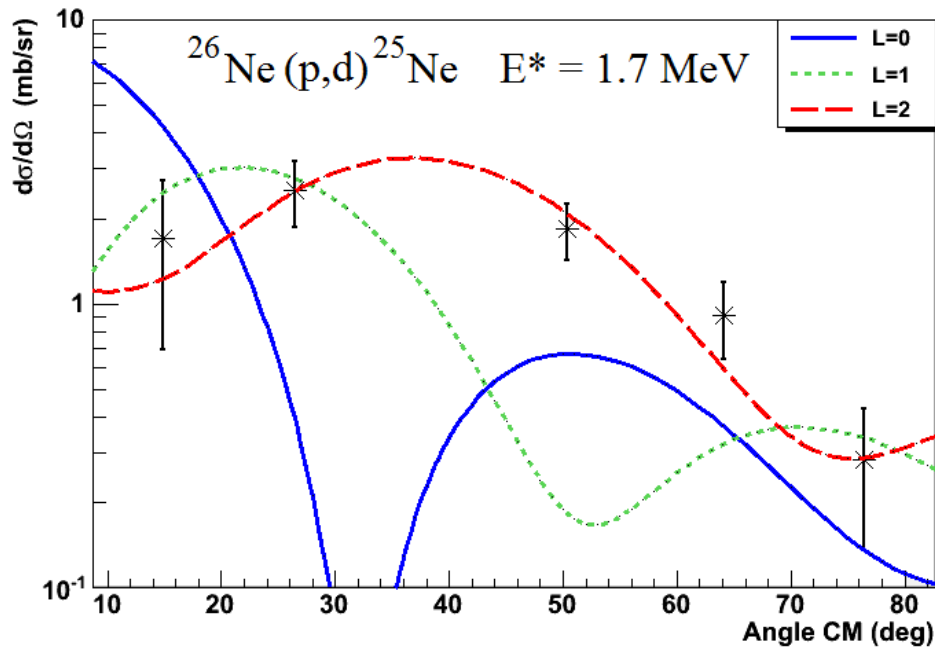


FIG. 4.27: La distribution angulaire de l'état excité à 1.7 MeV du ^{25}Ne , produit par la réaction (p,d), est tracée. Les courbes théoriques tirées de l'analyse DWBA sont ajustées aux points expérimentaux. La courbe $L=2$ s'ajuste le mieux aux données.

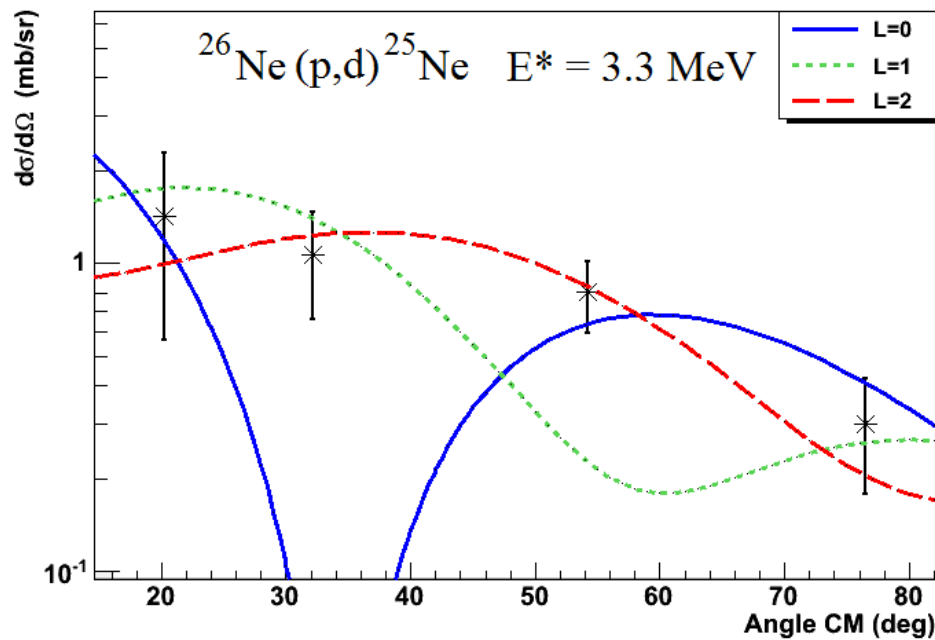


FIG. 4.28: La distribution angulaire de l'état excité à 3.3 MeV du ^{25}Ne , produit par la réaction (p,d), est tracée. Les courbes théoriques tirées de l'analyse DWBA sont ajustées aux points expérimentaux. La courbe $L=2$ s'ajuste le mieux aux données.

Détermination des facteurs spectroscopiques

Pour la réaction (d,t)

L'influence de différents potentiels optiques sur la valeur des facteurs spectroscopiques a été testée (voir le tableau 4.3). Pour la voie d'entrée, les paramétrisations de Daehnick ($E=11-90$ MeV, $A=27-238$) et Perey-Perey ($E=11-27$ MeV, $A=40-208$) ont été utilisées [Dae80, Per76]. Pour la voie de sortie, la nouvelle paramétrisation des noyaux de masse trois nommée GDP08 ($E=30-217$ MeV, $A=40-209$) a été comparée à celle de Becchetti-Greenlees ($E=1-40$ MeV, $A=40-208$) [Pan09, Bec76]. L'utilisation du potentiel GDP08 engendre des facteurs spectroscopiques 16% plus importants que ceux déterminés grâce au potentiel global de Becchetti-Greenlees. Le facteur spectroscopique expérimental a été choisi en prenant la moyenne des deux valeurs extrêmes obtenues par les couples Lohr/GDP08 et Daehnick/Becchetti. L'incertitude associée résulte de l'erreur systématique sur la normalisation des sections efficaces (15.3%), du choix du couple de potentiels optiques (13-15%) et de l'ajustement par la méthode du χ^2 des distributions angulaires (15-20%). Elle est donnée par la somme quadratique de ces trois termes et varie entre $\pm 26.1\%$ pour l'état excité à 1.7 MeV et $\pm 28.5\%$ pour l'état excité à 3.3 MeV. L'incertitude sur la valeur des facteurs spectroscopiques est grande car les points expérimentaux de la réaction (d,t) sont mal ajustés par les courbes théoriques. La section efficace différentielle est plate sur la plage angulaire de détection si bien que même avec une variation de 20% en amplitude, les sections efficaces calculées restent contenues dans les barres d'erreurs expérimentales. Le tableau 4.4 permet de comparer les facteurs spectroscopiques expérimentaux aux valeurs théoriques issues d'un calcul de modèle en couches utilisant l'interaction USD (Universal SD). Les résultats complets du calcul sont présentés dans l'annexe A du manuscrit.

Potentiel deuton	Lohr	Daehnick	Perey	Lohr	
Potentiel triton	Becchetti	Becchetti	Becchetti	GDP08	
Pic (MeV)	D1T1	D2T1	D3T1	D1T2	USD
1.70	2.17	1.89 (-13%)	1.99 (-9%)	2.55 (+17%)	2.17
3.30	2.21	1.96 (-11%)	2.07 (-6%)	2.56 (+16%)	1.70

TAB. 4.3: Ce tableau compile les facteurs spectroscopiques expérimentaux obtenus avec différents couples de potentiels optiques. Le pourcentage entre parenthèses donne la différence avec la valeur du facteur spectroscopique du premier couple de potentiels nommé D1T1.

E_{exp}^* (MeV)	C ² S Exp	E_{USD}^* (MeV)	C ² S USD	J^π USD
1.70	2.22 (26.1%)	1.77	2.17	$5/2^+$
3.30	2.26 (28.5%)	2.97	1.70	$5/2^+$

TAB. 4.4: Ce tableau présente les facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques. Les valeurs théoriques sont issues d'un calcul de modèle en couches utilisant l'interaction USD (voir l'annexe A du manuscrit).

Pour la réaction (p,d)

L'influence de différents potentiels optiques sur l'allure des sections efficaces et la valeur des facteurs spectroscopiques a été testée. Pour la voie d'entrée, les paramétrisations de Becchetti-Greenlees ($E=10\text{-}50$ MeV, $A=40\text{-}238$) et Perey ($E=0.01\text{-}22$ MeV, $A=30\text{-}100$) ont été utilisées [Bec69, Per63]. Pour la voie de sortie, la paramétrisation de Daehnick ($E=11\text{-}90$ MeV, $A=27\text{-}238$) [Dae80] et un potentiel dit adiabatique ont été testés. Le potentiel adiabatique a été proposé par Johnson et Soper ([Joh70]) afin de prendre en compte la cassure du deuteron lors du transfert. Un potentiel optique pour proton est nécessaire à la construction du potentiel adiabatique, la paramétrisation CH89 a été utilisée [Var91].

La distribution angulaire de l'état fondamental du ^{25}Ne peuplé par la réaction (p,d) est tracée sur la figure 4.29. Les sections efficaces différentielles calculées pour plusieurs couples différents de potentiels optiques et pour un moment angulaire transféré $L=0$ sont ajustées aux points expérimentaux. Les courbes ont des allures similaires pour les angles inférieurs à 50° centre de masse et elles s'ajustent correctement aux points expérimentaux. Au-delà de 50° , seul le potentiel adiabatique semble ne pas convenir, il n'a donc pas été pris en compte pour le calcul du facteur spectroscopique final. Les facteurs spectroscopiques extraits à partir des différents couples de potentiels sont présentés dans le tableau 4.5. Le potentiel adiabatique fait baisser la valeur du facteur spectroscopique de 30% par rapport au potentiel de Lohr-Haeberli.

La valeur expérimentale du C²S a été choisie en prenant la moyenne des deux valeurs extrêmes obtenues par les couples Perey/Daehnick et Becchetti/Lohr. L'incertitude associée résulte de l'erreur systématique sur la normalisation des sections efficaces (48.8%), du choix du couple de potentiels optiques (21-32%) et de l'ajustement par la méthode du χ^2 des distributions angulaires (7-18%). Elle est donnée par la somme quadratique de ces trois termes et varie entre $\pm 53.9\%$ pour l'état fondamental et $\pm 61.3\%$ pour l'état excité à 3.3 MeV. L'incertitude sur la valeur des facteurs spectroscopiques est grande à cause de l'importante erreur systématique associée à la normalisation des sections efficaces de la réaction (p,d). Le tableau 4.6 permet de comparer les C²S expérimentaux et théoriques. Les facteurs spectroscopiques théoriques sont supérieurs aux valeurs expérimentales (+55% pour l'état fondamental et +70% pour l'état excité à 1.7 MeV). La valeur de l'état excité à 3.3 MeV n'est pas discutée car la statistique de ce pic est faible et le nombre de coups provenant du fond difficile à évaluer.

La figure 4.30 permet de comparer les facteurs spectroscopiques expérimentaux obtenus grâce aux réactions (d,t) et (p,d) aux valeurs théoriques issues d'un calcul de modèle en couches (voir l'annexe A du manuscrit).

L'analyse de la réaction (d,p) produisant le noyau ^{27}Ne permettra d'apporter des informations supplémentaires sur l'occupation des couches du noyau ^{26}Ne . Il sera aussi possible de vérifier la cohérence des valeurs extraites à partir des deux réactions de pickup et de stripping grâce aux équations de règles de somme sur les facteurs spectroscopiques (*cf.* équation 3.4).

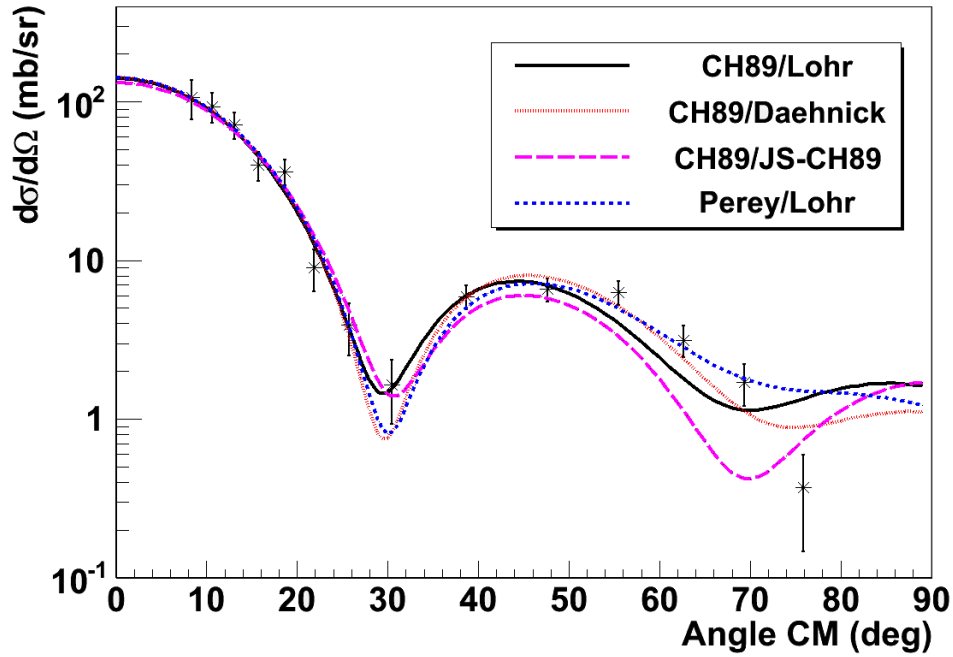


FIG. 4.29: La distribution angulaire de l'état fondamental du ^{25}Ne est tracée. Les sections efficaces différentielles calculées par TWFNR pour plusieurs couples différents de potentiels optiques et pour un moment angulaire transféré $L=0$ sont ajustées aux points expérimentaux. Les courbes ont des allures proches et s'ajustent correctement aux points expérimentaux.

Proton	CH89	CH89	CH89	Becchetti	Perey	Perey	
Deuton	Lohr	Daehnick	JS-CH89	Lohr	Lohr	Daehnick	
Pic (MeV)	P1D1	P1D2	P1D3	P2D1	P3D1	P3D2	USD
0	0.82	0.73 (-11%)	0.57(-30%)	0.98 (+19%)	0.72 (-12%)	0.63 (-23%)	1.24
1.70	1.33			1.59 (+19%)		0.93 (-30%)	2.17
3.30	2.00			2.41 (+20%)		1.23 (-38%)	1.70

TAB. 4.5: Ce tableau compile les facteurs spectroscopiques expérimentaux obtenus avec différents couples de potentiels optiques. Le pourcentage entre parenthèses donne la différence avec la valeur du facteur spectroscopique du premier couple de potentiels nommé P1D1.

E_{exp}^* (MeV)	C^2S Exp	E_{USD}^* (MeV)	C^2S USD	J^π USD
0	0.81 (53.9%)	0	1.24	$1/2^+$
1.70	1.26 (56.9%)	1.77	2.17	$5/2^+$
3.30	1.82 (61.3%)	2.97	1.70	$5/2^+$

TAB. 4.6: Ce tableau présente les facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques. Les valeurs théoriques sont issues d'un calcul de modèle en couches utilisant l'interaction USD (voir l'annexe A du manuscrit).

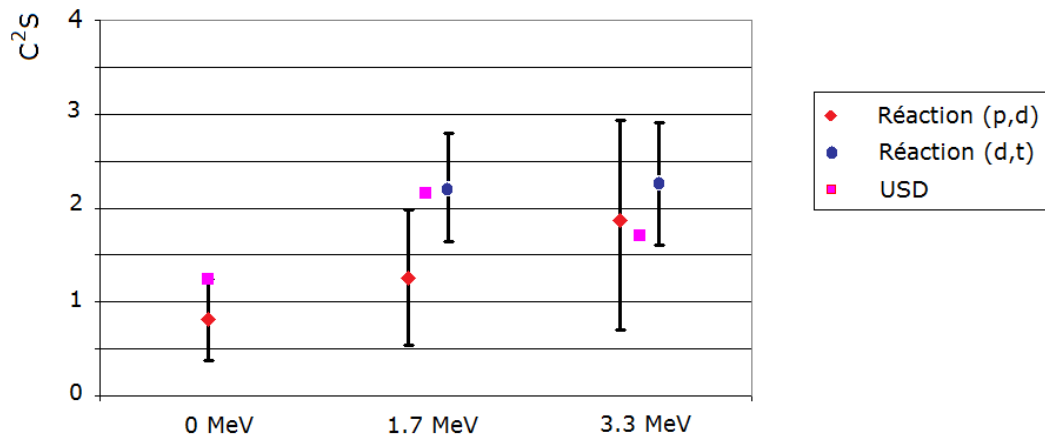


FIG. 4.30: Cette figure permet de comparer les valeurs des facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques. Les valeurs théoriques sont issues d'un calcul de modèle en couches utilisant l'interaction USD.

4.6 Discussion et comparaison avec les résultats préexistants

Les principaux résultats expérimentaux déjà obtenus sur le ^{25}Ne sont présentés sur la figure 4.31. Le spectre en énergie du ^{25}Ne a été étudié par Wilcox *et al.* grâce à la réaction $^{26}\text{Mg}(^7\text{Li},^8\text{B})^{25}\text{Ne}$ [Wil73] et par Woods *et al.* par la réaction $^{26}\text{Mg}(^{13}\text{C},^{14}\text{O})^{25}\text{Ne}$ [Woo85]. Ce noyau a été étudié plus récemment grâce à des réactions de transfert d'un neutron : $^{24}\text{Ne}(\text{d},\text{p})^{25}\text{Ne}$ [Cat05, Fer07, Ben07] et $^{26}\text{Ne}(\text{d},\text{t})^{25}\text{Ne}$ [Obe05, Obe06] mais aussi par réaction de knockout sur le ^{26}Ne [Ter04, Ter06]. Catford *et al.* ont obtenu les distributions angulaires des états positionnés à 0, 1.7 et 2 MeV d'énergie d'excitation et mesuré un moment angulaire transféré $L=0$ pour l'état fondamental et $L=2$ pour les deux états excités. L'état à 2 MeV étant davantage excité par la réaction (d,p), Catford *et al.* l'ont identifié à l'état de particule individuelle correspondant à un neutron célibataire sur la couche $d_{3/2}$ et lui ont donc affecté un moment angulaire total et une parité $J^\pi = 3/2^+$. Les calculs de modèle en couches utilisant l'interaction USD prédisent en effet deux états excités $J^\pi = 3/2^+$ et $J^\pi = 5/2^+$ proches de 1.7 MeV. Terry *et al.* ont étudié les distributions de moments des états à 0, 1.7 et 3.3 MeV d'énergie d'excitation atteints par la réaction de knockout sur le ^{26}Ne . Ils ont pu mesurer pour les trois états le moment angulaire orbital du neutron enlevé lors de la réaction. Il vaut $L=0$ pour l'état fondamental et $L=2$ pour les deux états excités. Par comparaison avec les calculs de modèle en couches, ils ont attribué un $J^\pi = 5/2^+$ aux deux états à 1.7 et 3.3 MeV. Les valeurs les plus précises de l'énergie des états du ^{25}Ne ont été obtenues grâce aux mesures de décroissance β de Reed *et al.* et Padgett *et al.* [Ree99, Pad05]. Le ^{25}Ne a aussi été étudié par excitation coulombienne du ^{26}Ne sur du plomb et grâce à une expérience de spectroscopie laser [Gib08, Gei05].

La figure 4.32 présente un résumé des résultats obtenus sur le noyau ^{25}Ne lors de cette expérience. Les moments angulaires totaux, les parités, les énergies et les décroissances sont comparés aux résultats déjà connus. Les résultats expérimentaux sont confrontés aux résultats théoriques obtenus grâce à un calcul de modèle en couches utilisant l'interaction USD. Le calcul complet est présenté dans l'annexe A du manuscrit.

Le premier pic du spectre en énergie d'excitation obtenu lors de notre étude a été identifié comme résultant du peuplement de l'état fondamental du ^{25}Ne . La distribution angulaire de cet état a permis de mesurer un moment angulaire transféré $L=0$ et donc un moment angulaire total et une parité valant $J^\pi = 1/2^+$, conformément aux mesures déjà réalisées.

Le deuxième pic en énergie d'excitation peut être identifié sans ambiguïté à l'état $J^\pi = 5/2^+$ observé à 1.7 MeV par toutes les études précédentes. Cet état excité décroît directement vers l'état fondamental, conformément à nos mesures. La distribution angulaire a permis de mesurer un moment angulaire transféré $L=2$, en accord avec les études de Catford *et al.* et Terry *et al.* qui affectent un $J^\pi = 5/2^+$ à cet état.

Le troisième pic en énergie d'excitation peut être identifié à l'état $J^\pi = 5/2^+$ observé vers 3.3 MeV par toutes les études précédentes. Le moment angulaire total $J = 5/2$ a été attribué par Terry *et al.* sur la base d'une mesure de moment orbital valant $L=2$ et d'une comparaison avec les calculs de modèle en couches qui prédisent un état $J^\pi = 5/2^+$ à cette énergie. La distribution angulaire présentée dans ce chapitre exclut un moment angulaire transféré $L=0$ et privilégie un moment $L=2$ par rapport à $L=1$. Les études précédentes ont toutes établi une décroissance en cascade de cet état via l'état à 1.7 MeV. L'étude de décroissance β de Padgett *et al.* a la meilleure résolution en énergie. Elle est la seule à distinguer un doublet à 3315 et 3324 keV et deux γ de décroissance d'énergies 1613 et 1622 keV vers l'état à 1702 keV. Notre résolution en énergie ne permet pas de déterminer lequel des deux états est excité par la réaction $^{26}\text{Ne}(d,t)$ mais notre étude des coïncidences γ -particule confirme la décroissance en cascade via l'état à 1.7 MeV (voir figure 4.20). Padgett *et al.* observent aussi un pic de faible statistique à 1234 keV et suggèrent une autre décroissance en cascade du niveau à 3324 keV, passant cette fois-ci par l'état excité positionné à 2090 keV. Cette suggestion est consolidée par l'étude de notre spectre de coïncidence γ -particule qui présente deux petits pics à 2100 keV et 1263 keV. Cependant, la faible statistique interdit toute conclusion définitive sur l'existence de cette cascade de décroissance.

Un seul état non lié du ^{25}Ne est déjà connu. Il a été mesuré à 4.7(1) MeV par Wilcox *et al.* grâce à la réaction $^{26}\text{Mg}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{25}\text{Ne}$ [Wil73]. L'étude menée sur le spectre de la figure 4.13 a permis d'identifier deux pics au-dessus du seuil neutron à 4.81 MeV et 6.81 MeV d'énergie d'excitation. Le pic mesuré à 4.81 MeV peut correspondre à l'état excité à 4.7(1) MeV observé par Wilcox *et al.*. L'étude des distributions angulaires de ces états n'a pas permis de déterminer les moments angulaires transférés. Pour l'état excité à 4.81 MeV, un transfert $L=0$ semble cependant exclu.

La réaction $^{26}\text{Ne}(d,t)^{25}\text{Ne}$ a déjà été étudiée par spectrométrie γ par Obertelli *et al.* [Obe05, Obe06]. Les conclusions de leur étude sont identiques aux nôtres. Leur spectre γ est similaire (voir figure 4.33), il est dominé par le pic à 1.7 MeV. La réaction excite principalement deux états, clairement identifiés à 1700 et 3321 keV. L'étude met également en évidence des γ d'énergie 2075 keV et 4025 keV. La figure 4.34 présente le spectre γ de haute énergie de Obertelli *et al.* ainsi que le nôtre. Les pics sont très peu peuplés et se confondent presque avec le fond. Si un petit pic apparaît effectivement à 2090 keV sur notre spectre, rien n'indique une telle présence à 4025 keV. Les γ d'énergie 2090 keV semblent provenir d'une décroissance secondaire de l'état excité à 3.3 MeV et non du peuplement de l'état positionné à 2090 keV. En effet, le spectre des γ en coïncidence avec les particules détectées par MUST2 contenues dans le deuxième pic à 1.7 MeV (obtenu par (d,t) et (p,d)) présenté sur la figure 4.19 montre l'absence de γ autour de 2.1 MeV. L'intervalle réalisé sur le deuxième pic particule s'étend pourtant jusqu'à 2.5 MeV

et contient donc d'éventuels coups issus d'un transfert vers l'état à 2.1 MeV. Cette étude des spectres γ indique que l'état excité positionné à 2090 keV n'est pas peuplé ou faiblement par les réactions (p,d) et (d,t). Or cet état excité a été identifié comme résultant d'une configuration de neutron célibataire sur la couche $d_{3/2}$ [Cat05, Fer07]. L'absence de peuplement de cet état par réaction de *pickup* tend à démontrer que la couche neutron $d_{3/2}$ est vide ou peu occupée dans l'état fondamental du ^{26}Ne et donc que $N=16$ est magique pour ce noyau. La borne supérieure du facteur spectroscopique de l'état excité à 2.1 MeV correspondant à l'observation d'un seul γ d'énergie 2.1 MeV sur le spectre de la figure 4.19 a été estimée à partir du nombre de coups observé dans le pic voisin à 1.7 MeV. Le calcul tient compte de la variation des sections efficaces et des efficacités γ entre les deux états excités à 1.7 et 2.1 MeV. La borne supérieure du facteur spectroscopique de l'état excité à 2.1 MeV vaut : $C^2S < 0.2$. Le calcul de modèle en couches présenté dans l'annexe A du manuscrit prédit un facteur spectroscopique valant 0.38. La couche neutron $d_{3/2}$ serait donc un peu moins occupée que ce que prédit le modèle théorique.

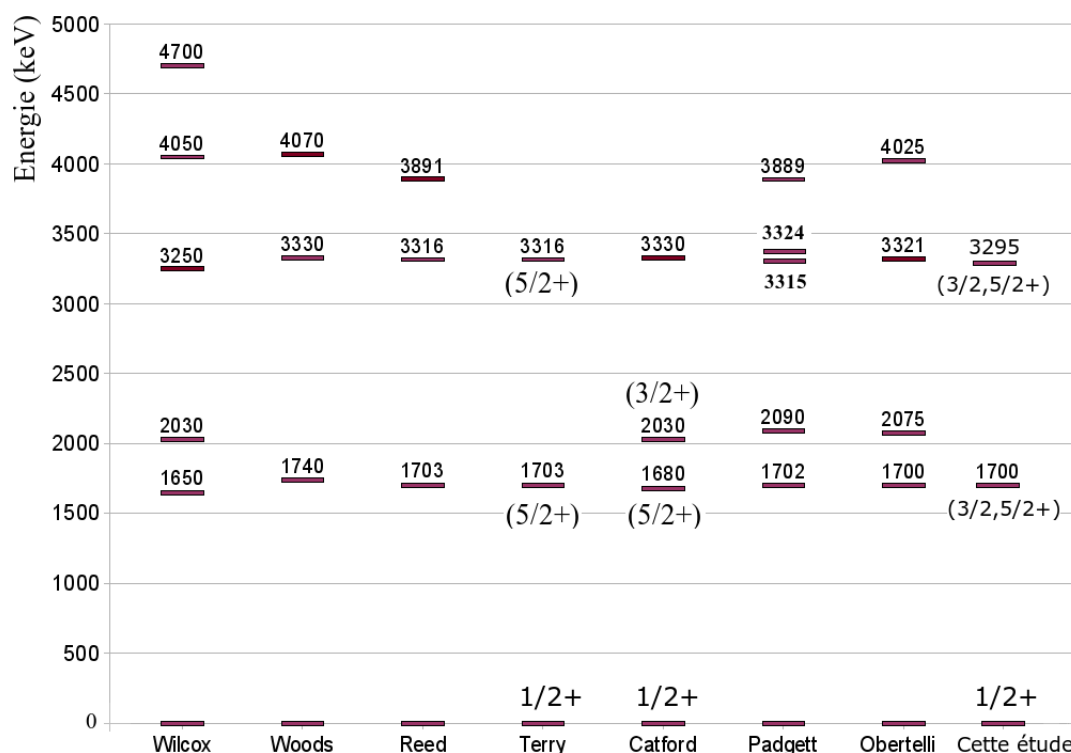


FIG. 4.31: Principaux résultats expérimentaux déjà obtenus sur le ^{25}Ne .

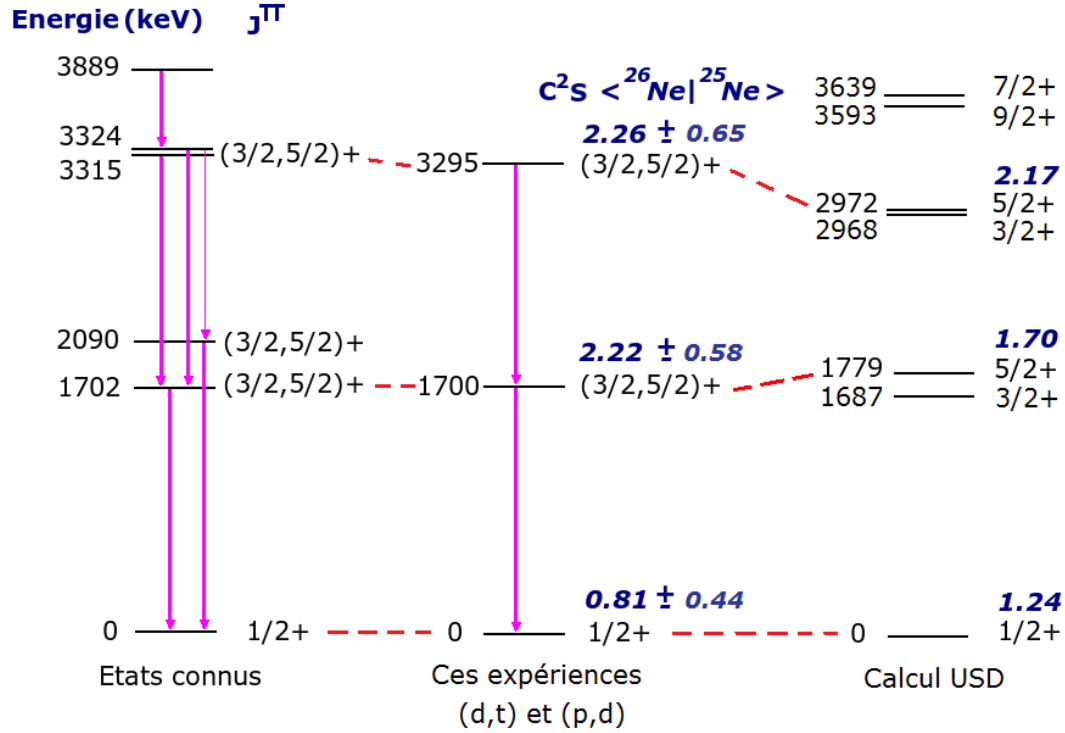


FIG. 4.32: Cette figure présente un résumé des résultats obtenus sur le noyau ^{25}Ne grâce aux réactions $^{26}\text{Ne}(d,t)^{25}\text{Ne}$ et $^{26}\text{Ne}(p,d)^{25}\text{Ne}$. Les moments angulaires totaux, les parités, les énergies et les décroissances sont comparés aux résultats déjà connus. Les résultats expérimentaux sont confrontés aux résultats théoriques obtenus grâce à un calcul de modèle en couches utilisant l'interaction USD.

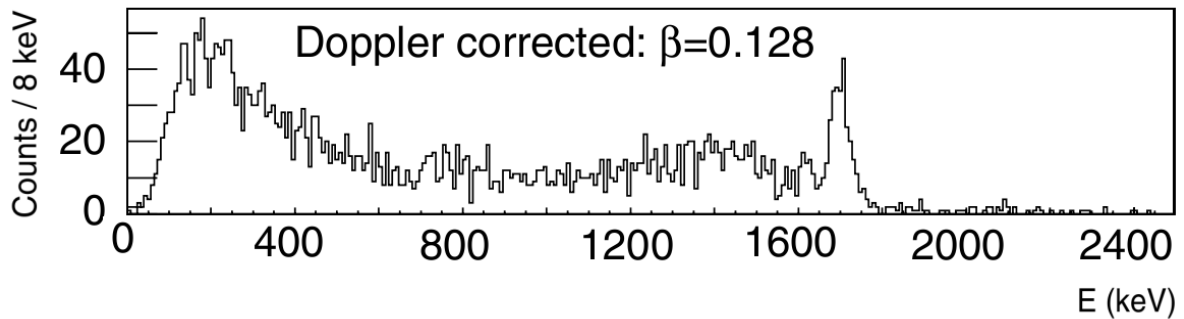


FIG. 4.33: Spectre des γ en coïncidence avec un ^{25}Ne issu de la réaction $^{26}\text{Ne}(d,t)^{25}\text{Ne}$. Tiré de [Obe06].

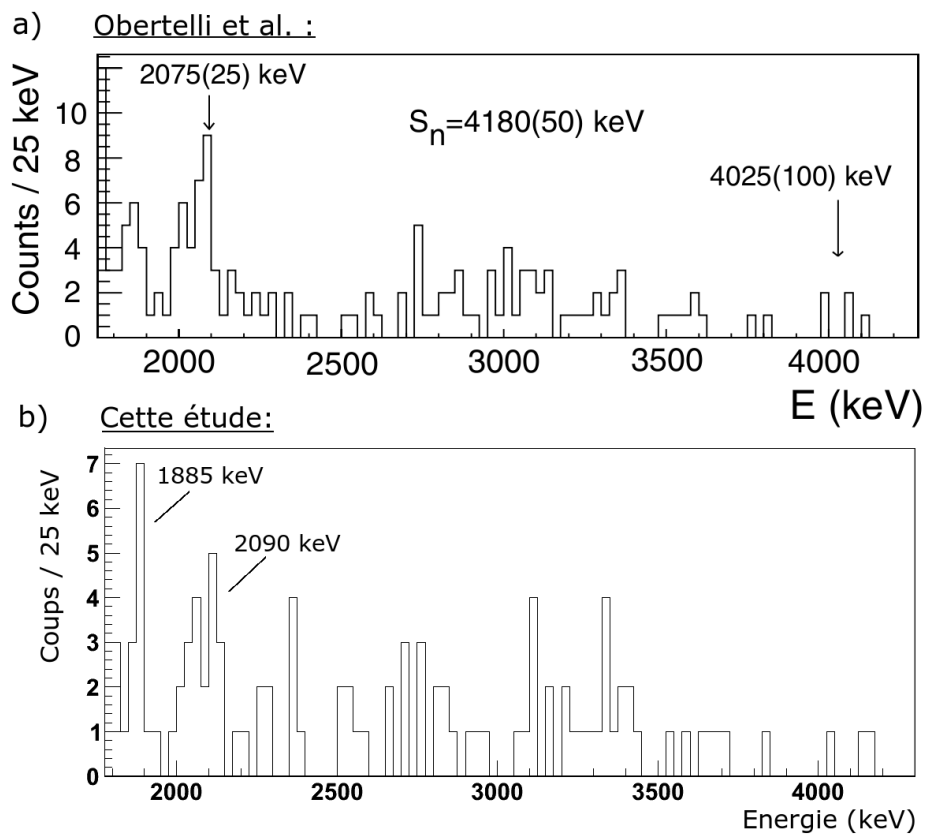


FIG. 4.34: Image a) : spectre des γ de haute énergie en coïncidence avec un ^{25}Ne issu de la réaction $^{26}\text{Ne}(d,t)^{25}\text{Ne}$. Tiré de [Obe06]. Image b) : spectre des γ de haute énergie en coïncidence avec un ^{25}Ne détecté par VAMOS. Tiré de cette étude.

Chapitre 5

Résumé et conclusions

Une campagne d'expériences a été réalisée à l'automne 2007 au GANIL dans le but d'étudier les modifications de magicité dans les noyaux riches en neutrons des chaînes isotopiques de l'oxygène et du néon. La technique de séparation en ligne des isotopes a été employée pour produire deux faisceaux exotiques d' ^{20}O et de ^{26}Ne accélérés à 10 A.MeV. Les spectres des noyaux ^{21}O , ^{19}O , ^{27}Ne et ^{25}Ne produits par les réactions de transfert d'un neutron (d,p) et (d,t) des faisceaux radioactifs sur une cible de CD_2 ont été étudiés. Les réactions de transfert privilégient le peuplement des états de particule et de trou dans les noyaux, ce qui permet de localiser en énergie les orbitales intervenant dans la formation de ces états et de mesurer leurs occupations. Ces réactions sont donc un outil efficace d'étude de la structure en couches des noyaux. Or l'étude de la position des couches présente un grand intérêt dans cette région de masse puisque d'importantes modifications de structure nucléaire ont déjà été observées. L'évolution en énergie de la couche neutron $d_{3/2}$ est notamment à l'origine de la disparition du nombre magique $N=20$ et de son remplacement par le nombre $N=16$.

Le dispositif expérimental était adapté à l'étude des réactions directes en cinématique inverse. Il réunissait pour la première fois les détecteurs TIARA, MUST2, VAMOS, EXOGAM et BTM et permettait la détection en coïncidence des noyaux légers de recul, des fragments lourds et des γ de décroissance. Les spectres en énergie d'excitation des fragments lourds ont été reconstruits par la méthode de la masse manquante grâce aux mesures d'énergie et de position des particules légères par TIARA et MUST2. La grande couverture angulaire du dispositif TIARA-MUST2 permettait l'étude des réactions de *pickup* (d,t) et (p,d) en parallèle de l'étude de la réaction de *stripping* (d,p). Les bonnes résolutions en énergie de MUST2 et en temps du couple BTM-MUST2 ont permis d'identifier la particule légère de recul grâce aux matrices $\Delta E-E$ et Energie-Temps. Cette identification a permis, avec la détection du fragment lourd par VAMOS, de sélectionner la voie de réaction complète. Elle a aussi permis l'étude des états non liés d'énergie supérieure au seuil neutron. La présence du détecteur EXOGAM autorisait

l'étude des coïncidences γ -particule, ce qui a permis d'améliorer la précision de la mesure de l'énergie d'excitation des états observés et de construire les schémas de décroissance.

L'étude des réactions de *pickup* (d,t) et (p,d) produisant l' ^{19}O et le ^{25}Ne a permis d'améliorer notre connaissance de la spectroscopie de ces noyaux et d'apporter des informations supplémentaires sur l'existence ou l'absence de fermetures de couches dans l' ^{20}O et le ^{26}Ne .

La réaction $^{20}\text{O}(\text{d},\text{t})$ a été analysée et trois états de l' ^{19}O d'énergie inférieure au seuil neutron ont été identifiés.

Le premier pic du spectre en énergie d'excitation a été identifié comme résultant du peuplement de l'état fondamental de l' ^{19}O . L'étude des coïncidences γ -particule s'est révélée décisive pour séparer l'état fondamental et un état excité à 96 keV connu de l' ^{19}O . L'absence de γ en coïncidence avec les particules peuplant le pic assure que celui-ci correspond bien à l'état fondamental. La distribution angulaire de cet état a été comparée aux sections efficaces différentielles théoriques calculées dans le cadre de la DWBA. Cette analyse a permis de déterminer le moment angulaire du neutron transféré lors de la réaction (il vaut $L=2$) et d'extraire le facteur spectroscopique. Une incertitude demeure sur la valeur du moment angulaire total de l'état qui peut être égal à $J=3/2$ ou $J=5/2$. Mais une valeur paire du moment angulaire transféré assure que la parité de l'état est positive.

Le deuxième pic du spectre en énergie d'excitation correspond à un état excité à 1459 keV de l' ^{19}O . L'étude des coïncidences γ -particule montre que l'état décroît par cascade en passant par l'état excité à 96 keV. Le moment angulaire total et la parité de l'état valent $J^\pi=1/2^+$. L'observation de cet état excité lors d'une réaction de *pickup* démontre l'absence de la fermeture de couche $N=14$ dans l' ^{20}O . En effet, l'étude du facteur spectroscopique de cet état prouve que la couche neutron $s_{1/2}$ est occupée dans l'état fondamental de l' ^{20}O . Cette observation est particulièrement intéressante puisque la fermeture de couche $N=14$ a été observée dans un isotope proche, l' ^{22}O .

Le troisième état identifié est un état excité à 3230 keV de l' ^{19}O . Cet état décroît lui aussi par cascade en passant par l'état excité à 96 keV. Le moment angulaire du neutron transféré lors de la réaction est déterminé sans ambiguïté, il vaut $L=1$. La parité négative de cet état excité est clairement établie pour la première fois grâce à cette expérience. Le moment angulaire total peut être égal à $J=1/2$ ou $J=3/2$.

Deux états de l' ^{19}O d'énergie supérieure au seuil neutron ont été identifiés. Un état de parité négative d'énergie 4.57 MeV dont le moment angulaire total peut être égal à $J=1/2$ ou $J=3/2$ et un état de parité positive $J^\pi=(3/2, 5/2)^+$ d'énergie 5.20 MeV.

Les réactions (d,t) et (p,d) sur le ^{26}Ne ont aussi été analysées. Elles peuplent trois états du ^{25}Ne d'énergie inférieure au seuil neutron. L'étude confirme les résultats déjà existants sur ces états. L'étude des états non liés a permis d'identifier deux pics à 4.8 et 6.8 MeV d'énergie d'excitation mais l'analyse des distributions angulaires n'a pas permis de déterminer les caractéristiques de ces états.

Le premier pic des spectres en énergie d'excitation a été identifié comme résultant du peuplement de l'état fondamental du ^{25}Ne . Le moment angulaire du neutron transféré lors de la réaction vaut $L=0$, la parité de l'état est donc positive et le moment angulaire total de l'état fondamental vaut $J=1/2$.

Le deuxième état identifié est un état excité à 1700 keV du ^{25}Ne . L'étude des coïncidences γ -particule est indispensable pour avoir une valeur précise de l'énergie d'excitation de l'état. En effet, le pic correspondant sur les spectres en énergie d'excitation souffre soit d'une résolution très mauvaise (cas du spectre (d,t)), soit d'une très faible statistique (cas du spectre (p,d)). Cet état décroît directement vers l'état fondamental. Son moment angulaire total et sa parité valent $J^\pi=(3/2, 5/2)^+$.

Le troisième état identifié est un état excité à 3295 keV du ^{25}Ne . Cet état décroît par cascade via l'état excité à 1.7 MeV. Son moment angulaire total et sa parité valent $J^\pi=(3/2, 5/2)^+$.

L'étude des coïncidences γ -particule met en évidence l'absence de peuplement de l'état excité $J^\pi=3/2^+$, déjà identifié dans le ^{25}Ne et positionné à 2.1 MeV. Cet état résulte d'une configuration de neutron célibataire sur la couche $d_{3/2}$. Une borne supérieure du facteur spectroscopique est calculée pour cet état. Sa faible valeur prouve que la couche neutron $d_{3/2}$ n'est pas occupée ou faiblement dans l'état fondamental du ^{26}Ne . Ce résultat tend à prouver l'existence de la fermeture de couche $N=16$ dans le ^{26}Ne . L'apparition de ce nouveau nombre magique a déjà été observée dans cette région de masse.

L'analyse des réactions (d,p) produisant les noyaux ^{21}O et ^{27}Ne permettra d'apporter des informations supplémentaires sur cette modification de structure. Enfin, les facteurs spectroscopiques tirés de l'analyse des réactions de stripping permettront de compléter l'étude de l'occupation des couches des noyaux ^{20}O et ^{26}Ne .

Les pics des spectres particule et γ tirés de cette campagne d'expériences souffrent d'un manque de statistique. Les futurs détecteurs actuellement en développement ainsi que les futures installations de faisceaux radioactifs tenteront de résoudre ce problème en améliorant l'efficacité de détection et en accroissant l'intensité des faisceaux. Lors de la campagne d'expériences, les détecteurs TIARA, MUST2 et EXOGAM étaient réunis pour la première fois. Ce dispositif expérimental qui permet la détection des particules légères de recul sur un très grand angle solide et la détection simultanée des γ de décroissance préfigure les détecteurs du futur. La faible intensité des faisceaux les plus exotiques impose en effet de construire des détecteurs de particules et de γ couvrant une grande partie de l'espace. C'est l'objectif premier du détecteur GASPARD, actuellement en développement, qui détectera les particules légères de recul sur un angle solide proche de 4π . De plus, la granularité accrue de ce futur détecteur silicium améliorera la résolution en énergie d'excitation des spectres particule. GASPARD pourra être couplé à deux nouveaux détecteurs γ , PARIS et AGATA. PARIS détectera les γ grâce à des scintillateurs de grande épaisseur, ce qui assurera une bonne efficacité de détection. AGATA sera un détecteur germanium de nouvelle génération, il aura une grande efficacité géométrique

et une meilleure résolution en énergie, conséquence d'une amélioration de la correction de l'effet Doppler. Ces dispositifs expérimentaux permettront d'étudier l'évolution des fermetures de couches dans les noyaux exotiques plus lourds. En effet, les spectres en énergie d'excitation de ces noyaux sont plus denses et seule l'étude des coïncidences γ -particule permettra de séparer les états excités d'énergie proche. L'arrivée de ces nouveaux détecteurs coïncidera avec l'entrée en service du projet SPIRAL2 qui prévoit la production de faisceaux radioactifs plus intenses, plus exotiques et plus lourds au GANIL. L'utilisation des futurs détecteurs avec les faisceaux de SPIRAL2 permettra de repousser les frontières actuelles de la carte des noyaux et d'étendre notre connaissance de la structure des noyaux exotiques.

Annexe A

Calculs de modèle en couches

A.1 Calculs sur le noyau d' ^{19}O

Un calcul de modèle en couches a été réalisé par Alex Brown de l'université d'état du Michigan (USA) afin de prédire les états excités de l' ^{19}O . Le calcul utilisait l'interaction Universal SD (USD) et étudiait les configurations relevant des couches s, p et d, repérées dans le tableau par la colonne (n,l,2j) [Bro01]. Les transferts impliquant une orbitale lj se répartissent sur plusieurs états excités d'énergie E_i du noyau d' ^{19}O . Un facteur spectroscopique nommé S est calculé pour chaque état. Il traduit le recouvrement de la fonction d'onde de l'état fondamental de l' ^{20}O avec la fonction d'onde de l'état considéré de l' ^{19}O . Il peut donc être comparé au facteur spectroscopique expérimental tiré de la réaction $^{20}\text{O}(d,t)$.

(Ai Ti)	(Af Tf)	(type n,l,2j)	Ji	Jf	ni	nf	S	Ei	Ef
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 2 0 1)	0.5+	0.0+	1	1	0.276680	1.470	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 2 0 1)	0.5+	0.0+	2	1	0.012023	7.131	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 2 0 1)	0.5+	0.0+	3	1	0.000003	10.715	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 2 0 1)	0.5+	0.0+	4	1	0.000936	15.338	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 2 0 1)	0.5+	0.0+	5	1	0.000005	16.016	0.000
							sum	0.2896	

(Ai Ti)	(Af Tf)	(type n,l,2j)	Ji	Jf	ni	nf	S	Ei	Ef
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 3)	1.5+	0.0+	1	1	0.047947	0.294	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 3)	1.5+	0.0+	2	1	0.001729	3.747	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 3)	1.5+	0.0+	3	1	0.158891	5.530	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 3)	1.5+	0.0+	4	1	0.017734	8.219	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 3)	1.5+	0.0+	5	1	0.001696	9.478	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 3)	1.5+	0.0+	6	1	0.002356	10.489	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 3)	1.5+	0.0+	7	1	0.000064	12.706	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 3)	1.5+	0.0+	8	1	0.000265	16.731	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 3)	1.5+	0.0+	9	1	0.000018	17.705	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 3)	1.5+	0.0+	10	1	0.000015	20.915	0.000
							sum	0.2307	

(Ai Ti)	(Af Tf)	(type n,l,2j)	Ji	Jf	ni	nf	S	Ei	Ef
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 1)	0.5-	0.0+	1	1	1.039753	2.244	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 1)	0.5-	0.0+	2	1	0.167863	4.675	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 1)	0.5-	0.0+	3	1	0.000287	6.252	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 1)	0.5-	0.0+	4	1	0.002625	6.806	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 1)	0.5-	0.0+	5	1	0.000082	7.016	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 1)	0.5-	0.0+	6	1	0.008994	7.771	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 1)	0.5-	0.0+	7	1	0.079002	8.286	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 1)	0.5-	0.0+	8	1	0.012536	8.612	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 1)	0.5-	0.0+	9	1	0.004410	9.361	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 1)	0.5-	0.0+	10	1	0.000140	9.577	0.000
							sum 1.3157		

(Ai Ti)	(Af Tf)	(type n,l,2j)	Ji	Jf	ni	nf	S	Ei	Ef
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 3)	1.5-	0.0+	1	1	0.000035	4.045	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 3)	1.5-	0.0+	2	1	0.149583	4.798	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 3)	1.5-	0.0+	3	1	0.023182	5.565	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 3)	1.5-	0.0+	4	1	0.192943	5.716	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 3)	1.5-	0.0+	5	1	0.091248	6.323	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 3)	1.5-	0.0+	6	1	0.029511	6.434	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 3)	1.5-	0.0+	7	1	0.033543	6.938	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 3)	1.5-	0.0+	8	1	0.121335	7.187	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 3)	1.5-	0.0+	9	1	0.008225	7.374	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 1 3)	1.5-	0.0+	10	1	0.004444	7.781	0.000
							sum 0.6540		

(Ai Ti)	(Af Tf)	(type n,l,2j)	Ji	Jf	ni	nf	S	Ei	Ef
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 5)	2.5+	0.0+	1	1	3.426572	0.000	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 5)	2.5+	0.0+	2	1	0.004321	3.169	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 5)	2.5+	0.0+	3	1	0.013432	5.011	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 5)	2.5+	0.0+	4	1	0.000814	7.422	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 5)	2.5+	0.0+	5	1	0.014602	8.867	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 5)	2.5+	0.0+	6	1	0.017858	10.569	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 5)	2.5+	0.0+	7	1	0.000024	11.543	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 5)	2.5+	0.0+	8	1	0.001635	13.707	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 5)	2.5+	0.0+	9	1	0.000023	16.775	0.000
(19 1.5)	(20 2.0)	(t 1 2 5)	2.5+	0.0+	10	1	0.000338	17.022	0.000
							sum 3.4796		

A.2 Calculs sur le noyau de ^{25}Ne

Un calcul de modèle en couches a été réalisé grâce au code NuShell, par Jeffry Thomas de l'université de Surrey (UK), afin de prédire les états excités du ^{25}Ne . L'interaction Universal SD (USD) a été utilisée pour le calcul [Bro01].

Le tableau de la figure A.1 liste les 14 premiers états excités prédits par le calcul. Les colonnes Ex et Jp précisent l'énergie d'excitation, le moment angulaire total et la parité de l'état excité considéré. Les orbitales $s_{1/2}$, $d_{5/2}$ et $d_{3/2}$ sont étudiées. Les transferts impliquant une orbitale lj se répartissent sur plusieurs états excités du noyau de ^{25}Ne repérés par l'énergie Ei. L'énergie d'excitation associée est donnée dans le tableau de la figure A.1. Un facteur spectroscopique

```
***** overlaps < 25Ne+s1/2 | 26Ne 0+ > *****
```

```
***** overlaps < 25Ne+d5/2 | 26Ne 0+ > *****
```

```
***** overlaps < 25Ne+d3/2 | 26Ne 0+ > *****
```

[illegible]

***** the first 14 levels of ^{25}Ne *****

(the ones marked with ++ are potentially important for our study)

	N	name	Njtp	T	J	p	Ex(MeV)	E(MeV)	lowest	Ex	for each J
++ 1	b1509u	1	5/2	1/2+	0.000	-75.757	1/2+	0.000			
++ 2	b3509u	1	5/2	3/2+	1.687	-74.070	3/2+	1.687			
++ 3	b5509u	1	5/2	5/2+	1.779	-73.978	5/2+	1.779			
++ 4	b3509u	2	5/2	3/2+	2.968	-72.789					
++ 5	b5509u	2	5/2	5/2+	2.972	-72.785					
6	b9509u	1	5/2	9/2+	3.593	-72.164	9/2+	3.593			
7	b7509u	1	5/2	7/2+	3.639	-72.118	7/2+	3.639			
8	b5509u	3	5/2	5/2+	4.226	-71.531					
9	b7509u	2	5/2	7/2+	4.250	-71.507					
10	b3509u	3	5/2	3/2+	4.597	-71.160					
11	b5509u	4	5/2	5/2+	4.650	-71.107					
12	b1509u	2	5/2	1/2+	4.678	-71.079					
13	b7509u	3	5/2	7/2+	4.692	-71.065					
14	b9509u	2	5/2	9/2+	5.036	-70.721					

FIG. A.1: Liste des 14 premiers états excités du ^{25}Ne prédits par le calcul.

Annexe B

Liste des figures et des tableaux

Numéro	Légende	Page
1.1	Séquence des orbitales du modèle en couches	2
1.2	Valeur de l'énergie du premier état 2+ pour plusieurs chaînes isotopiques	4
1.3	Valeur du B(E2) pour les isotones N=20	4
1.4	Energie du premier état 2+ pour la chaîne isotopique de l'oxygène	5
1.5	Agrandissement de la carte des noyaux	5
1.6	Energie corrigée de l'effet de couche pour plusieurs chaînes isotopiques	6
1.7	Occupation des couches du ^{30}Si et de l' ^{24}O	7
1.8	Energie d'excitation du premier état excité 3/2+ des isotones N=15	7
1.9	Occupation des couches des noyaux ^{19}O , ^{20}O et ^{21}O	9
1.10	Occupation des couches des noyaux ^{25}Ne , ^{26}Ne et ^{27}Ne	11
1.11	Etats connus de l' ^{19}O	12
1.12	Etats connus du ^{25}Ne	12
2.1	Tracé des lignes cinématiques de nombreuses réactions d'intérêt	14
2.2	Photo prise lors du montage des détecteurs	15
2.3	Visualisation tirée de la simulation GEANT4 du dispositif expérimental	15
2.4	Accélérateurs et aires expérimentales du GANIL	16
2.5	Schéma de la logique d'acquisition utilisée lors de l'expérience	19
2.6	Schéma électronique de la sortie Dead Time	21
2.7	Schéma électronique du signal de déclenchement ORD	21
2.8	Schéma électronique du signal FAG	22

TAB. B.1: Liste des figures du manuscrit.

2.9	Schéma électronique du signal temps du BTD2	22
2.10	Schéma présentant les différents éléments de VAMOS	23
2.11	Schéma présentant les détecteurs de VAMOS	24
2.12	Lignes cinématiques des réactions d'intérêt	25
2.13	Schéma d'une chambre à dérive de VAMOS	26
2.14	Schéma du plan des pistes d'une chambre à dérive de VAMOS	26
2.15	Spectre d'une piste de la chambre à dérive	26
2.16	Energies collectées sur les photomultiplicateurs du plastique de VAMOS	27
2.17	Spectre d'un pad de la chambre à ionisation	28
2.18	Matrice d'identification des fragments lourds	30
2.19	Description de EXOGAM	31
2.20	Spectre calibré obtenu avec la source d' ^{152}Eu	33
2.21	Spectre calibré obtenu avec la source de ^{60}Co	33
2.22	Courbe d'efficacité absolue de détection	34
2.23	Repère utilisé par VAMOS et EXOGAM	35
2.24	Spectre des γ en coïncidence avec un ^{20}O dans VAMOS	37
2.25	Spectre des γ en coïncidence avec un ^{26}Ne dans VAMOS	37
2.26	Pics de l'état $2+$ de l' ^{20}O et du ^{26}Ne	37
2.27	Schéma des différents étages de MUST2	38
2.28	Calibration en position de MUST2	41
2.29	Simulation GEANT4 du détecteur MUST2	42
2.30	Courbe d'efficacité de l'ensemble des quatre télescopes MUST2	43
2.31	Spectre d'une piste de MUST2 lors de la calibration	44
2.32	Position des pedestaux des 128 pistes X du télescope 1	44
2.33	Spectre d'une piste de MUST2 lors de la calibration	45
2.34	Energie calibrée en fonction du numéro de piste	46
2.35	Statistique cumulée des 128 pistes X du télescope 1	46
2.36	Energie X en fonction de énergie Y	47
2.37	Matrice énergie angle de la réaction $^{20}\text{O}(\text{d},\text{t})^{19}\text{O}$	48
2.38	Calibration en temps des pistes	48
2.39	Identification par le temps de vol	49
2.40	Tracé des lignes cinématiques des réactions (d,t) et (p,d)	50
2.41	Matrice ΔE -E d'un cristal de CsI	51
2.42	Fonction de calibration d'un cristal de CsI	51
2.43	Matrice ΔE -E	52
2.44	Matrice énergie-angle, correction de la position de la cible	53

TAB. B.2: Liste des figures du manuscrit.

2.45	Matrice des impacts sur MUST2	54
2.46	Spectres en énergie d'excitation de l' ^{19}O pour chaque module de MUST2	55
2.47	Résultat de la correction de position d'impact du faisceau sur la cible	55
2.48	Photos de TIARA	57
2.49	Matrice de calibration en énergie de TIARA	58
2.50	Spectre de calibration en énergie de TIARA	58
2.51	Schéma présentant les différentes parties du détecteur BTM	59
3.1	Matrice d'identification des fragments lourds	62
3.2	Matrice énergie-angle des particules détectées par TIARA	62
3.3	Matrice énergie-angle de la réaction (d, ^3He)	63
3.4	Matrice énergie-angle pour les particules de masse trois	63
3.5	Matrice énergie-angle de la réaction (d,t)	65
3.6	Matrice énergie-angle de la réaction (p,d)	65
3.7	Spectre en énergie d'excitation de l' ^{19}O , contour VAMOS	66
3.8	Spectre en énergie d'excitation de l' ^{19}O , contour VAMOS et MUST2	66
3.9	Spectre du TAC BTM-HF	67
3.10	Spectre en énergie d'excitation de l' ^{19}O , contour MUST2	67
3.11	Spectre du TAC BTM-HF bis	68
3.12	Spectre en énergie d'excitation de l' ^{19}O , contour MUST2 bis	68
3.13	Simulation GEANT4	69
3.14	Matrice énergie-angle de TIARA	70
3.15	Spectre en énergie d'excitation de l' ^{19}O avec TIARA	70
3.16	Spectre γ , coïncidence avec VAMOS	71
3.17	Spectre γ , coïncidence avec le premier pic	72
3.18	Spectre γ , coïncidence avec le deuxième pic	72
3.19	Spectre γ , coïncidence avec le troisième pic	72
3.20	Spectre γ , coïncidence avec le troisième pic bis	73
3.21	Spectre γ , coïncidence avec le troisième pic ter	73
3.22	Schéma de niveaux de l' ^{19}O	73
3.23	Méthode pour obtenir l'angle solide CM	75
3.24	Matrice énergie-angle de TIARA pour les réactions de diffusion élastique	77
3.25	Lignes cinématiques des réactions de diffusion élastique dans VAMOS	77
3.26	Distribution angulaire de la réaction de diffusion élastique (p,p)	78
3.27	Distribution angulaire de la réaction de diffusion élastique (d,d)	78
3.28	Sections efficaces des réactions de diffusion élastique (p,p) et (d,d)	79
3.29	Paramètres de FRONT6	81

TAB. B.3: Liste des figures du manuscrit.

3.30	Variations obtenues sur le calcul du facteur spectroscopique	81
3.31	Influence de la correction de portée finie	82
3.32	Influence du rayon de Woods-Saxon	82
3.33	Distribution angulaire de l'état fondamental de l' ^{19}O	83
3.34	Distribution angulaire de l'état excité à 1.4 MeV de l' ^{19}O	83
3.35	Distribution angulaire de l'état excité à 3.2 MeV de l' ^{19}O	84
3.36	Distribution angulaire de l'état excité à 4.6 MeV de l' ^{19}O	84
3.37	Distribution angulaire de l'état excité à 5.2 MeV de l' ^{19}O	84
3.38	Distribution angulaire de l'état fondamental, influence du potentiel optique	87
3.39	Comparaison des facteurs spectroscopiques expérimentaux et calculés	88
3.40	Résumé des résultats obtenus sur le noyau ^{19}O	91
3.41	Etats connus de l' ^{19}O dont l'énergie est inférieure au seuil neutron	92
3.42	Etats connus de l' ^{19}O dont l'énergie est supérieure au seuil neutron	92
4.1	Matrice d'identification des fragments lourds	94
4.2	Matrice énergie-angle de la réaction (d,p)	94
4.3	Matrice énergie-angle de la réaction (p,t)	95
4.4	Matrice énergie-angle des réactions (p,d) et (d,t)	96
4.5	Matrice énergie-angle de la réaction (p,d)	97
4.6	Matrice énergie-angle de la réaction (d,t)	97
4.7	Spectre en énergie d'excitation du ^{25}Ne via (p,d), contour VAMOS	98
4.8	Spectre en énergie d'excitation du ^{25}Ne via (p,d), contour MUST2 et VAMOS	98
4.9	Spectre en énergie d'excitation du ^{25}Ne via (p,d), contour MUST2	99
4.10	Spectre en énergie d'excitation du ^{25}Ne via (d,t), contour VAMOS	100
4.11	Spectre en énergie d'excitation du ^{25}Ne via (d,t), contour MUST2 et VAMOS	100
4.12	Matrice énergie-angle de la réaction (d,t)	101
4.13	Spectre en énergie d'excitation du ^{25}Ne via (d,t), contour MUST2	101
4.14	Simulation GEANT4	102
4.15	Matrice énergie-angle de TIARA	103
4.16	Spectre en énergie d'excitation du ^{25}Ne via (d,t) avec TIARA	103
4.17	Spectre γ , coïncidence avec VAMOS	105
4.18	Spectre γ , coïncidence avec le premier pic	105
4.19	Spectre γ , coïncidence avec le deuxième pic	105
4.20	Spectre γ , coïncidence avec le troisième pic	106
4.21	Schéma de niveaux du ^{25}Ne	106
4.22	Sections efficaces des réactions de diffusion élastique (p,p) et (d,d)	108
4.23	Distribution angulaire de l'état excité à 1.7 MeV du ^{25}Ne via (d,t)	109

TAB. B.4: Liste des figures du manuscrit.

4.24	Distribution angulaire de l'état excité à 3.3 MeV du ^{25}Ne via (d,t)	109
4.25	Distribution angulaire de l'état excité à 4.8 MeV du ^{25}Ne via (d,t)	109
4.26	Distribution angulaire de l'état fondamental du ^{25}Ne via (p,d)	110
4.27	Distribution angulaire de l'état excité à 1.7 MeV du ^{25}Ne via (p,d)	111
4.28	Distribution angulaire de l'état excité à 3.3 MeV du ^{25}Ne via (p,d)	111
4.29	Distribution angulaire de l'état fondamental, influence du potentiel optique	114
4.30	Comparaison des facteurs spectroscopiques expérimentaux et calculés	115
4.31	Principaux résultats expérimentaux déjà obtenus sur le ^{25}Ne	118
4.32	Résumé des résultats obtenus sur le noyau ^{25}Ne	119
4.33	Spectre γ tiré de Obertelli <i>et al.</i>	119
4.34	Comparaison des spectres γ	120

TAB. B.5: Liste des figures du manuscrit.

Numéro	Légende	Page
2.1	Caractéristiques importantes de VAMOS	24
2.2	Raies et intensités du ^{60}Co	32
2.3	Raies et intensités de l' ^{152}Eu	32
2.4	Comparaison des élargissements Doppler expérimentaux et simulés	36
2.5	Positions des 4 coins de chaque silicium à pistes de MUST2	42
2.6	Energies et intensités des émetteurs α de la source de calibration	44
2.7	Type de multiplicité pour chaque télescope MUST2	47
3.1	Noyaux légers identifiés par MUST2 en coïncidence avec un ^{19}O	64
3.2	Positions et résolutions expérimentales et simulées de chaque pic de l' ^{19}O	69
3.3	Valeurs de f et de NPRO obtenues avec différents potentiels optiques	79
3.4	Facteurs spectroscopiques expérimentaux, influence du potentiel optique	88
3.5	Facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques	88
4.1	Noyaux légers identifiés par MUST2 en coïncidence avec un ^{25}Ne	95
4.2	Positions et résolutions expérimentales et simulées de chaque pic du ^{25}Ne	102
4.3	Facteurs spectroscopiques de la réaction (d,t), influence du potentiel optique	112
4.4	Facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques de la réaction (d,t)	113
4.5	Facteurs spectroscopiques de la réaction (p,d), influence du potentiel optique	114
4.6	Facteurs spectroscopiques expérimentaux et théoriques de la réaction (p,d)	115

TAB. B.6: Liste des tableaux du manuscrit.

Bibliographie

- [Aud95] G. Audi and A.H. Wapstra, *The 1995 update to the atomic mass evaluation*, Nucl. Phys. A**595** (1995) 409.
- [Bec69] F.D. Becchetti et G.W. Greenless, Phys. Rev. **182** (1969) 1190.
- [Bec76] F.D. Becchetti et G.W. Greenless, At. Data Nucl. Data Tables **17** (1976) 6.
- [Bec06] E. Becheva *et al.*, *N=14 Shell Closure in ^{22}O Viewed through a Neutron Sensitive Probe*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 012501.
- [Bel05] M. Belleguic *et al.*, *Search for neutron excitations across the N=20 shell gap in $^{25-29}\text{Ne}$* , Phys. Rev. C**72** (2005) 054316.
- [Ben07] G. Benzoni *et al.*, *In-beam γ spectroscopy using DIC with a radioactive Ne beam*, Eur. Phys. J. Special Topics **150** (2007) 83-86.
- [Blu99] Y. Blumenfeld *et al.*, *MUST : A silicon strip detector array for radioactive beam experiments*, Nucl. Instr. and Meth. A**421** (1999) 471-491.
- [Bou02] E. Bougamont, DSM-DAPNIA report No : 6D6810E2100/303, 2002.
- [Bro71] C. Broude *et al.*, *Lifetimes and γ transitions in ^{19}O* , Nucl. Phys. A**161** (1971) 241.
- [Bro01] B.A. Brown, *The nuclear shell model towards the drip lines*, Prog. Part. Nucl. Phys. **47** (2001) 517.
- [Cat89] W.N. Catford *et al.*, *Study of ^{19}N and ^{21}O by multinucleon transfer*, Nucl. Phys. A**503** (1989) 263.
- [Cat03] W.N. Catford *et al.*, 2003 CAARI 2002, AIP Conf. Proc. vol **680** (Melville, NY : AIP) p 329.
- [Cat04] W.N. Catford *et al.*, 2004 Tours Symposium V, AIP Conf. Proc. vol **704** (Melville, NY : AIP) p 185.
- [Cat05] W.N. Catford *et al.*, *Nucleon transfer via (d,p) using TIARA with a ^{24}Ne radioactive beam*, J. Phys. G**31** (2005) S1 655.
- [Chi01] V. Chisté *et al.*, *Electric and nuclear transition strength in $^{30-32}\text{Mg}$* , Phys. Lett. B**514** (2001) 233.

- [Cro72] D.J. Crozier *et al.*, *Spins of states in ^{19}O near 2.7 MeV excitation*, Phys. Lett. **B41** (1972) 291.
- [Cro75] D.J. Crozier *et al.*, *Distorted wave analysis of the $^{17}\text{O}(t,p)^{19}\text{O}$ reaction*, Phys. Rev. **C11** (1975) 393.
- [Dae80] W.W. Daehnick *et al.*, *Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV*, Phys. Rev. **C21** (1980) 2253.
- [Det79] C. Détraz *et al.*, *Beta decay of $^{27-32}\text{Na}$ and their descendants*, Phys. Rev. **C19** (1979) 164.
- [Dom06] Zs. Dombrádi *et al.*, *Vanishing $N=20$ Shell Gap : Study of Excited States in $^{27,28}\text{Ne}$* , Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 182501.
- [Duf86] J.P. Dufour *et al.*, *Beta Decay of ^{17}C ^{19}N ^{22}O ^{24}F ^{26}Ne ^{32}Al ^{34}Al $^{35-36}\text{Si}$ $^{36-38}\text{P}$ ^{40}S* , Z. Phys. **A324** (1986) 487.
- [Eir74] A.M. Eiro et F.D. Santos, *Finite range parameters for stripping reactions in the 1s shell*, Nucl. Phys. **A234** (1974) 301.
- [Ele07] Z. Elekes *et al.*, *Spectroscopic Study of Neutron Shell Closures via Nucleon Transfer in the Near-Dripline Nucleus ^{23}O* , Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 102502.
- [Els34] W.M. Elsasser, *Sur le principe de Pauli dans les noyaux*, J. de Phys. et le Radium **5** (1934) 389 et 635.
- [Fer07] B. Fernández-Domínguez *et al.*, *Single particle structure of exotic nuclei with transfer reactions*, Prog. Part. Nucl. Phys. **59** (2007) 389.
- [Fin69] P. Fintz *et al.*, *Niveaux excités de ^{19}O étudiés par la réaction $^{18}\text{O}(d,p)^{19}\text{O}$* , Nucl. Phys. **A132** (1969) 265.
- [Fin70] P. Fintz *et al.*, *Etude de transitions γ dans le noyau ^{19}O* , Nucl. Phys. **A150** (1970) 49.
- [For77] H.T. Fortune et H.G. Bingham, *Spins in ^{19}O from $^{13}\text{C}(^7\text{Li},p)^{19}\text{O}$* , Nucl. Phys. **A293** (1977) 197.
- [Gea03] Geant collaboration, *Geant4 a simulation toolkit*, Nucl. Instr. and Meth. **A506** (2003) 250-303.
- [Gei05] W. Geithner *et al.*, *Nuclear moments of neon isotopes in the range from ^{17}Ne at the proton drip line to neutron-rich ^{25}Ne* , Phys. Rev. **C71** (2005) 064319.
- [Gib08] J. Gibelin *et al.*, *Decay Pattern of Pygmy States Observed in Neutron-Rich ^{26}Ne* , Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 212503.
- [Gui84] D. Guillemaud-Mueller *et al.*, *β -Decay schemes of very neutron-rich sodium isotopes and their descendants*, Nucl. Phys. **A426** (1984) 37.
- [Hax49] O. Haxel, J.H.D. Jensen, H.E. Suess, *On the "Magic Numbers" in Nuclear Structure*, Phys. Rev. **75** (1949) 1766.

- [Igara] M. Igarashi, Code informatique TWOFNR, non publié.
- [Joh70] R.C. Johnson et P.J.R. Soper, *Contribution of Deuteron Breakup Channels to Deuteron Stripping and Elastic Scattering*, Phys. Rev. C **1** (1970) 976.
- [Kno89] G.F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, Ed. John Wiley (1989).
- [Knu75] L.D. Knutson, J.A. Thomson et H.O. Meyer, *Deuteron D-state effects for the reactions $^{117}\text{Sn}(d,p)^{118}\text{Sn}$ and $^{119}\text{Sn}(d,p)^{120}\text{Sn}$* , Nucl. Phys. A **241** (1975) 36.
- [Knu79] L.D. Knutson et S.N. Yang, *Calculation of the S- and D-state components of the deuteron-triton overlap integral*, Phys. Rev. C **20** (1979) 1631.
- [Lis04] O. Tarasov, D. Bazin, *LISE++ : design your own spectrometer*, Nucl. Phys. A **746** (2004) 411.
- [Liu05] X. Liu, Thèse de Doctorat : *The study of (p,d) reactions on ^{13}C , ^{11}B , and ^{10}Be in inverse kinematics*, Michigan State University (2005).
- [Loh74] J.M. Lohr et W. Haeberli, Nucl. Phys. A **232** (1974) 381.
- [May48] M.G. Mayer, *On Closed Shells in Nuclei*, Phys. Rev. **74** (1948) 235.
- [May49] M.G. Mayer, *On Closed Shells in Nuclei. II*, Phys. Rev. **75** (1949) 1969.
- [Mei96] J. Meissener *et al.*, *Neutron capture cross section of ^{18}O and its astrophysical implications*, Phys. Rev. C **53** (1996) 459.
- [Meo99] F. Meot, *The ray-tracing code Zgoubi*, Nucl. Instr. and Meth. A **427** (1999) 353.
- [Meu74] F. Meurders et A. Van Der Steld, *Investigation of the $^{26}\text{Mg}(d,p)^{27}\text{Mg}$ reaction*, Nuclear Physics A **230** (1974) 317.
- [Mic64] A. Michalowicz, *Cinématique des réactions nucléaires*, Edition Dunod 1964.
- [Midas] <http://nnsa.dl.ac.uk/MIDAS/>
- [Mot95] T. Motobayashi *et al.*, *Large deformation of the very neutron-rich nucleus ^{32}Mg from intermediate-energy Coulomb excitation*, Phys. Lett. B **346** (1995) 9.
- [Mou08] X. Mougeot, Thèse de Doctorat 2008, Université Paris VII, IRFU-08-06-T.
- [Nag07] Y. Nagai *et al.*, *Role of multiparticle-multihole states in $^{18-19}\text{O}$ in thermal neutron capture of ^{18}O* , Phys. Rev. C **76** (2007) 051301.
- [Nav00] A. Navin *et al.*, *Direct Evidence for the breakdown of the N=8 Shell Closure in ^{12}Be* , Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 266.
- [NNDC] <http://www.nndc.bnl.gov/>
- [Obe05] A. Obertelli, Thèse de Doctorat 2005, Université Paris XI, DAPNIA-05-09-T.
- [Obe06] A. Obertelli *et al.*, *Gamma spectroscopy of ^{25}Ne , ^{27}O and $^{26-27}\text{Na}$* , Phys. Rev. C **74** (2006) 064305.
- [Obe06b] A. Obertelli *et al.*, *Shell gap reduction in neutron-rich $N = 17$ nuclei*, Phys. Lett. B **633** (2006) 33.

- [Ohs08] T. Ohsaki *et al.*, *Role of multiparticle-multihole states of $^{18-19}\text{O}$ in $^{18}\text{O}(n,\gamma)^{19}\text{O}$ reactions at keV energy*, Phys. Rev. **C77** (2008) 051303.
- [Ots01] T. Otsuka *et al.*, *Magic Numbers in Exotic Nuclei and Spin-Isospin Properties of the NN Interaction*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 082502.
- [Ott98] S. Ottini, Thèse de Doctorat 1998, Université Paris XI, DAPNIA/SPhN-98-01T.
- [Ott99] S. Ottini-Hustache *et al.*, *CATS, a low pressure multiwire proportionnal chamber for secondary beam tracking at GANIL*, Nucl. Instr. and Meth. **A431** (1999) 476.
- [Pad05] S.W. Padgett *et al.*, *Spectroscopy of ^{25}Ne and the $N=16$ magic number*, Phys. Rev. **C72** (2005) 064330.
- [Pan09] D.Y. Pang *et al.*, *Global optical model potential for $A=3$ projectiles*, Phys. Rev. **C79** (2009) 024615.
- [Per62] F. Perey et B. Buck, *A non-local potential model for the scattering of neutrons by nuclei*, Nucl. Phys. **32** (1962) 353.
- [Per63] F.G. Perey, *Optical-Model Analysis of Proton Elastic Scattering in the Range of 9 to 22 MeV*, Phys. Rev. **131** (1963) 745.
- [Per76] C.M. Perey et F. G. Perey, *At. Data Nucl. Data Tables* **17** (1976) 6.
- [Pol05] E. Pollacco *et al.*, *MUST2 : A new generation array for direct reaction studies*, Eur. Phys. J. **A25** (2005) 287.
- [Pul08] S. Pullanhiotan *et al.*, *Performance of VAMOS for reactions near the Coulomb barrier*, Nucl. Instr. and Meth. **A593** (2008) 343-352.
- [Ree99] A.T. Reed *et al.*, *Radioactivity of neutron-rich oxygen, fluorine, and neon isotopes*, Phys. Rev. **C60** (1999) 024311.
- [Sak99] H. Sakurai *et al.*, *Evidence for particle stability of ^{31}F and particle instability of ^{25}N and ^{28}O* , Phys. Lett. **B448** (1999) 180.
- [Sat80] G.R. Satchler, *Introduction to nuclear reactions*, The Macmillan Press LTD (1980).
- [Sat83] G.R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Oxford Univ. Press, Oxford (1983).
- [Sav05] H. Savajols *et al.*, *New mass measurements at the neutron drip-line*, Eur. Phys. J. **A25** (2005) 23.
- [Sen74] S. Sen *et al.*, *Study of the (d,p) reaction to bound and unbound states of ^{19}O* , Nucl. Phys. **A219** (1974), 429.
- [Sim00] J. Simpson *et al.*, *Heavy Ion Phys.* **11** (2000) 159.
- [Sri98] J.F. Ziegler *et al.*, www.srim.org (1998).
- [Sta04] M. Stanoiu *et al.*, *$N=14$ and 16 shell gaps in neutron-rich oxygen isotopes*, Phys. Rev. **C69** (2004) 034312.
- [Sum06] C.S. Sumithrarachchi *et al.*, *Beta-delayed neutron decay of ^{19}N and ^{20}N* , Phys. Rev. **C74** (2006) 024322.

- [Tar97] O. Tarasov *et al.*, *Search for ^{28}O and study of neutron-rich nuclei near the $N = 20$ shell closure*, Phys. Lett. **B409** (1997) 64.
- [Ter04] J.R. Terry *et al.*, *Nuclear structure studies in the neutron-rich $A = 30$ mass region by direct nucleon removal reactions*, Nucl. Phys. **A734** (2004) 469.
- [Ter06] J.R. Terry *et al.*, *Direct evidence for the onset of intruder configurations in neutron-rich Ne isotopes*, Phys. Lett. **B640** (2006) 86.
- [Thi00] P.G. Thirolf *et al.*, *Spectroscopy of the 2^+ state in ^{22}O and shell structure near the neutron drip line*, Phys. Lett. **B485** (2000) 16.
- [Til95] D.R. Tilley, *Energy levels of light nuclei $A=18-19$* , Nucl. Phys. **A595** (1995) 1.
- [Var91] R.L. Varner, W.J. Thompson, T.L. McAbee, E.J. Ludwig et T.B. Clegg, Phys. Rep. **201**, (1991) 57.
- [Vil01] A.C.C. Villari, *The accelerated ISOL technique and the SPIRAL project*, Nucl. Phys. **A693** (2001) 465.
- [War88] E.K. Warburton, *Shell model predictions for $^{19}\text{N}(\beta^-)^{19}\text{O}$* , Phys. Rev. **C38** (1988) 935.
- [Wil73] K.H. Wilcox *et al.*, *New Spectroscopic Measurements via Exotic Nuclear Rearrangement : The Reaction $^{26}\text{Mg}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{25}\text{Ne}$* , Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 866.
- [Wit04] G. Wittwer, *"Clock Event Number transmitter Receiver Universal Module"*, User's Manuel, GANIL July 2004.
- [Wiz66] J.L. Wiza et R. Middleton, *Study of ^{19}O by the $^{17}\text{O}(t,p)^{19}\text{O}$ and $^{18}\text{O}(d,p)^{19}\text{O}$ Reactions*, Phys. Rev. **143** (1966) 676.
- [Woo85] C.L. Woods *et al.*, *A study of ^{25}Ne via the $^{26}\text{Mg}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{O})^{25}\text{Ne}$ reaction*, Nucl. Phys. **A437** (1985) 454.
- [Yan03] M. Yanagisawa *et al.*, *The first excited state of ^{30}Ne studied by proton inelastic scattering in reversed kinematics*, Phys. Lett. **B566** (2003) 84.