

UNIVERSITÉ PARIS 7 – DENIS DIDEROT
École Doctorale : Constituants Élémentaires et Systèmes Complexes

DOCTORAT de PHYSIQUE NUCLÉAIRE
Spécialité : Champs – Particules – Matières

présentée par

Xavier Mougeot

pour obtenir le grade de Docteur en Sciences
de l'Université Paris 7 – Denis Diderot

**Spectroscopie des noyaux exotiques ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{He}$ avec les télescopes
à pistes MUST2 et le faisceau SPIRAL d' ${}^8\text{He}$**

Thèse dirigée par Dr. Valérie Lapoux,
soutenue le 23 septembre 2008,
devant le jury composé de :

Prof. Daniel Baye	(Rapporteur)
Dr. Karim Bennaceur	
Prof. Jean-Pierre Dedonder	(Président)
Dr. Elias Khan	
Dr. Valérie Lapoux	(Directrice de thèse)
Prof. Alinka Lépine – Szily	(Rapporteur)
Dr. François De Oliveira	

Remerciements

Le manuscrit rédigé et multi-corrigé, la thèse soutenue, vient maintenant une partie plus personnelle de cette thèse, les remerciements. Que ceux qui seront oubliés dans ces quelques lignes me pardonnent, et qu'ils sachent que je les remercie aussi!

Je voudrais tout d'abord remercier Nicolas Alamanos et Françoise Auger de m'avoir accueilli au SPhN et accordé leur confiance, en stage puis en thèse, et Michel Garçon qui, prenant la suite, a su prendre du temps pour écouter mes hésitations d'orientation.

Je souhaite remercier chaleureusement chacun des membres du jury : Alinka Lépine-Szily, Daniel Baye, Karim Bennaceur, Jean-Pierre Dedonder, Elias Khan et François De Oliveira. Je remercie plus particulièrement Alinka Lépine-Szily et Daniel Baye d'avoir accepté de rapporter ce travail, et Jean-Pierre Dedonder d'avoir accepté la présidence de ce jury. Même lorsque le sujet n'était pas lié à leur domaine de recherche, j'ai été très agréablement surpris de l'intérêt de chaque membre, du temps consacré à approfondir le sujet, à relire attentivement le manuscrit et à rédiger questions, remarques et commentaires. Je souhaite à tous les étudiants d'avoir un jury de cette qualité!

Arrivé au SPhN il y a quatre ans et demi, c'est pour moi une véritable tranche de vie qui se termine. Certaines personnes que je remercie ne liront probablement jamais ces lignes, et nous n'avons pas passé beaucoup de temps ensemble. Mais ce qui compte n'est pas tant la durée de l'interaction que son intensité et l'importance qu'on lui accorde. Comme dans toute tranche de vie, il y a eu du bonheur et de la souffrance. Certaines personnes m'étaient chères, ont beaucoup influencé ma vie, et ne sont plus là. C'est déjà douloureux lorsqu'on s'y attend, ça l'est encore plus quand ça arrive par surprise et que ça ne semble pas "dans l'ordre naturel des choses". Mais le jeu de la thèse est d'avoir peu de temps à consacrer à autre chose qu'à son sujet, et il faut continuer à avancer en faisant abstraction du reste.

Heureusement, l'encadrement de cette thèse était excellent. C'est à la fin, avec un peu de recul, qu'on se rend vraiment compte de la difficulté de la tâche. Je veux remercier Valérie, avec toute mon amitié, pour cet encadrement attentif, rigoureux et humain. Ce doit être difficile de savoir quand laisser son thésard se débrouiller seul, explorer des pistes, des impasses, et quand il est nécessaire de le recentrer pour que le travail converge et avance, ou d'imposer des dead-lines drastiques pour le forcer à commencer la rédaction du manuscrit (au hasard ...). Mais Valérie a su y ajouter une dimension humaine, nécessaire à mon avis, en me soutenant dans les moments difficiles, en comprenant mes sautes d'humeur dans les moments de fatigue et de grand stress, en me motivant et en me rassurant quand je n'avais pas assez confiance en moi, en prenant le temps qu'il fallait pour travailler mes présentations, regarder attentivement mon travail et (re-re-re-)relire le manuscrit. Je veux aussi souligner sa grande qualité scientifique, du point de vue du thésard. Sa vision très pertinente du domaine, son choix de la sonde et du dispositif expérimental, sa ténacité devant les difficultés rencontrées tant pour faire accepter l'expérience que pour la réaliser,

ses compétences lors de l'analyse des données, ont permis les très bons résultats présentés dans ce manuscrit. Cela a forcément facilité mon travail. J'ai beaucoup appris avec toi, Valérie, et je t'en remercie sincèrement.

Je veux remercier toutes les personnes du SPhN, et plus particulièrement celles du groupe Structure, pour la convivialité que leur bonne humeur apporte, leur gentillesse et leur disponibilité, qu'ils soient permanents ou de passage. Merci à Alain et Alexandre de m'avoir accueilli en stage la première fois, et de m'avoir transmis leur goût de la physique nucléaire. Merci à eux, ainsi qu'à Antoine, Laurent et Roland pour les nombreuses discussions que nous avons eu concernant l'analyse des données et leur interprétation. Ce travail leur doit beaucoup. Merci à l'exceptionnel génie qui a inventé le café tel qu'on le boit aujourd'hui. Il est des gens qu'on ne connaît pas et qui rendent des services inestimables ... Merci aussi à Nick, mon "coffee-partner", Barbara, Brunella, Benoît, Cédric, Françoise, Karim, Lolly, Thomas pour nos discussions de physique ou sur d'autres sujets. Merci à Bernard pour nos discussions, notamment à Joliot-Curie, ses histoires et son livre [Fer06]. Tout étudiant devrait commencer par sa lecture, récit historique passionnant des débuts de la physique nucléaire. Un grand merci à Danielle et Isabelle, sans qui les tâches administratives auraient été un véritable cauchemar. Je veux remercier également Jean-Christophe d'avoir pris le temps de m'écouter et de me conseiller sur mon orientation post-thèse, Valérie pour mes recherches bibliographiques et les impressions de manuscrit, mais aussi Jean-Luc, Gilles, Pierre-François, Florent, Vincent, Stefano, Diane, Eric.

Les expériences au GANIL ont été véritablement enthousiasmantes tant scientifiquement qu'humainement, grâce à de nombreuses personnes que je tiens à remercier. Au GANIL, Patricia et Wolfi, bien sûr, ainsi que Carole, Thomas, Tarek, Julien, Laurent, Charles, Luc, et évidemment Patrice et Jean-François sans qui une expérience sur SPEG n'aurait pas la même saveur. De l'IPN, Alexis, Didier, Fairouz, Jacques, Jean-Antoine, Marlène, Matthieu, Nicolas, Olivier, Yorick, et bien sûr Hiro et Daisuke. Sans oublier nos deux BTD-men du SEDI, Julien et Marc !

Je souhaite aussi remercier les personnes rencontrées au cours des différentes écoles auxquelles j'ai participé. À l'École Joliot-Curie ou aux Rencontres Jeunes Chercheurs, Adeline, Alix, Aurélie, Dorothée, Florence, Grégoire, Guillaume, Jean-Luc, Lydie, Marine, Sophie. David et Shumpei à la RIA Summer School. Pendant les Doctoriales, Aurélie, Cécile, Inès, Laurent, Martin, Waqqas et Zahir.

Ces dernières années, il est des personnes, famille et amis, que je n'ai pas vu suffisamment et à qui je n'ai pas accordé l'attention qu'elles méritent. Avec leur gentillesse et leur affection, ils ont compris pourquoi et m'ont soutenu. Je les en remercie du fond du cœur, et je leur promets de me rattraper très vite. Je tiens particulièrement à remercier mes parents, qui m'ont soutenu tout au long de mes études et ont respecté mes choix, ma sœur et mes grands-parents. Enfin, je veux remercier celle qui a partagé cette aventure au quotidien, m'a soutenu et supporté dans les périodes difficiles et malgré des périodes d'absence parfois un peu longue, m'a forcé à m'aérer la tête quand j'en avais besoin, nous a organisé des vacances dépaysantes, bref a supporté toutes les contraintes d'une thèse sur une vie à deux. J'espère, Nathalie, que notre route sera encore très très longue ensemble, et qu'elle se fera bientôt à plus que deux ...

Table des matières

Remerciements	3
Introduction	10
1 Motivations	11
1.1 Les noyaux exotiques	11
1.2 Les isotopes d'hélium $^{6,7,8}\text{He}$	13
1.2.1 Spectroscopie de l' ^6He	13
1.2.2 Spectroscopie de l' ^7He	21
1.2.3 Spectroscopie de l' ^8He	25
1.3 Présentation des sondes expérimentales possibles	26
1.3.1 Réactions de cassure	26
1.3.2 Diffusion élastique	27
1.3.3 Réactions de transfert	28
1.3.4 Choix de la sonde	30
1.4 Modèles de structure et prédictions spectroscopiques	30
1.4.1 Prédictions pour l' ^6He	31
1.4.2 Prédictions pour l' ^7He	37
2 Dispositif expérimental	41
2.1 Méthode et contraintes expérimentales	41
2.2 Production du faisceau	43
2.3 Cible	45
2.4 Détection	45
2.4.1 Les détecteurs de faisceau : CATS	47
2.4.2 Les détecteurs de particules chargées : MUST2	48
2.4.3 Le plastique	56
2.5 Positions et alignement des détecteurs	57
2.6 Électronique et logique d'acquisition	59
2.7 Simulation	60
2.7.1 Faisceau incident et cible	60
2.7.2 Génération de l'événement	61
2.7.3 Détection et reconstruction	61
2.7.4 Résultats	62

3	Traitement des données	65
3.1	Les détecteurs de faisceau	65
3.2	Le télescope à particules chargées MUST2	72
3.2.1	Le silicium à pistes	72
3.2.2	Les cristaux de CsI	82
3.3	Le plastique scintillant	90
3.4	Spectres en énergie d'excitation	91
3.4.1	Cinématiques et extraction des spectres	91
3.4.2	Spectres de l' ^6He extraits de la réaction $^8\text{He}(p,t)$	95
3.4.3	Spectres de l' ^7He extraits de la réaction $^8\text{He}(p,d)$	96
3.4.4	Spectres de l' ^8He extraits de la réaction $^8\text{He}(p,p')$	96
4	Interprétation des données	101
4.1	Définition	101
4.2	Résonances de l' ^6He	103
4.2.1	Fonds physiques	103
4.2.2	Recherche des résonances	105
4.2.3	Tests des prédictions théoriques	112
4.3	Résonances de l' ^7He	114
4.3.1	Coïncidences d - ^6He	114
4.3.2	Coïncidences d - ^4He	118
4.4	Sections efficaces	122
4.4.1	Principe de calcul	123
4.4.2	Cadre d'analyse : calculs en voies de réactions couplées	125
4.4.3	Distribution angulaire de la diffusion élastique	126
4.4.4	Distributions angulaires pour l' ^6He	126
4.4.5	Distributions angulaires pour l' ^7He	127
	Conclusions et perspectives	133
A	Reconstruction d'un événement	139
A.1	Paramètres des détecteurs de faisceau CATS	139
A.2	Paramètres des détecteurs de particules chargées MUST2	140
A.3	Cinématique à deux corps	142
B	Épaisseurs des silicium à pistes MUST2	145
C	Électronique de l'expérience E525S	149
	Bibliographie	157

Introduction

Ce mémoire présente l'analyse d'une expérience réalisée en mars 2007 au GANIL, au cours de laquelle nous avons mesuré les réactions de transfert d'un et de deux neutrons ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ et ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$. Le faisceau d' ${}^8\text{He}$ ¹ a été produit par le dispositif SPIRAL à une énergie de 15.4 MeV/n, et envoyé sur une cible de protons. Cette expérience s'inscrit dans le contexte de l'étude de la structure des noyaux radioactifs dits exotiques, parce qu'ils sont faiblement liés par rapport à l'interaction forte et qu'ils présentent des structures inhabituelles. Nos objectifs étaient de déterminer la spectroscopie à basse énergie des noyaux exotiques d' ${}^6\text{He}$ et d' ${}^7\text{He}$, pour tester la validité des modèles nucléaires actuels.

Le noyau est un ensemble de nucléons, protons et neutrons, en interaction. Deux types de forces entrent en jeu : la force électromagnétique, bien connue, et la force nucléaire forte. Tenter de comprendre et caractériser la structure d'un noyau, c'est s'attaquer au problème à N corps mais avec une interaction entre les nucléons mal connue. Il est possible de mesurer l'interaction proton – proton ou proton – neutron, mais on ne connaît pas directement l'interaction neutron – neutron. De plus, la connaissance de ces interactions nues n'est pas suffisante. Au sein du noyau, l'interaction entre deux nucléons est modifiée par la présence des autres nucléons, et les interactions à trois ou quatre corps peuvent jouer un rôle important.

Dans les années 1980, il est devenu possible de produire des faisceaux d'ions radioactifs, et donc d'étudier les isotopes instables d'un élément donné. Plus ces noyaux sont riches ou déficients en neutrons, plus leur énergie de liaison est faible. L'étude des noyaux exotiques a mis en évidence de nouvelles structures, comme le halo. Elle permet, dans des conditions extrêmes (faibles énergies de liaison et grands isospins), de tester les modèles établis avec les noyaux stables afin d'améliorer notre compréhension de l'interaction forte et de la structure nucléaire. Les modèles actuels tentent de décrire les comportements de ces noyaux, mais leurs prédictions ne sont pas en accord. Ces modèles et leurs paramètres ne peuvent être testés et contraints que par les informations de structure obtenues par l'expérience.

Pour étudier la structure des noyaux, les réactions directes à basse énergie sont un outil privilégié. En particulier, les réactions de transfert permettent d'accéder aux masses, aux spins et aux parités des différents états excités peuplés. Comme le temps de vie des noyaux exotiques est inférieur à la seconde, il a fallu développer de nouvelles techniques expérimentales pour mesurer ces réactions. Les physiciens travaillent en cinématique inverse : au lieu d'envoyer un faisceau de particules légères de structure connue, protons ou électrons, sur une cible composée du noyau à étudier, ils envoient un faisceau du noyau d'intérêt sur une cible connue (protons, deutons, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{208}\text{Pb}$, ...).

¹Dans la suite de ce document, nous parlerons de l' ${}^6\text{He}$, de l' ${}^7\text{He}$ ou de l' ${}^8\text{He}$ lorsque nous évoquerons les noyaux d' ${}^6\text{He}$, d' ${}^7\text{He}$ ou d' ${}^8\text{He}$. Nous adopterons aussi la notation condensée, “les ${}^{6,7,8}\text{He}$ ”, pour évoquer en même temps les noyaux d' ${}^6\text{He}$, d' ${}^7\text{He}$ et d' ${}^8\text{He}$.

Les qualités optiques des faisceaux d'ions radioactifs sont moins bonnes que celles des faisceaux d'ions stables. Des détecteurs de faisceau, tels les CATS, ont dû être développés car ils sont indispensables pour reconstruire avec précision l'angle de diffusion des particules. Les faibles intensités des faisceaux radioactifs, et les contraintes cinématiques sur la détection des particules chargées, nécessitent d'optimiser l'angle solide du dispositif expérimental. L'identification en masse et en charge des particules détectées, ainsi que les résolutions en position et en énergie deviennent cruciales pour la qualité des spectres obtenus. Les groupes de physique nucléaire et d'ingénierie du CEA-Saclay IRFU, de l'IPN-Orsay, et du GANIL ont donc développé un détecteur de silicium à pistes, MUST2, pour la mesure des particules légères chargées émises dans les réactions directes induites par les faisceaux radioactifs, en tirant parti de l'expérience acquise avec le détecteur précédent, MUST. Ce détecteur MUST2 a été développé à partir de 2001 afin d'augmenter la surface de détection et d'améliorer les résolutions. Les premiers tests sous faisceau ont eu lieu en 2004, et un ensemble de cinq télescopes était opérationnel début 2007. Pour l'expérience que nous présentons dans ce manuscrit, le dispositif expérimental était composé des détecteurs MUST2 et des CATS, ensemble idéal pour l'étude des noyaux exotiques par réaction de transfert à basse énergie.

Ce travail fait suite à deux expériences de diffusions élastiques et inélastiques sur une cible de protons, l'une avec un faisceau d' ${}^6\text{He}$ et l'autre d' ${}^8\text{He}$. La première expérience a permis de mettre en évidence les effets du halo de deux neutrons dans l' ${}^6\text{He}$, mais pas de déterminer les états excités au-dessus du premier état 2^+ connu, à 1.8 MeV en énergie d'excitation. La seconde a permis de déterminer un deuxième état excité de l' ${}^8\text{He}$, d'indiquer la position du premier état excité de l' ${}^7\text{He}$, et de mettre en évidence l'importance du couplage entre la voie élastique ${}^8\text{He}(p,p)$ et la voie de transfert ${}^8\text{He}(p,d)$. L'expérience de cette thèse a eu pour objectif principal d'explorer la spectroscopie de l' ${}^6\text{He}$ via la réaction de transfert ${}^8\text{He}(p,t)$, et celle de l' ${}^7\text{He}$ via la réaction de transfert ${}^8\text{He}(p,d)$. Elle a été réalisée au cours d'une campagne de trois expériences de la collaboration MUST2. Elle est la première à avoir utilisé l'ensemble de détection des 5 modules MUST2.

Dans le premier chapitre, nous présentons les motivations de cette étude, à travers un résumé des connaissances actuelles concernant les ${}^{6,7,8}\text{He}$, une description des réactions utilisées pour les étudier, les raisons de notre choix des réactions de transfert, une courte description des principaux modèles théoriques et leurs prédictions concernant les ${}^{6,7}\text{He}$.

Le second chapitre décrit la méthode expérimentale choisie et le fonctionnement du télescope MUST2. Nous présentons en fin de chapitre un programme de simulation du dispositif tenant compte des caractéristiques de ce détecteur.

Le troisième chapitre est consacré à la reconstruction des observables physiques à partir des données brutes recueillies lors de l'expérience. Nous décrivons les procédures d'étalonnage² et les méthodes développées pour extraire les observables. Soulignons que la thèse présente pour la première fois une analyse complète des données recueillies avec MUST2, ce qui permet de déterminer les efficacités des télescopes et de donner une caractérisation complète des performances de ce détecteur. Nous présentons à la fin de ce troisième chapitre la reconstruction des spectres en énergie d'excitation des ${}^{6,7,8}\text{He}$.

²Nous utiliserons par la suite le terme usuel de calibration

Ces spectres sont analysés dans le quatrième chapitre : les résonances sont définies et les méthodes de recherche décrites. Une attention particulière a été accordée à la discussion du traitement du fond physique. Nous y soulignons l'importance de la réduction des erreurs systématiques liées au traitement des calibrations et au positionnement des détecteurs pour extraire avec une bonne précision les résonances. Les résultats obtenus sont comparés aux prédictions théoriques, ce qui permet de conclure sur la validité des modèles nucléaires microscopiques qui ont calculé la spectroscopie de la chaîne isotopique des noyaux d'hélium.

Chapitre 1

Motivations

La chaîne isotopique des noyaux d'hélium est idéale pour tester les modèles de structure nucléaire. Leur petit nombre de nucléons autorise des calculs complètement microscopiques : nous pouvons tester notre connaissance de l'interaction nucléon – nucléon et des interactions nucléaires à deux ou trois corps, voire plus [Ban96]. L' ${}^6\text{He}$ est un bon exemple d'un système nucléaire à trois corps. Son état fondamental est relativement bien décrit par un cœur α très lié et deux neutrons de valence [Zhu93].

Pour chaque isotope, seul l'état fondamental est lié. Au-delà de leur premier état excité, la spectroscopie des noyaux d'hélium riches en neutrons n'est pas bien connue expérimentalement, ni bien comprise théoriquement. Dans les chapitres suivants, nous présenterons en détails l'expérience de cette thèse : nous avons pu étudier les résonances de basse énergie de l' ${}^6\text{He}$ avec une précision inégalée jusqu'ici. Le dispositif expérimental nous a également permis d'étudier la spectroscopie à basse énergie de l'isotope non lié ${}^7\text{He}$.

Après une description succincte du contexte de l'étude des noyaux exotiques légers, nous ferons un état des lieux des connaissances expérimentales sur les noyaux d'intérêt. Puis nous motiverons le choix de la sonde employée lors de notre étude. Enfin nous présenterons rapidement les prédictions spectroscopiques des modèles disponibles à ce jour.

1.1 Les noyaux exotiques

Les accélérateurs de type Tandem et Cyclotron ont permis l'étude des propriétés des quelques 300 noyaux stables. Les énergies, spins, parités, facteurs spectroscopiques, matrices de transition des états fondamentaux et excités, ou encore les distributions des densités de protons, de neutrons et de matière de ces noyaux sont des informations qui ont contribué à améliorer les théories et les modèles de structure nucléaire. Les physiciens se sont focalisés depuis les années 1980 sur l'étude des noyaux dans des conditions extrêmes : aux grandes énergies d'excitation, ainsi qu'aux hauts spins et isospins.

Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans la recherche des propriétés nucléaires aux grands isospins. La carte des noyaux représente l'ensemble des noyaux en fonction de leur nombre de protons Z et de neutrons N . On rappelle que l'isospin d'un noyau est défini par $T_z = (N - Z)/2$. Dans cette carte, les noyaux stables forment ce que l'on appelle la vallée de stabilité. En ajoutant ou retirant des neutrons, on atteint respectivement les *drip-lines* en neutron et en proton, au-delà desquelles les noyaux ne sont pas liés. Les noyaux proches d'une drip-line, faiblement liés, sont qualifiés d'exotiques. La drip-line neutron est connue

expérimentalement pour les noyaux légers jusqu'à l'oxygène. Actuellement, environ 3000 noyaux instables ont été recensés, et il en reste probablement autant à découvrir selon les prédictions théoriques sur les positions des drip-lines.

L'étude de ces noyaux demande des efforts majeurs tant dans la production de faisceaux d'ions radioactifs que dans le développement d'une instrumentation adaptée. Les premiers résultats, obtenus dans les années 1980, sur des noyaux exotiques légers riches en neutrons ont remis en cause certaines propriétés bien établies pour les noyaux stables, résultant de la courte portée de l'interaction forte : un volume proportionnel au nombre de nucléon, soit $R \propto A^{1/3}$; une densité de matière relativement uniforme, $\rho(r) \simeq 0.17$ nucléon/fm³ ; un mélange homogène des protons et des neutrons, $\rho_p(r) \propto \rho_n(r)$. De nouvelles structures ont été découvertes parmi les noyaux exotiques, comme les halos ou les peaux de nucléons. Elles sont dues à la faible énergie de liaison de ces noyaux. Certains sont liés alors qu'aucun des sous-systèmes binaires ne l'est : ces noyaux sont qualifiés de borroméens. La figure 1.1 résume les noyaux légers riches en neutrons possédant ces structures. Les halos de protons sont plus difficiles à mettre en évidence. Des indications existent pour le ⁸B [Cor02], le ¹⁷Ne [Kan03], le ²⁶P et le ²⁷S [Zho96] par exemple.

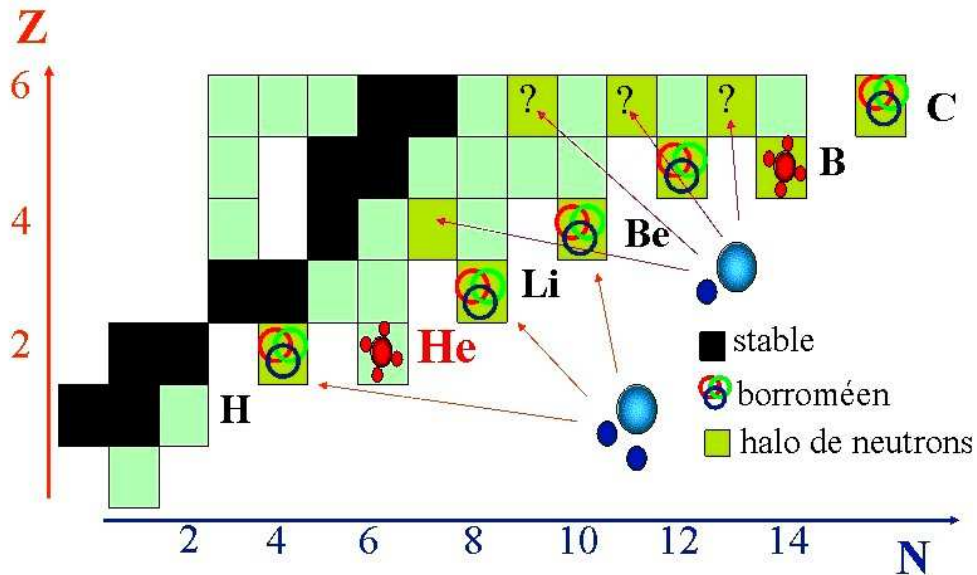


FIG. 1.1 – Carte des noyaux légers.

Les noyaux de la vallée de stabilité sont bien décrits par le modèle en couches, qui est à la base de notre compréhension de la structure nucléaire. Il suppose les nucléons dans un potentiel central de type Woods-Saxon. En particulier, il a permis de comprendre la succession des nombres magiques (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) observés expérimentalement [May48], par l'ajout d'un terme de couplage spin-orbite ([May49],[Hax49]). Or l'étude des noyaux instables a montré que ces nombres peuvent évoluer loin de la vallée de stabilité. Par exemple, des indications existent pour la disparition de $N = 20$ et l'apparition de $N = 16$ comme nouveau nombre magique dans les noyaux riches en neutrons ([Oza00] parmi les références récentes, ainsi que [Obe06] et les références incluses).

Ce modèle, dans son cadre classique, ne permet pas de retrouver les propriétés des noyaux exotiques légers. Dans l'étude de N. Poppelier, A. Wolters et P. Glaudemans

[Pop93], ${}^6\text{He}$ a une énergie de liaison plus importante de 1.7 MeV que la valeur expérimentale. ${}^8\text{He}$ est plus lié de 343 keV, tandis que le ${}^{11}\text{Li}$ est moins lié de 314 keV. La prédiction de leur temps de vie en est une autre illustration : 180 ms pour ${}^6\text{He}$, mesuré à 807 ms ; 81 ms pour ${}^8\text{He}$, mesuré à 119 ms ; 2 ms pour le ${}^{11}\text{Li}$, mesuré à 8.6 ms.

La faible énergie de liaison des noyaux exotiques implique des seuils d'émission de particules très bas. Au-delà d'un tel seuil, le système composé de l'ensemble des nucléons du noyau a accès à un continuum d'états : des états de diffusion dus à la répulsion coulombienne ; des états du continuum alimentés, selon la réaction d'étude, par les processus à plus de deux corps ; des états excités spécifiques au noyau étudié, qui se manifestent par des résonances dans le spectre en énergie d'excitation. La structure de l'état fondamental de ces noyaux est fortement corrélée à la structure du continuum et à celle des états excités non liés. Les couplages au continuum sont donc un élément important de la description des noyaux exotiques, comme l'ont révélé les études de N. Michel *et al.* ([Mic03],[Mic07]). La prise en compte de ces effets de couplage est un défi pour les théories actuelles. Seule l'étude expérimentale de ces états peut contraindre les modèles.

1.2 Les isotopes d'hélium ${}^{6,7,8}\text{He}$

1.2.1 Spectroscopie de ${}^6\text{He}$

${}^6\text{He}$ est un noyau borroméen faiblement lié, d'une demi-vie de 807 ms. Son état fondamental est situé à 970 keV du seuil de séparation ${}^4\text{He}+2\text{n}$ [Til02]. Les seuils d'émission de particules sont résumés sur la figure 1.2.

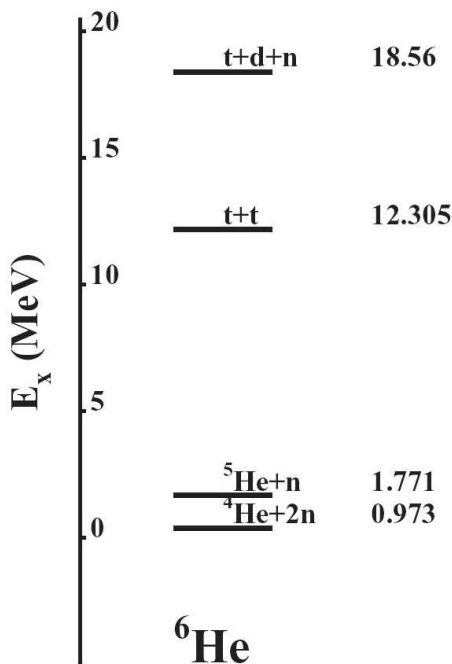


FIG. 1.2 – Seuils d'émission de particules pour ${}^6\text{He}$, adapté de [Yam08]. L'état fondamental sert de référence en énergie.

Les études expérimentales et théoriques de ce noyau ont permis de déterminer sa structure : il est décrit comme un noyau possédant un halo de deux neutrons autour d'un cœur ${}^4\text{He}$. La partie suivante explique les phénomènes liés au halo dans le cas des noyaux à halo les plus étudiés, l' ${}^6\text{He}$ et le ${}^{11}\text{Li}$, et discute les excitations possibles de ces noyaux.

Le halo

Le halo est un état à une ou plusieurs particules de valence, faiblement couplées au reste du noyau, le cœur, et ayant une grande extension spatiale. Du point de vue de la mécanique quantique, le cœur forme un puit de potentiel de courte portée. L'énergie de liaison des nucléons de valence étant faible, leurs fonctions d'onde peuvent s'étendre par effet tunnel bien au-delà du cœur. On parle de halo lorsque ces nucléons ont une probabilité supérieure à 50 % de se trouver hors de portée du potentiel de liaison [Han87]. Le moment angulaire des nucléons de valence par rapport au cœur doit être faible. Dans le cas contraire, la barrière centrifuge résultante serait trop importante pour autoriser une telle extension de matière. De manière similaire, la barrière coulombienne explique pourquoi les halos se forment préférentiellement dans les noyaux riches en neutrons, et pourquoi les halos de protons sont moins étendus.

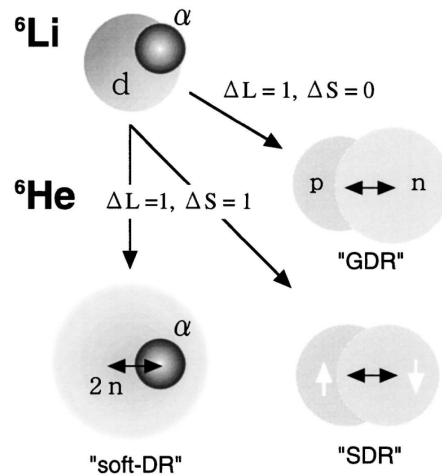


FIG. 1.3 – Schémas des résonances dipolaires géante, douce et de spin (Giant, Soft, Spin Dipole Resonances) excitées par la réaction d'échange de charge ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$ [Nak00].

Pour expliquer la grande extension de matière de l' ${}^6\text{He}$ et du ${}^{11}\text{Li}$, P.G. Hansen et B. Jonson ont utilisé la force entre deux neutrons, pourtant insuffisante pour lier un dineutron, et introduit le terme de halo [Han87]. Décomposant ces noyaux en un cœur inerte, ${}^4\text{He}$ ou ${}^9\text{Li}$, entouré de deux neutrons de valence, ils ont suggéré qu'en présence du cœur, cette force est suffisante pour lier le système à trois particules. Ce sont donc des noyaux borroméens. Pour les décrire, il est nécessaire de comprendre les sous-systèmes qui les composent et les corrélations existant entre eux : les corrélations entre les nucléons de valence sont aussi importantes à prendre en compte que celles entre les nucléons et le cœur. B. Jonson a récemment mené une revue très complètes des données expérimentales concernant les halos de neutrons et de protons pour les noyaux exotiques légers [Jon04].

Cette structure de halo fait apparaître un nouveau mode d’excitation collectif. Mises en évidence dans les noyaux stables, les résonances géantes sont des modes collectifs d’excitation des noyaux à haute fréquence. Elles sont caractérisées par trois nombres quantiques : le moment angulaire L , le spin S et l’isospin T . La polarité de la résonance est donnée par L et conduit à différents schémas dans le modèle de la goutte liquide : monopolaire $\Delta L = 0$ (les densités oscillent dans des phases de compression et d’expansion), dipolaire $\Delta L = 1$ (les parties oscillantes s’éloignent et se rapprochent), quadrupolaire $\Delta L = 2$ (la surface des parties oscillantes se déforme alternativement dans deux directions orthogonales), . . . Une résonance électrique $\Delta S = 0$ voit les nucléons osciller entre eux selon le schéma de polarité, tandis qu’une résonance magnétique $\Delta S = 1$ introduit une distinction supplémentaire : les nucléons de spin haut oscillent par rapport aux nucléons de spin bas. Enfin, l’isospin permet la distinction entre les protons et les neutrons : une résonance est dite isoscalaire $\Delta T = 0$ si les neutrons oscillent en phase avec les protons, et isovectorielle $\Delta T = 1$ s’ils oscillent en opposition de phase.

Dans les noyaux exotiques légers riches en neutrons présentant une structure en halo, de nombreux calculs en champ moyen, adaptés aux noyaux légers, prédisent des modes d’oscillations dipolaires entre le cœur et le halo. Par rapport à une résonance dipolaire géante ($\Delta L = 1$, $\Delta T = 1$) ou à une résonance dipolaire de spin ($\Delta L = 1$, $\Delta S = 1$, $\Delta T = 1$), ces résonances ont lieu à plus basse énergie. Elles sont appelées résonances dipolaires douces, ou résonances pygmées (fig. 1.3). Ces nouveaux modes collectifs doivent conduire à une augmentation des sections efficaces de cassure [Han87], observée expérimentalement dans la section efficace de dissociation électromagnétique du ^{11}Li [Kob89].

Nous verrons plus loin qu’il n’est pas facile expérimentalement de distinguer de tels modes des états plus classiques de basse énergie, issus de la structure en couches du noyau. D’autant plus que cette dernière peut générer elle aussi des états intrus. Par exemple, dans le cas du ^{11}Be , le modèle en couches sphérique prédit un état fondamental $1/2^-$. Les mesures ont montré qu’il s’agit en fait d’un état intrus $1/2^+$ [Aut70], bien reproduit à condition de prendre en compte une déformation du cœur [Esb95]. L’ ^6He est décrit par deux protons et deux neutrons dans la couche $1s_{1/2}$ formant un cœur α , et deux neutrons de valence dans la couche $1p_{3/2}$. Ce noyau est donc idéal pour l’étude de la structure des noyaux à halo, car il est raisonnable de supposer une absence de déformation du cœur α , ainsi qu’une interaction résiduelle proton – neutron suffisamment faible pour ne pas faire apparaître d’états intrus.

Le halo de l’état fondamental a été prédit par M. Zhukov *et al.* [Zhu93] comme une coexistence de deux configurations : une configuration dans laquelle les deux neutrons sont situés de part et d’autre du cœur ^4He , dite cigare, et une configuration dans laquelle les deux neutrons sont au contraire très proches, dite di-neutron. Cette coexistence est illustrée par la figure 1.4. La section efficace élastique d’un faisceau d’ ^6He de 151 MeV sur une cible gazeuse d’ ^4He a été mesurée aux grands angles dans le centre de masse (abrégé en c.m.) [Ter98]. Partant d’une fonction d’onde dérivée de celle de M. Zhukov *et al.* [Zhu93], une analyse DWBA (*Distorted Wave Born Approximation*) a montré la prédominance de la configuration di-neutron. À l’inverse, la mesure de capture radiative $^6\text{He}(p,\gamma)^7\text{Li}$ à 40 MeV/n [Sau01] mène à une configuration cigare prépondérante dans ce type de processus.

La diffusion élastique permet de sonder la structure des noyaux à des distances qui dépendent de l’énergie de la réaction. L’information est extraite en analysant la section

efficace de la réaction. La diffusion élastique $^{11}\text{Li}+p$ à basse énergie, 75 MeV/n, a été mesurée par A. Korshennikov *et al.* [Kor96]. La distribution angulaire de la section efficace

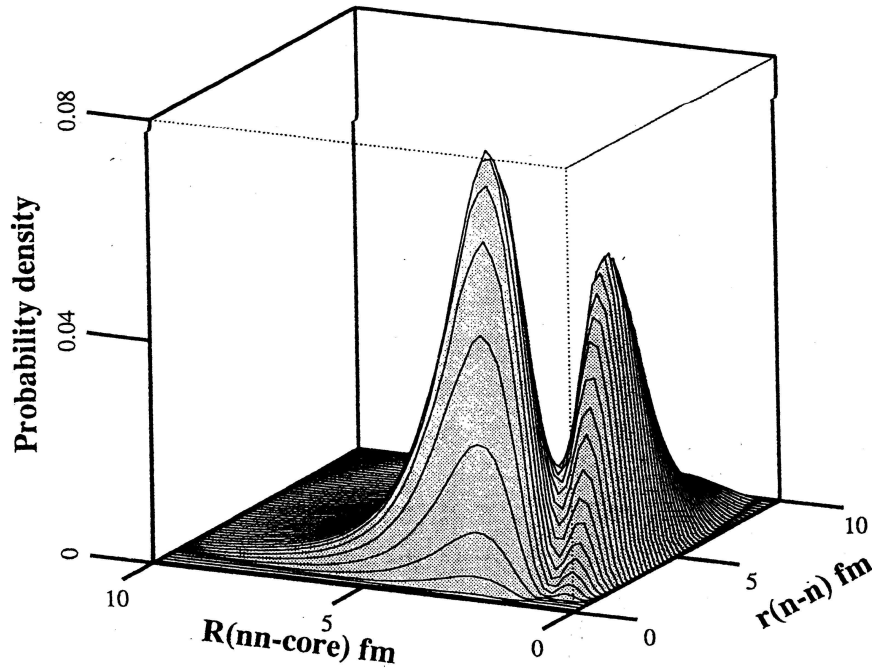


FIG. 1.4 – Illustration des configurations cigare et di-neutron dans l'état fondamental de ^6He [Zhu93]. La densité de probabilité de corrélation spatiale du cœur et des deux neutrons est fonction de la distance neutron – neutron et cœur – halo.

a été analysée avec l'approximation eikonale à paramètres libres, avec une densité de forme gaussienne pour le ^9Li , et une densité calculée dans le cadre du modèle COSMA (présenté à la section 1.4.1) pour le ^{11}Li . Plusieurs calculs ont été faits pour des neutrons de valence dans différents états purs (1p, 2s, 1d et 1s, ce dernier n'étant pas interdit dans le modèle COSMA), puis pour différentes combinaisons de ces états. La reproduction des données n'en est que peu affectée, les auteurs concluant que la diffusion élastique à basse énergie n'est pas un outil prometteur pour l'étude des détails de la structure des halos.

Les sections efficaces de diffusion inélastiques, associées à chaque état excité, peuvent être analysées de la même manière que pour la diffusion élastique. Les diffusions élastique et inélastiques de ^6He sur proton ont été mesurées à 41 MeV/n [Lag01]. Les distributions angulaires des sections efficaces ont été obtenues entre 10 et 80°_{cm} . Leur analyse a été effectuée avec un modèle de diffusion proton – nucléon entièrement microscopique, basé sur un potentiel optique complexe et non local. La structure de ^6He est introduite dans ce modèle par les densités proton et neutron, calculées par un modèle en couches sans cœur avec et sans prise en compte du halo. Une excellente description est obtenue en incluant la structure de halo (fig. 1.5). Les deux types de calculs divergent vers 60°_{cm} pour la diffusion élastique, et vers 20°_{cm} pour la diffusion inélastique. Cette dernière est donc plus sensible à la forme des densités de matière, sur une gamme angulaire plus réduite.

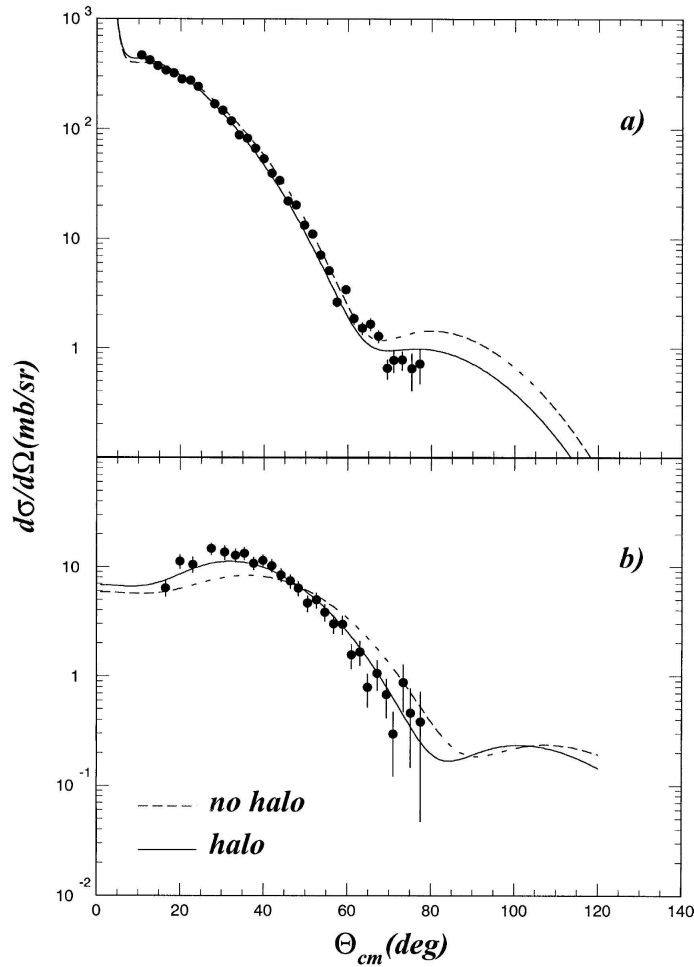


FIG. 1.5 – Sections efficaces de la réaction ${}^6\text{He}+p$ à 41 MeV/n, élastique (a) et inélastique vers le premier état excité 2^+ (b) [Lag01]. Les données sont mieux reproduites lorsque les densités proton et neutron de l' ${}^6\text{He}$, paramètres d'entrée du modèle d'analyse utilisé, sont calculées en tenant compte de la structure de halo.

Rayons

Le phénomène de halo a été mis en évidence à partir des noyaux ${}^6\text{He}$ et ${}^{11}\text{Li}$. Le premier a été produit pour la première fois en 1936 [Bje36], et le second en 1966 [Pos66]. Leur structure particulière de halo n'a pourtant été mise en évidence qu'en 1985 par I. Tanihata *et al.* [Tan85]. Les sections efficaces de réaction de faisceaux d' ${}^6\text{He}$ et de ${}^{11}\text{Li}$ à 790 MeV/n ont été mesurées sur des cibles de béryllium, de carbone et d'aluminium. Dans une approche géométrique simple, la section efficace d'interaction σ_I entre un projectile et une cible dépend du rayon des deux noyaux : $\sigma_I = \pi[R_{\text{projectile}} + R_{\text{cible}}]^2$. Une analyse avec un modèle de Glauber de diffusion de nucléons a conduit aux rayons quadratiques moyens de matière de la figure 1.6. Pour les auteurs, cela reflétait soit une déformation importante de ces noyaux, soit une distribution de matière plus importante qu'attendue. La mesure du moment quadrupolaire du ${}^{11}\text{Li}$ par E. Arnold *et al.* [Arn92] a éliminé l'hypothèse

d'une déformation importante. Les calculs effectués par P. Hansen et B. Jonson [Han87], supposant un cœur inerte entouré de deux neutrons de valence, ont permis de retrouver les rayons des noyaux déduits des données de I. Tanihata *et al.* [Tan85].

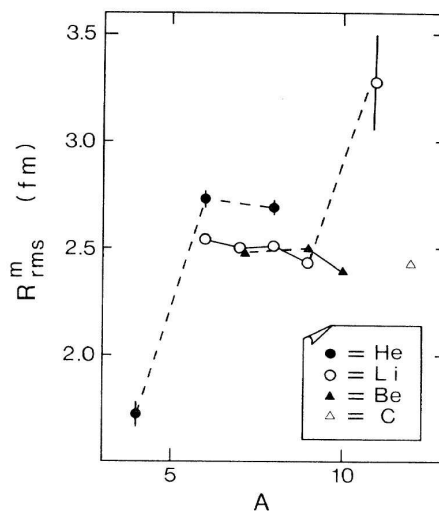


FIG. 1.6 – Rayons quadratiques moyens de matière des isotopes d'hélium, de lithium et de béryllium, obtenus par [Tan85]. Les ${}^6,8\text{He}$ et le ${}^{11}\text{Li}$ ont des rayons plus grands qu'avec la dépendance $R \propto A^{1/3}$ valable pour les noyaux stables.

La section efficace de la réaction ${}^6\text{He}+p$ à 70 MeV/n a été mesurée entre 20 et 50°_{cm} [Kor97]. Les auteurs ont effectué une analyse identique à celle qu'ils avaient menée sur les données de l'expérience décrite A. Korshennikov *et al.* [Kor96]. La diffusion élastique à basse énergie ne semble pas sensible aux différences entre les distributions de densité de proton et de neutron. Elle est par contre sensible à l'extension de la densité de matière nucléaire, c'est-à-dire au rayon du noyau. Ces données ont été trouvées très similaires à celles de la diffusion élastique ${}^6\text{Li}+p$ à la même énergie. Malgré des états fondamentaux très différents, $J^\pi = 0^+$ et $T = 1$ pour l' ${}^6\text{He}$ et $J^\pi = 1^+$ et $T = 0$ pour le ${}^6\text{Li}$, ces deux noyaux ont donc des rayons quadratiques moyens de matière relativement semblables, suggérant une structure en halo $\alpha + d$ du ${}^6\text{Li}$. Pour extraire des informations sur le halo de l' ${}^6\text{He}$ et sur les configurations de particules de valence, il faut examiner un ensemble de mesures avec des sondes variées.

Aux énergies dites intermédiaires, proches du GeV, les informations de structure s'obtiennent en analysant les distributions en moment transféré des sections efficaces. Ces dernières ont été mesurées aux petites impulsions transférées, jusqu'à 0.05 GeV/c², pour les réactions ${}^6\text{He}+p$ et ${}^8\text{He}+p$, à 717 MeV/n et 674 MeV/n respectivement [Alk97]. L'analyse a été faite avec un modèle de Glauber, en incluant des distributions de densité de matière. Ces densités conduisent à des rayons de matière $R_m({}^6\text{He}) = 2.3$ fm et $R_m({}^8\text{He}) = 2.45$ fm.

Une nouvelle analyse de ces données a utilisé un modèle de Glauber adapté pour prendre en compte la structure à plusieurs corps des ${}^6,8\text{He}$ [Alk98]. Les auteurs J. Al-Khalili et J. Tostevin ont déterminé des rayons plus élevés, compatibles avec les autres expériences : $R_m({}^6\text{He}) = 2.5 \pm 0.1$ fm et $R_m({}^8\text{He}) = 2.6 \pm 0.1$ fm. Ces résultats concordent avec la

description des ${}^6,8\text{He}$ en un cœur α et deux ou quatre neutrons de valence. La compréhension du processus a donc nécessité d'inclure la structure microscopique à plusieurs corps de ces noyaux dans le formalisme de description de la réaction.

Les études précédentes dépendent beaucoup du modèle d'analyse utilisé. Expérimentalement, le rayon quadratique moyen de la densité de proton a pu être déduit du rayon de charge déterminé par spectroscopie laser : des ${}^6\text{He}$ ont été refroidis et confinés dans un piège magnéto-optique [Wan04] ; le rayon de charge a été mesuré directement : il est de 2.054 ± 0.014 fm. Une étude récente utilisant la même méthode confirme ce résultat, avec un rayon de charge de 2.068 ± 0.011 fm, mesuré par rapport à celui de ${}^4\text{He}$ [Mue07]. Le rayon quadratique moyen de la densité de proton est déduit à la valeur de 1.92 ± 0.05 fm.

Spectroscopie

De nombreuses expériences ont été menées pour étudier ${}^6\text{He}$: fragmentation sur des noyaux lourds, réactions d'échange de charge, diffusions élastique et inélastique. Pourtant, sa spectroscopie est très mal connue en dehors de l'état fondamental et du premier état excité, une résonance 2^+ à 1.8 MeV large de 113 keV.

La diffusion inélastique peuple des états excités du projectile et permet donc une exploration de sa spectroscopie. On privilégie une cible sans excitation : le proton. Dans le cas des noyaux exotiques faiblement liés, les états que l'on cherche à caractériser sont des résonances. La réaction sur cible de proton étant à deux corps sans excitation de la cible, il suffit de mesurer le proton de recul pour obtenir les informations recherchées.

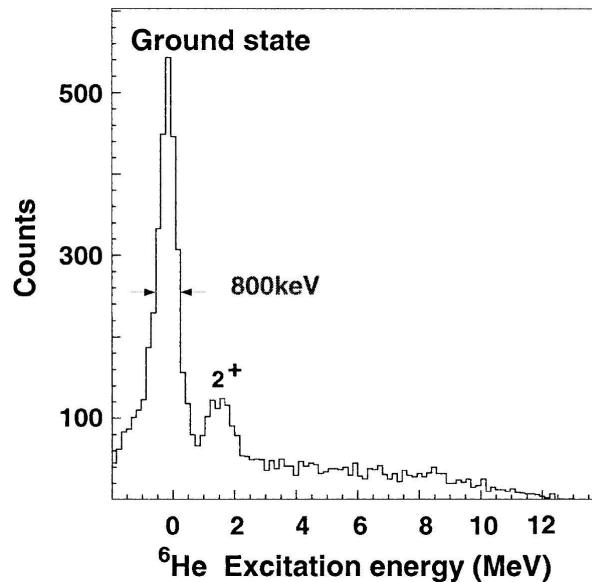


FIG. 1.7 – Spectre en énergie d'excitation de ${}^6\text{He}$, obtenu par la réaction ${}^6\text{He} + p$ à 41 MeV/n [Lag01].

La figure 1.7 montre le spectre en énergie d'excitation obtenu dans la mesure de la réaction ${}^6\text{He}+p$ à 41 MeV/n par A. Lagoyannis *et al.* [Lag01]. On voit clairement l'état fondamental associé à la diffusion élastique et la résonance 2^+ . La forme de la distribution angulaire de la section efficace vers le premier état excité a permis une assignation en spin

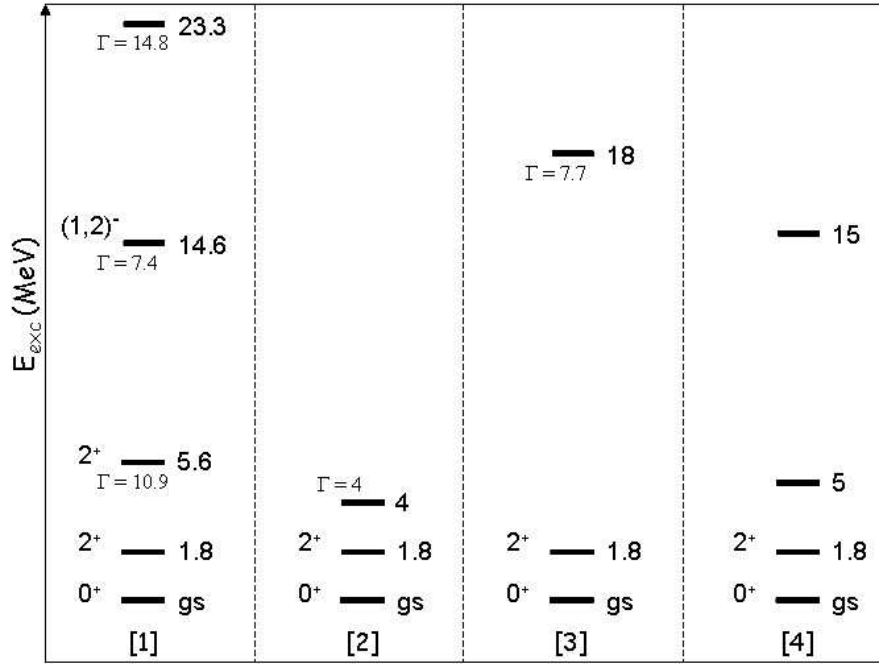


FIG. 1.8 – Synthèse des principales mesures pour la spectroscopie de ${}^6\text{He}$. Ces expériences ont toutes utilisé des réactions d'échange de charge : ${}^7\text{Li}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$ pour (1), (2), (3), et ${}^6\text{Li}(t, {}^3\text{He}){}^6\text{He}$ pour (4). Les références associées aux expériences sont les suivantes : (1) [Jan96], (2) [Nak00], (3) [Aki03], (4) [Nak02].

et parité (voir fig. 1.5). Mais aucune résonance n'a pu être extraite du fond physique à une énergie d'excitation plus grande.

Les réactions d'échange de charge ont permis d'avoir quelques indications. La réaction ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^7\text{Be}$ a été mesurée avec un faisceau de ${}^7\text{Li}$ à 350 MeV [Jan96]. La mesure en coïncidence des ${}^7\text{Be}$ et de leurs γ de désexcitation a permis de savoir si l'événement est associé ou non à un retournement de spin lors de la réaction (*spin-flip*). L'analyse des distributions angulaires des sections efficaces permet alors d'assigner un spin et une parité à chaque état. Au-dessus du premier état excité, trois résonances ont été déterminées [Jan96] : 5.6 MeV large de 10.9 MeV et assignée 2^+ , 14.6 MeV large de 7.4 MeV et assignée 1^- ou 2^- , et 23.3 MeV large de 14.8 MeV. Notons que le spectre en énergie d'excitation de ${}^6\text{He}$ est reconstruit à partir du ${}^7\text{Be}$ en coïncidence avec ses γ de désexcitation de 430 keV. Ces résultats doivent être pris avec prudence à cause des difficultés expérimentales de la mesure : une grande sensibilité aux neutrons des détecteurs γ utilisés, et une absence totale d'analyse du fond physique dans le spectre en énergie d'excitation.

La réaction ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^7\text{Be}$ a aussi été mesurée par S. Nakayama *et al.* [Nak00], avec un faisceau de ${}^7\text{Li}$ à 455 MeV. Un état excité à 4 ± 1 MeV large de 4 ± 1 MeV a été observé. Il est associé à un retournement de spin lors de la réaction, déterminé là encore par la mesure en coïncidence des ${}^7\text{Be}$ et de leurs γ de désexcitation. L'analyse de la distribution angulaire de la section efficace associée implique un transfert de moment orbital d'une unité, compatible avec une résonance dipolaire douce. Au-delà du seuil de séparation triton – triton à 12.3 MeV, la même équipe a observé la décroissance à deux tritons de ${}^6\text{He}$

[Aki03]. Une résonance a été trouvée à 18 MeV d'énergie d'excitation, large de 7.7 MeV. Le rapport de branchement de 90 % de la résonance vers cette décroissance suggère une structure moléculaire à deux tritons de cet état.

La même réaction a donc conduit à l'observation d'un état large autour de 5 MeV d'énergie d'excitation, considéré tantôt comme un état 2^+ [Jan96], tantôt comme une résonance dipolaire douce [Nak00]. L'assignement en spin et parité à partir des distributions angulaires des sections efficaces peut être ambigu dans ce cas précis. Le moment angulaire transféré contient deux composantes : $\Delta L = \Delta L(^7\text{Li} \rightarrow ^7\text{Be}) + \Delta L(^6\text{Li} \rightarrow ^6\text{He})$, et la première composante peut valoir 0 ou 2 pour ces études. Les distributions angulaires des sections efficaces sont donc le résultat de toutes les combinaisons possibles des moments angulaires transférés. De ce point de vue, la réaction $^6\text{Li}(t, ^3\text{He})^6\text{He}$ avec un faisceau de tritons à 336 MeV étudiée par T. Nakamura [Nak02] est plus facile à analyser. Sortant du fond physique, deux résonances larges sont observées : une vers 5 MeV, et une vers 15 MeV d'énergie d'excitation. L'analyse DWBA des sections efficaces a suggéré que l'état à 5 MeV pouvait être un mélange de plusieurs états intrus de parité négative, avec une faible proportion d'états de parité positive dans la partie de basse énergie.

La faible statistique ou la gamme angulaire limitée de ces mesures ne donnent que des indications de l'existence de ces états. Les différentes prédictions théoriques sous le seuil de séparation triton – triton sont en contradiction tant sur les positions des résonances que sur leur nature. La figure 1.8 résume les résultats de ces différentes expériences.

1.2.2 Spectroscopie de l' ^7He

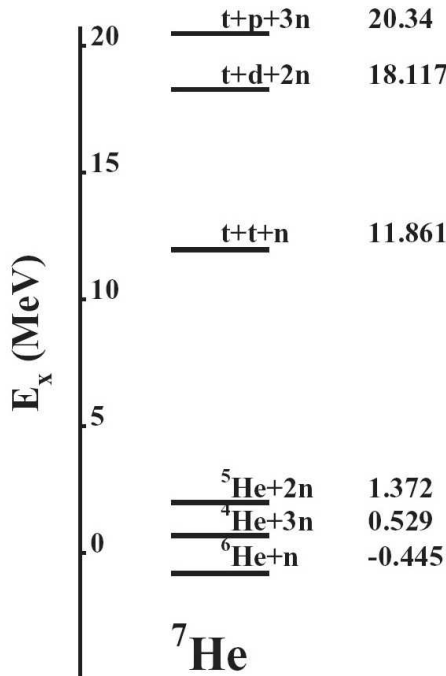


FIG. 1.9 – Seuils d'émission de particules pour l' ^7He , adapté de [Yam08]. L'état fondamental sert de référence en énergie.

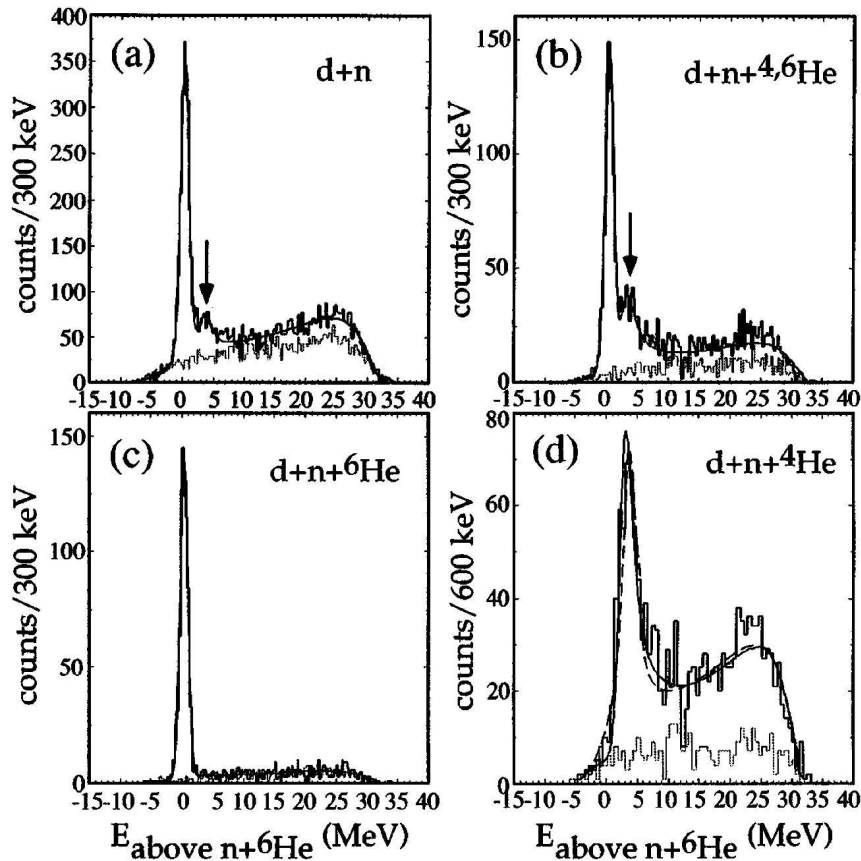


FIG. 1.10 – Spectres en énergie d’excitation de l’ ${}^7\text{He}$, extraits de [Kor99]. L’énergie de référence est celle du seuil de séparation ${}^6\text{He} + n$. L’énergie d’excitation est reconstruite à partir du deuteron de recul, en coïncidence avec d’autres particules détectées.

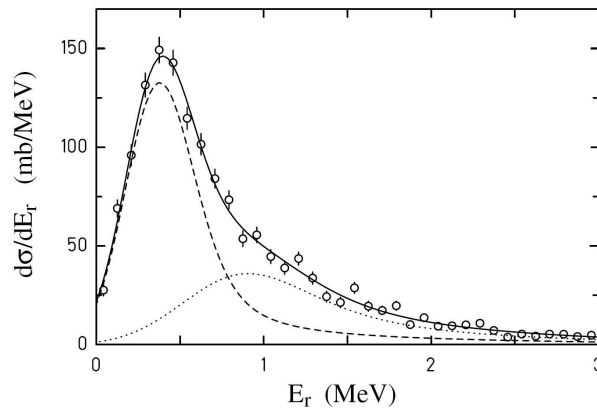


FIG. 1.11 – Section efficace de production du système ${}^6\text{He} + n$ par fragmentation de l’ ${}^8\text{He}$ à 227 MeV/n, en fonction de l’énergie relative [Mei02]. Les paramètres des deux états nécessaires pour reproduire les données sont sur la figure 1.13.

Les noyaux miroirs ${}^7\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$ ont été étudiés par les réactions de transfert ${}^9\text{Be}(p,t){}^7\text{Be}$ et ${}^9\text{Be}(p,{}^3\text{He}){}^7\text{Li}$, avec un faisceau de protons de 43.7 MeV [Det65]. La masse de l' ${}^7\text{He}$ fut déduite de l'état isobarique analogue à 11.13 MeV du ${}^7\text{Li}$, d'isospin $T = 3/2$. L' ${}^7\text{He}$ fut alors trouvé non lié de 360 keV par rapport à l'émission de neutron.

Son état fondamental a été identifié en spin et parité, $J^\pi = 3/2^-$, par la réaction de transfert ${}^7\text{Li}(t,{}^3\text{He}){}^7\text{He}$ avec un faisceau de tritons de 22 MeV [Sto67]. L'expérience fut refaite pour améliorer la résolution en énergie [Sto69] : l'état fondamental est une résonance située à 440 keV au-dessus du seuil de séparation ${}^6\text{He}+n$, avec une largeur de 160 keV. L'état fondamental ne peut donc décroître que par la voie ${}^6\text{He}+n$. Les seuils d'émission de particules pour l' ${}^7\text{He}$ sont résumés sur la figure 1.9.

Concernant ses états excités, un état à 2.9 MeV large d'environ 2 MeV a été observé par la réaction de transfert ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ à 50 MeV/n [Kor99]. Les spectres en énergie d'excitation sont présentés à la figure 1.10. L'état décroît majoritairement par la voie ${}^4\text{He}+3n$. Cette observation a conduit A. Korshennikov *et al.* à une tentative d'assignement en spin et parité : les données sont compatibles avec un état $5/2^-$, un neutron dans la couche $p_{3/2}$ étant couplé à un cœur d' ${}^6\text{He}$ excité dans son état 2^+ à 1.8 MeV. Deux autres expériences ont vu cette résonance, avec une énergie d'excitation et une largeur en accord avec les résultats du transfert (p,d) : par la réaction ${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N},{}^{17}\text{F}){}^7\text{He}$ avec un faisceau d' ${}^{15}\text{N}$ de 240 et 318.5 MeV [Boh01], et par la réaction ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ à 15.6 MeV/n [Ska06].

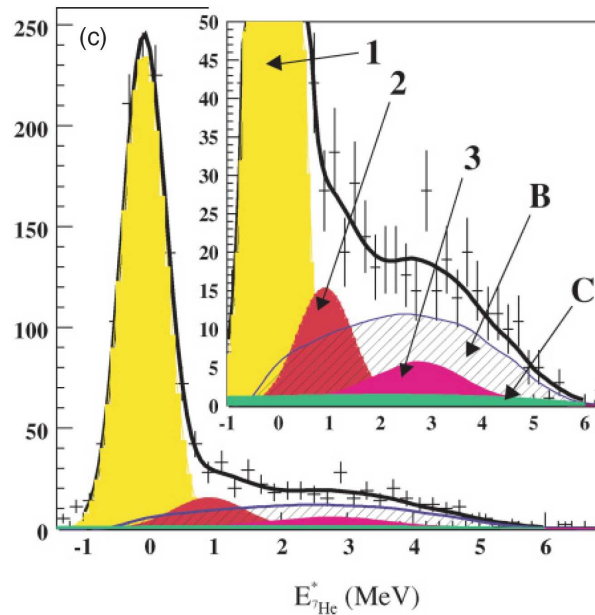


FIG. 1.12 – Spectre en énergie d'excitation de l' ${}^7\text{He}$ obtenu par la réaction ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ à 15.6 MeV/n, extrait de [Ska06]. Le fond physique B est le résultat des différentes contributions dues à l'espace des phases, détaillées dans l'article. Le fond C est dû aux réactions sur le carbone présent dans la cible. Les paramètres des trois états (flèches 1, 2, 3) nécessaires à la reproduction des données sont sur la figure 1.13.

L'étude de la réaction ${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N},{}^{17}\text{F}){}^7\text{He}$ a également mis en évidence un état à 5.8 MeV d'énergie d'excitation, ayant une largeur comprise entre 3 et 5 MeV [Boh01].

Une controverse existe actuellement concernant l'existence d'un état entre le fondamen-

tal $3/2^-$ et le $5/2^-$ à 2.9 MeV. Une étude de la fragmentation de l' ^8He sur une cible de carbone à 227 MeV/n [Mar01] a indiqué un état inconnu vers 0.8 MeV d'énergie d'excitation, avec une largeur d'environ 1 MeV. L'étude détaillée de M. Meister *et al.* [Mei02] indique un état $1/2^-$ à (0.6 ± 0.1) MeV au-dessus du fondamental, avec une largeur de (0.75 ± 0.08) MeV. La section efficace obtenue en fonction de l'énergie de l' ^7He est visible sur la figure 1.11. Dans l'expérience $^8\text{He}(p,d)^7\text{He}$ [Ska06], l'analyse du spectre obtenu (fig. 1.12) appuie l'existence de cet état : il est indiqué à (0.9 ± 0.5) MeV d'énergie d'excitation avec une largeur de (1.0 ± 0.9) MeV.

D'autres expériences n'ont pas vu cet état. L'étude des états isobariques analogues du ^7Li via la réaction $^6\text{He}(p,n)^6\text{Li}(0^+, T=1)$ à 24 MeV, mesurée à $180^\circ \pm 8^\circ$, n'a pas mis en évidence un autre état que le fondamental de l' ^7He [Rog04]. D. Halderson a repris les données de M. Meister *et al.* [Mei02] et G. Rogachev *et al.* [Rog04], accréditant l'existence de l'état vu par M. Meister *et al.* [Mei02]. Son calcul prédit aussi que l'état isobarique analogue n'est pas visible à 180° , mais le serait à 90° s'il existe [Hal04]. L'expérience de G. Rogachev *et al.* [Rog04] fut refaite à 90° , et l'existence de l'état $1/2^-$ a cette fois été exclue avec un niveau de confiance de 90 % [Bou05].

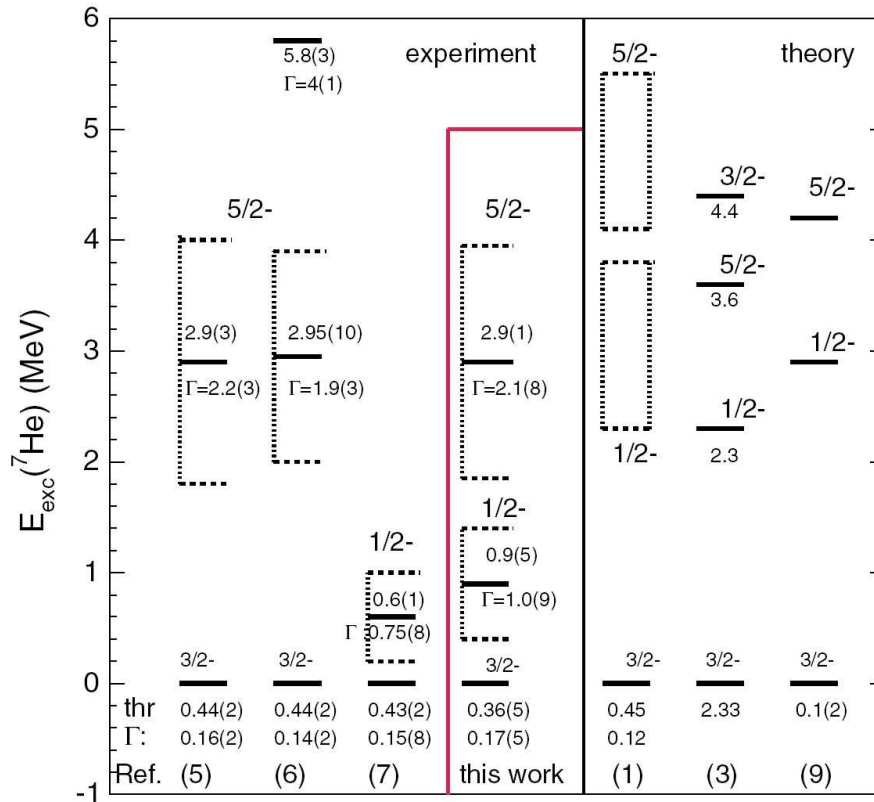


FIG. 1.13 – État des lieux expérimental et théorique de l' ^7He , extrait de [Ska06]. Les énergies d'excitation sont données par rapport à l'état fondamental. L'énergie du seuil indiquée pour les calculs théoriques a été déterminée à partir de l'énergie de liaison indiquée par chaque modèle. Les références sont les suivantes : (1) [Wur97], (3) [Nav98], (5) [Kor99], (6) [Boh01], (7) [Mei02], (9) [Pie01].

La réaction $^6\text{He}(d,p)^7\text{He}$ à 11.5 MeV/n n'a pas mis en évidence cet état, mais l'étude

du spectre en énergie d'excitation suggère un état entre 2 et 3 MeV, large d'environ 2 MeV [Wuo05]. Notons que la statistique de ce spectre est comparable à celle de F. Skaza *et al.* [Ska06]. Cette même réaction a été étudiée avec un faisceau d' ^6He à 37 MeV/n par M. Golovkov *et al.* [Gol01]. Aucune résonance étroite et prononcée n'est observée entre 1 et 7 MeV d'énergie d'excitation. Cependant, la résonance à 2.9 MeV n'est pas observée, ce qui met en doute la qualité des données recueillies.

L'état $1/2^-$ de M. Meister *et al.* [Mei02] a également été recherché par la réaction d'échange de charge $^7\text{Li}(d, ^2\text{He})^7\text{He}$ à 171 MeV [Rye06]. Il n'a pas été vu, mais une résonance est suggérée à 1.45 MeV au-dessus du fondamental, large d'environ 2 MeV. Enfin, l' ^7He a été étudié par la fragmentation de l' ^8He à 15.7 MeV/n et des $^{11,14}\text{Be}$ à 35 MeV/n sur cibles de carbone, et la reconstruction de la masse invariante du système $^6\text{He}+n$ [AlF07]. Aucun état excité n'a été observé.

La figure 1.13, extraite de F. Skaza *et al.* [Ska06], résume les principaux résultats expérimentaux et théoriques concernant l' ^7He .

1.2.3 Spectroscopie de l' ^8He

C'est le dernier noyau lié de la chaîne isotopique des noyaux d'hélium. Il possède le plus grand rapport N/Z parmi tous les noyaux liés connus actuellement, ce qui en fait le noyau le plus riche en neutrons. C'est un noyau borroméen, d'une demi-vie de 119 ms. Avec deux neutrons de plus que l' ^6He , ce noyau est pourtant plus lié : l'état fondamental est à 2.1 MeV du premier seuil de séparation, $^6\text{He}+2n$. Les premières études ont indiqué une structure en halo ou en peau de neutrons [Tan92]. L' ^8He a un rayon quadratique moyen de matière semblable à celui de l' ^6He , et son énergie de liaison est deux fois plus importante que celle de l' ^6He . Cela suggère que l' ^8He a une structure non pas en halo mais en peau de quatre neutrons, "plus proches" en moyenne du coeur α que les deux neutrons de l' ^6He .

Son premier état excité a été observé dans la mesure des diffusions élastique et inélastique de l' ^8He sur proton à 71 MeV/n [Kor93]. La distribution angulaire de la section efficace de cette résonance à 3.6 MeV, large de 0.5 MeV, est cohérente avec un état 2^+ .

L'étude de spectroscopie laser citée dans le cas de l' ^6He a également permis de déterminer pour la première fois le rayon de charge de l' ^8He [Mue07]. Alors que les rayons de matière des $^6,8\text{He}$ sont sensiblement les mêmes, 2.5 ± 0.1 fm, le rayon de charge de l' ^8He est plus faible, à 1.93 ± 0.03 fm contre 2.068 ± 0.011 fm pour l' ^6He . Pour les auteurs P. Mueller *et al.*, ce phénomène est dû à une configuration des quatre neutrons autour du coeur ^4He plus sphérique que la configuration di-neutron dans l' ^6He .

Cette description en un coeur α entouré de quatre neutrons de valence remplissant la couche $1p_{3/2}$ [Zhu94] permet de reproduire entre autres les données de A. Galonsky *et al.* [Gal00]. Cette expérience de fragmentation de l' ^8He en $^6\text{He}+2n$ sur des cibles d'étain et de plomb à 24 MeV/n confirme le premier état excité observé par A. Korshennikov *et al.* [Kor93]. L'analyse DWBA de la section efficace de transfert $^8\text{He}(p,t)^6\text{He}$ à 61 MeV/n, mesurée entre 8 et 18°_{cm} [Kor03], suggère une corrélation entre les neutrons impliquant une contribution de la configuration $^6\text{He}(2^+)+2n$ dans la fonction d'onde de l'état fondamental.

Cette description de l'état fondamental a été remise en cause par d'autres expériences. La mesure de la diffusion quasi élastique de l' ^8He sur proton à 671 MeV/n [Chu05] a permis d'estimer les facteurs spectroscopiques de différentes configurations. Les résultats montrent une contribution majoritaire de la couche $p_{1/2}$, suggérant une configuration en coeur ^6He

et deux neutrons de valence. L'analyse en voies couplées de la section efficace de transfert ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$, mesurée à 15.6 MeV/n [Kee07], a montré une contribution importante de la configuration $(p_{3/2})^2 (p_{1/2})^2$ dans la fonction d'onde de l'état fondamental. Les auteurs ont effectué la même analyse à 61 MeV/n, conduisant au même résultat. Ce dernier est confirmé par de récents calculs de type HFB (*Hartree – Fock – Bogoliubov*) utilisé dans un modèle à cinq corps de l' ${}^8\text{He}$ en $\alpha + 4n$ [Hag08].

Notons enfin que la mesure de la réaction ${}^8\text{He}+p$ à 15.6 MeV/n a mis en évidence un deuxième état excité à 5.4 MeV, large de 0.5 MeV [Ska07], en accord avec les indications de A. Korshennikov *et al.* [Kor03].

1.3 Présentation des sondes expérimentales possibles

Stricto sensu, la sonde expérimentale est la particule de structure connue utilisée pour sonder la structure du noyau d'intérêt. Mais l'énergie de la réaction et le processus privilégié lors de la mesure conditionnent la pertinence des observables pour la caractérisation de la structure du noyau d'intérêt. Par extension, le processus de réaction choisi est qualifié de sonde expérimentale.

L'étude de la spectroscopie d'un noyau a pour but de caractériser ses états excités : énergies, largeurs s'ils sont non liés, spins et parités. On peut aussi étudier la structure d'un état particulier, notamment en déterminant les facteurs spectroscopiques des différentes configurations. La sonde expérimentale est choisie en fonction des observables que l'on souhaite mesurer. Notons qu'hormis le cas remarquable du ${}^{11}\text{Be}$ et de son état $1/2^-$ à 320 keV, tous les noyaux à halo connus possèdent des états excités non liés. Ils ne décroissent donc pas par émission de γ mais par émission de particules.

En général, les noyaux radioactifs ont des temps de vie trop courts pour en faire des cibles. Il faut alors procéder en cinématique inverse, ce qui exclut les diffusions d'électrons et de neutrons. Les spectres en énergies d'excitation et les sections efficaces sont les deux observables, reconstruites à partir des données, les plus couramment utilisées. La distribution angulaire de la section efficace associée à un état donné est sensible à la structure de cet état.

Le peuplement des états que l'on veut observer et caractériser va dépendre de la sonde et du noyau, via l'énergie de la réaction, le moment angulaire transféré, les sections efficaces et les facteurs spectroscopiques. Nous avons vu que les modes d'excitation du halo et la spectroscopie à basse énergie de l' ${}^6\text{He}$ ont été recherchés avec différentes sondes expérimentales au cours des quinze dernières années. En dehors du premier état excité, ces sondes n'ont fourni que des indications partielles. Comme nous le verrons à la section suivante, au moins trois résonances sont prédites par différents modèles entre 2 et 10 MeV.

Nous allons examiner et comparer les sondes possibles pour l'étude de la spectroscopie de l' ${}^6\text{He}$: les réactions de cassure, la diffusion élastique et les réactions de transfert. Nous avons déjà évoqué précédemment les résultats obtenus avec la diffusion inélastique concernant l' ${}^6\text{He}$. Cela nous permettra de justifier la sonde employée pour notre expérience.

1.3.1 Réactions de cassure

Dans une réaction de cassure, il s'agit d'envoyer le noyau d'intérêt sur une cible, typiquement du carbone ou du plomb, pour le fragmenter. Cette technique nécessite la détection

en coïncidence des fragments provenant du noyau d'étude. Il faut donc détecter des neutrons, ce qui est complexe expérimentalement et coûteux au niveau de la statistique lors de la coïncidence avec les autres fragments. À haute énergie, plusieurs centaines de MeV par nucléon, les sections efficaces sont importantes, les fragments sont focalisés vers l'avant. Des cibles épaisses peuvent donc être utilisées, et les intensités de faisceau peuvent être faibles, de quelques centaines à quelques milliers de particules par seconde. C'est une sonde privilégiée lorsque l'intensité des faisceaux radioactifs est faible.

Cette sonde permet de mesurer : les sections efficaces d'un et deux neutrons (on parle de *knock-out* lorsqu'un ou deux nucléons seulement sont arrachés au noyau du faisceau) ; la section efficace d'interaction, sensible en première approximation aux rayons des noyaux mis en jeu dans la réaction ; les distributions en moment de chaque fragment, reliées aux distributions spatiales des nucléons dans le noyau ; les spectres en énergie d'excitation de chaque sous-système, autorisant l'étude des interactions dans l'état final ; et enfin les corrélations angulaires entre les fragments.

L'étude de la fragmentation de ${}^6\text{He}$ à 800 MeV/n sur une cible de carbone a permis à I. Tanahita *et al.* [Tan92] de déterminer les sections efficaces totales d'interaction et de fragmentation en ${}^4\text{He}+2\text{n}$. Une analyse a été menée dans le cadre du modèle de Glauber. Cette analyse dépend des densités proton et neutron utilisées. Les auteurs ont déterminé celles qui reproduisaient au mieux les données, et une différence de 0.9 fm a été trouvée entre les rayons proton et neutron, interprétée comme l'épaisseur du halo. Une autre expérience de cassure de ${}^6\text{He}$, à 240 MeV/n sur une cible de carbone [Ale98], également analysée par L. Chulkov et G. Schrieder [Chu97], a mis en évidence un processus de fragmentation en deux étapes : formation d'un ${}^5\text{He}$ à 90 % dans son état fondamental $3/2^-$ et à environ 7 % dans un état $1/2^-$ avec émission d'un neutron, puis décroissance en ${}^4\text{He}+\text{n}$. La même équipe a refait l'expérience, à la même énergie, sur des cibles de carbone et de plomb [Aum99] et n'a pu mettre en évidence aucune résonance au-delà du premier état excité 2^+ . Les auteurs ont conclu que la fragmentation de ${}^6\text{He}$ à ces énergies ne permet pas d'être sensible à la structure microscopique du projectile.

La complexité des mécanismes mis en jeu dans ces processus rend l'analyse difficile. Les processus peuvent se faire en une ou plusieurs étapes, et les couplages avec les états du continuum peuvent être importants, notamment pour les résonances proches des seuils.

1.3.2 Diffusion élastique

La diffusion élastique est la plus simple des réactions car elle conserve la structure des particules : l'état final est identique à l'état initial. Elle permet de sonder la structure des noyaux à des distances qui dépendent de l'énergie de la réaction. L'information est extraite en analysant la distribution angulaire de la section efficace de la réaction. Les diffusions d'électrons, de protons et de neutrons ont été largement utilisées pour accéder aux densités de proton et de neutron des noyaux stables. Pour les noyaux radioactifs, les diffusions d'électrons et de neutrons ne sont pas possibles actuellement. La diffusion sur protons nécessite des faisceaux d'une intensité de quelques 10^4 particules par seconde, à des énergies de quelques MeV jusqu'au GeV.

Lorsque plusieurs voies de réaction ne sont pas négligeables devant le processus élastique, ce qui est le cas pour les noyaux faiblement liés, une approche perturbative n'est plus possible. L'analyse doit alors se faire par une approche couplant ces différentes voies. Concer-

nant les ${}^6,8\text{He}$, les couplages ont été étudiés sur des données de diffusion élastique sur proton à 25 MeV/n, 38.3 MeV/n et 71 MeV/n pour l' ${}^6\text{He}$, et à 32 MeV/n, 66 MeV/n et 73 MeV/n pour l' ${}^8\text{He}$ [Lap01]. L'étude a été faite dans le cadre du modèle optique avec un potentiel microscopique nucléon – noyau. Les données ont été mieux reproduites en introduisant un potentiel de polarisation complexe, pouvant être simulé par un potentiel phénoménologique de surface ou par une réduction du potentiel réel (fig. 1.14). Une analyse identique a été menée sur des données de diffusion élastique ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ à 38.3 MeV/n [Lap02], amenant à la même conclusion.

Une précédente expérience du groupe de Structure du SPhN a permis de mesurer la réaction ${}^8\text{He}+p$ à 15.6 MeV/n [Ska05]. L'analyse des données a souligné l'importance du couplage entre la voie élastique et la voie de transfert d'un neutron ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$, ainsi que la nécessité de mener des analyses avec des calculs en voies couplées. La compréhension du mécanisme de réaction nécessite de mesurer les contributions des principales voies de sortie.

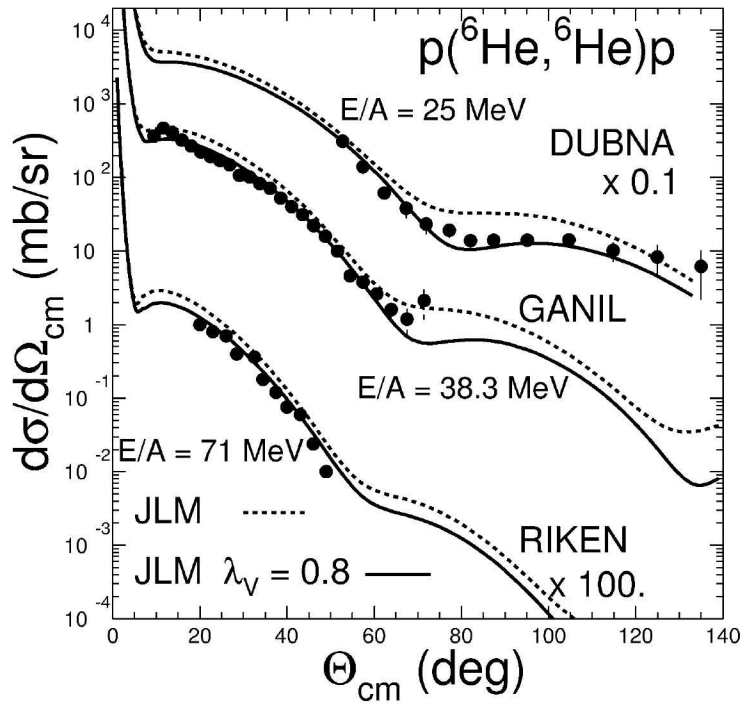


FIG. 1.14 – L'analyse des données de diffusion élastique avec un potentiel microscopique nucléon – noyau de type JLM montre la nécessité d'une modification du potentiel de la voie d'entrée ${}^6\text{He} + p$. Cette renormalisation, sur la partie réelle du potentiel avec le facteur $\lambda_v = 0.8$, permet de tenir compte de l'influence des couplages entre les différentes voies de réaction sur la diffusion élastique [Lap01].

1.3.3 Réactions de transfert

Lors d'une réaction de transfert, un ou plusieurs nucléons sont échangés entre le noyau du faisceau et celui de la cible. Ces réactions sont étudiées à des énergies de quelques MeV

par nucléon à quelques dizaines de MeV par nucléon, car la section efficace est trop faible à plus haute énergie. Le mécanisme mis en jeu est relativement simple à comprendre dans le cadre du modèle en couches. Ces sondes ont largement été utilisées pour la spectroscopie des noyaux stables : elles permettent d'explorer les positions, spins et parités des états, et de déterminer les facteurs spectroscopiques, notamment en peuplant des états à une ou deux particules.

L'énergie de réaction Q est définie par : $Q = \Sigma T_f - \Sigma T_i = \Sigma m_i - \Sigma m_f$, où les indices i et f symbolisent l'état initial ou final, T l'énergie cinétique, m la masse, et où les sommes se font sur l'ensemble des noyaux mis en jeu. Lors des réactions de transfert, les niveaux de moment cinétique élevé sont peuplés de manière préférentielle quand les énergies de réaction sont fortement négatives [Bri72].

Comme pour la diffusion inélastique, la réaction de transfert est à deux corps et il est suffisant de mesurer le partenaire stable de la réaction pour obtenir les informations recherchées. La résolution en énergie d'excitation va dépendre des résolutions sur l'angle de diffusion et sur l'énergie de la particule détectée. Cela nécessite des cibles peu épaisses, de l'ordre de 1 mg/cm^2 , pour limiter les effets d'élargissement statistique (ou *straggling*) en angle et en énergie.

Les distributions angulaires des sections efficaces ont été mesurées à 25 MeV/n entre 50 et 135°_{cm} pour la diffusion élastique ${}^6\text{He}+p$, entre 45 et 150°_{cm} pour le transfert d'un neutron ${}^6\text{He}(p,d){}^5\text{He}$, et entre 40 et 130°_{cm} pour le transfert de deux neutrons ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$, [Wol99]. Cependant, cette expérience n'a pu mettre en évidence aucun nouvel état dans l' ${}^6\text{He}$.

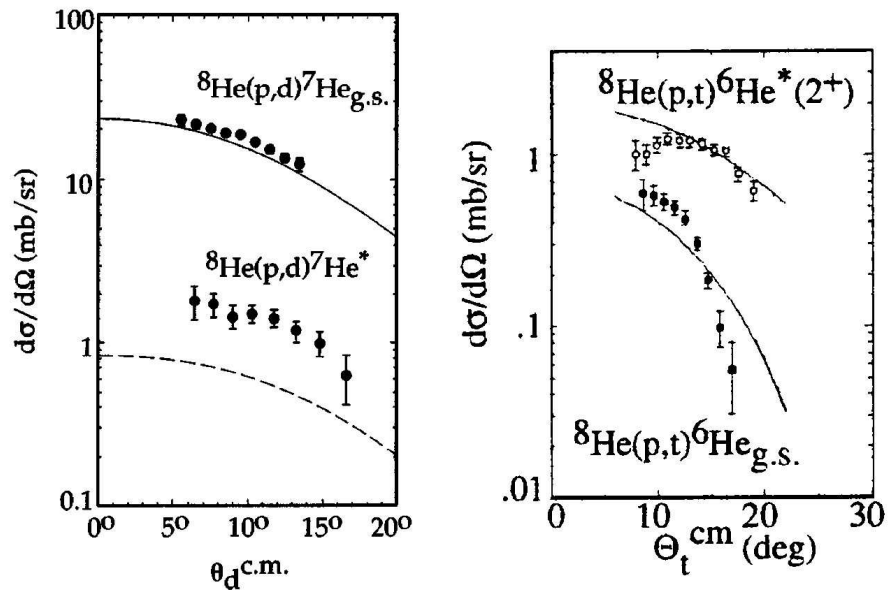


FIG. 1.15 – À gauche, distributions angulaires des sections efficaces de transfert ${}^8\text{He}(p,d)$ à 50 MeV/n , associées à l'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$ et à l'état excité mesuré à 2.9 MeV [Kor99]. Elles sont comparées à des calculs DWBA utilisant les paramètres du potentiel optique des diffusions $p,d + {}^{12}\text{C}$ à une énergie proche. À droite, distributions angulaires des sections efficaces de transfert ${}^8\text{He}(p,t)$ à 61 MeV/n , associées à l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ et à l'état 2^+ à 1.8 MeV , comparées à des calculs DWBA [Kor03].

La réaction de transfert ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ à 50 MeV/n [Kor99] a permis d'étudier la spectroscopie de ${}^7\text{He}$, présentée plus loin. Les distributions angulaires des sections efficaces sont présentées à gauche à la figure 1.15. Celle associée à l'état fondamental est plus importante d'un ordre de grandeur que celle associée à l'état excité observé dans cette expérience. Cela indique un processus du second ordre : un neutron est transféré de ${}^8\text{He}$ au proton, et un autre neutron est excité dans ${}^7\text{He}$ restant.

Ce n'est pas le cas dans la réaction ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$, mesurée à 61 MeV/n par A. Korsheinnikov *et al.* [Kor03]. Les distributions angulaires des sections efficaces sont à droite de la figure 1.15. L'état excité 2^+ de ${}^6\text{He}$ n'est pas peuplé par un processus du second ordre car la section efficace qui lui est associée est plus importante que celle du fondamental. La configuration ${}^6\text{He}(2^+)+2n$ domine donc celle ${}^6\text{He}(0^+)+2n$ dans la fonction d'onde de l'état fondamental de ${}^8\text{He}$. Ces données ont été réinterprétées à la lumière des résultats obtenus avec le faisceau SPIRAL d' ${}^8\text{He}$, que nous expliquons dans la suite.

1.3.4 Choix de la sonde

L'expérience du groupe avait pour but l'étude de la spectroscopie et de la structure de ${}^8\text{He}$ par diffusion (p,p') ([Ska04], [Ska05],[Ska07]). Lors de cette expérience, il a été possible de mesurer également les distributions angulaires des sections efficaces de transfert ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ à 15.6 MeV/n entre 40 et 80°_{cm} [Kee07], pour l'état fondamental et le premier état excité (fig. 1.16).

Le spectre en énergie d'excitation mesuré est présenté en figure 1.17. Les sections efficaces vers le fondamental et le premier état excité sont importantes et du même ordre de grandeur, environ 1 mb/sr.

L'analyse des sections efficaces associées aux différents états excités peut donner une indication de leur spin et de leur parité, grâce à la forme des distributions angulaires (fig. 1.16). Le transfert (p,t) va peupler de manière privilégiée les états 0^+ et 2^+ , s'ils existent. Cela montre que cette réaction de transfert de deux neutrons peut être une sonde expérimentale intéressante pour l'exploration de la spectroscopie de ${}^6\text{He}$ à basse énergie.

La section suivante présente les états de ${}^6\text{He}$ prédits par les différents modèles de structure.

1.4 Modèles de structure et prédictions spectroscopiques

Le noyau est un système quantique de A fermions qui interagissent via les interactions forte et coulombienne. La description théorique de sa structure est donc confrontée au problème à N corps, nécessitant une modélisation du noyau. Si l'interaction coulombienne est bien connue, l'interaction forte, résultant de la structure en quarks des nucléons, ne l'est pas et doit être modélisée. Il faut aussi tenir compte des corrélations entre les nucléons.

Le modèle en couches suppose un noyau où les nucléons évoluent indépendamment les uns des autres. Chaque nucléon ressent l'influence de tous les autres à travers un champ moyen, déterminé à partir d'une interaction à deux corps nucléon – nucléon. Les succès de ce modèle pour décrire les propriétés des noyaux stables ont conduit à le faire évoluer pour décrire les noyaux exotiques faiblement liés.

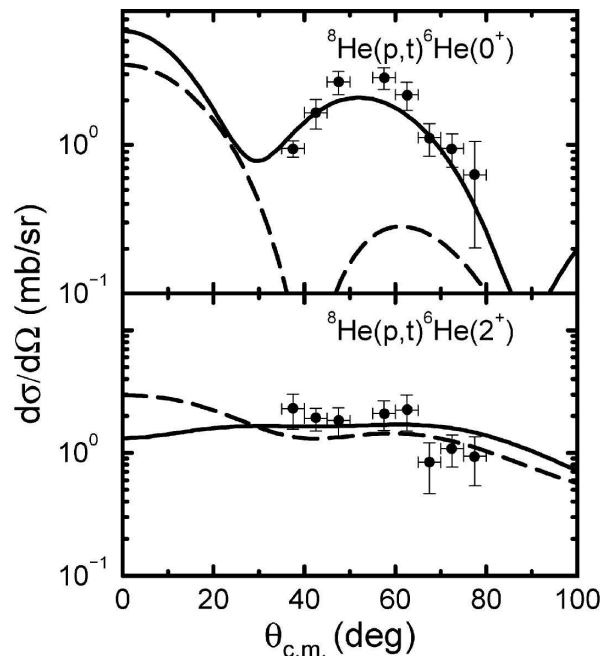


FIG. 1.16 – Sections efficaces de transfert de deux neutrons à 15.6 MeV/n vers le fondamental 0^+ et le premier état excité 2^+ de l' ${}^6\text{He}$, extraites de [Kee07]. Les calculs en voies couplées correspondent à deux hypothèses différentes de configuration de la fonction d'onde de l'état fondamental de l' ${}^8\text{He}$: en pointillés, avec des facteurs spectroscopiques égaux $C^2S({}^8\text{He}/{}^6\text{He}_{0^+}) = C^2S({}^8\text{He}/{}^6\text{He}_{2^+}) = 1$; en trait plein, avec des facteurs spectroscopiques $C^2S({}^8\text{He}/{}^6\text{He}_{0^+}) = 1$ et $C^2S({}^8\text{He}/{}^6\text{He}_{2^+}) = 0.014$.

L'approche des calculs *ab initio* est différente : le noyau est décrit de manière complètement microscopique à partir de l'interaction nucléon – nucléon. Le problème peut être résolu exactement pour trois ou quatre nucléons (équations de Faddeev et Faddeev-Yakubovsky), mais dépend de l'interaction utilisée. Des techniques particulières ont été développées, permettant de traiter des noyaux jusqu'à treize nucléons [Nav07]. Les potentiels d'interaction à deux corps contiennent de nombreux paramètres, ajustés pour reproduire un ensemble de données expérimentales. Dans ce cadre, il a été montré qu'une force à deux corps n'est pas suffisante : inclure un potentiel d'interaction à trois corps permet de mieux reproduire les énergies de liaison des noyaux et les positions relatives des états excités [Wir02].

Nous présentons ici les prédictions de différentes théories pour les ${}^6,7\text{He}$. Nous les avons choisies parce qu'elles s'appliquent aux noyaux légers et qu'elles correspondent à des évolutions importantes des modèles nucléaires, liées à la nécessité d'expliquer les données déjà collectées sur les noyaux exotiques.

1.4.1 Prédictions pour l' ${}^6\text{He}$

La prise en compte de tous les aspects de l' ${}^6\text{He}$ (corrélations, couplages au continuum, traitement des résonances, ...) dans un seul modèle est difficile. Comme nous allons le voir, beaucoup de modèles traitant les noyaux exotiques légers dans un cadre plus élaboré que le modèle en couches classique prédisent une succession d'états 2^+ , 1^+ et 0^+ entre le premier

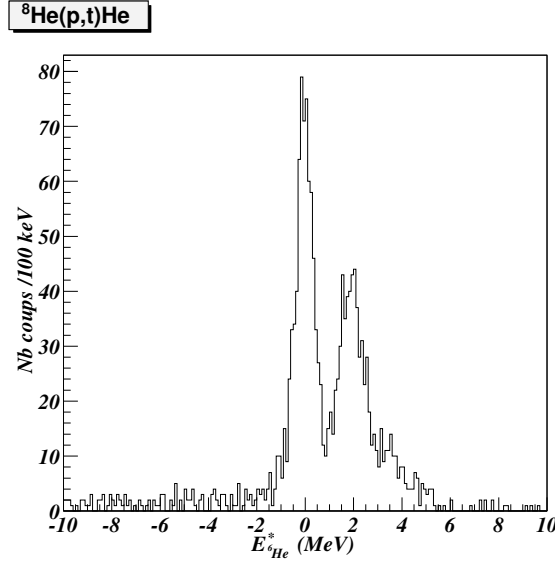


FIG. 1.17 – Spectre en énergie d’excitation de l’ ${}^6\text{He}$, obtenus par la réaction de transfert ${}^8\text{He}(p, t){}^6\text{He}$ à 15.6 MeV/n [Ska04].

état excité et le seuil de séparation triton – triton à 12.3 MeV.

Une étude a été faite dans le cadre du modèle en couches standard pour les noyaux de charge $Z = 2$ à 9 et de masse $A = 4$ à 30, afin de voir dans quelle mesure les noyaux stables et les noyaux exotiques légers peuvent être traités dans une description unifiée [Pop93]. L’état fondamental de l’ ${}^6\text{He}$ est trouvé plus lié que les mesures de 1.7 MeV, et le premier état excité 2^+ est trouvé à 4.1 MeV d’énergie d’excitation. Sept autres états sont prédits : 2^+ à 8.1 MeV, deux états très proches 2^- et 1^- à 9.6 MeV, 1^+ à 10.1 MeV, 0^+ à 13.3 MeV, 1^- à 13.9 MeV et 0^- à 14.7 MeV.

L’ ${}^4\text{He}$ est un noyau sphérique sans état excité lié, particulièrement stable : le seuil d’émission de particules est le seuil de séparation proton $S_p = 19.8$ MeV. Il semble donc naturel de décrire ses isotopes plus lourds dans le cadre du modèle en couches avec un modèle à plusieurs corps, composé d’un cœur ${}^4\text{He}$ inerte et de neutrons de valence. C’est le point de départ du modèle COSMA (*Cluster-Orbital Shell Model Approximation*) [Suz88]. Une interaction à deux corps cœur – neutron est choisie et sert à générer les fonctions d’onde à une particule des neutrons de valence [Suz90].

COSMA permet de calculer analytiquement les profils des densités de protons, de neutrons et de matière, les fonctions de corrélation angulaire et les distributions en moment. Il offre aussi la possibilité d’étudier la structure de l’état fondamental de l’ ${}^6\text{He}$, ainsi que la résonance dipolaire douce, oscillation dipolaire entre le cœur ${}^4\text{He}$ et le halo de deux neutrons [Suz91]. Notons que pour obtenir une bonne reproduction des données disponibles, ce modèle fixe l’énergie de séparation de deux neutrons S_{2n} à sa valeur expérimentale. Il a également été étendu à l’ ${}^8\text{He}$ par une configuration à cinq corps, ${}^4\text{He}+4n$, en fixant l’énergie de séparation de quatre neutrons S_{4n} [Zhu94].

Si les corrélations entre les différents corps sont bien prises en compte, les interactions utilisées sont peu élaborées. Dans l’étude de Y. Suzuki et J. Wang [Suz90], l’interaction cœur – neutron est indépendante de l’énergie. L’interaction neutron – neutron est, elle,

modélisée par une fonction delta, normalisée pour retrouver l'énergie de l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$.

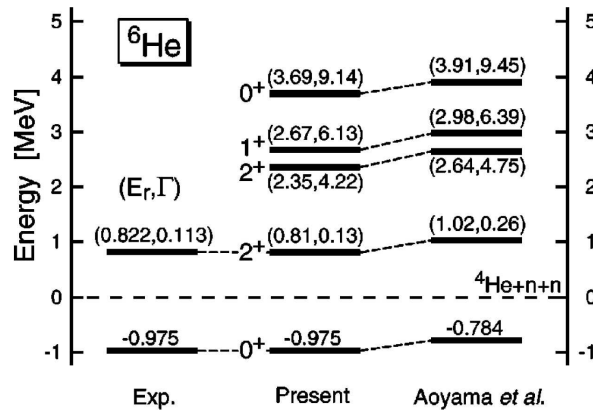


FIG. 1.18 – Niveaux d'énergie de l' ${}^6\text{He}$ prédits par [Myo01] utilisant la Complex Scaling Method, et comparés à une étude précédente de [Aoy95]. La figure est extraite de [Myo01].

Le modèle de Y. Suzuki [Suz91] prédit une résonance dipolaire douce, due à une oscillation dipolaire entre le cœur ${}^4\text{He}$ et le halo de deux neutrons, entre 4 et 7 MeV d'énergie d'excitation. Cette résonance a aussi été étudiée par B. Danilin *et al.* [Dan97] : COSMA a permis de générer les fonctions d'onde d'états à différentes énergies d'excitation, qui ont servi de point de départ aux calculs DWIA (*Distorted Wave Impulse Approximation*) des réactions ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ et ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$, avec une énergie du neutron et du proton de 50 MeV. L'état fondamental et le premier état excité à 1.8 MeV sont bien reproduits. Trois états sont prédits : 2^+ à 4.3 MeV, 1^+ à 4.5 MeV, et 0^+ à 5 MeV.

Le modèle COSMA a été étendu pour prendre en compte les corrélations entre les neutrons de valence autour du cœur ${}^4\text{He}$ [Kat95]. L'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ y est trouvé moins lié que les mesures de 190 keV, et le 2^+ est trouvé à 1.8 MeV d'énergie d'excitation, large de 0.3 MeV. Trois autres états sont également prédits : 2^+ à 3.5 MeV large de 4.8 MeV, 1^+ à 3.8 MeV large de 6.2 MeV, et 0^+ à 5 MeV large de 8.9 MeV.

La méthode dite de dilatation complexe (*Complex Scaling Method*) permet, en transformant les coordonnées d'espace réelles en coordonnées complexes, d'avoir des états résonants dont les fonctions d'onde sont de carré sommable, sans changer les états du spectre discret. Elle est utilisée par T. Myo *et al.* [Myo01] dans une étude de la dissociation coulombienne de l' ${}^6\text{He}$, modélisé par un ${}^4\text{He}$ inerte et deux neutrons de valence. Les positions et largeurs des états prédits sont présentées à la figure 1.18. Elles sont comparées à une précédente analyse ne prenant en compte qu'une interaction à deux corps [Aoy95]. Cette nouvelle étude inclut une interaction effective à trois corps, dont les paramètres ont été ajustés sur l'énergie de liaison de l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ et sur son rayon quadratique moyen de matière. Le potentiel d'interaction ${}^4\text{He}$ – neutron a été ajusté sur les données de diffusion ${}^4\text{He}$ – neutron.

Il est possible de résoudre l'équation de Schrödinger à trois corps dans le continuum en coordonnées hypersphériques, ce qui permet de tenir compte de tous les couplages ([Cob97],[Dan98]). Récemment, les propriétés de l'état fondamental et du premier état excité ont été calculées dans ce cadre [Des06]. Les énergies de liaison et d'excitation sont

de type Urbana IX (UIX) ou Illinois II (IL2), basé sur un modèle d'échange de pions entre trois nucléons et un terme répulsif phénoménologique [Pie01].

Le premier calcul pour un système de six nucléons a utilisé le potentiel Argonne v_{18} sans interaction à trois corps [Pud95]. Les calculs les plus récents de S. Pieper *et al.* [Pie04], présentés à la figure 1.19, sont en bon accord avec les données expérimentales.

Malgré ces résultats, il convient de rester prudent face aux prédictions. Parmi les nombreux paramètres des interactions employées, certains sont peu contraints. L'absence de données de diffusion libre à trois nucléons rend difficile l'ajustement du potentiel à trois corps, dont l'effet est manifeste sur la figure 1.19. Les paramètres du potentiel sont validés *a posteriori* par des calculs sur les noyaux ^3H , ^3He et ^4He . Comme pour le modèle précédent, les résonances sont traitées comme des états liés.

Les résultats des calculs QMC *ab initio* de S. Pieper [Pie04] [Pie01] sont présentés à la figure 1.19. L'énergie de liaison de ^6He est bien reproduite, et le 2^+ est trouvé à une énergie d'excitation de 1.9 MeV. Trois autres états sont prédits : deux états très proches 2^+ et 1^+ à 4.7 MeV, et un état 0^+ à 6 MeV. Les largeurs présentes sur la figure 1.19 ne reflètent pas les largeurs prédites par ces calculs, car ce modèle ne peut pas les estimer. Elles correspondent aux erreurs statistiques intrinsèques au modèle.

Contrairement au modèle en couches classique, le modèle en couches sans cœur (*No-Core Shell Model*) autorise l'excitation de tous les nucléons du noyau. Une interaction effective à deux corps est dérivée à partir d'un potentiel nucléon – nucléon dans un système de deux nucléons, puis les composantes à trois corps, voire plus, sont restaurées [Zhe95].

Des calculs ont été menés pour des systèmes de trois à six nucléons [Nav96], puis de sept à onze [Nav98]. De récents développements [Bar06] ont permis de calculer des systèmes de douze et treize nucléons [Nav07].

Cependant, les largeurs des états résonants sont impossibles à calculer car ces états sont traités comme s'ils étaient liés. Il faut aussi vérifier la bonne reproduction des données expérimentales. Pour ^6He [Nav96], les paramètres du modèle sont ajustés pour reproduire au mieux les résultats d'un calcul exact à trois corps du triton. Pour ^7He [Nav98], les paramètres du modèle sont ajustés pour obtenir le bon couple spin – parité de l'état fondamental du ^{10}Li , considéré alors comme étant un état 3^+ . Les énergies de liaison qui en résultent sont sous-estimées, de 1.3 MeV pour ^6He et de 1.9 MeV pour ^7He .

Les prédictions du modèle NCSM [Nav96] sous-estiment l'énergie de liaison de l'état fondamental de 1.3 MeV et prédisent un état 2^+ à 2.5 MeV d'énergie d'excitation, soit 700 keV de plus que la valeur expérimentale. Trois autres états sont également prédits : 2^+ à 5.6 MeV, 1^+ à 6.3 MeV et 0^+ à 8.4 MeV.

Dans le modèle en couches, la représentation en fonctions d'onde d'oscillateur harmonique ne permet pas de faire apparaître des résonances. Lorsque les états excités d'un noyau sont proches ou au-dessus d'un seuil de séparation, le couplage de ces états aux états du continuum est un élément important à prendre en compte. Plusieurs modèles traitent le continuum en autorisant une particule à accéder à ces états.

Le *Continuum Shell Model* autorise l'excitation d'une particule de valence dans les états du continuum, dans le cadre du modèle en couches. Pour pouvoir décrire des noyaux borroméens tel ^6He , A. Volya et V. Zelevinsky [Vol05] ont ajouté à cette description les sections efficaces de réactions et les voies de décroissance des états finaux à un et deux nucléons. La décroissance à deux nucléons peut être traitée comme deux nucléons successifs dans le continuum (décroissance séquentielle), ou comme deux nucléons directement dans

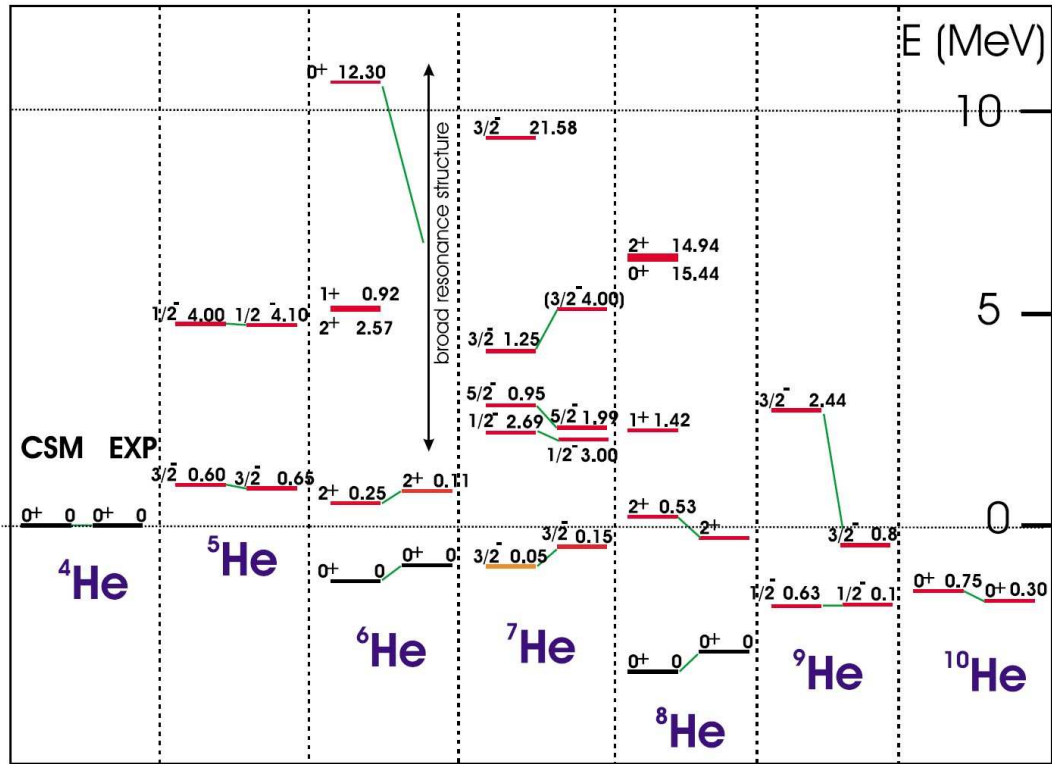


FIG. 1.20 – Pour chaque isotope de l' ${}^4\text{He}$ sur cette figure, la colonne de gauche présente les niveaux d'énergie calculés par [Vol05] dans le cadre du Continuum Shell Model. Ils sont comparés aux données expérimentales dans la colonne de droite.

le continuum (décroissance directe). Les prédictions pour les isotopes d'hélium, présentées à la figure 1.20, ont été faites pour un espace de valence composé des orbites $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$. L'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ est trouvé 390 keV plus bas que la valeur expérimentale, et quatre états excités sont prédits : 2^+ à 1.9 MeV, 2^+ et 1^+ très proches à 6.4 MeV, et 0^+ à 11.7 MeV. Les largeurs associées sont sur la figure 1.20.

Dans le cas des noyaux borroméens comme l' ${}^6\text{He}$, autoriser un seul neutron à accéder au continuum n'est pas suffisant. Le *Gamow Shell Model* autorise l'excitation de plus d'une particule dans le continuum, et prend en compte un couplage entre ces particules (on parle de couplage continuum – continuum). Les énergies, états propres de l'équation de Schrödinger indépendante du temps, sont redéfinies complexes : $E = E_0 - i \Gamma/2$, avec Γ la largeur de l'état, nulle pour les états liés. Le choix de la base, dite de Berggren, permet une interprétation des résonances multi-particules en terme de résonances à une particule.

Une étude préliminaire de l' ${}^6\text{He}$ [Mic02] a montré la pertinence de ce modèle. Dans un premier temps, l' ${}^5\text{He}$ est considéré comme étant un cœur inerte ${}^4\text{He}$ avec un neutron de valence. L'interaction cœur – neutron est un potentiel de type Woods-Saxon ajusté pour retrouver l'état fondamental $3/2^-$ de l' ${}^5\text{He}$ à 800 keV au-dessus du seuil ${}^4\text{He}+n$, et son premier état excité $1/2^-$ à 1.27 MeV. Les fonctions d'onde de l' ${}^6\text{He}$ sont calculées à partir de celle de l' ${}^5\text{He}$, et l'interaction neutron – neutron est modélisée par une fonction delta. Même si tous les états servant au calcul sont dans le continuum, l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ est bien lié. Le premier état excité 2^+ est trouvé à une énergie plus élevée de 450 keV

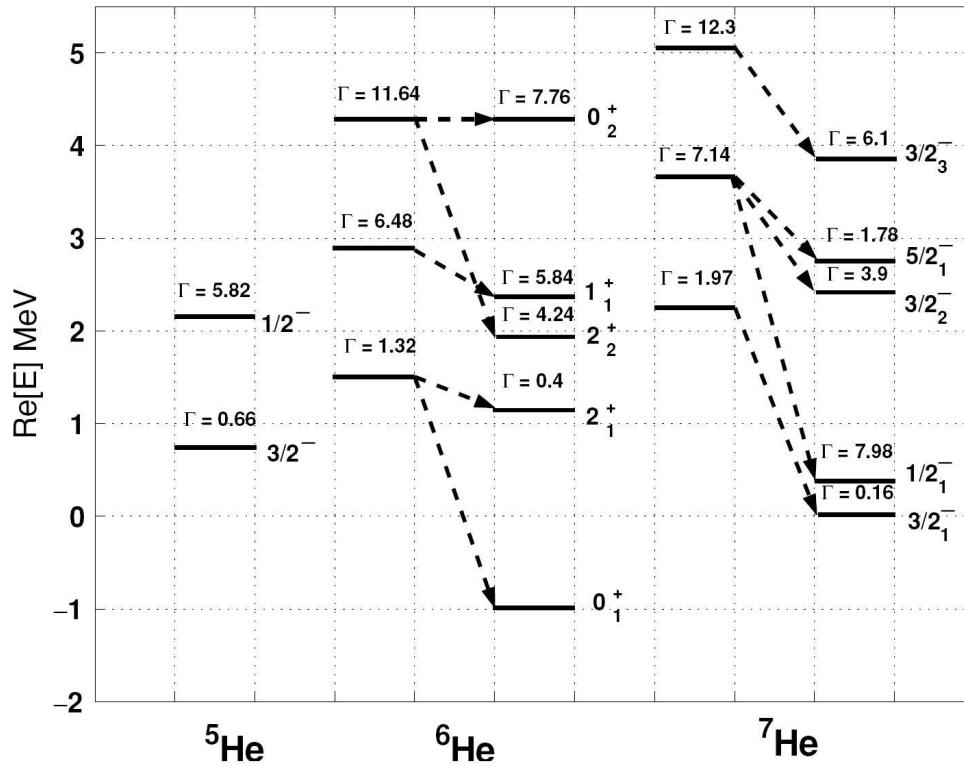


FIG. 1.21 – Niveaux d'énergie des $^6,7\text{He}$ calculés à partir des états à une particule de $l'^5\text{He}$. Les colonnes de gauche présentent les niveaux d'énergie lorsque les neutrons de valence excités dans le continuum n'interagissent pas entre eux : les couplages continuum – continuum lèvent la dégénérescence de ces états [Hag05].

que l'énergie expérimentale, à 1.8 MeV.

Le modèle GSM a été utilisé par G. Hagen, N. Hjorth-Jensen et J. Vaagen [Hag05] pour construire une interaction effective à partir d'une interaction nucléon – nucléon. La technique développée permet d'inclure également des termes à plus de deux corps. Dans leur étude préliminaire des $^6,7\text{He}$, les auteurs ont construit une interaction effective, en se limitant à une interaction nucléon – nucléon initiale phénoménologique sans partie à trois corps. Chaque noyau est considéré comme un cœur inerte ^4He avec un, deux ou trois neutrons de valence pouvant s'exciter sur les orbites $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$. L'interaction neutron – neutron a été ajustée pour reproduire l'énergie de liaison de l' ^6He , et est utilisée dans le cas de l' ^7He . Le premier état excité 2^+ est trouvé à 2.1 MeV d'énergie d'excitation. Trois autres états sont prédits : 2^+ à 2.9 MeV, 1^+ à 3.4 MeV et 0^+ à 5.3 MeV. Les largeurs correspondantes sont sur la figure 1.21.

La figure 1.22 résume les principales prédictions spectroscopiques de l' ^6He .

1.4.2 Prédictions pour l' ^7He

L'étude dans le cadre du modèle en couches standard de N. Poppelier, A. Wolters et P. Glaudemans [Pop93] trouve l'état fondamental de l' ^7He non lié, mais seulement 11 keV au-dessus du seuil de séparation $^6\text{He}+n$. Quatre autres états sont prédits : $1/2^+$ à 2.3 MeV d'énergie d'excitation, $1/2^-$ à 3 MeV, $5/2^-$ à 4.9 MeV et $5/2^+$ à 6.1 MeV.

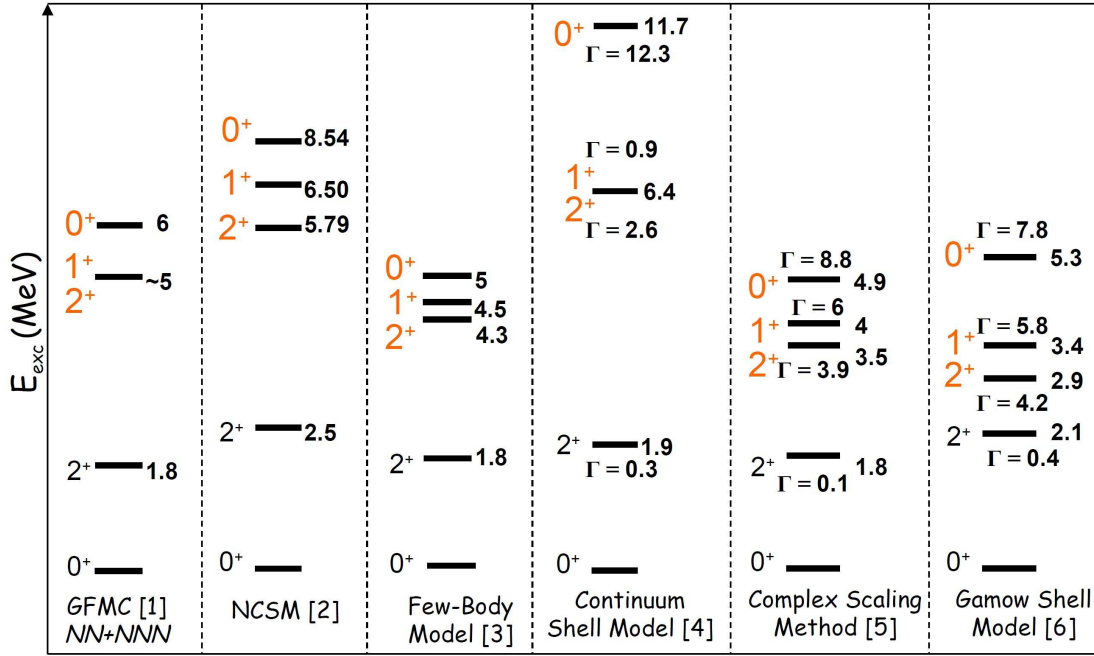


FIG. 1.22 – Synthèse des principales prédictions pour la spectroscopie de $l^{76}\text{He}$. Les énergies d'excitation sont données par rapport à l'état fondamental. Les références associées aux modèles de structure sont les suivantes : (1) [Pie04], (2) communication privée, prédictions proches de [Nav96], (3) [Dan97], (4) [Vol05], (5) [Myo07], (6) [Hag05].

Pour les modèles à plusieurs corps, l'étude de J. Wurzer et H. Hofmann [Wur97] des noyaux d'hélium liés et non liés utilise la méthode du groupe résonant (*Resonating Group Method*), avec une interaction effective nucléon – nucléon sans paramètre libre. La résonance $1/2^-$ est prédite entre 2.3 et 3.8 MeV, et la résonance $5/2^-$ entre 4.1 et 5.5 MeV selon les hypothèses de description du noyau.

$l^{7}\text{He}$ a aussi été étudié en décrivant les résonances à plusieurs corps avec la *Complex Scaling Method* [Myo07]. L'état fondamental est trouvé résonant mais 180 keV au-dessus du seuil de séparation ${}^6\text{He}+n$ avec une largeur de 10 keV. Quatre états excités sont prédits : $1/2^-$ à 1.1 MeV avec une largeur $\Gamma = 2.2$ MeV, $5/2^-$ à 3.3 MeV et $\Gamma = 1.5$ MeV, $3/2^-$ à 3.4 MeV et $\Gamma = 2$ MeV, ainsi qu'un autre état $3/2^-$ à 5.3 MeV et $\Gamma = 5.8$ MeV.

La spectroscopie de $l^{7}\text{He}$ a été prédite dans le cadre d'un modèle microscopique d'amas (*clusters*), avec des configurations ${}^6\text{He}^{0+}+n$ et ${}^6\text{He}^{2+}+n$ [Ada06]. Les auteurs A. Adahchour et P. Descouvemont trouvent l'état fondamental $3/2^-$, et les états résonants $1/2^-$ et $5/2^-$. Ils soulignent que ces états et leurs positions dépendent fortement des excitations du cœur de $l^{7}\text{He}$.

Pour les modèles *ab initio*, les résultats des calculs QMC de S. Pieper *et al.* [Pie01] sont présentés sur la figure 1.19. L'énergie de liaison est bien reproduite, et un état $1/2^-$ est prédit à 2.9 MeV, ainsi qu'un état $5/2^-$ à 3.4 MeV. Deux états $3/2^-$ sont aussi prédits, l'un à 3.9 MeV et l'autre à 7.1 MeV. Dans le cas du *No-Core Shell-Model*, les prédictions de P. Navrátil et B. Barrett [Nav98] sous-estiment l'énergie de liaison de 1.9 MeV et prédisent un état $1/2^-$ à 2.3 MeV d'énergie d'excitation, un état $5/2^-$ à 3.6 MeV, et un état $3/2^-$ à

4.4 MeV.

Les calculs du *Continuum Shell Model* [Vol05] trouvent l'état fondamental à 40 keV sous le seuil ${}^6\text{He}+n$, et quatre états excités sont prédits : $1/2^-$ à 3.1 MeV, $5/2^-$ à 3.8 MeV, $3/2^-$ à 5.1 MeV et $3/2^-$ à 10 MeV. Les prédictions et les largeurs des états sont présentées en figure 1.20.

Les prédictions du *Gamow Shell Model* [Hag05], présentées en figure 1.21, donnent un état fondamental avec une énergie de liaison cohérente avec l'expérience, et un état $5/2^-$ à 2.9 MeV. Entre ces deux états connus, un état $1/2^-$ est prédit très large, autour 500 keV et $\Gamma = 8$ MeV. Un deuxième état, $3/2^-$, est prédit autour de 2.5 MeV et $\Gamma = 3.9$ MeV.

Les mesures de spectroscopie à basse énergie concernant l' ${}^6\text{He}$ sont en désaccord tant sur la position que sur la largeur des états excités. Elles ne sont pas suffisantes pour contraindre efficacement les modèles de structure, dont les prédictions divergent. Dans le cas de l' ${}^7\text{He}$, les mesures et les prédictions sont en désaccord sur l'existence d'un état excité vers 1 MeV. Les résultats d'une précédente expérience nous indiquent que la sonde ${}^8\text{He} + p$ à 15.6 MeV/n doit nous permettre d'explorer efficacement la spectroscopie de ces noyaux. Dans le chapitre suivant, nous expliquerons comment mesurer la réaction de transfert ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ qui fournira les spectres en énergie d'excitation et nous permettra de déterminer la spectroscopie de l' ${}^6\text{He}$.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Dans ce chapitre, nous présentons la méthode expérimentale utilisée pour mesurer les réactions de transfert ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ et ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$. Nous détaillons ensuite le dispositif expérimental à travers la production du faisceau, le choix de la cible, les détecteurs employés et la logique d'acquisition des données. Nous présentons enfin la simulation de ce dispositif.

2.1 Méthode et contraintes expérimentales

Les réactions de transfert d'un et de deux neutrons ont été réalisées avec un faisceau d' ${}^8\text{He}$ à 15.4 MeV/n, sur une cible riche en protons. L'état final détecté dépend de la structure des noyaux, du mécanisme mis en jeu lors de la réaction, et de la cinématique de cette dernière. Comme nous voulons déterminer la structure du noyau, il nous faut apporter le maximum d'informations sur les particules en voie de sortie, et contrôler les effets cinématiques.

La cinématique d'une réaction détermine les états finaux accessibles au système, distribués dans un espace des phases. Elle dépend uniquement des masses et des impulsions des noyaux. Les réactions de transfert que nous avons étudiées sont à deux corps. La conservation de l'énergie et de l'impulsion permet de calculer leurs cinématiques (voir à l'annexe A.3). Les états excités de ${}^6\text{He}$ et tous les états de ${}^7\text{He}$ sont non liés. Ils décroissent donc par émission de particules, augmentant ainsi le nombre d'états finaux accessibles. Nous présentons en figure 2.1 le calcul des cinématiques des réactions de transfert étudiées, c'est-à-dire la corrélation entre l'énergie de la particule chargée et son angle de diffusion dans le référentiel du laboratoire.

À gauche, les lignes cinématiques en traits pleins sont celles des éjectiles lourds et légers, et sont associées à l'état fondamental de ${}^6\text{He}$. La ligne cinématique du triton associée à l'état excité 2^+ à 1.8 MeV de ${}^6\text{He}$ apparaît en pointillés sur la figure. ${}^6\text{He}$ décroît en $\alpha + 2n$: la distribution des α est obtenue en combinant le calcul cinématique à deux corps pour la réaction et un calcul d'espace des phases pour la décroissance.

Les cinématiques associées au fondamental de ${}^7\text{He}$ et à deux états excités à 0.9 MeV et 2.9 MeV sont à droite à la figure 2.1. Si les lignes cinématiques des éjectiles légers, les deutons, sont bien définies, les éjectiles lourds émettent des neutrons et se distribuent dans une zone cinématique spécifique. Les calculs ont été faits pour une décroissance de l'état fondamental en ${}^6\text{He}+n$, et en $\alpha + 3n$ pour les états excités.

A priori, la reconstruction des spectres en énergie d'excitation des ${}^{6,7}\text{He}$ pourrait être

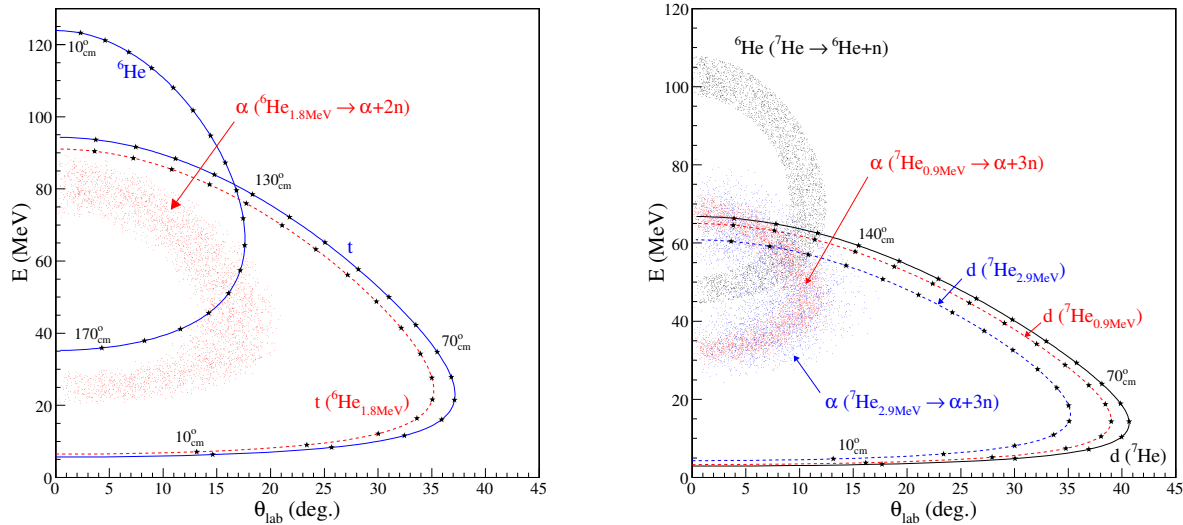


FIG. 2.1 – Cinématiques des réactions ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ et ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ à $15.4\text{ MeV}/n$. Les distributions de particules chargées issues des décroissances sont le résultat d’un calcul d’espace des phases. Les étoiles noires sont placées tous les 10°_{cm} .

faite soit par la méthode de la masse invariante, ou par la méthode de la masse manquante. La méthode de la masse invariante nécessiterait de mesurer les énergies de tous les produits de décroissance de l’éjectile lourd pour reconstruire son énergie d’excitation. Dans notre cas, cela impliquerait de mesurer en coïncidence des neutrons et des particules chargées. Pour ces dernières, l’efficacité de détection peut atteindre 100 %. Celle des neutrons est nettement plus faible, car ils perdent leur énergie par réaction nucléaire. Cette énergie ne peut être mesurée que par temps de vol : une bonne précision nécessiterait d’éloigner les détecteurs de la cible, diminuant l’efficacité géométrique de détection. Par exemple, l’ensemble de détection de neutrons DEMON a été utilisé pour l’étude des ${}^7,9\text{He}$ par masse manquante [AIF07]. L’efficacité totale de détection des neutrons ne dépassait pas 10 %. Mais détecter un neutron n’est pas suffisant dans cette méthode : il faut en détecter deux ou trois en coïncidence avec une particule chargée. La contrainte sur la statistique finale du spectre en énergie d’excitation est donc très forte.

La détection des neutrons permet de faire des études de corrélations angulaires et de reconstruire les spectres en énergie d’excitation par masse invariante, au détriment de la granularité et des mesures de distributions angulaires. Pour mesurer les réactions de transfert avec une bonne statistique et déterminer les facteurs spectroscopiques, on privilégie la détection des particules chargées avec les détecteurs adaptés, de grande efficacité : les télescopes de silicium à pistes.

Les réactions étudiées étant à deux corps, l’énergie et l’angle de diffusion de l’éjectile léger, partenaire de la réaction, sont des informations suffisantes pour reconstruire l’énergie d’excitation et la distribution angulaire de l’éjectile lourd (voir à l’annexe A.3). C’est la méthode de la masse manquante, dans laquelle la détection des neutrons n’est pas nécessaire. Dans notre cas, les éjectiles légers sont tous distribués dans les 2π sr vers

l'avant. L'efficacité de détection dépend de la configuration géométrique des détecteurs et peut être supérieure à 60 % pour ces particules.

Les deux méthodes permettent d'atteindre des résolutions comparables sur l'énergie d'excitation, de quelques centaines de keV. Par contre, la méthode de la masse manquante permet d'obtenir de meilleures résolutions sur l'angle dans le centre de masse (angle c.m.), et donc sur les distributions angulaires des sections efficaces. Comme l'illustre la figure 2.1, les éjectiles lourds sont distribués dans un domaine angulaire de 0 à 15°_{lab} , restreints par la cinématique inverse des réactions. Une faible variation angulaire dans le laboratoire induit une grande variation de l'angle c.m. Les éjectiles légers sont, quant à eux, distribués dans un domaine angulaire bien plus important, de 0 à 40°_{lab} . Donc, à résolution angulaire identique dans le laboratoire, reconstruire l'angle c.m. avec l'éjectile léger permet d'obtenir une meilleure résolution qu'avec l'éjectile lourd.

La technique adoptée ici est donc celle de la reconstruction par masse manquante. Les énergies d'excitation accessibles aux ${}^6,7\text{He}$ dépendent de l'énergie du faisceau. À 15.4 MeV/n, l'énergie d'excitation maximale d'un ${}^6\text{He}$ est de 20 MeV, et celle d'un ${}^7\text{He}$ est de 13.3 MeV. Sur la figure 2.1, on voit que la couverture angulaire des détecteurs doit être optimisée pour la mesure des angles de 0 à 45°_{lab} . Sur les figures 1.7 et 1.10, on constate que les spectres en énergie d'excitation ont un fond important. Ce fond provient des états du continuum, mais aussi de toutes les autres réactions pouvant produire le même éjectile léger. Pour s'assurer que les deutons et les tritons proviennent bien des réactions d'intérêt, il faut détecter les éjectiles entre 0 à 10°_{lab} . La coïncidence entre les éjectiles et les noyaux de recul permet de sélectionner les réactions de transfert (p,d) et (p,t).

Le dispositif expérimental et la configuration géométrique des détecteurs répondent à ces contraintes. Le programme de simulation présenté en fin de chapitre permet de vérifier les configurations adoptées pour les expériences de réactions directes avec MUST2, et de déterminer les configurations qui optimisent la couverture angulaire du dispositif.

2.2 Production du faisceau

Il existe deux méthodes principales pour la production de faisceaux radioactifs : la fragmentation des noyaux d'un faisceau d'ions stables sur une cible, et la méthode dite ISOL (Isotope Separation On Line). Notre expérience a eu lieu au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), à Caen, dont le plan est présenté à la figure 2.2. Les faisceaux peuvent y être produits par fragmentation ou par la méthode ISOL.

Les deux méthodes nécessitent un faisceau primaire d'ions lourds stables, extraits d'un plasma formé dans une source ECR (Electron Cyclotron Resonance), puis pré-accélérés dans l'un des cyclotrons C0 jusqu'à quelques centaines de keV. Ce faisceau est ensuite accéléré dans les deux cyclotrons CSS1 et CSS2, jusqu'à des énergies de 25 à 100 MeV/n selon le type d'ions.

Le dispositif SISSI (Source d'Ions Secondaires à Supraconducteurs Intenses) permet de produire un faisceau secondaire par fragmentation et d'optimiser sa transmission vers les aires expérimentales. Le faisceau primaire est fragmenté sur une cible de production placée entre les deux solénoïdes supraconducteurs du dispositif. Ces derniers permettent de focaliser le faisceau incident et le faisceau secondaire, qui peut être purifié dans le spectromètre Alpha au centre duquel est placé un dégradeur achromatique. La transmission

par le spectromètre Alpha et les lignes vers les aires expérimentales est limitée aux rigidités magnétiques inférieures à 2.88 T.m, ce qui est insuffisant pour envisager de transmettre un faisceau d' ^8He produits par cette méthode.

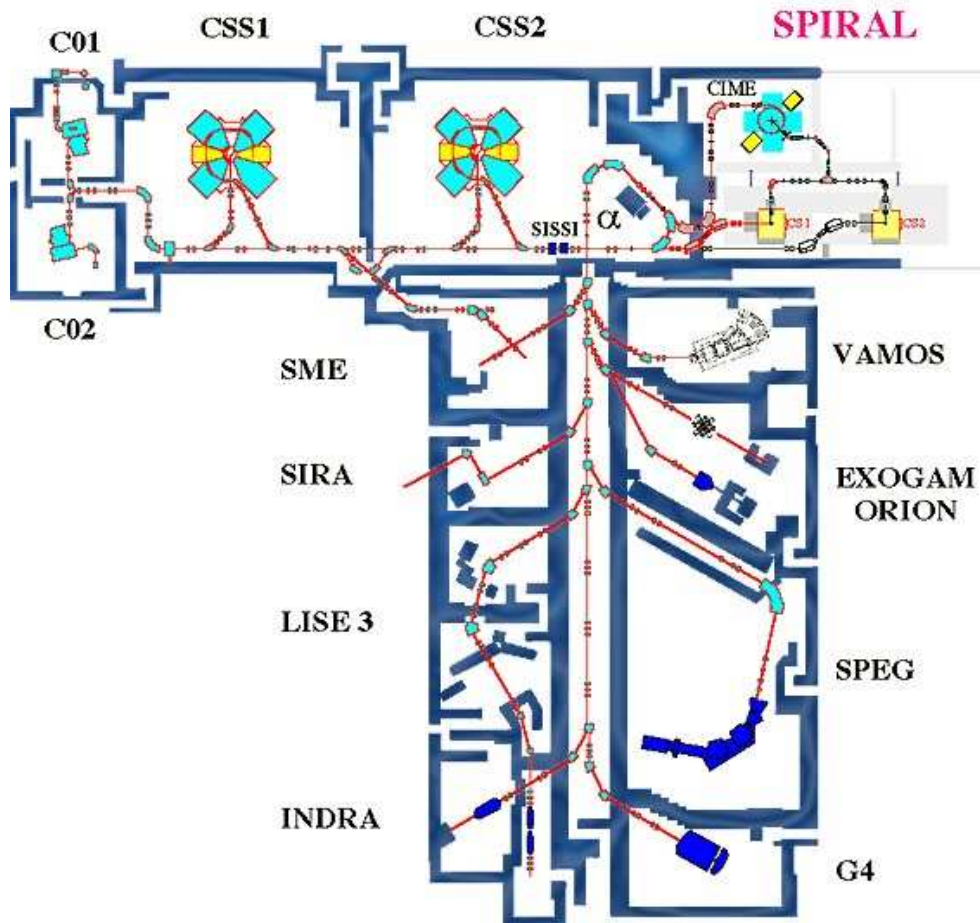


FIG. 2.2 – Plan du GANIL et des différentes aires expérimentales.

Le dispositif SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) [Vil01] utilise la méthode ISOL. Le faisceau d' $^8\text{He}^{2+}$ a été produit à partir d'un faisceau primaire de ^{13}C de 1.4 kW, accéléré à 75 MeV/n et arrêté dans une cible épaisse de carbone [Lic98]. Les noyaux produits par réactions nucléaires ne peuvent sortir de la cible que par diffusion. L' ^8He a un temps de vie de 119 ms et doit être accéléré après sa sortie de la cible, chauffée à environ 2300 K. Seuls les noyaux radioactifs correspondant à des atomes gazeux peu réactifs avec le milieu peuvent diffuser hors de la cible dans un temps suffisamment court. Ces atomes sont ionisés dans une source ECR, et le faisceau radioactif produit, sélectionné par un premier séparateur de faible résolution ($\Delta m/m \simeq 4 \cdot 10^{-3}$), est injecté dans le cyclotron CIME (Cyclotron à Ions de Moyenne Energie). Ce dernier permet une deuxième sélection en masse, plus précise ($\Delta m/m \simeq 5 \cdot 10^{-4}$), et une accélération du faisceau secondaire jusqu'à des énergies comprises entre 1.7 et 25 MeV/n. L'émittance du faisceau en sortie de CIME est de l'ordre de $10 \pi \text{ mm mrad}$. Avant son acheminement vers les aires expérimentales, une dernière purification du faisceau peut se faire dans le spectromètre

Alpha en sélectionnant les noyaux avec des fentes, et éventuellement un dégradeur (ou *stripper*), selon leur rigidité magnétique ($B\rho$).

Nous avons disposé d'un faisceau d' $^8\text{He}^{2+}$ à 15.4 MeV/n pendant six jours dans l'aire expérimentale SPEG (Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL). La technique de Résonance Magnétique Nucléaire a permis de mesurer le champ magnétique du $B\rho$ de la ligne d'amenée du faisceau : $B = 0.75868(9)$ T. L'énergie du faisceau est ainsi connue avec une grande précision : 15.41(3) MeV/n. L'intensité du faisceau durant la prise de données a progressivement augmenté, atteignant au maximum $3.2 \cdot 10^4$ particules par seconde (pps). En moyenne, l'intensité était de $2 \cdot 10^4$ pps. Nous présenterons dans le chapitre suivant la détermination de l'émission du faisceau, à partir des informations fournies par les détecteurs de faisceaux.

2.3 Cible

Le choix de la cible utilisée dans une expérience est un compromis entre le nombre de particules diffusées que l'on veut détecter, dépendant du nombre de particules incidentes et des taux de réactions, et les effets d'élargissement statistique (ou *straggling*) sur l'énergie et l'angle des particules détectées.

Les sections efficaces d'interaction nucléaire pour les études spectroscopiques telles que celle de notre expérience sont de l'ordre de 1 mb/sr. Plus la cible est épaisse, plus la probabilité d'interaction du faisceau augmente, et plus il sera possible de mesurer des états faiblement peuplés. Par ailleurs, toutes les particules chargées perdent de l'énergie en traversant la cible. Si la cible est trop épaisse, certaines particules peuvent ne pas en sortir et ne seront donc pas détectées. De même, plus l'épaisseur de matériau traversé est grande, plus grands sont les effets de straggling en énergie et en angle sur les particules détectées. Ces effets dégradent les résolutions des états mesurés et des sections efficaces associées.

Nous avons utilisé deux cibles de polypropylène $(\text{CH}_2\text{CHCH}_3)_n$, riches en hydrogène : une cible de 50 μm d'épaisseur (soit 4.48 mg/cm²) pour un taux de comptage important, et une cible de 4 μm (soit 0.36 mg/cm²) pour limiter les effets de straggling. Leurs dimensions étaient de 100 mm en horizontal et de 30 mm en vertical. La présence de carbone dans ces cibles induit un fond dans les spectres. La mesure en coïncidence des éjectiles légers et lourds permet d'éliminer en grande partie le fond dû aux réactions sur carbone.

2.4 Détection

Les réactions de notre expérience sont directes, en cinématique inverse, et étudiées par la méthode de la masse manquante. La mesure des angles de diffusion et des énergies des particules détectées est un point crucial pour ce type d'expérience.

Pour mesurer l'angle de diffusion des particules détectées dans l'état final, il faut reconstruire le point d'impact et l'angle d'incidence sur cible de chaque ^8He . Nous avons donc mesuré les trajectoires avec deux détecteurs de faisceau CATS, détaillés à la section suivante. Les éjectiles légers de la réaction (protons, deutons, tritons et particules α) ont été détectés par quatre télescopes MUST2, placés à 15 cm de la cible dans une position symétrique par rapport à l'axe du faisceau. Chaque MUST2 permet l'identification de la particule détectée, ainsi que les mesures de son énergie et de la position de son point d'entrée dans le télescope. Les éjectiles lourds ont été détectés dans un cinquième télescope

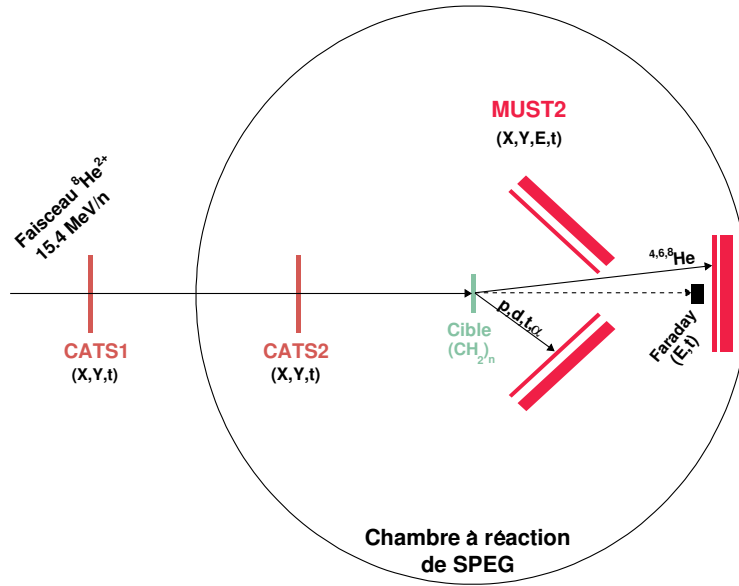


FIG. 2.3 – Schéma du dispositif expérimental.

MUST2 placé à 40 cm de la cible dans l’axe du faisceau. Pour protéger le cinquième MUST2 d’une irradiation trop intense, nous avons positionné devant le télescope un scintillateur plastique couplé à un guide de lumière et à une photodiode. Avec ses faibles dimensions, il détecte majoritairement des ${}^8\text{He}$ peu ou pas déviés provenant du faisceau incident et des réactions élastiques sur la cible.

L’ensemble de la détection a été placé dans la chambre à réaction de l’aire expérimentale SPEG. Seul un CATS était fixé en amont sur un propulseur, permettant de le mettre ou non dans le faisceau. La chambre contient un système mécanique de trois couronnes à rotation indépendante, sur lesquelles sont disposés respectivement le deuxième CATS, le bloc des quatre MUST2, et le cinquième MUST2 avec le plastique. Elle contient aussi un système mécanique permettant de changer de cible lorsque la chambre est sous vide (fig. 2.3 et 2.4).

Ce dispositif s’inspire de ceux déjà utilisés pour l’étude des réactions ${}^6\text{He}(p,p')$ [Lag01], ${}^{10,11}\text{C}(p,p')$ [Jou01] et ${}^8\text{He}(p,p')$ [Ska04]. Ces dispositifs comprenaient une détection du faisceau radioactif pour sa reconstruction sur cible. La spectroscopie était faite par la détection des particules chargées entre 60° et 90°_{lab} , avec des télescopes MUST assemblés en une configuration dite en “mur” (deux colonnes de quatre modules). Les particules émises aux angles avant étaient détectées dans un mur composé de lattes de plastique scintillant. La différence importante est que le dispositif de notre expérience est adapté à la mesure des particules émises aux angles avant dans les réactions ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ et ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$, jusqu’aux petits angles de diffusion grâce au cinquième télescope MUST2. Cela permet une très bonne identification de ces particules, impossible à atteindre avec le mur de plastique.

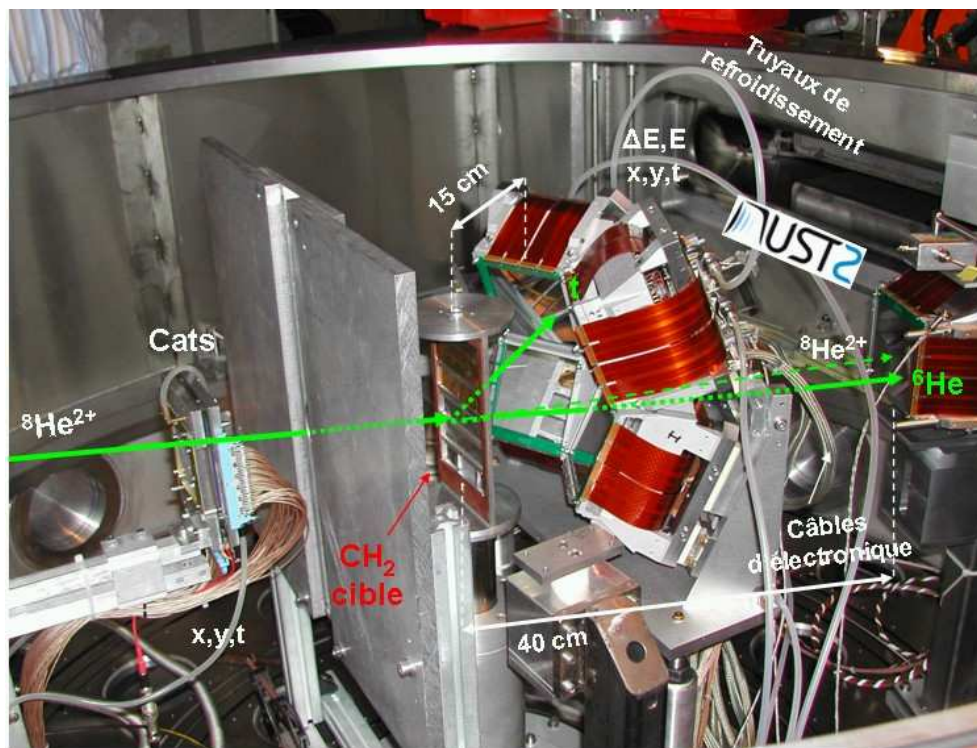


FIG. 2.4 – Chambre à réaction de SPEG. Le plastique, couplé à un guide de lumière et une photodiode, a été rajouté par la suite devant et au centre du télescope à 40 cm de la cible. Un écran de protection a été placé entre la cible et le détecteur de faisceau le plus proche.

2.4.1 Les détecteurs de faisceau : CATS

Les méthodes de production des faisceaux radioactifs conduisent à des émittances plus importantes que pour les faisceaux d'ions stables (inférieures à 5π mm mrad). La tache du faisceau peut être supérieure à 1 cm de diamètre, et un ion n'est plus nécessairement en incidence normale sur la cible. La connaissance du point d'impact et de l'angle d'incidence sur la cible de chaque ion du faisceau est alors indispensable. De plus, sur SPEG, le faisceau subit une dispersion par le premier dipole d'analyse, ce qui augmente sa taille effective sur la cible (jusqu'à plusieurs centimètres).

Le détecteur CATS (Chambre A Trajectoires de Saclay, [Ott98] et [Ott99]) est une chambre à fils basse pression, développé par le SEDI (Service d'Electronique des Détecteurs et d'Informatique) du CEA-Saclay. Un schéma en vue éclatée est présenté à la figure 2.5. Au centre du détecteur se trouve l'anode, un plan de 71 fils de $10 \mu\text{m}$ de diamètre, séparés de 1 mm. Une haute tension (environ 780 V) y est appliquée. Elle sépare les deux plans de cathode, à 6.4 mm l'un de l'autre, reliés à la masse, et constitués d'une feuille de Mylar de $1.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur laquelle 28 pistes d'aluminium doré ont été évaporées. Ces pistes sont larges de 2.34 mm et sont séparées de 0.2 mm. Les pistes d'une cathode sont parallèles aux fils de l'anode, et permettent de reconstruire la position horizontale. Les pistes de l'autre cathode sont perpendiculaires, pour la reconstruction de la position verticale. Enfin, deux feuilles de Mylar de $1.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur constituent les faces externes du détecteur, assurant l'étanchéité de l'ensemble, rempli d'isobutane (C_4H_{10}) à une pression d'environ 12 mbar.

La surface active de détection est de $70 \times 70 \text{ mm}^2$.

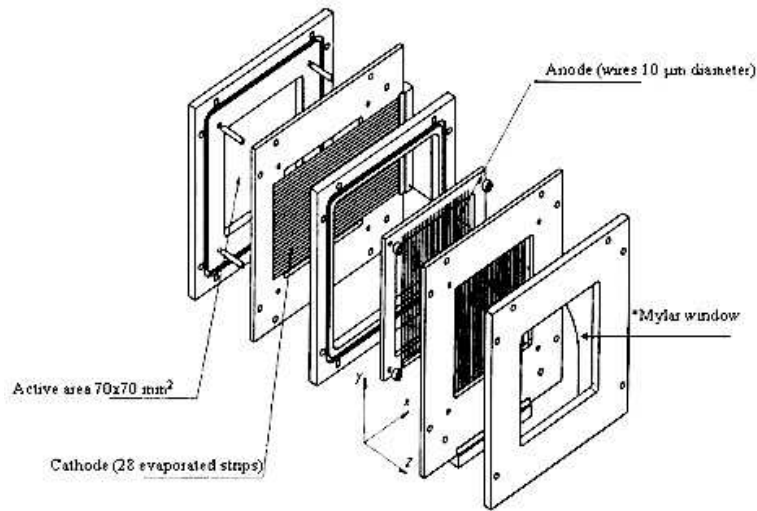


FIG. 2.5 – *Vue éclatée de la composition du détecteur CATS.*

Ce détecteur permet d'obtenir, événement par événement, l'instant de passage et la position de la particule qui le traverse. La particule ionise le gaz, les électrons créés sont accélérés par un champ électrique appliqué entre l'anode et la cathode, et acquièrent assez d'énergie pour ioniser le gaz à leur tour. À basse pression, le phénomène d'avalanche a lieu tout au long de la migration des électrons. Leur dérive rapide induit sur les fils de l'anode, reliés entre eux électriquement, un signal utilisé comme référence temporelle de passage de la particule. Au voisinage des fils, le champ électrique croît très rapidement et une seconde avalanche se produit. Compte-tenu de la faible distance de dérive, les ions créés, migrant vers la cathode, induisent un signal sur plusieurs pistes. Chacune des 28 pistes de chaque cathode possède sa propre chaîne d'électronique permettant de coder la charge du signal induit. La répartition des charges sur l'ensemble des pistes est caractéristique de la position de passage de la particule incidente.

2.4.2 Les détecteurs de particules chargées : MUST2

Le projet de détection MUST [Blu99] avait été lancé pour mener des études de structure des noyaux exotiques avec des réactions directes. Ces réactions nécessitent des faisceaux radioactifs, envoyés sur une cible de protons ou de deutons. Elles ont lieu en cinématique inverse. La spectroscopie de particules permet dans ce cas d'obtenir des résolutions suffisantes en énergie et en angle pour mesurer et séparer les états excités, qu'ils soient liés ou non. MUST était conçu pour permettre à la fois une mesure de la position de la particule légère chargée détectée, son identification (isotopes de l'hydrogène, de l'hélium, ...), et une mesure de l'énergie et du temps associés.

En cinématique inverse, l'éjectile lourd est focalisé autour de l'axe du faisceau et les particules légères sont distribuées sur une large gamme angulaire. L'objectif principal du projet MUST2 [Pol05] a été d'augmenter la couverture angulaire du dispositif expérimental afin de mesurer une plus grande partie des voies de réaction. Comme pour MUST à l'époque

de sa conception, MUST2 a profité des derniers développements techniques de fabrication des détecteurs, permettant de passer d'une surface de détection de $60 \times 60 \text{ mm}^2$ pour MUST à $100 \times 100 \text{ mm}^2$ pour MUST2.

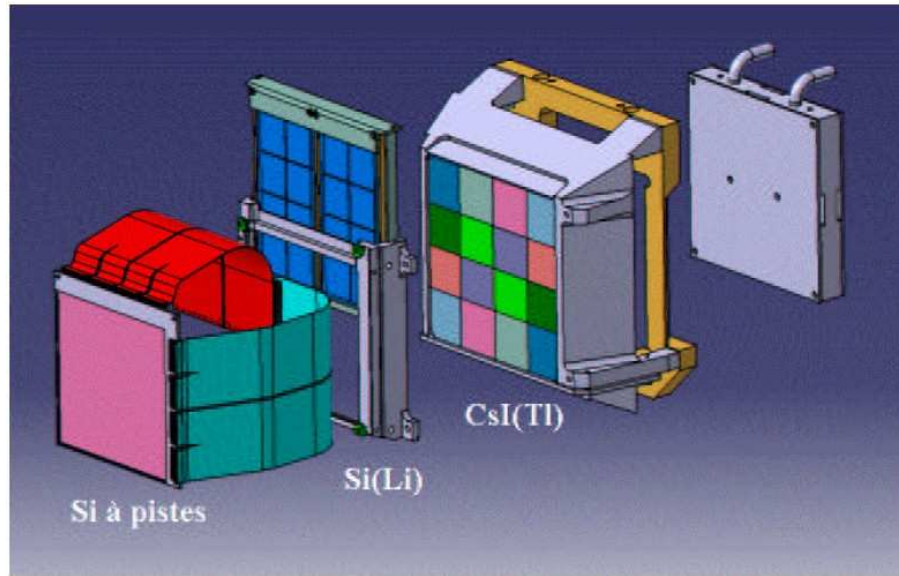


FIG. 2.6 – Schéma des étages de détection d'un télescope MUST2 complet. Pour notre expérience, l'étage de Si(Li) n'a pas été employé. L'électronique est fixée à l'arrière du bloc de refroidissement, visible à droite.

	MUST	MUST2
Surface (mm^2)	60×60	100×100
Épaisseur (μm)	300	300
Largeur d'une piste (μm)	910	720
Largeur de l'interpiste (μm)	90	60
Nombre de pistes par face	60	128
Angle solide à 150 mm (msr)	160	480
Résolution en angle à 150 mm	0.38°	0.20°
Résolution en énergie (α à 5.5 MeV)	50 keV	40 keV

TAB. 2.1 – Tableau comparatif des caractéristiques techniques des siliciums à pistes de MUST et MUST2.

MUST2 est le fruit d'une collaboration entre le CEA-Saclay (IRFU/SPhN), l'IPN d'Orsay (Institut de Physique Nucléaire) et le GANIL. L'IRFU/SEDI du CEA-Saclay a réalisé

un développement important sur l'électronique de détection embarquée de type ASIC, améliorant la compacité des télescopes MUST2 par rapport à MUST. Leur compacité permet de les coupler avec des détecteurs γ autour de la cible de réaction, pour avoir un accès direct à la spectroscopie des états liés de l'éjectile lourd. Le Service d'électronique et de détection de l'IPN d'Orsay a participé à l'élaboration des trois étages de détection de MUST2, illustrés à la figure 2.6 :

- un détecteur de silicium (Si) à pistes double face constituant la face d'entrée du télescope (tab. 2.1),
- un détecteur de silicium dopé au lithium [Si(Li)] segmenté, placé à 17 mm du premier étage,
- un ensemble de seize cristaux d'iodure de césium dopé au thallium [CsI(Tl)], placé à 30 mm du premier étage.

Le silicium à pistes fournit les mesures de position, de temps et d'énergie déposée pour chaque particule. Sa meilleure granularité par rapport à MUST améliore la résolution en angle. Les deuxième et troisième étages fournissent une mesure complémentaire de l'énergie déposée. Ceci permet une identification de la particule en charge et en masse, ainsi que la mesure de son énergie totale. La mécanique du détecteur est une pyramide à base carrée de 110 mm de côté pour la face d'entrée, et une hauteur de 100 mm. Ce détecteur a été conçu pour un fonctionnement sous un vide de l'ordre de 10^{-6} mbar.

L'interface électronique, de type VXI, a été développée par l'IPN d'Orsay et par le groupe d'électronique et informatique du GANIL. Ce dernier a également inclus une interface permettant la gestion de l'ensemble des réglages de MUST2 dans le système d'acquisition des données.

Premier étage : Si

Le silicium à pistes double face de MUST2 est un détecteur semiconducteur fabriqué par la société Micron. Ses caractéristiques sont résumées dans le tableau 2.1. Les pistes des faces avant et arrière sont perpendiculaires pour la mesure de la position. Elles sont recouvertes d'une couche d'aluminium de 400 nm d'épaisseur, afin d'avoir une forme de signal indépendante de la position du point d'impact de la particule sur la piste. L'épaisseur de la couche de SiO_2 , déposée sur le substrat de silicium puis dopée au niveau des pistes pour créer la jonction p^+n , est de 100 nm. L'épaisseur de la zone morte en entrée du silicium est donc de 0.5 μm .

L'énergie déposée par les particules chargées peut être mesurée jusqu'à 60 MeV. Une résolution de 40 keV a été mesurée pour des α provenant d'une source (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm), émis à 5.5 MeV en moyenne.

Deux gammes de mesure de temps sont possibles : 300 et 600 ns. La résolution des mesures de temps dépend essentiellement de deux facteurs. D'une part, il faut tenir compte de la longueur de la piste, 10 cm : le signal ne sera pas collecté au même moment selon le point d'impact de la particule. La correction de ce phénomène ne peut être faite que si l'ensemble du processus de collection des charges est bien maîtrisé. D'autre part, la résolution en temps du signal de stop, qui sert à la mesure et dépend de chaque expérience, dégrade aussi la résolution. Une expérience test avec un faisceau de protons a permis de mesurer une résolution de 550 ps. Avec un faisceau secondaire, le signal de stop est généré par le temps de passage dans un détecteur CATS. La résolution est alors dégradée, entre 800 ps et 1.5 ns en général.

Deuxième étage : Si(Li)

L'étage de Si(Li) est un détecteur semiconducteur fabriqué par la société Semikon Detector GmbH. Il s'agit de deux détecteurs de $100 \times 50 \text{ mm}^2$ et de 5 mm d'épaisseur, assemblés par une mécanique commune en aluminium. Ils sont découpés dans un lingot cylindrique de silicium. Chaque détecteur est segmenté en huit carrés de 25 mm de côté, pour pouvoir mesurer indépendamment les énergies déposées par plusieurs particules en même temps. Les segments de bord présentent une courbure sur le côté externe due à la forme du lingot initial, ce qui réduit leur surface de détection (fig. 2.7).

Pour chacune des seize voies, l'énergie peut être mesurée jusqu'à 225 MeV. Des mesures en source α ont déterminé une résolution moyenne de 130 keV à 5.5 MeV.

Lors de notre expérience, cet étage n'était pas disponible pour l'ensemble des détecteurs MUST2. Comme le silicium à pistes et les cristaux de CsI étaient suffisants pour couvrir la dynamique en énergie des particules à détecter, nous n'avons pas employé de Si(Li).

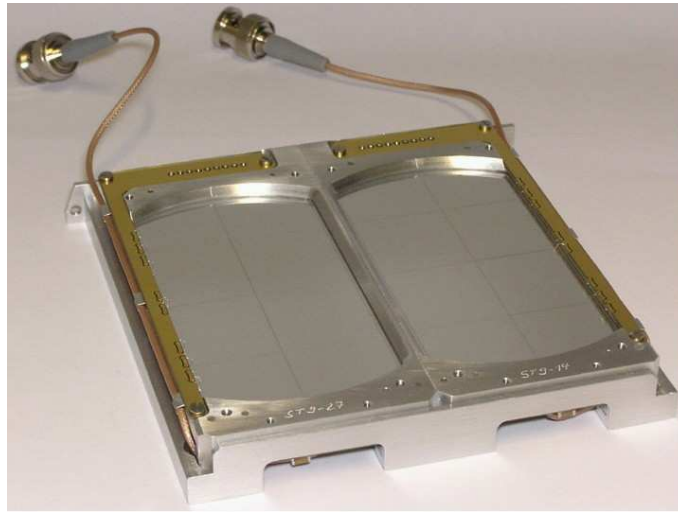


FIG. 2.7 – Les deux Si(Li), nécessaires pour former un étage de détection complet d'un télescope MUST2, sont montés sur une mécanique commune en aluminium.

Troisième étage : CsI(Tl)

Les cristaux de CsI(Tl) sont des scintillateurs inorganiques fabriqués par la société Scionix. Ils ont une géométrie pyramidale, avec une face d'entrée de $30 \times 30 \text{ mm}^2$ et une épaisseur de 40 mm. Cette géométrie a été choisie pour que chaque segment du Si(Li) corresponde à un cristal dans le même angle solide. La structure conique permet de limiter au maximum la sortie des particules entrant dans le cristal avec un angle trop grand. La figure 2.8 à gauche illustre la géométrie de l'ensemble des seize cristaux.

Pour assurer une collection maximale de la lumière créée dans le cristal lors du passage d'une particule, les côtés des CsI ont été entourés avec du Mylar aluminisé de 50 μm d'épaisseur, permettant de réfléchir la lumière [Bec04]. Le même matériau a été utilisé sur la face d'entrée, d'une épaisseur de 3 μm afin de minimiser la zone morte de détection.

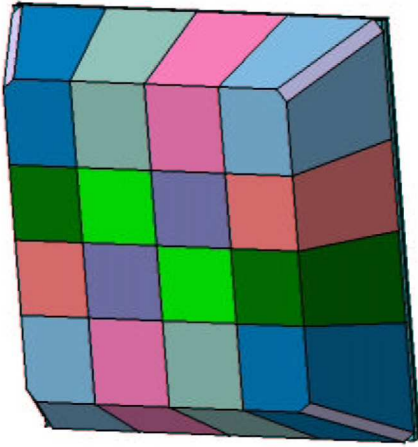


FIG. 2.8 – À gauche, configuration en étage de détection des CsI de MUST2. À droite, quatre CsI sont enrobés dans du Mylar aluminisé et les photodiodes collées sur la face arrière.

La lumière est émise à 550 nm de longueur d'onde, idéale pour la détection par une photodiode. Cette dernière a une surface de $25.5 \times 25.5 \text{ mm}^2$, et une épaisseur de 2.54 mm. Usuellement, on intercale un guide de lumière dans le cas d'une photodiode de surface plus faible que celle du cristal. Mais cela multiplie les interfaces optiques, donc les réflexions. La solution choisie consiste à fixer la photodiode sur le cristal à l'aide d'une colle optimisant le couplage optique, développée par Scionix, de $120 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les zones que la photodiode ne couvre pas ont été enrobées avec un matériau réfléchissant (fig. 2.8 à droite).

Le traitement du signal de sortie de la photodiode permet la mesure de l'énergie perdue par la particule. Pour chacune des seize voies, l'énergie peut être mesurée jusqu'à 200 MeV. Nous avons vérifié l'uniformité de la réponse de chaque CsI selon le point d'entrée de la particule avec une source α collimatée. Cette vérification n'est valable qu'en surface : un α de 5.5 MeV est arrêté par $40 \mu\text{m}$ de CsI. Nous avons pu déterminer une résolution relative moyenne en énergie de 6 % à l'énergie des α , soit 330 keV. Cette résolution s'améliore quand l'énergie déposée augmente.

Électronique

L'électronique MUST2 est structurée en trois unités distinctes : MATE (Must ASIC for Time and Energy) pour collecter le signal et effectuer un pré-traitement en énergie et en temps; la carte MUFEE (Must Front-End Electronics) pour multiplexer et lire les données; la carte MUVI (Must in VXI) pour coordonner l'ensemble de l'électronique et servir d'interface avec le système d'acquisition [Bar03]. Elle est illustrée par la figure 2.9.

Les ASIC (Application Specific Integrated Circuits) ont vu le jour au début des années 1980 et sont la troisième génération de circuits intégrés. Le principal avantage de cette technologie est une personnalisation complète des circuits électroniques. Cela permet une optimisation du nombre de chaînes de traitement du signal, et donc une réduction du nombre de composants, de la consommation électrique et de la dissipation thermique, ainsi que de l'encombrement global. La complexité des circuits peut être plus importante,

la vitesse de fonctionnement et la fiabilité s'en trouvent augmentées. C'est la technologie idéale pour traiter de nombreuses voies de détection en parallèle. L'inconvénient majeur est la difficulté, voire l'impossibilité, d'effectuer des modifications ultérieures. Il faut en général revoir la structure et produire de nouveaux circuits. La technologie $0.8 \mu\text{m}$ BiCMOS de la société Austria Micro Systems a été retenue pour le projet MUST2.

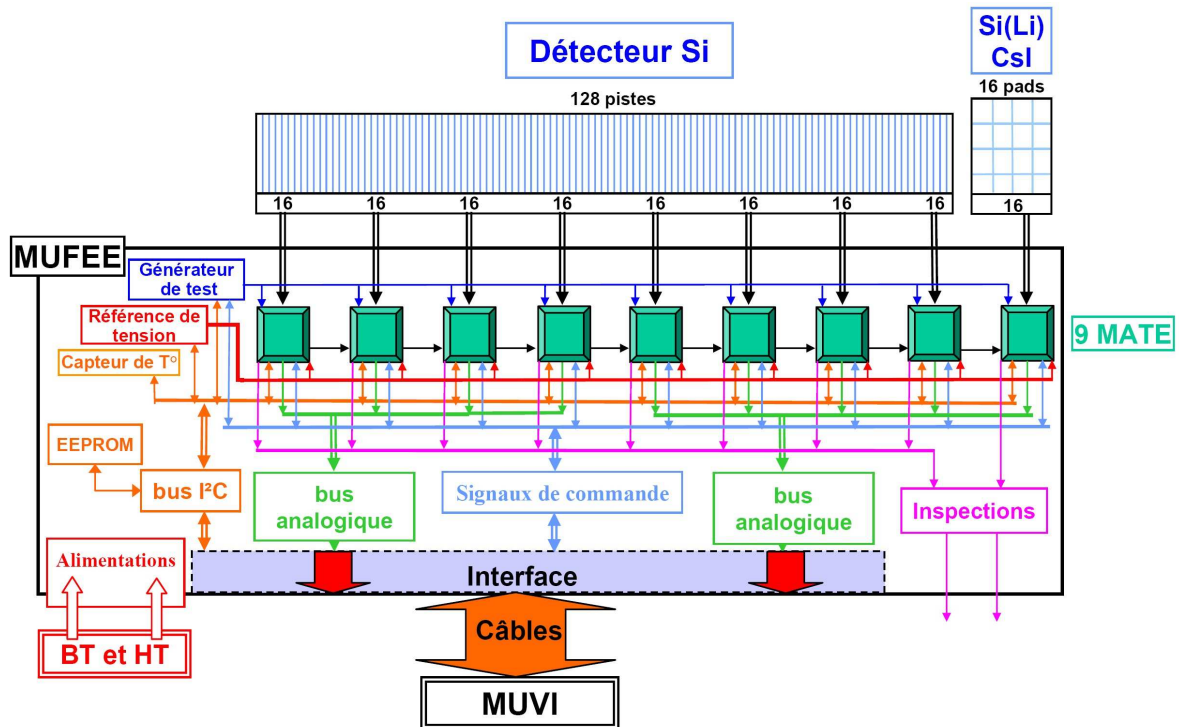


FIG. 2.9 – Électronique associée à un télescope MUST2.

L'ASIC MATE a été conçu par le SEDI spécifiquement pour la lecture des voies du silicium à pistes. Une attention particulière a été accordée au filtrage et au blindage pour en faire un circuit de bas niveau de bruit. Il permet de traiter seize signaux à la fois en énergie et en temps. Comme les signaux peuvent être de tension positive ou négative, le traitement doit pouvoir se faire pour des signaux bipolaires. La configuration d'un MATE est pilotable à distance par le protocole standard I2C. Chaque canal de traitement se compose de trois parties : un pré-amplificateur de charge, une voie énergie, une voie temps et décision (fig. 2.10).

Les pré-amplificateurs de charge ont été conçus pour une linéarité optimale entre 0 et 45 MeV. La non-linéarité intégrée, mesurée avec un générateur d'impulsions, est faible, $6 \cdot 10^{-2} \%$. La dynamique de codage permet de mesurer des énergies jusqu'à 60 MeV, mais il faut tenir compte des non-linéarités. La résolution intrinsèque de l'électronique est de 20 keV. Pour la mesure de temps, la non-linéarité intégrée est de $2.2 \cdot 10^{-2} \%$, et la résolution intrinsèque est de 300 ps.

Sur la voie énergie, le signal est filtré pour minimiser les bruits électroniques et ainsi optimiser la résolution. L'amplitude du signal de sortie est mémorisée dans une capacité, en attente d'un ordre de lecture (système *track and hold*). La constante de temps du filtre,

1 μs pour le premier étage et 3 μs pour le deuxième et le troisième, induit une intégration du signal. L'amplitude mémorisée correspond à l'énergie de la particule.

La voie temps a deux objectifs : déterminer la voie déclencheuse et mesurer le temps de vol de la particule. Le signal est d'abord filtré pour optimiser la résolution. La constante de temps du filtre n'est que de 30 ns. Il passe ensuite par un discriminateur de type *leading edge* : si le signal franchit un seuil prédéfini, un signal logique start déclenche le TAC (Time to Amplitude Converter) pour la mesure du temps de vol, et un signal de requête de lecture est envoyé en sortie de l'ASIC. La conversion du TAC s'arrête sur un signal stop externe à l'électronique MUST2.

Un problème intrinsèque au discriminateur leading edge est la corrélation des informations temps et énergie. En effet, plus grande sera l'amplitude du signal, donc l'énergie de la particule, plus tôt le signal franchira le seuil de discrimination. Le discriminateur à fraction constante résout ce problème et possède une meilleure résolution en temps. Il est cependant très difficile à intégrer dans une électronique aussi compacte, et le temps de traitement est plus long de plusieurs centaines de nanosecondes.

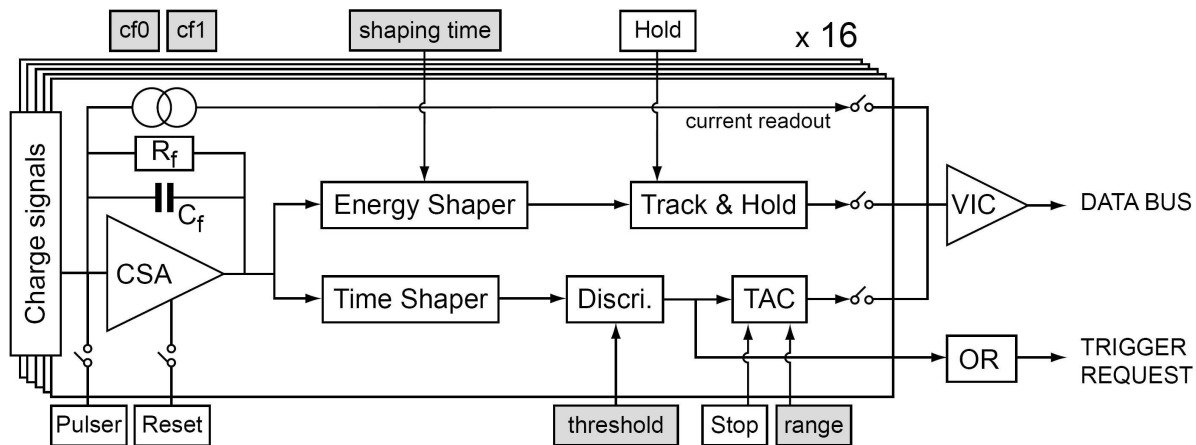


FIG. 2.10 – Schéma d'un canal de traitement analogique d'un MATE, qui en comporte seize.

Le MATE a été adapté pour traiter les signaux issus du deuxième étage de Si(Li) et du troisième étage de CsI en incorporant un filtrage et une dynamique spécifiques. Pour le Si(Li), la non-linéarité intégrée est de 1.9 % sur une dynamique de 225 MeV. Pour les CsI, la non-linéarité intégrée est de $1.8 \cdot 10^{-2}$ % sur une dynamique de 200 MeV.

Plusieurs fonctionnalités ont été ajoutées pour s'assurer de la fiabilité et de la stabilité de l'électronique. Des voies d'inspection dédiées permettent de visualiser les signaux de la seizième voie aux différentes étapes du traitement, et une entrée analogique permet d'effectuer des tests. Le pré-amplificateur de charge permet aussi la lecture du courant de fuite du premier étage de détection pour une surveillance de l'état des pistes.

Les MATE sont implantés sur deux cartes spécifiques MUFEE, implantées sur le détecteur. Chacune est consacrée au traitement des pistes X ou Y d'une face du silicium. Huit MATE sont employés pour cette tâche, et un MATE supplémentaire assure le traitement soit du Si(Li) pour la carte MUFEEEX, soit des cristaux de CsI pour la carte MUFEEY. Ces cartes

sont reliées aux détecteurs par deux circuits imprimés en kaptons de 20 cm (en rouge à la figure 2.11).

Le multiplexage permet de faire passer plusieurs informations à travers un même support de transmission. Le multiplexage temporel, utilisé pour MUST2, consiste à commuter chaque signal à tour de rôle à grande fréquence. Les signaux sont restitués par une synchronisation en fréquence et en phase des deux côtés du support de transmission. Les données traitées par les MATE sont multiplexées et lues via deux bus analogiques pour chaque carte MUFEE. Là encore, une attention particulière a été accordée au filtrage et au blindage vis-à-vis des sources de bruits externes et internes, notamment au niveau des alimentations basses tensions pour les MATE et hautes tensions pour la polarisation des détecteurs. Pour cette raison, les données sont transmises par courant différentiel. Une ligne de communication I2C dédiée permet de transférer les ordres de contrôle et de commande. Une mémoire programmable de type EEPROM de 512 Ko stocke les informations liées à la configuration de l'électronique, lues en début d'expérience.

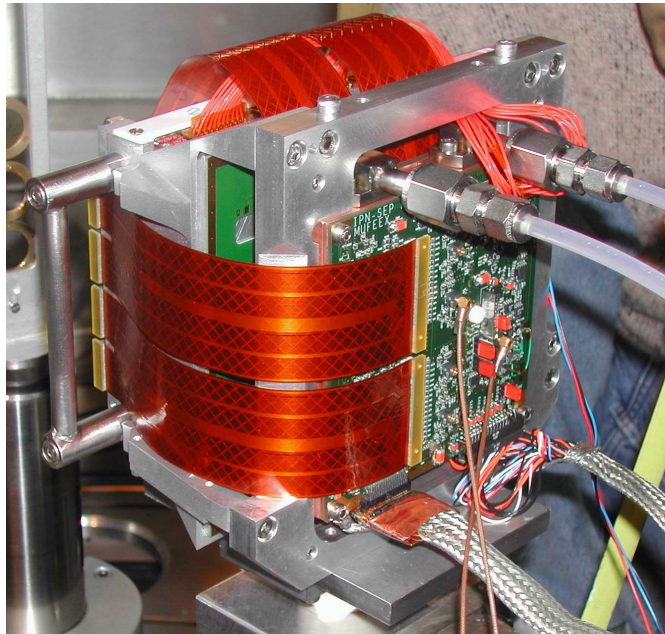


FIG. 2.11 – Photographie de l'électronique et du bloc de refroidissement montés sur un télescope. Les kaptons, en rouge, connectent le silicium à pistes à l'électronique.

Les cartes MUFEE contiennent également des éléments permettant de s'assurer de la fiabilité et de la stabilité de l'électronique. Chacune possède un capteur mesurant la température au degré près, capable d'envoyer un signal d'alarme en cas de dépassement d'un seuil fixé par l'utilisateur. Un générateur d'impulsions de grande précision, générant des signaux d'amplitude configurable proches des signaux physiques, est également intégré. Il permet de tester et calibrer automatiquement l'ensemble de l'électronique. Un générateur externe peut aussi être utilisé grâce à une voie analogique test reliée à celles des MATE.

Chaque télescope comporte 288 voies (8 MATE de 16 voies pour chaque carte, plus 16 voies pour le Si(Li) et 16 voies pour les CsI), pour un total de 576 paramètres (l'énergie et le temps sont mesurés sur chaque voie). L'ordre de lecture est transmis aux cartes MUFEE par l'électronique d'acquisition MUVI. Cette carte au format VXI-C est située en dehors de

la chambre à réaction. Elle est le chef d'orchestre de l'électronique MUST2. Quatre cartes filles CAS (*Contrôle Acquisition Secteur*) indépendantes sont implantées, chacune gérant un télescope.

Chaque carte CAS assure :

- le déclenchement via un ordre de lecture,
- le codage séquentiel des données grâce à des ADC (Amplitude to Digital Converter), avec une précision de 14 bits,
- le traitement des données : pour chaque voie, il est possible de corriger le gain automatiquement ; de mesurer, aligner et supprimer le piédestal ; de mesurer et corriger les non-linéarités différentielles du codeur,
- l'acquisition des données,
- le contrôle et la commande de l'électronique, avec la transmission aux cartes MUFEE du signal de stop pour les TAC, des paramètres des MATE, de l'amplitude des générateurs d'impulsions, ou encore des ordres de remise à zéro des mémoires stockant les signaux d'énergie et de temps de chaque voie.

L'inspection de l'ensemble des signaux logiques et analogiques est possible en cours d'expérience depuis le système d'acquisition des données, qui communique directement avec les cartes MUVI. Le temps de lecture complet d'un événement dans MUST2 est de 115 μ s, dont 400 ns pour le codage des données.

Chaque ASIC dissipe 450 mW sous forme de chaleur, plus 2 W dissipés par le reste de l'électronique de la carte MUFEE. Chaque carte MUFEE comprend 9 ASIC, et un télescope nécessite deux cartes MUFEE. L'électronique d'un télescope dissipe donc 12 W. Un système de refroidissement, visible sur les figures 2.6 et 2.11, permet d'évacuer cette chaleur, ainsi qu'une partie de celle générée par les trois étages de détection, via la mécanique métallique. D'une surface de 130×130 mm², il a été conçu pour conserver au maximum la compacité du détecteur. Les deux cartes MUFEE sont fixées de part et d'autre de ce bloc. Le liquide réfrigérant est un mélange mi-alcool mi-eau. La stabilité de la température est atteinte en quatre heures environ.

2.4.3 Le plastique

Le plastique est composé de plastique scintillant NE102. Lorsqu'une particule le traverse, l'énergie qu'elle perd est convertie en lumière. Cette dernière est amenée, via un guide de lumière, jusqu'à un photomultiplicateur rapide. La chaîne d'électronique en sortie de cet ensemble permet de déterminer la quantité d'énergie déposée par la particule et l'instant de ce dépôt. Une photo du dispositif est visible à la figure 2.12.

Avec une surface de 2×2 cm² pour une épaisseur de 1 cm, et placé à 9 mm devant le cinquième MUST2, il a arrêté en très grande majorité le faisceau d'⁸He. Outre la protection du télescope face à une irradiation intense et prolongée, le plastique nous a permis de ne pas saturer l'acquisition des données. En effet, celle-ci se déclenchait lorsque l'un des cinq MUST2 détectait une particule.

Les probabilités d'interaction nucléaire étant faibles, sans le plastique, nous aurions détecté et enregistré des événements correspondant en grande majorité aux $3.2 \cdot 10^4$ particules par seconde du faisceau.

Enfin, comptant les particules incidentes, le plastique sert à normaliser les sections efficaces des différentes réactions observées.

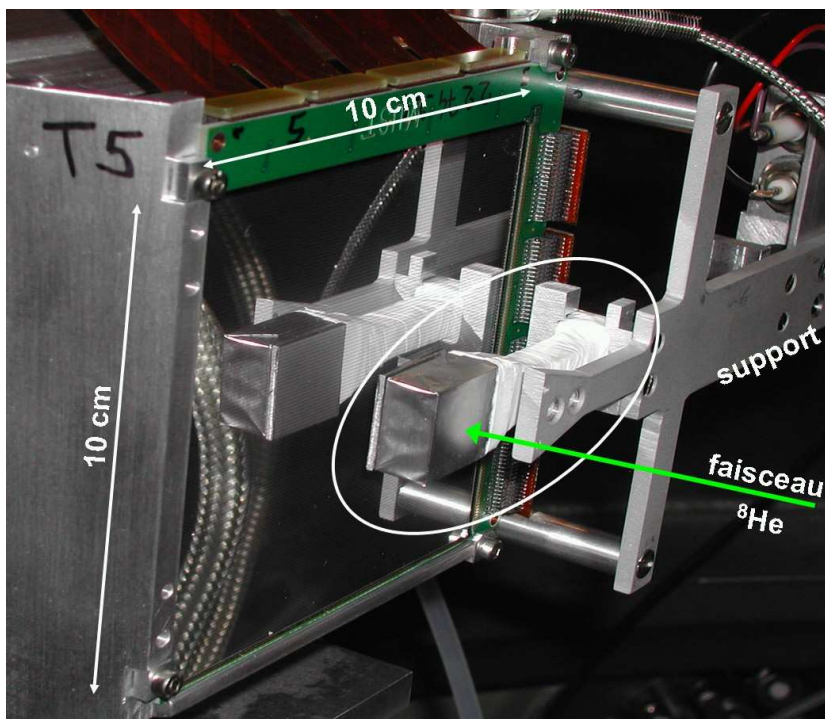


FIG. 2.12 – Le plastique et la mécanique du support qui le fixe au télescope MUST2 (T5) situé dans l'axe du faisceau. Le silicium à pistes apparaît comme une surface réfléchissante. Les pistes horizontales sont visibles sur la photo. Le plastique et son guide de lumière sont entourés en blanc.

2.5 Positions et alignement des détecteurs

La granularité du silicium à pistes de MUST2 et sa grande surface nécessite une connaissance précise des positions de ces détecteurs pour reconstruire correctement l'angle de diffusion des particules. De même, une bonne connaissance des positions des CATS permet une bonne reconstruction des trajectoires des ions du faisceau. Le géomètre a effectué les mesures avec deux techniques :

- un système de visée laser depuis le tuyau d'amenée du faisceau dans l'aire expérimentale SPEG, en amont de la chambre à réaction, pour les éléments visibles autour de l'axe du faisceau,
- un bras télé-mécanique pour les éléments dans la chambre à réaction, invisibles avec la précédente méthode.

Le géomètre a effectué les mesures à l'air, pendant la préparation de l'expérience. À ce moment, nous testions de nouveaux détecteurs de faisceau, les BTD (Beam Tracking Detector) développés par le SEDI. Nous les avons ensuite remplacés par les CATS. Il est raisonnable de considérer que les mesures effectuées pour le premier BTD, monté sur le propulseur, sont identiques pour le CATS1. Ce n'est pas le cas du deuxième BTD, monté sur un pied sur une couronne de la chambre à réaction, remplacé par le CATS2. Il est raisonnable de considérer que CATS2 a été replacé à la même position le long de l'axe du faisceau. Le recalage a été effectué par la technique décrite à la section 3.1. De la même manière, nous n'avons pas les mesures du géomètre pour le cinquième MUST2, placé dans

l'axe du faisceau. Ce manque d'information n'est pas gênant, car nous ne reconstruisons pas directement les angles de diffusion des éjectiles lourds détectés dans ce télescope. Les mesures sur les quatre autres télescopes sont faites sur les quatre coins de chaque silicium.

	X (en mm)	Y (en mm)	Z (en mm)
CATS1	-1.35	0.7	-1468 face avant
CATS2	0	0	-300 face avant
T1	8.57	-113.62	119.61
	99.11	-97.87	87.76
	99.21	-10.73	131.10
	8.62	-26.53	162.95
T2	99.53	9.56	131.24
	99.38	96.84	88.29
	8.72	112.26	120.04
	8.84	24.99	163.00
T3	-10.46	112.23	120.26
	-101.01	96.26	88.72
	-100.59	8.93	131.68
	-10.01	24.92	163.23
T4	-101.21	-11.04	130.82
	-101.33	-98.03	87.31
	-10.64	-113.91	118.98
	-10.53	-26.93	162.48

TAB. 2.2 – Positions des détecteurs, relevées par le géomètre par rapport à la cible. Le référentiel est tel que décrit dans l'annexe A.3. Par rapport au sens de propagation du faisceau, l'axe Z, les CATS sont situés en amont et les MUST2 en aval de la cible. Pour les télescopes T1 à T4, les mesures sont faites sur les quatre coins de chaque silicium.

Le géomètre indique une précision de $160 \mu\text{m}$ sur les positions mesurées. Cependant, lors du passage sous vide de la chambre à réaction, les contraintes mécaniques impliquent des variations de positionnement par rapport aux relevés du géomètre. Des relevés de la position de la chambre sous vide ont mesuré des déplacements pouvant atteindre $\pm 2 \text{ mm}$. Cela doit être pris en compte dans la reconstruction des angles de diffusion des particules. Les positions sont résumées dans le tableau 2.2.

2.6 Électronique et logique d’acquisition

Nous allons maintenant décrire brièvement la logique d’acquisition des données. Les schémas d’électronique de notre expérience sont à l’annexe C. Lorsqu’un événement est détecté, il faut d’abord savoir si c’est un événement “intéressant” : c’est le rôle de la logique de décision, définie par l’expérimentateur. Pour nous, il s’agit d’un événement pour lequel une particule a été détectée dans l’un des télescopes MUST2. S’il est accepté, les signaux analogiques associés à cet événement, provenant de l’ensemble de détection, doivent être traités et codés. Il faut s’assurer de leur corrélation en temps pour la dernière étape : l’acquisition et l’écriture des données. Notons que du point de vue de l’analyse des données, un événement “intéressant” est un événement pour lequel l’ion du faisceau a été détecté dans les deux CATS et un noyau de recul a été détecté dans l’un des télescopes MUST2 1 à 4.

La logique de décision est faite au niveau d’un module spécifique, le GMT (*Ganil Master Trigger*) [Gan01] développé au GANIL, au format VXI-C. Chacune des 16 voies d’entrée peut recevoir un signal logique. Le module analyse le signal par rapport à une fenêtre d’acceptation fixée par l’utilisateur et, s’il est accepté, génère un signal de déclenchement, ou *trigger*, utilisé à la fois pour l’acquisition des données et pour le traitement électronique des signaux issus des détecteurs. Ce trigger est un signal logique de durée réglable, de 150 ns pour notre expérience, aussi appelé FAG. Nous avons utilisé le GMT avec les entrées suivantes :

- chacun des cinq télescopes MUST2, constituant le déclenchement de référence de l’expérience,
- une partie des événements CATS et plastique : seuls 1 % de ces événements déclenchaient le GMT afin de ne pas saturer l’acquisition,
- une coïncidence entre CATS1, CATS2 et au moins un des télescopes MUST2 1 à 4, pour contrôler le taux d’événements “intéressant” du point de vue de l’analyse.

Les grandes catégories de traitement des signaux sont :

- le codage des charges provenant des différents détecteurs : elles permettent de reconstruire la position des ions pour les CATS, et donnent une information en énergie pour les autres détecteurs,
- la mesure des temps et leur codage,
- la logique de déclenchement via le GMT,
- la visualisation en cours d’expérience, par des compteurs spécifiques et le contrôle des signaux à plusieurs étapes du traitement des données.

Les signaux des détecteurs doivent coïncider en temps avec la FAG pour être associés à l’événement lors de l’acquisition des données. Il faut donc s’assurer d’une référence en temps précise. Une première référence possible est le signal HF (Haute Fréquence), correspondant au signal radio-fréquence du cyclotron CIME, conditionné par le trigger du GMT. Sa période de 70 ns nous fournit une horloge en déphasage temporel constant par rapport à l’arrivée des paquets d’ions du faisceau, en l’absence de dérive des champs magnétiques dans le cyclotron. Une deuxième référence, de meilleure résolution, est le temps de passage d’un ion du faisceau dans CATS2. Nous l’avons utilisé comme référence principale.

L’acquisition DAS (Data Acquisition System), développée par le Groupe d’électronique et informatique du GANIL, permet de gérer les réglages de l’électronique, d’acquérir les données événement par événement, et de traiter une partie des données durant l’expérience.

2.7 Simulation

Un programme de simulation est nécessaire pour tester notre compréhension des différents effets expérimentaux : efficacités et coupures géométriques, seuils de détection, résolutions en énergie et en angle, ... La simulation doit inclure les caractéristiques cinématiques des réactions, et fournir les caractéristiques des particules détectées (énergie, angle de diffusion, taux de comptage). Dans notre laboratoire, un programme utilisant une méthode Monte-Carlo a été développé pour le détecteur MUST [Jou01]. Il a été amélioré pour générer sous ROOT [Bru96] la géométrie de la détection et pour effectuer les calculs d'angle solide et d'efficacité [Ska04].

Au cours de ce travail de thèse, la simulation a été adaptée aux caractéristiques de MUST2 et couplée avec un programme de pertes d'énergie plus complet. Les réactions peuvent être traitées facilement si elles sont à deux corps dans l'état final. Par contre, si au moins l'un des deux corps décroît par émission de particules, ou si la réaction est à plus de deux corps, il est nécessaire d'inclure des calculs d'espace des phases. Nous avons modifié le programme pour qu'il gère ces trois situations, ce qui est indispensable pour simuler une expérience avec des noyaux exotiques faiblement liés.

Les principaux ingrédients de la simulation sont :

- les noyaux mis en jeu dans les réactions, définis par A et Z : nous utilisons les tables de G. Audi, A. Wapstra et C. Thibault [Aud03] pour leur défaut de masse,
- les types de faisceau et de cible utilisés,
- le nombre et le type de réactions mis en jeu,
- la géométrie du dispositif expérimental,
- les caractéristiques des détecteurs MUST ou MUST2 utilisés (dimensions, seuils de détection, résolutions).

Nous allons présenter les trois étapes principales de la simulation : avant la réaction, pour les trajectoires des ions du faisceau et la reconstruction du point d'interaction dans la cible ; à la réaction, pour le choix de la réaction et son traitement parmi celles fixées par l'utilisateur ; après la réaction, pour la détection des particules de sortie et la reconstruction des observables expérimentales.

2.7.1 Faisceau incident et cible

Les faisceaux radioactifs présentent des émittances importantes, supérieures à 5π mm mrad. Pour en tenir compte, la simulation prend en entrée un ensemble d'événements composés des coordonnées (X,Y) d'ions du faisceau, détectés dans les deux CATS. De cette manière, il est possible d'utiliser de vrais événements mesurés pour être au plus près des conditions de l'expérience, ou bien d'utiliser un programme spécifique annexe pour générer un faisceau de largeur et d'incidence souhaitées. La reconstruction du faisceau sur la cible nécessite en paramètres d'entrée la position des CATS par rapport à la cible le long de l'axe du faisceau, ainsi que leurs résolutions en position et en temps pour tenir compte des effets de la détection.

L'utilisateur doit indiquer la composition de la cible pour les pertes d'énergie, le nombre de centres diffuseurs, son épaisseur et son inclinaison par rapport à l'axe du faisceau. Le point d'interaction dans la cible est reconstruit de la même manière que pour le traitement des données (voir à l'annexe A.3). Pour tenir compte du caractère aléatoire du lieu de

l'interaction, un tirage est effectué dans l'épaisseur de cible réellement traversée, fonction de l'angle d'incidence de l'ion du faisceau, ainsi que de l'inclinaison et de l'épaisseur de la cible.

La simulation inclut deux programmes de pertes d'énergie, pour calculer l'énergie perdue par les particules dans la cible et dans les détecteurs. L'utilisateur doit choisir l'un des deux, labellisés "pedra" et "indra". Nous avons inclus dans la simulation le deuxième programme de pertes d'énergie, décrit à l'annexe B. Il est meilleur en dessous de 2 MeV, permet de traiter un plus grand nombre de noyaux et est plus rapide à l'exécution. En mode "indra", l'énergie perdue par l'ion du faisceau dans la cible avant l'interaction est soustraite de son énergie d'incidence, ce qui n'est actuellement pas possible en mode "pedra".

2.7.2 Génération de l'événement

Après avoir déterminé le lieu de la réaction, il faut choisir la réaction qui sera associée à l'événement, parmi toutes les réactions que l'utilisateur a définies. La distribution angulaire d'une section efficace est attribuée à chaque réaction par un fichier externe, et un coefficient permet de la normaliser de manière globale. Les noyaux de la réaction sont définis avec leurs énergies d'excitation, si nécessaire, et l'indication des largeurs dans le cas des états non liés. La forme des résonances est paramétrisée par une distribution de Breit-Wigner.

Pour chaque réaction, l'utilisateur doit indiquer quels sont les noyaux de la voie finale, et s'ils vont décroître par émission de particules. Dans ce cas, la cinématique des produits de décroissance est déterminée par des calculs d'espace des phases, de la même manière que pour une réaction à plus de deux corps. Un tirage aléatoire, selon les sections efficaces normalisées, est effectué à chaque événement pour savoir si le noyau incident a interagi dans la cible, et selon quelle réaction. Les énergies et les angles de diffusion des particules de la voie de sortie sont calculés selon la réaction choisie. Nous calculons ensuite les décroissances pour les noyaux qui sont dans un état non lié. Pour chaque particule, nous tenons compte de l'énergie qu'elle perd dans la cible. Nous estimons également les effets de straggling en énergie et en angle.

2.7.3 Détection et reconstruction

Une fois les particules sorties de la cible, nous calculons les trajectoires et leurs intersections avec les plans de détection. Quand le détecteur intercepte une particule, nous reconstruisons les quantités expérimentales associées à chaque particule en tenant compte des zones mortes de détecteurs : quel télescope, quelles pistes du silicium et quel cristal CsI sont touchés, quelles sont les énergies déposées à chaque étape. Nous utilisons les caractéristiques des détecteurs comme paramètres d'entrée, déterminées lors du traitement des données : positions géométriques, orientation des pistes du silicium, efficacité globale de détection, et pour chaque étage, épaisseur du matériau, seuil de détection et résolution en énergie. Comme pour les CATS, les quantités reconstruites prennent en compte les résolutions et les effets de straggling en énergie et en angle.

À partir de ces événements simulés, nous reconstruisons les énergies initiales et les angles de diffusion des particules, puis les spectres en énergie d'excitation associés, avec les mêmes algorithmes que ceux du traitement des données (voir à l'annexe A.3). Nous pouvons ainsi comparer directement les données expérimentales et simulées.

2.7.4 Résultats

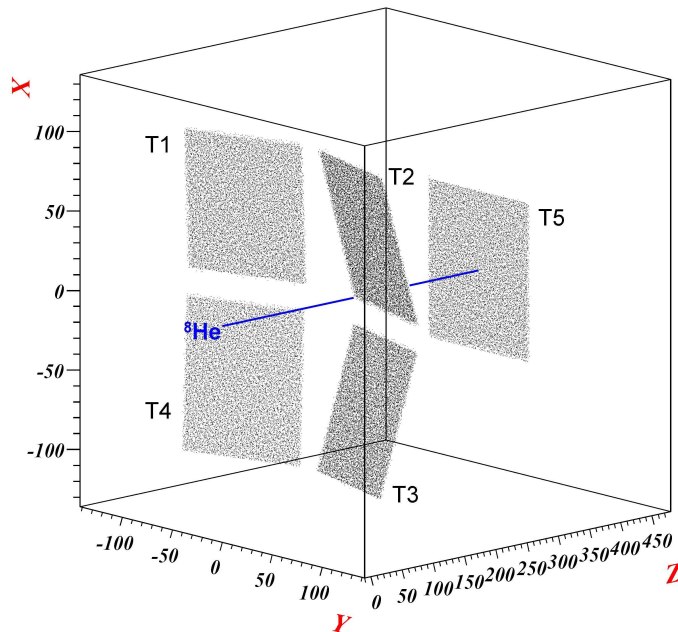


FIG. 2.13 – Simulation de la surface active de détection du silicium à pistes, pour la configuration géométrique des cinq télescopes de l'expérience. Les distances sont données en mm, et le trait plein matérialise l'axe du faisceau. Les télescopes T1 à T4 forment un mur autour de l'axe du faisceau, et le télescope T5 coupe cet axe 250 mm plus loin.

La figure 2.13 présente une vue dans l'espace du dispositif expérimental, positionné avec les mesures données par le géomètre pour chaque détecteur. Elle a été obtenue en simulant la détection de protons de 50 MeV dans le premier étage. Il s'agit donc de la surface active de détection du silicium à pistes pour chaque télescope MUST2.

La figure 2.14 présente les calculs de la couverture angulaire et de l'efficacité géométrique de détection du dispositif. Ces calculs tiennent compte de la forme du faisceau incident sur cible. On effectue un tirage aléatoire sur les angles θ et ϕ , tels que définis classiquement dans les coordonnées sphériques, pour déterminer un angle de diffusion. La couverture angulaire est obtenue à partir du nombre de particules détectées dans un intervalle de 1° autour de l'angle de diffusion. Pour chacun de ces intervalles, on détermine l'efficacité géométrique de détection en normalisant la couverture angulaire avec l'angle solide total. On observe que ce dispositif expérimental permet de détecter les éjectiles avec une efficacité de plus de 90 %, et les noyaux de recul avec une efficacité d'environ 60 %.

La figure 2.15 présente le résultat d'une simulation selon ce dispositif expérimental. Elle a été faite avec 300 000 événements, pour les paramètres suivants :

- un faisceau d' ^8He à 15.4 MeV/n, dont les événements sont issus du traitement des données de notre expérience,
- des pertes d'énergies calculées en mode "indra",
- une cible de polypropylène normale à l'axe du faisceau, de 50 μm d'épaisseur,
- les caractéristiques des détecteurs déterminées lors du traitement des données de notre expérience,
- des sections efficaces constantes et identiques pour toutes les réactions,

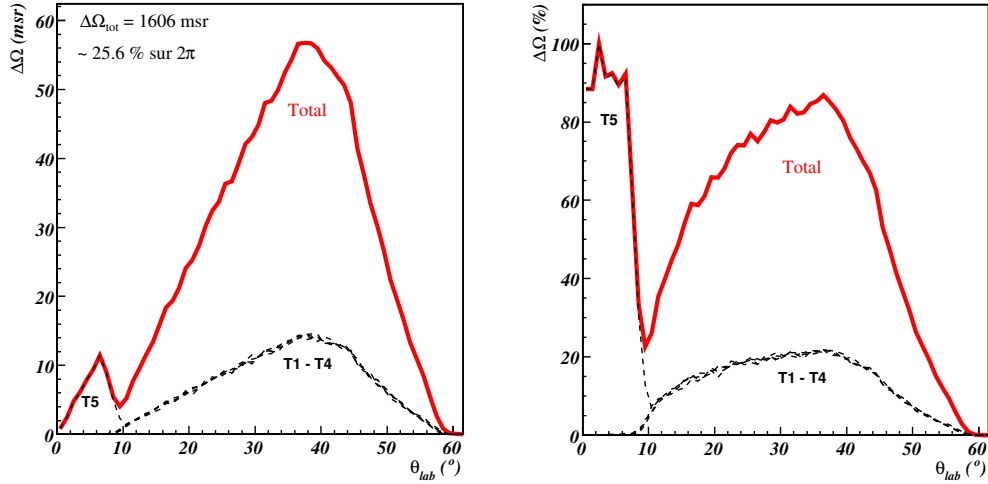


FIG. 2.14 – Calculs de l'angle solide, à gauche, et de l'efficacité géométrique de détection, à droite, pour le dispositif de la figure 2.13. Les contributions de chaque télescope sont en pointillés (T1 - T4 pour le bloc au plus près de la cible et T5 pour le MUST2 dans l'axe du faisceau), et leur somme apparaît en trait plein. Le plastique, placé devant le T5, n'a pas été pris en compte. L'étude en cinématique inverse des transferts (p, d) et (p, t) focalise les particules à l'avant : l'angle solide couvert est comparé aux 2π sr à l'avant.

- une voie d'entrée ${}^8\text{He}+p$ avec les voies de sorties suivantes :
 - diffusion élastique ${}^8\text{He}+p$,
 - ${}^6\text{He}_{gs}+t$,
 - ${}^6\text{He}_{1.8\text{MeV}}+t$ avec la décroissance ${}^6\text{He}_{1.8\text{MeV}} \rightarrow \alpha + 2n$,
 - ${}^7\text{He}_{gs}+d$ avec la décroissance ${}^7\text{He}_{gs} \rightarrow {}^6\text{He}+n$,
 - ${}^7\text{He}_{2.9\text{MeV}}+d$ avec la décroissance ${}^7\text{He}_{2.9\text{MeV}} \rightarrow \alpha + 3n$.

Ce programme de simulation permet de reproduire la majorité des effets expérimentaux. Il a été utilisé au chapitre suivant lors de l'analyse des contributions des différents fonds physiques aux spectres en énergie d'excitation des ${}^6,7\text{He}$.

Le dispositif expérimental adopté comprend quatre éléments essentiels : le faisceau SPIRAL d' ${}^8\text{He}$, une cible mince de polypropylène riche en protons (4 ou 50 μm d'épaisseur), deux détecteurs de faisceau CATS et cinq télescopes à particules chargées MUST2. Il est parfaitement adapté à la mesure des réactions de transfert ${}^8\text{He}(p,t)$ et ${}^8\text{He}(p,d)$ à 15.4 MeV/n, sur une très grande gamme en angle de diffusion dans le centre de masse. Le chapitre suivant détaille l'analyse des données recueillies par les détecteurs, les résolutions obtenues pour les observables reconstruites (positions, énergies), et les spectres en énergie d'excitation déduits de ces observables pour l' ${}^6\text{He}$, l' ${}^7\text{He}$ et l' ${}^8\text{He}$.

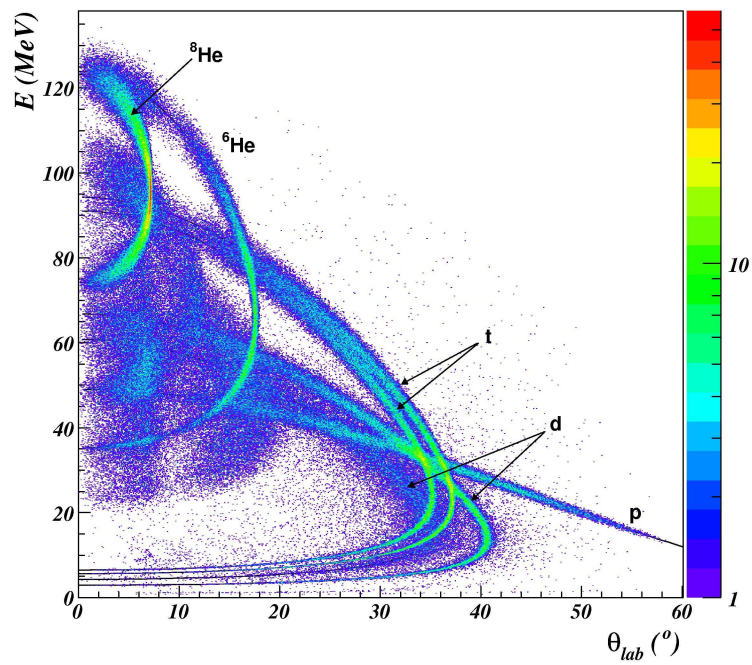


FIG. 2.15 – Cinématiques simulées pour la diffusion élastique ${}^8\text{He} + p$ à $15.4 \text{ MeV}/n$, et les réactions de transfert d'un et de deux neutrons, vers les états fondamentaux des ${}^6,7\text{He}$ et un état excité pour chacun. Les conditions de la simulation sont décrites dans le texte.

Chapitre 3

Traitement des données

Le traitement des données consiste à déterminer les paramètres physiques recherchés à partir des données brutes acquises. Pour notre expérience, ces paramètres physiques sont les énergies, les temps et les positions associés aux particules détectées. Dans ce chapitre, nous détaillerons les procédures utilisées pour le traitement de chaque détecteur. Nous présenterons ensuite les énergies d'excitation des noyaux ${}^{6,7,8}\text{He}$ reconstruites à partir de ces paramètres physiques, ainsi que les distributions angulaires associées à chaque réaction.

3.1 Les détecteurs de faisceau

Les détecteurs de faisceau CATS ont déjà été utilisés lors de précédentes expériences. Les procédures de calibration ainsi que les méthodes de reconstruction ont fait l'objet d'études détaillées ([Ott98],[Ott99]). Elles ont été appliquées dans le cas des faisceaux radioactifs ${}^{10,11}\text{C}$ à 45.3 et 40.6 MeV/n [Jou01], et ${}^8\text{He}$ à 15.6 MeV/n [Ska04]). Nous allons maintenant les présenter et les illustrer avec les données acquises lors de notre expérience.

Calibration

Chaque piste possède sa propre électronique (pré-amplificateur de charge, retards, co-deur). Le gain est donc différent d'une piste à l'autre : pour une même charge déposée, on ne mesure pas la même amplitude sur deux pistes différentes.

Pour mesurer le gain de chaque piste, on utilise un générateur de signaux dont l'amplitude est contrôlable. Les signaux sont injectés sur le plan de fils central du CATS, ce qui induit un signal sur l'ensemble des pistes. On obtient un ensemble de pics régulièrement espacés (figure 3.1). Une régression linéaire sur la position des pics donne le gain de la piste. Les gains d'un plan de pistes X ou Y sont ensuite normalisés par rapport au gain d'une piste de référence.

Pour séparer la charge déposée par un ion du bruit de l'électronique, on applique un seuil lors du traitement des données. Le bruit de l'électronique se manifeste par un signal de faible amplitude, le piédestal, mesuré et ajusté avec une gaussienne. On s'assure d'une bonne discrimination en définissant le seuil de chaque piste au-delà de son piédestal, à plusieurs fois sa largeur.

$$s = x_p + \alpha * \sigma_p ,$$

avec s le seuil, x_p la position de la gaussienne, σ_p la largeur de la gaussienne et α un coefficient fixé à 5.5.

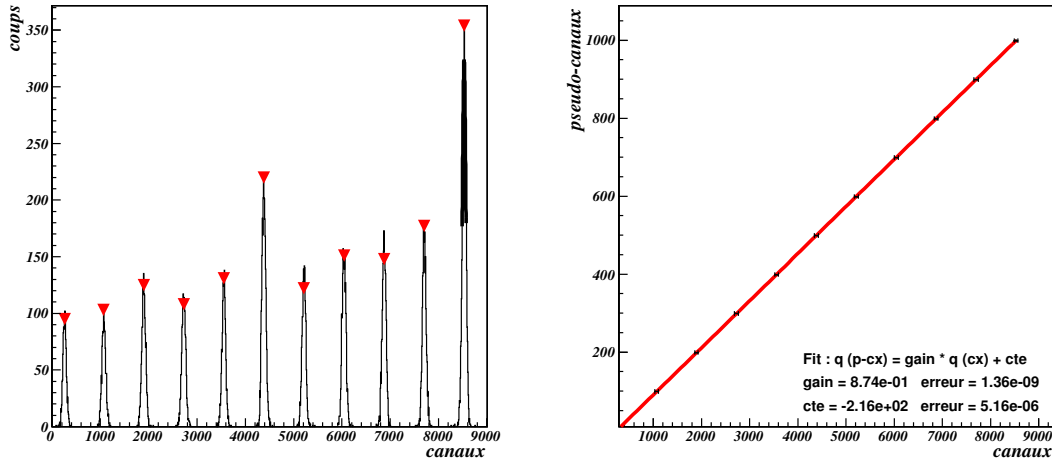


FIG. 3.1 – À gauche, signaux issus du générateur induits sur la piste X 16 de CATS2. Le premier pic correspond au piédestal. La position de chaque pic est déterminée par un ajustement gaussien. À droite, calibration de cette piste relativement à la piste X 12 par une régression linéaire sur la position des pics. Les pseudo-canaux correspondent aux canaux du générateur, en unité arbitraire.

Méthodes de reconstruction

Pour avoir une résolution en position meilleure que la taille d'une piste (*i.e.* 2.54 mm), il faut connaître le profil de la charge totale induite sur le plan de pistes. Le centroïde de ce profil donne la position de l'ion.

La première méthode de reconstruction est barycentrique, centrée sur la piste ayant la charge la plus importante, dite piste maximale, et incluant plusieurs pistes de part et d'autre. La position reconstruite s'exprime alors par :

$$X(\text{mm}) = \frac{\sum(\omega \cdot i - \omega/2)Q_i}{\sum Q_i},$$

avec $\omega = 2.54$ mm la largeur d'une piste plus l'interpiste, et Q_i la charge emportée par la i -ème piste.

On voit sur la figure 3.2 qu'à chaque événement, au moins quatre pistes sont touchées, et que la piste maximale emporte moins de 50 % de la charge totale déposée. Avec les deux pistes immédiatement adjacentes, on a plus de 90 % de la charge totale. Avec une méthode barycentrique incluant cinq pistes de part et d'autre de la piste maximale, on reconstruit la position du profil de charge avec presque 100 % de la charge totale déposée.

La deuxième méthode utilise une sécante hyperbolique pour déterminer la position de l'ion à partir du profil de charge. Les travaux de K. Lau et J. Pyrlík [Lau95] ont montré

que pour des détecteurs semblables aux CATS, la meilleure résolution en position s'obtient par cette méthode. Elle suppose que les pistes ayant respectivement les deuxième et troisième charges les plus importantes soient immédiatement contiguës à la piste maximale. La position reconstruite s'obtient de la manière suivante :

$$S = \frac{a_3}{\pi} \tanh^{-1} \left(\frac{\sqrt{Q_1/Q_3} - \sqrt{Q_1/Q_2}}{2 \sinh(\pi\omega/a_3)} \right),$$

où

$$a_3 = \frac{\pi\omega}{\cosh^{-1} \left(\frac{1}{2} (\sqrt{Q_1/Q_3} + \sqrt{Q_1/Q_2}) \right)},$$

et

$$X(\text{mm}) = S + \omega \cdot BM - \frac{\omega}{2},$$

avec BM le numéro de la piste maximale, et Q_1 , Q_2 et Q_3 les charges emportées respectivement par les pistes BM, BM+1 et BM-1.

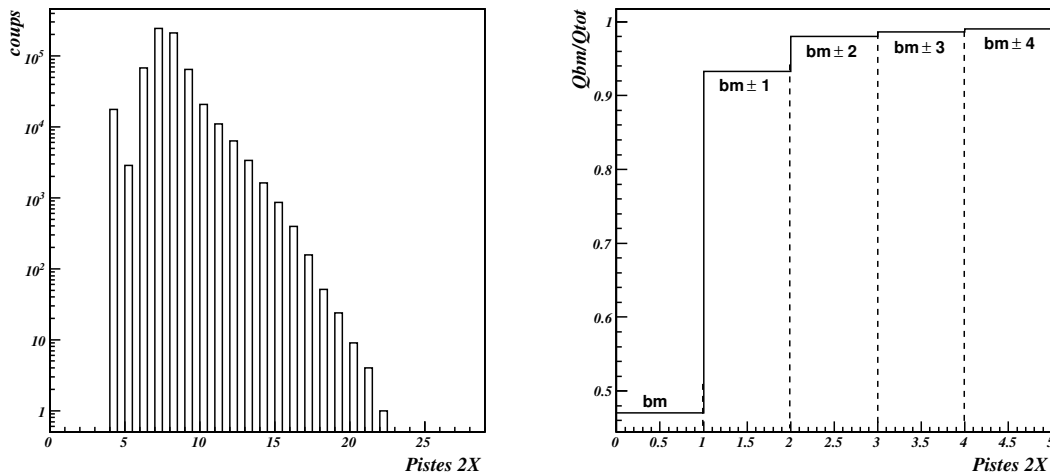


FIG. 3.2 – À gauche, multiplicité d'un événement sur les pistes X de CATS2. À droite, pourcentage de la charge totale déposée sur ces pistes selon le nombre de pistes considérées. La piste emportant la charge la plus importante est notée *bm*.

Environ 80 % des événements vérifient les conditions de contiguïté et sont reconstruits par la méthode de la sécante hyperbolique. Les autres le sont par la méthode barycentrique. Nous avons donc événement par événement les positions horizontale et verticale de l'ion du faisceau traversant chacun des deux détecteurs CATS.

Comme il n'y a pas d'élément magnétique entre CATS1, CATS2 et la cible, les trajectoires des particules sont rectilignes. Les détecteurs induisent un straggling angulaire et en énergie sur ces particules, mais les effets sont faibles car les détecteurs ont été conçus pour les minimiser. Dans notre cas, le faisceau d' $^8\text{He}^{2+}$ à 123.2 MeV perd 85 keV dans chaque

CATS, avec un straggling en énergie de 26 keV et un straggling angulaire de 0.9 mrad. Ces effets sont négligeables et on peut supposer les trajectoires rectilignes avec une bonne approximation.

Si la reconstruction du point d'impact de l'ion du faisceau sur la cible est simple, nous ne pouvons pas savoir à quelle profondeur la réaction a eu lieu dans la cible. Cette incertitude est intrinsèque à la méthode expérimentale utilisant une cible inactive. Il faut aussi y ajouter les effets de straggling angulaire et en énergie des ions du faisceau et des particules détectées. Pour chaque événement, nous tirerons au hasard cette profondeur dans une distribution statistique uniforme. Comme nous le verrons dans la discussion sur les spectres en énergie d'excitation, cette méthode permet d'inclure au mieux les effets liés à la cible. Les calculs sont détaillés dans l'annexe A.3.

Positionnement des détecteurs

Afin de déterminer les positions réelles des CATS et de valider la procédure de reconstruction, nous avons mis un masque asymétrique à la place de la cible durant l'expérience. Le déclenchement de l'acquisition se fait avec le télescope MUST2 situé dans l'axe du faisceau, et le plastique scintillant positionné devant. Les événements enregistrés ne correspondent donc qu'aux ions ayant traversé le masque. Il est possible de faire varier la position horizontale du faisceau pour balayer les différents points du masque, en modifiant la rigidité magnétique grâce au dipôle de la salle SPEG situé en amont des détecteurs.

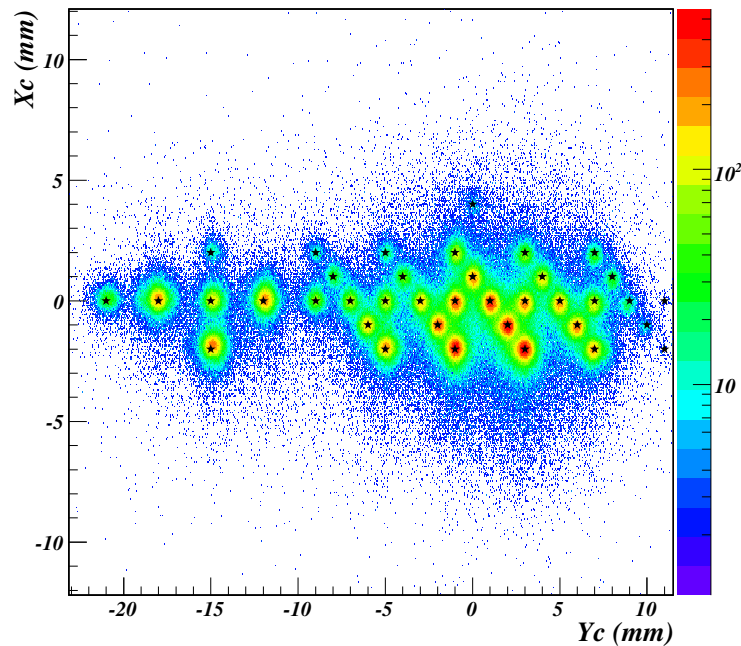


FIG. 3.3 – Reconstruction du masque asymétrique remplaçant la cible. Les étoiles noires correspondent aux positions théoriques des trous.

Si la reconstruction est correcte (pas d'inversion de pistes, pas d'inversion de sens

du détecteur, reconstruction géométrique correcte), nous devons retrouver l'image de ce masque. La figure 3.3 donne l'image obtenue avec les données : on retrouve bien le masque. Les étoiles noires symbolisent la position des trous sur le masque. Cette image du masque dépend fortement de la position géométrique des CATS relativement à la cible. La correspondance des positions reconstruites et théoriques des trous assure qu'on ne commet pas d'erreurs sur le positionnement des détecteurs.

Les mesures effectuées par le géomètre sont notre point de départ. Le repère utilisé, centré sur la cible, se trouve à la figure 3.5. Le plan de détection de chaque CATS est normal à l'axe du faisceau Z . Cet axe sert de référence au géomètre, qui prend les mesures sur la face avant de chaque détecteur. Le centre du plan de détection est situé à 14.8 mm de la face avant pour chaque détecteur. On déduit la position du centre du détecteur, qui nous sert dans les reconstructions, à partir des positions (X,Y,Z) données par le géomètre en appliquant la translation $Z+14.8$ mm.

<i>Positions</i> (mm)	<i>Géomètre</i>			<i>Centre du</i> <i>détecteur</i>	<i>X',Y',Z'</i> <i>avec corrections</i>
	<i>X</i>	<i>Y</i>	<i>Z</i>		
CATS 1	-1.35	0.7	-1468	$Z + 14.8$	$X' = X, Y' = Y, Z' = Z$
CATS 2 (mm)	0	0	-300	$Z + 14.8$	$X' = X + 1.3, Y' = Y, Z' = Z,$ puis rotation axe $Z + 0.2^\circ$

TAB. 3.1 – *Positions mesurées par le géomètre des détecteurs de faisceau, opérations et corrections géométriques appliquées.*

On fait alors varier la position de référence des détecteurs de manière à bien reproduire l'image du masque. La meilleure image, celle de la figure 3.3, est obtenue pour les corrections indiquées dans le tableau 3.1.

Ces corrections sont raisonnables compte-tenu des variations qui peuvent intervenir sur les positions : contraintes mécaniques sur le système de fixation des détecteurs, ou encore dilatation thermique des parties métalliques. Durant les réglages de l'expérience, les positions des détecteurs ont été changées avec le système de couronnes de la chambre à réaction de SPEG, en ou hors faisceau. Le montage de CATS1 sur un propulseur a permis la même utilisation. Lors de ces mouvements, les positions peuvent subir des variations par rapport aux positions théoriques d'origine.

Faisceau : focalisation et émittances

La figure 3.4 montre le résultat de la reconstruction appliquée au faisceau d' $^8\text{He}^{2+}$ délivré par le dispositif SPIRAL. L'histogramme en bas à droite représente l'énergie déposée dans le plastique par les particules. Les ions du faisceau déposent une énergie qui se traduit par un pic étroit aux grands canaux. Les particules β provenant des décroissances radioactives ont un dépôt d'énergie plus faible, pour des canaux inférieurs à 2000. Ce spectre permet de séparer les événements liés aux ^8He de ceux liés aux particules β . Les trois reconstructions, sur les deux CATS et sur la cible, montrent l'évolution de l'enveloppe du faisceau et sa focalisation correcte sur la cible.

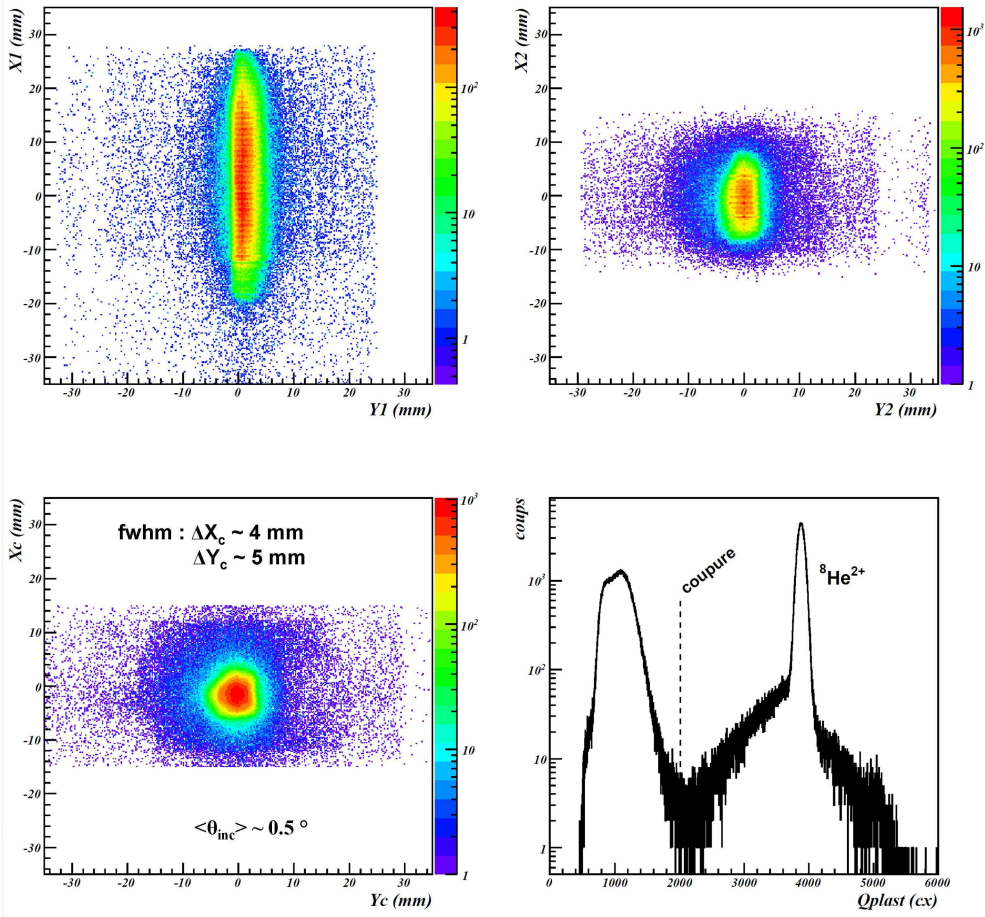


FIG. 3.4 – Reconstruction du faisceau d' ${}^8\text{He}^{2+}$ respectivement sur CATS1, CATS2 et la cible. En bas à droite, spectre brut de la charge déposée dans le plastique. Pour la reconstruction, seuls les événements associés à une charge plus grande que la coupure ont été considérés. ΔX_c et ΔY_c sont les estimations des largeurs à mi-hauteur horizontale (Y) et verticale (X) du faisceau sur la cible.

La notion d'émittance permet de caractériser de manière globale les particules d'un faisceau. Elle correspond à l'aire de l'ellipse qui englobe le mieux les particules dans un plan de phase donné. Deux plans de phase sont à considérer : (x, θ_{ver}) et (y, θ_{hor}) . Les angles θ_{ver} et θ_{hor} sont définis sur le schéma de gauche de la figure 3.5. D'après le théorème de Liouville, les émittances se conservent en l'absence d'accélération du faisceau, *a fortiori* en l'absence d'éléments magnétiques. Les émittances horizontales et verticales se conservent donc entre CATS1, CATS2 et la cible.

Nous savons qu'*a priori* le dispositif SPIRAL fournit des faisceaux radioactifs secondaires dont les émittances ne dépassent pas $10 \pi \text{ mm mrad}$ en sortie du cyclotron CIME. Nous les avons déterminées pour connaître la qualité du faisceau d' ${}^8\text{He}^{2+}$. Le point objet de l'optique du faisceau n'est pas le même pour les directions horizontale et verticale. Aux positions de CATS1, CATS2 ou de la cible, les axes de l'ellipse ne coïncident pas avec ceux des plans de phase. Pour déterminer l'aire de cette ellipse, nous l'avons redressée par une rotation, puis projetée sur les axes du plan de phase pour obtenir son grand axe et son petit axe.

Le schéma de droite de la figure 3.5 illustre la procédure. Leurs mesures, résumées dans le tableau 3.2, sont comparables à celles obtenues lors de l'expérience précédente du groupe Structure du SPhN [Ska04]. Elles permettent de vérifier la conservation d'émittance, et montrent la nécessité des CATS dans la réduction des erreurs systématiques sur la mesure de l'angle de diffusion des particules.

Résolutions en position

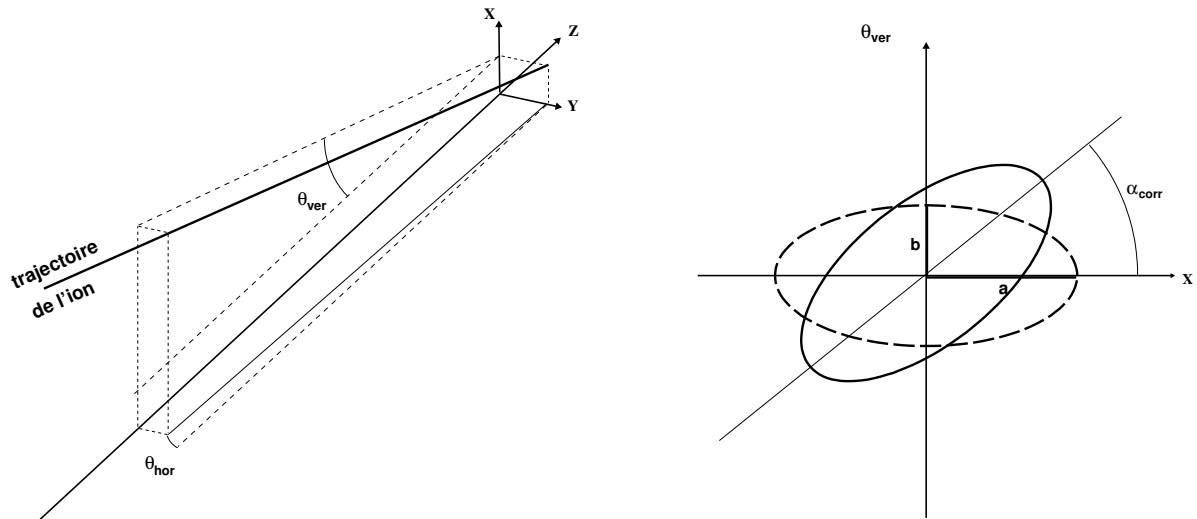


FIG. 3.5 – À gauche, définition des angles θ_{ver} et θ_{hor} . La trace épaisse correspond à la trajectoire d'une particule. À droite, procédure de mesure d'une émittance : l'ellipse du faisceau dans le plan de phase est redressée de l'angle α_{corr} fait avec l'axe des positions, puis projetée sur les axes. L'aire de l'ellipse correspond à l'émittance du faisceau.

Pour déterminer les résolutions horizontale et verticale de la reconstruction sur cible, nous utilisons la reconstruction de l'image du masque asymétrique qui nous a permis de positionner les détecteurs.

En projetant horizontalement et verticalement l'image d'un trou, on mesure les variances σ_{mes}^2 des distributions gaussiennes obtenues. Ces distributions gaussiennes sont chacune la convolution d'une distribution uniforme correspondant au trou du masque et de la distribution gaussienne des événements reconstruits. Soit : $\sigma_{mes}^2 = \sigma_{res}^2 + \sigma_{trou}^2$. Le calcul de la variance pour une distribution uniforme sur un intervalle de longueur L donne :

$$\sigma_{unif}^2 = \int_0^L x^2 \frac{dx}{L} - \left(\int_0^L x \frac{dx}{L} \right)^2 = \frac{L^2}{12}$$

On a donc $\sigma_{res}^2 = \sigma_{mes}^2 - L^2/12$, avec $L = 0.45 \pm 0.05$ mm la largeur d'un trou. En moyennant sur plusieurs trous, on obtient les résolutions du tableau 3.2. La précision associée, donnée entre parenthèses, est très largement dominée par celle sur la mesure de L. Les résolutions pour chacun des deux CATS sont déterminées en les supposant identiques.

Lors de la procédure de reconstruction, on quantifie les efficacités de détection et de reconstruction en se normalisant avec les événements détectés dans le plastique scintillant. Ces efficacités sont résumées dans le tableau 3.2. Certaines trajectoires reconstruites ont un point d'impact en dehors de la cible. Leur contribution à l'inefficacité de reconstruction sur cible est d'environ 1 %, ce qui permet de vérifier la bonne focalisation du faisceau, illustrée par la figure 3.4.

	CATS 1	CATS 2	<i>Cible</i>
ϵ_H (π mm mrad)	1.9	2.2	2.0
ϵ_V (π mm mrad)	7.0	7.1	7.0
<i>résolution horizontale</i> (mm)	0.46(1)	0.46(1)	0.64(2)
<i>résolution verticale</i> (mm)	0.43(1)	0.43(1)	0.60(2)
<i>efficacité détection + reconstruction</i>	97.4 %	97.3 %	94.3 %
<i>largeur faisceau</i> ΔX_c	30 mm	9 mm	4 mm
<i>largeur faisceau</i> ΔY_c	5 mm	4 mm	5 mm

TAB. 3.2 – *Émittances du faisceau, résolution des reconstructions, efficacités totales et largeur du faisceau reconstruit sur chaque CATS et sur cible.*

3.2 Le télescope à particules chargées MUST2

Nous allons maintenant voir en détail les procédures de calibration et les méthodes de reconstruction pour le premier étage de détection, le silicium à pistes, et le deuxième, les seize cristaux d'iodure de césium (CsI).

3.2.1 Le silicium à pistes

Piédestaux

Toute chaîne électronique possède un certain niveau de bruit. En détection, ce bruit se manifeste dans les codeurs par un signal de faible amplitude appelé piédestal. En général, à chaque fois qu'une voie détecte un signal utile, on enregistre le signal des autres, largement majoritaires, correspondant à leur piédestal. Un ensemble complet de cinq télescopes MUST2 représente plus de 2700 voies d'électronique. Enregistrer les informations de l'ensemble de ces voies à chaque événement implique un temps mort de l'acquisition beaucoup trop important.

Une procédure a donc été mise en place dans l'électronique ASIC, pilotable depuis le système d'acquisition des données. La première étape consiste à mesurer automatiquement

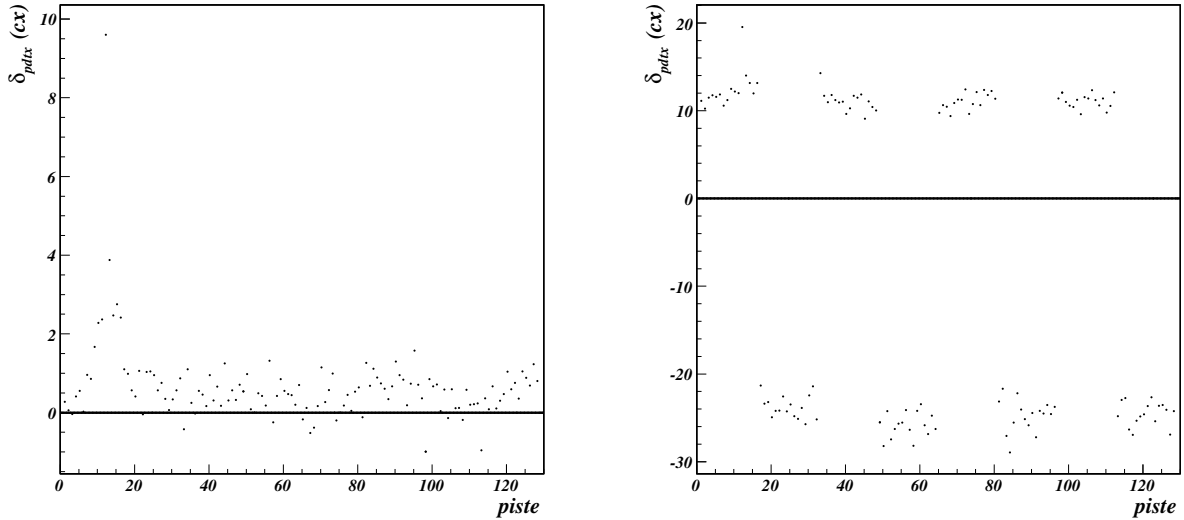


FIG. 3.6 – Correction de la position du piédestal des pistes X du télescope 1. À gauche avec le run 48, les données sont bien enregistrées. À droite, le système d’acquisition a été relancé et les positions des piédestaux servant à la normalisation sont fausses.

la position des piédestaux dans les codeurs. Ils sont ensuite normalisés au canal 8192¹. Un intervalle en canaux est fixé par l’utilisateur dans lequel toutes les données sont éliminées à chaque événement. Pour notre expérience, cet intervalle était compris entre les canaux 8160 et 8220. Les données enregistrées ne contiennent donc plus l’information sur la position du piédestal.

Des tests intensifs des procédures de suppression des piédestaux en condition d’expérience ont été réalisés durant la première campagne MUST2, qui incluait notre expérience. Nous avons pu déterminer et résoudre certains problèmes.

Lors de l’expérience, nous avons constaté des variations de 150 à 200 keV de l’énergie mesurée sur les pistes. Un problème dans la procédure de suppression des piédestaux a été identifié au cours des deux expériences suivantes. Les positions des piédestaux sauvegardées et rechargées par le système d’acquisition à chaque redémarrage ne correspondaient pas aux positions réelles. La normalisation des piédestaux introduit un décalage systématique des énergies mesurées, constant mais différent pour chaque piste.

Cette procédure n’a été mise en œuvre qu’une seule fois au cours de l’expérience. Des données ont été prises sur quelques runs pendant la préparation de l’expérience, sans la suppression des piédestaux mais avec la normalisation, quand le système d’acquisition ne les enregistrerait plus correctement. L’information manquante peut donc être récupérée. La correction de ces positions se fait avec la variable δ_{pdtx} , différence entre la position du piédestal mesuré et 8192 (figure 3.6).

¹Ce canal correspond au milieu de la gamme du codeur. À cause de la polarisation du silicium à pistes, le signal des pistes X est positif et celui sur les pistes Y est négatif. En énergie croissante, les pistes X sont codées entre les canaux 8192 et 16384, et les pistes Y entre 8192 et 0.

Calibration en énergie

Chacune des 256 pistes d'un télescope MUST2 possède sa propre voie d'électronique, donc son propre gain. Elles ont été calibrées individuellement à l'aide d'une source composée de trois éléments émetteurs d' α , dont les raies principales sont résumées au tableau 3.3. Le cahier des charges de MUST2 spécifiait une linéarité de la réponse de chaque piste entre 0 et 10 MeV, avec une résolution d'environ 40 keV. La linéarité a pu être vérifiée sur un prototype avant notre expérience.

Source	$T_{1/2}$ (ans)	E_α (MeV)	I_α (%)
^{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	18.1(1)	5.80477(5)	76.40(12)
		5.76264(3)	23.60(12)

TAB. 3.3 – Source α utilisée pour la calibration des pistes : énergies et intensités des principales raies.

Une première procédure de calibration, simple, a été testée : les positions des principales raies α dans chaque codeur sont relevées, et une régression linéaire fournit une calibration en énergie. Cette procédure permet de normaliser les gains des pistes. Mais on ne retrouve pas à la fois les raies attendues et la position des piédestaux corrigés de δ_{pdx} . Les fluctuations d'une piste à l'autre sont d'environ 100 keV.

Nous avons donc défini une nouvelle procédure de calibration, avec l'idée suivante : l'écart maximal en énergie donné par les raies de la source α est trop faible pour obtenir une correction du gain suffisamment précise d'une piste à l'autre. Nous voulions inclure dans cette nouvelle procédure la correction de position du piédestal, et la correction des non-linéarités du codeur pour avoir une calibration sur l'ensemble de la dynamique en énergie, de 0 à 50 MeV.

Lors de l'expérience, nous avons injecté avec un générateur des signaux d'amplitudes contrôlées sur chaque piste pour étudier ces non-linéarités. On obtient une succession de seize pics régulièrement espacés, comme dans le cas des CATS. Une régression polynômiale d'ordre trois sur la position des pics permet de rendre compte des non-linéarités sur l'ensemble de la dynamique. Pour normaliser les gains des pistes, une régression linéaire a été faite sur les positions des pics sous 10 MeV, gamme en énergie pour laquelle nous avons vérifié la très bonne linéarité du codeur.

Le coefficient de conversion entre les canaux du codeur et les énergies en MeV est déterminé à partir de la raie α principale de l' ^{241}Am :

$$b = \frac{E_\alpha}{g(\text{ch} - 8192 - \delta_{pdx})},$$

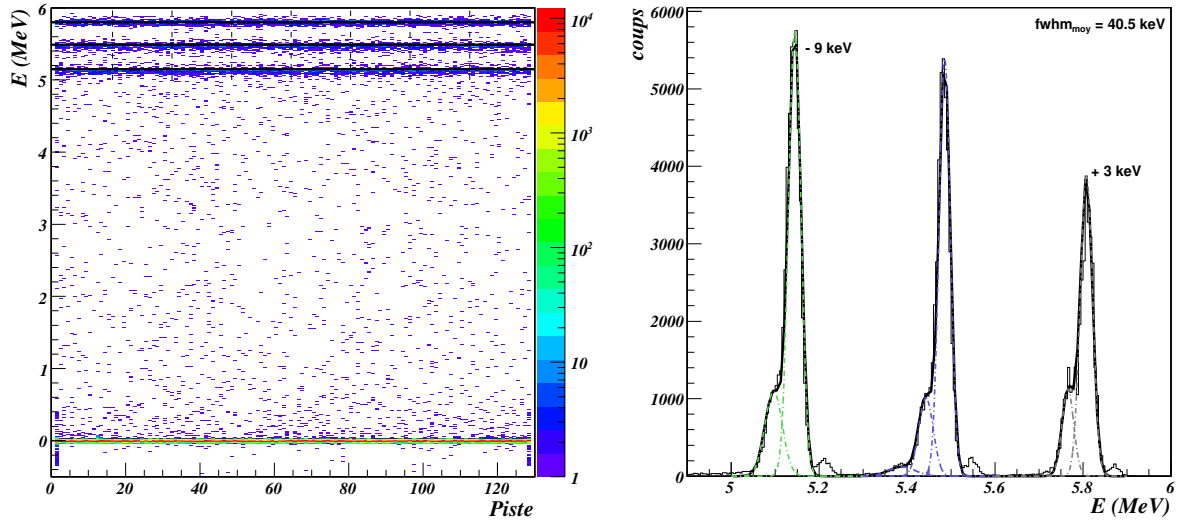


FIG. 3.7 – À gauche, application de la calibration au run 48 pour les pistes X du télescope 2. Les énergies des principales raies α sont symbolisées par les traits horizontaux noirs. À droite, application de la calibration au run 50, en sommant la statistique des 128 pistes. Des décalages systématiques ont été nécessaires pour effectuer les ajustements gaussiens.

avec E_α l'énergie de référence, g le gain de la piste et ch la position en canaux de la raie considérée, corrigée de la position du piédestal.

La calibration d'un événement sur une piste s'obtient par :

$$E = b \cdot \text{pol3}(ch - 8192 - \delta_{pdx}) ,$$

avec ch l'énergie en canaux de l'événement, E son énergie calibrée et $\text{pol3}(x)$ le polynôme d'ordre trois corrigeant les non-linéarités du codeur.

La figure 3.7 à gauche présente le résultat de cette calibration pour les pistes X du télescope 2. Cette procédure permet bien de retrouver les énergies des raies α et du piédestal. Sur l'histogramme de droite, la statistique des 128 pistes a été cumulée pour estimer la résolution du silicium. Les raies α ont été ajustées par des distributions gaussiennes, et on obtient une résolution de 40.5 keV. Pour un ajustement optimal, il a été nécessaire de décaler les raies du ^{239}Pu de -9 keV et celle du ^{244}Cm de $+3$ keV. Ces décalages systématiques se retrouvent pour chaque ensemble de pistes X ou Y sur tous les télescopes. Ils sont au maximum de 20 keV et restent donc bien inférieurs à la résolution. Les résolutions pour chaque télescope sont résumées dans le tableau 3.4.

On note également trois pics ne correspondant pas aux raies attendues, à droite de chaque raie principale. Les événements associés ne résultent pas d'une erreur de traitement car ils sont présents dans les données brutes. Ils proviennent d'un effet de canalisation (ou *channeling*), qui se produit lorsqu'un ion traverse le silicium selon un axe propre du cristal. Si l'ion s'arrête dans le silicium, il perd moins d'énergie par interaction nucléaire et donc plus par interaction électronique. Le signal enregistré, et l'énergie mesurée, sont alors plus importants qu'attendu [Pil98]. On peut voir sur le spectre de droite de la figure 3.7 que cet effet ne dépasse pas 1 % des événements totaux.

<i>Télescope</i>	<i>Résolution X (keV)</i>	<i>Résolution Y (keV)</i>
1	41.1	42.3
2	40.5	36.2
3	40.9	36.0
4	39.7	37.7
5	39.9	38.4

TAB. 3.4 – *Résolution des siliciums à pistes à 5.5 MeV. La résolution des pistes Y du télescope 1 est dégradée à cause des 37 premières pistes.*

Un problème de connectique au début de l’expérience nous a privés de données pour la calibration des 37 premières pistes Y du télescope 1. Nous avons utilisé celles de l’expérience suivante, E537.

Diaphonies

Il peut arriver que la charge d’une piste soit partiellement vue par une ou plusieurs autres pistes voisines. Ce phénomène est appelé diaphonie. La première raison peut être physique : si le contact entre la piste et l’électronique² est rompu, la charge électrique induite par le passage d’une particule s’évacue par les pistes voisines. La deuxième raison peut être électronique : selon l’implantation des pré-amplificateurs de charge sur les cartes électroniques, le signal d’une piste peut être amplifié, induire un signal proportionnel sur l’électronique de la piste voisine, qui va à son tour amplifier son signal et donc aussi le signal induit.

Deux types de diaphonies ont été observées avec MUST2. Elles n’ont pas encore été clairement identifiées : la recherche de leurs causes nécessite une étude spécifique.

Le premier type de diaphonie apparaît sur le MATE 13³, quel que soit le télescope, et se manifeste particulièrement sur la voie énergie de la première piste, Y 49. La diaphonie est observée à l’injection des signaux d’un générateur sur les pistes de ce MATE, et semble due à l’architecture des ASICS : lorsqu’un signal est injecté, un signal de plus faible amplitude apparaît sur les autres pistes. Sur l’histogramme de gauche de la figure 3.8, on peut voir les deux premiers pics d’un générateur dont les signaux sont injectés sur la piste Y 49, ainsi que les répliques de ces pics à basse énergie. En l’absence de générateur, aucune réplique n’est observée, comme l’illustre l’histogramme de droite de la figure 3.8 obtenue avec une source α . Ce type de diaphonie n’a donc aucune conséquence sur les données physiques.

Le deuxième type de diaphonie est dû à une piste manquante : aucun signal, ni de physique ni de générateur, n’est présent. Les pistes manquantes sont : Y 5 et Y 124 sur le télescope 1, Y 15 sur le télescope 2 et X 128 sur le télescope 5. Quand elles reçoivent

² ou *bonding* : il s’agit d’un mince fil d’or fixé par ultrasons. Ce contact est doublé pour chaque piste.

³i.e. les pistes Y 49 à 64.

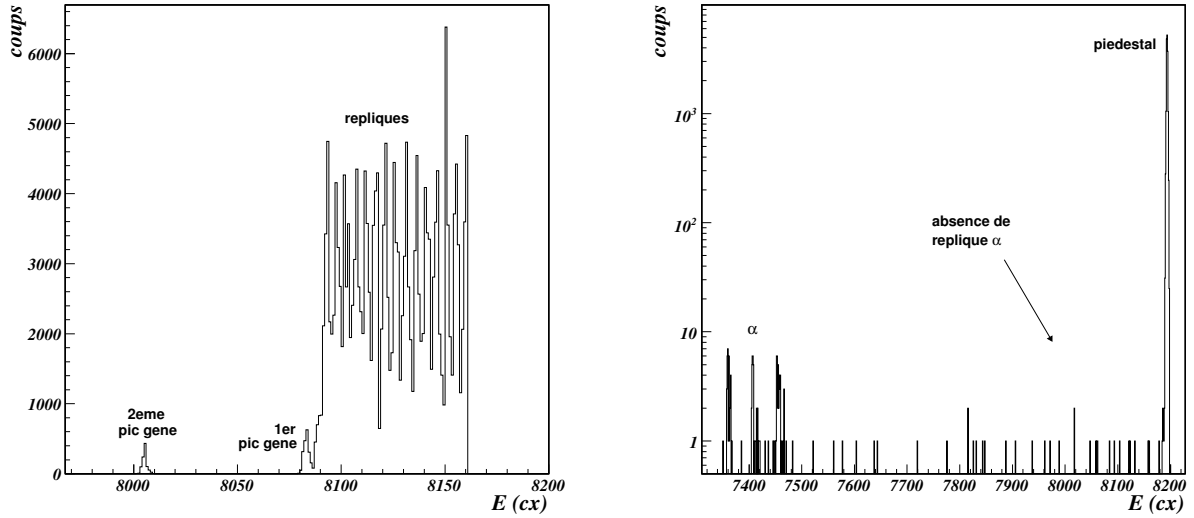


FIG. 3.8 – À gauche, diaphonies sur la piste Y 49 du télescope 2 lors de l’injection de signaux d’un générateur. Les énergies croissantes mesurées sur les pistes Y sont codées du canal 8192 vers le canal 0. On distingue les deux premiers pics et les répliques des seize pics à basse énergie. À droite, on constate l’absence de diaphonie sur les données physiques.

un signal, un signal de plus faible amplitude est induit sur les pistes voisines. On s’attend donc à des répliques à basse énergie pour les signaux d’un générateur comme pour les données physiques. La figure 3.9 illustre le phénomène avec la piste Y 14 du télescope 2. Sur l’histogramme de gauche, on observe que les répliques des signaux du générateur peuvent aller jusqu’à une énergie de 3.5 MeV (avec 7 keV par canal en moyenne). Sur l’histogramme de droite, on observe des répliques des α . Quand plusieurs pistes seront touchées autour des pistes manquantes, nous rejeterons donc ce type d’événement.

Épaisseur

En 2007, nous ne disposons pas de mesures directes des épaisseurs des siliciums à pistes des télescopes. Les seules indications données par le fabricant sont les épaisseurs de découpe utilisées lors du processus de fabrication. Mais l’épaisseur réelle finale peut différer de plusieurs pourcents selon ce processus (épaisseur ou torsion de la lame, polissage des faces découpées, ...).

Les spécifications du cahier des charges de MUST2 indiquaient une épaisseur nominale de $(300 \pm 5) \mu\text{m}$. Nous l’avons vérifié en utilisant l’énergie de traversée des particules α (provenant d’une réaction quelconque) et un programme de calcul de pertes d’énergie donnant la portée (ou *range*) des particules. La méthode est détaillée dans l’annexe B. Les épaisseurs obtenues à 1 % près pour les télescopes 1 à 4 sont de $311 \mu\text{m}$, $308 \mu\text{m}$, $300 \mu\text{m}$ et $297 \mu\text{m}$ respectivement.

Certaines de ces épaisseurs sont en dehors de la tolérance demandée au fabricant. Il est nécessaire d’en tenir compte pour la calibration des cristaux de CsI.

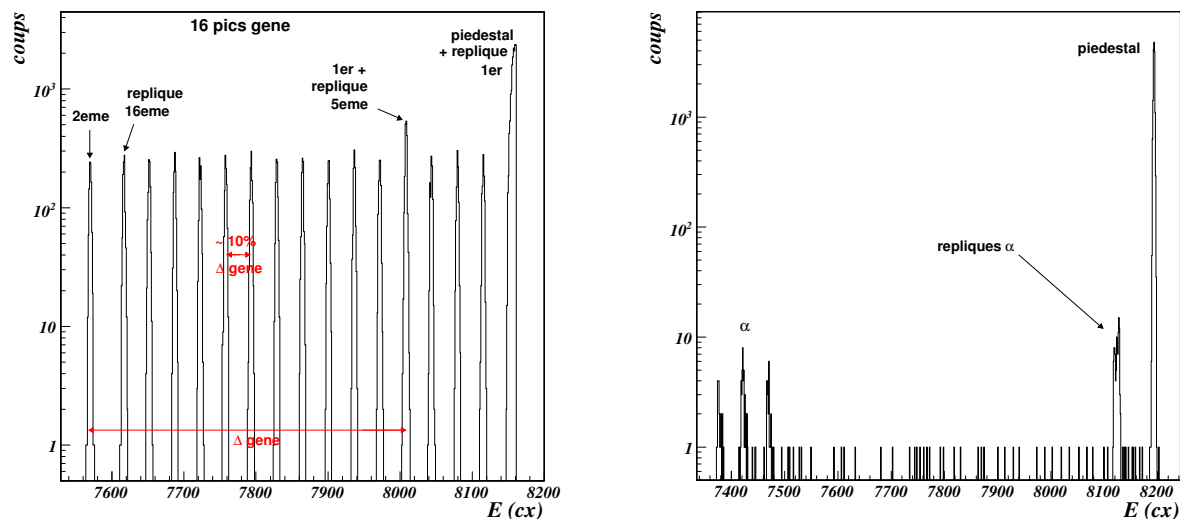


FIG. 3.9 – À gauche, diaphonies sur la piste Y 14 du télescope 2 lors de l’injection de signaux d’un générateur. Δ gene donne la différence, constante, entre les amplitudes des signaux du générateur. On distingue très nettement chacune des répliques à basse énergie des seize pics, séparés par une amplitude d’environ 10 % de Δ gene. À droite, la présence de diaphonies sur les données physiques correspond à des informations erronées : il faudra supprimer les événements correspondants.

Méthode de reconstruction

Nous allons maintenant détailler la méthode utilisée pour sélectionner les événements détectés dans le silicium à pistes et reconstruire l’énergie déposée. Les reconstructions de la position de l’impact de la particule et son angle de diffusion sont détaillées dans l’annexe A.3.

On ne considère que les événements pour lesquels l’ion du faisceau associé a été reconstruit sur la cible, à partir des mesures des CATS. Une piste est dite touchée lorsque son énergie brute dépasse un certain seuil : supérieure à 8220 canaux pour les pistes X, inférieure à 8160 canaux pour les pistes Y. Pour un événement donné, plusieurs pistes peuvent être touchées. Outre les diaphonies, plusieurs particules peuvent être détectées dans le même télescope. Mais il se peut aussi qu’une particule passe entre deux pistes, à l’interpiste. Pour les pistes Y, reliées à la masse côté ohmique, le signal se répartit sur les deux pistes adjacentes. La somme des deux énergies calibrées donne l’énergie déposée par la particule. Pour les pistes X, polarisées côté jonction, les pistes adjacentes peuvent donner deux signaux de polarités inverses. Cela se traduit par une énergie brute inférieure au piédestal. La somme des deux énergies calibrées est alors inférieure à l’énergie déposée par la particule. Le phénomène est illustré sur la figure 3.10, et une description a été faite par J. Yorkston *et al.* [Yor87] et S. Ottini-Hustache [Ott98].

Après une recherche de la piste ayant l’énergie brute la plus importante, s’il existe une piste X adjacente ayant une énergie inférieure au piédestal, l’événement est classé “pseudo”. Il faut noter que la procédure de suppression des piédestaux peut nous faire

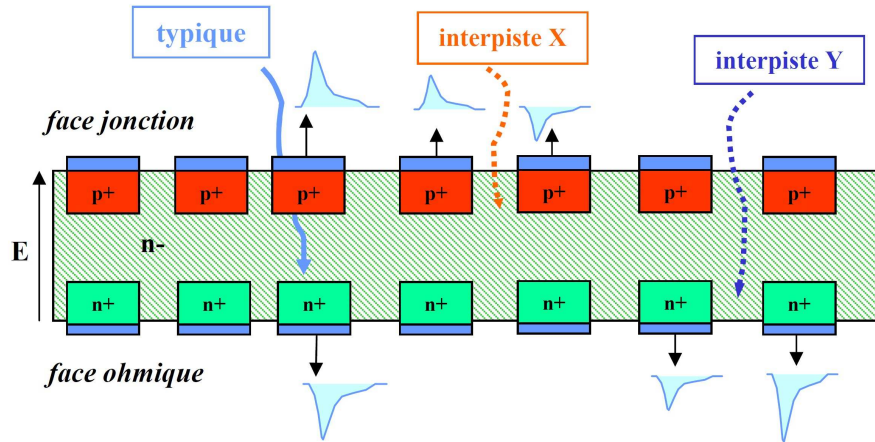


FIG. 3.10 – Une particule traversant une interpiste Y induira deux signaux de même polarité, répartis sur les deux pistes adjacentes. Le même phénomène sur les pistes X induit deux signaux de polarités opposées.

classer un événement comme étant bon sur les pistes X, alors qu'il est pseudo en réalité. De plus, dans les détecteurs silicium à pistes, si on peut mesurer un défaut d'énergie, on ne peut pas mesurer un excès. À chaque événement, nous reconstruisons donc l'énergie déposée E_{Si} par le maximum entre les énergies E_X et E_Y , reconstruites avec les pistes X et Y.

La méthode de sélection des événements et de reconstruction des énergies est définie par les cas suivants :

- une seule piste touchée en X et en Y : $E_{Si} = \max(E_X, E_Y)$,
- une seule piste touchée en X, deux pistes adjacentes en Y :
 $E_{Si} = \max(E_X, E_{Y1} + E_{Y2})$,
- deux pistes adjacentes touchées en X, une piste en Y : $E_{Si} = \max(E_{X1} + E_{X2}, E_Y)$,
- deux pistes adjacentes pseudo en X, une piste en Y : l'énergie est reconstruite avec la piste Y, $E_{Si} = E_Y$,
- deux pistes adjacentes touchées en X et en Y : $E_{Si} = \max(E_{X1} + E_{X2}, E_{Y1} + E_{Y2})$,
- deux pistes adjacentes pseudo en X et en Y : l'énergie est reconstruite avec les pistes Y, $E_{Si} = E_{Y1} + E_{Y2}$.

Lorsque deux pistes sont touchées et qu'elles sont séparées d'au moins deux pistes, il s'agit d'un événement pour lequel deux particules ont traversé le même télescope. Cela représente environ 2 % des événements, et nous les avons rejetés. De même, nous avons rejeté tous les événements ayant plus de trois pistes touchées en X ou en Y. Les efficacités de cette méthode sont résumées dans le tableau 3.5.

On retrouve les proportions d'événements interpiste attendues : environ 10 % pour chaque face, et donc 1 % pour un événement interpiste en X et en Y. La figure 3.11 présente les corrélations $E_X - E_Y$ sur l'ensemble de la dynamique en énergie du silicium et sur la partie à basse énergie. Les décorrélation observées en-dessous de 1 MeV illustrent les événements interpistes et la suppression de piédestal : la faible énergie totale de la particule implique une énergie trop proche du piédestal pour la piste adjacente. Cela crée un effet de seuil à une énergie d'environ 500 keV.

$T_{\text{él.}}$	$Total$ $reconst.$	$1X$ $1Y$	$1X$ $2Y_{\text{inter}}$	$2X_{\text{inter}}$ $1Y$	$2X_{\text{inter}}$ $pseudo-1Y$	$2X_{\text{inter}}$ $2Y_{\text{inter}}$	$2X_{\text{inter}}$ $pseudo-2Y_{\text{inter}}$
1	92.1 %	73.1 %	7.8 %	10.1 %	< 0.01 %	1.1 %	< 0.01 %
2	93.0 %	73.4 %	10.3 %	8.0 %	< 0.01 %	1.3 %	< 0.01 %
3	93.0 %	75.7 %	8.2 %	8.1 %	< 0.01 %	1.0 %	0.0 %
4	91.8 %	73.7 %	9.4 %	7.7 %	< 0.01 %	1.1 %	0.0 %
5	98.6 %	83.2 %	6.7 %	8.0 %	0.03 %	0.8 %	0.01 %

TAB. 3.5 – Efficacités de sélection et de reconstruction des événements du silicium à pistes.

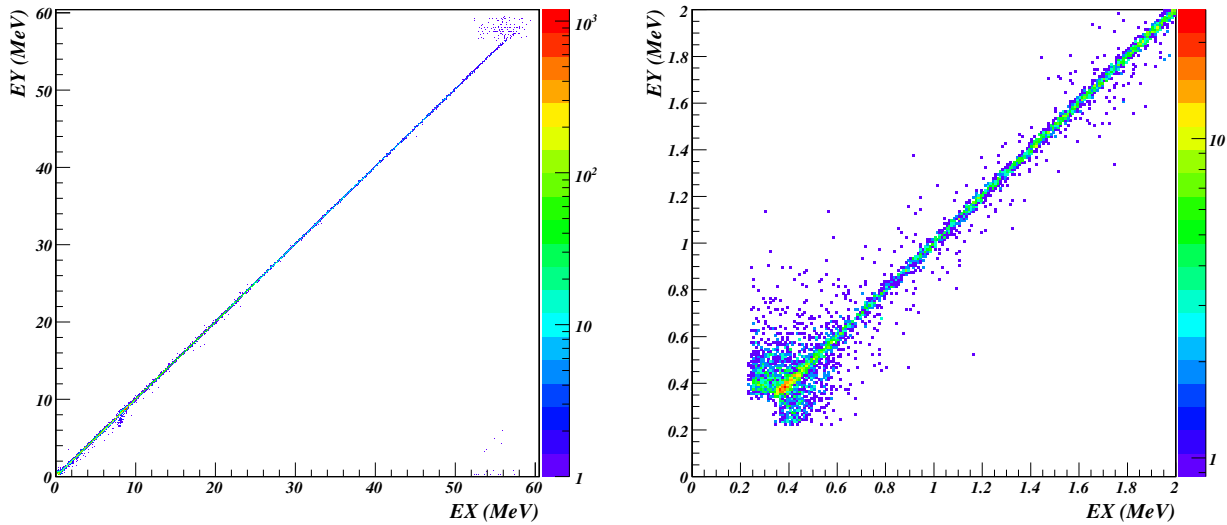


FIG. 3.11 – À gauche, corrélation entre l'énergie reconstruite selon les pistes X et celle selon les pistes Y, pour les événements incluant une piste X et une piste Y du télescope 3. À droite, zoom sur la partie basse énergie.

Identification par temps de vol

Comme nous le verrons à la section suivante, l'identification des particules en masse et en charge est faite avec les énergies déposées dans les deux étages de détection. Mais les particules de basse énergie s'arrêtent dans le silicium à pistes. Leur identification en masse se fait alors en corrélant l'énergie déposée et la mesure de leur temps de vol.

La calibration en temps a été effectuée à l'aide du générateur interne de MUST2. Le spectre obtenu pour chaque piste est une succession de pics séparés de 20 ns, sur 640 ns. Une régression polynômiale d'ordre deux sur la position de chaque pic permet d'aligner en temps l'ensemble des pistes.

La calibration a été appliquée sur les pistes Y du télescope 1 pour obtenir le temps de vol ToF . La figure 3.12 présente pour ce télescope le temps de vol par rapport à l'énergie

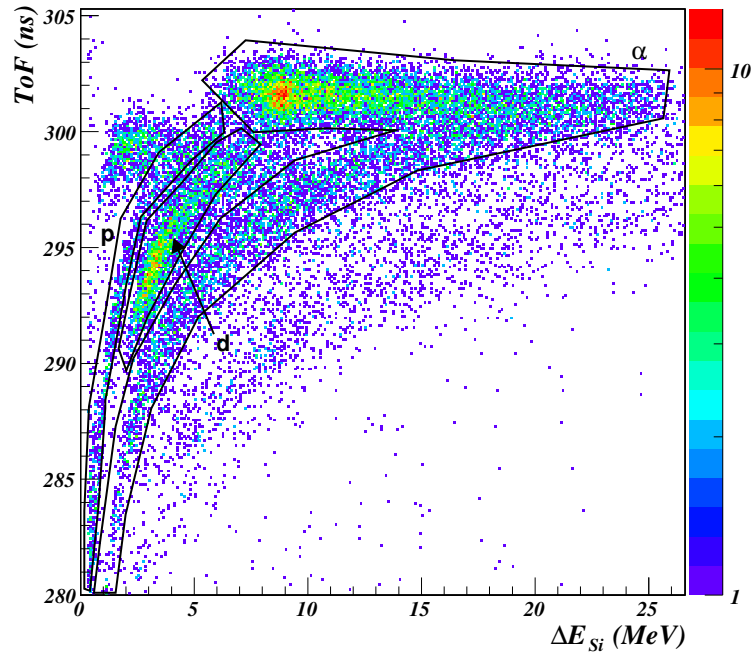


FIG. 3.12 – Identification des particules s’arrêtant dans le silicium à pistes, en corrélant l’énergie perdue et le temps de vol. Les contours graphiques ont été faits pour les protons, les deutons et les ^4He . Les tritons ne sortent pas du bruit de fond.

déposée ΔE dans le silicium, pour les particules s’arrêtant dans le silicium et en coïncidence avec une particule de $Z = 2$ dans un autre télescope. Cette coïncidence permet d’éliminer la majeure partie du bruit de fond. Nous considérons qu’une particule s’arrête dans le silicium lorsqu’aucun signal ne lui est associé dans l’étage de détection suivant. Les protons, les deutons et les particules α sont clairement identifiés. Comme on peut le voir avec les α , certaines particules traversent le silicium à pistes mais ne sont pas détectées dans un cristal de CsI, engendrant un point de rebroussement dans le spectre. Le phénomène est aussi présent pour les protons et les deutons, mais la résolution en temps n’est pas suffisante pour séparer les deux branches de rebroussement.

Les tritons ne sortent pas du bruit de fond constitué des deutons et des α . Leur absence dans le spectre d’identification par temps de vol s’explique par la couverture angulaire du dispositif expérimental et les cinématiques des réactions de transfert (p,t) vers les états de ^6He . D’après les cinématiques calculées à la figure 2.1, et sachant que les tritons traversent $300\ \mu\text{m}$ de silicium à 9 MeV, ils devraient être détectés pour des angles entre 10 et 25°_{cm} . Les calculs de sections efficaces vers l’état fondamental et le premier état excité de ^6He de la figure 1.16 nous indiquent que les tritons auraient dû être produits. L’efficacité de détection, visible à la figure 2.14, devient très faible exactement dans cette gamme angulaire, à la fois pour la détection des tritons et des ^6He en coïncidence.

Les lignes cinématiques des deutons de la figure 2.1 montrent que ceux s’arrêtant dans le silicium, d’énergie inférieure à 8 MeV, ont été produits sur une plus grande gamme angulaire. La figure 3.13 présente à gauche la ligne cinématique reconstruite avec ces deutons

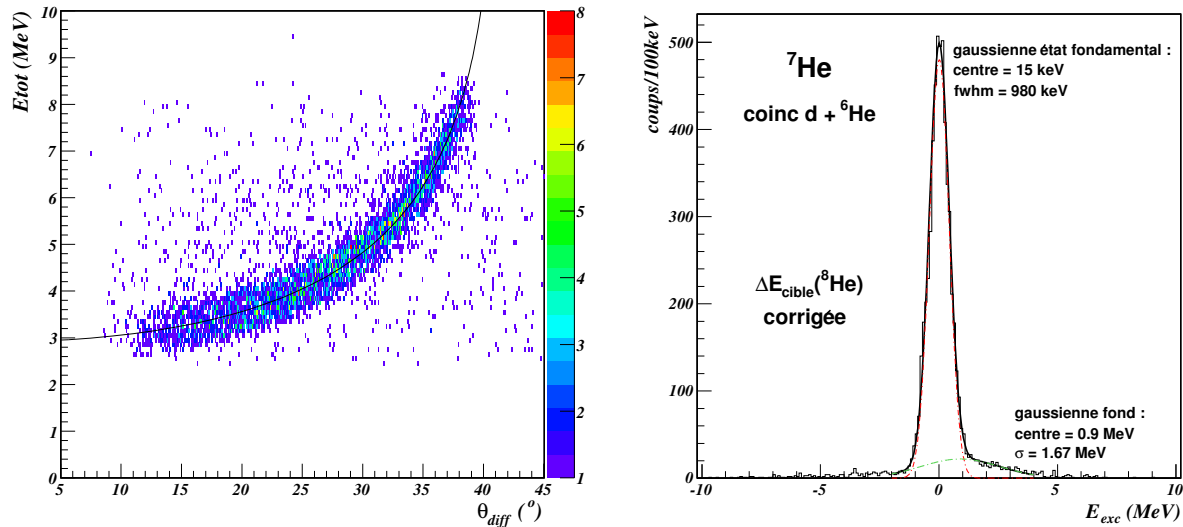


FIG. 3.13 – À gauche, cinématique reconstruite avec les deutons s’arrêtant dans le silicium à pistes d’un télescope, identifiés par temps de vol et en coïncidence avec un ${}^6\text{He}$ dans un autre télescope. La cinématique calculée de la réaction ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ est superposée. À droite, spectre en énergie d’excitation de l’ ${}^7\text{He}$ déduit de la cinématique de deutons. Les données ont été ajustées avec deux gaussiennes, l’une pour l’état fondamental, l’autre pour le fond physique.

pour les télescopes 1 à 4, en coïncidence avec un ${}^6\text{He}$ dans un autre télescope et comparée à la ligne calculée. Le spectre en énergie d’excitation de l’ ${}^7\text{He}$ correspondant se trouve à droite. Un ajustement avec deux distributions gaussiennes a été fait : une pour l’état fondamental, et une pour prendre en compte le fond physique. Ce fond provient de la décroissance de l’ ${}^7\text{He}$ en ${}^6\text{He}+n$ et sera détaillé au chapitre suivant. Théoriquement à une énergie d’excitation nulle, la position du fondamental est trouvée avec une très bonne précision à une énergie de 15 keV. Les calculs permettant de reconstruire l’énergie d’excitation de l’éjectile lourd sont détaillés à l’annexe A.3.

3.2.2 Les cristaux de CsI

Calibration en énergie

Pour vérifier et corriger les calibrations en énergie des cristaux de CsI, nous avons besoin d’une référence physique avec des corrélations connues en énergie et des cinématiques établies. Deux matrices peuvent jouer ce rôle : les corrélations entre l’énergie perdue dans le silicium à pistes et celle perdue dans un CsI, et les cinématiques des particules légères protons, deutons et tritons. La première est plus sensible à la calibration en énergie, tandis que la seconde est sensible à la calibration et à la position globale des détecteurs.

Nous présenterons tout d’abord les méthodes permettant d’identifier les particules chargées détectées, et de positionner les télescopes MUST2. Puis nous résumerons les procédures de calibration en énergie des CsI, élaborées à partir des méthodes disponibles

dans la littérature. Enfin, nous détaillerons la méthode de calibration que nous avons mise en place.

Pour identifier des particules chargées, on utilise la corrélation entre les pertes d'énergie successives dans deux matériaux. Le premier matériau est usuellement un silicium mince, dans lequel la perte d'énergie est faible et la résolution est bonne. Le deuxième matériau est un scintillateur inorganique couplé à une photodiode. L'iodure de césium dopé au thallium CsI(Tl) est couramment utilisé, pour ses performances à température ambiante et son hygroscopie plus faible que les cristaux de NaI(Tl).

En accord avec la formule de Bethe-Bloch, la perte d'énergie ΔE d'une particule dans un matériau dépend de son énergie E , de sa masse A et de sa charge Z : $\Delta E \propto AZ^2/E$. Dans des matrices $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$, chaque particule est donc caractérisée par une ligne spécifique. Un contour autour de cette ligne permet l'identification de la particule. La figure 3.15 permet d'en voir un exemple.

Les cristaux de CsI de MUST2 n'avaient pas encore été calibrés en énergie avant notre expérience. La méthode retenue consiste à utiliser l'énergie perdue dans le premier étage de silicium. L'énergie résiduelle dans le cristal s'obtient alors avec un calcul. Elle dépend de l'épaisseur effective de silicium traversée, c'est-à-dire de l'épaisseur réelle, mesurée précédemment, et de l'angle d'incidence de la particule, donc de la position du détecteur. Par conséquent, une corrélation directe existe entre la position du détecteur et la calibration des cristaux.

Pour décorrélérer le problème, nous avons déterminé la position du détecteur à partir des informations cinématiques correspondant aux particules qui s'arrêtent dans le silicium. La figure 3.14 de gauche a été obtenue sans identification des particules, à partir des positions données par le géomètre pour le télescope 1. La ligne cinématique des deutons, provenant de la réaction ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$, apparaît nettement. La ligne, calculée et corrigée des pertes d'énergie dans la cible, est superposée. À droite, on obtient un accord visiblement meilleur pour les corrections suivantes sur le positionnement du télescope :

- -1.5 mm en vertical,
- +1.6 mm en horizontal,
- +1.5 mm selon l'axe du faisceau.

Compte-tenu des contraintes mécaniques, ces corrections sont raisonnables. Le même travail a été fait sur les télescopes 2 à 4, aboutissant aux mêmes corrections, compatibles avec un déplacement d'ensemble du bloc.

Une première calibration des CsI, linéaire et identique pour chaque type de particule, a été faite : les lignes de pertes d'énergie calculées sont superposées aux données brutes des cristaux. Pour leur calcul, on moyenne l'épaisseur effective traversée sur tous les événements. La figure 3.15 illustre bien que la correction de gain donne l'effet principal mais n'est pas suffisante, notamment pour les noyaux d'hélium.

D'une manière générale, la lumière produite par un scintillateur est différente pour chaque type de particule, et ne varie pas linéairement avec l'énergie d'une particule donnée. Ce phénomène peut s'expliquer en supposant en première approximation que la lumière produite est proportionnelle à l'énergie déposée, puis en deuxième approximation qu'une partie de l'énergie déposée est absorbée par le scintillateur. On parle alors de *quenching* [Leo94].

De nombreux travaux ont été faits pour caractériser cet effet dans les cristaux de CsI(Tl) (par exemple R. Murray et A. Meyer [Mur61], ou V. Avdeichikov *et al.* [Avd01]). Nous

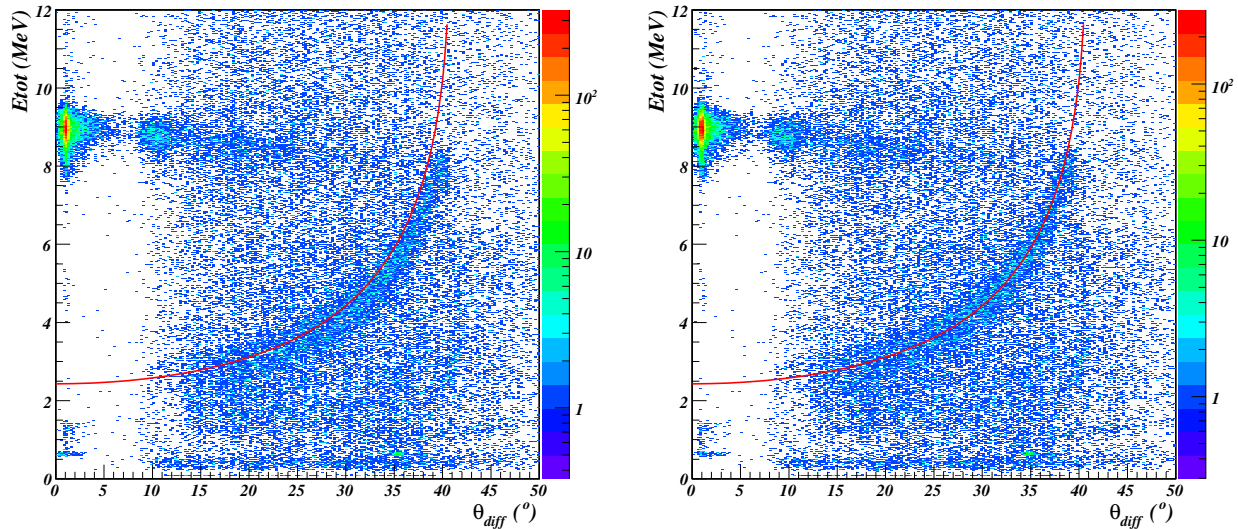


FIG. 3.14 – À gauche, cinématiques des particules s’arrêtant dans le silicium du télescope 1. La ligne cinématique calculée des deutons est superposée. Les positions sont celles relevées par le géomètre. À droite, les positions du silicium ont été corrigées.

avons utilisé ces résultats pour corriger les effets de quenching à partir de la calibration linéaire.

La correction la plus simple [Wom66] suppose que la lumière dépend uniquement du type de particule et de son énergie incidente par la relation :

$$L = \frac{E^{3/2}}{A^{1/2}Z^{2/3}}.$$

Nous l’avons appliquée en prenant comme référence la lumière des protons. Le résultat est présenté sur la figure 3.16 à gauche. La correction est manifestement trop importante pour les cristaux de MUST2.

La figure 3.16 à droite présente une deuxième correction, issue de l’étude des cristaux de CsI ([Par02-1] et [Par02-2]) du détecteur INDRA [Pou95] :

$$L = a_1 \left\{ E \left[1 - a_2 \frac{AZ^2}{E} \ln \left(1 + \frac{1}{a_2 AZ^2/E} \right) \right] + a_4 a_2 AZ^2 \ln \left(\frac{E + a_2 AZ^2}{E_\delta + a_2 AZ^2} \right) \right\},$$

avec a_1 le coefficient de gain, $a_2 = 0.25$, $a_4 = 0.27$ et $E_\delta = a_3 A$ avec $a_3 = 3.1$ MeV/n. La lumière des protons reste la référence. Là encore, la correction est visiblement trop importante pour les noyaux d’hélium, mais aussi pour les noyaux d’hydrogène.

L’échec de ces corrections peut s’expliquer de plusieurs façons. Les dopages de thallium des cristaux sont différents d’un détecteur à l’autre, et peuvent ne pas être uniformes dans un même cristal. Les études précises des cristaux du détecteur INDRA ne sont donc pas transposables directement à ceux de MUST2. De plus, le scintillateur CsI(Tl) est sensible à la température [Leo94] : la production de lumière est maximale vers 50°C, et est inférieure de 10 % à 0°C. Lors de l’expérience, le système de refroidissement des détecteurs permettait

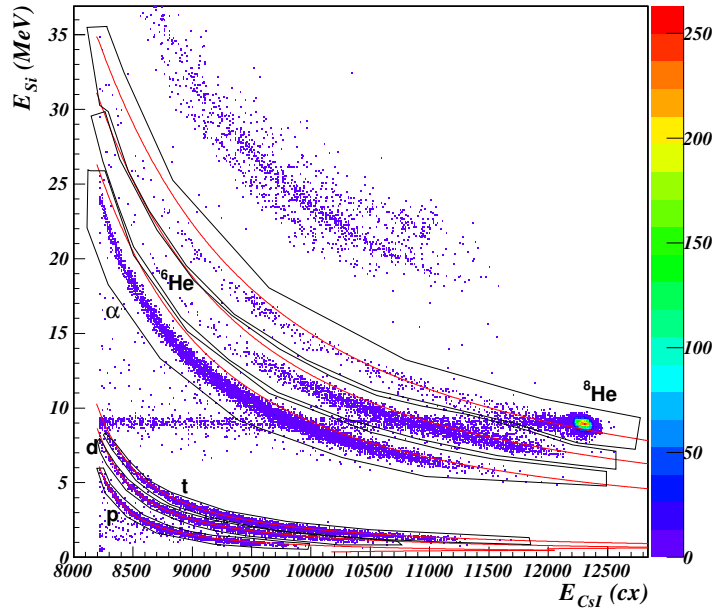


FIG. 3.15 – Pour le télescope 1, énergie déposée dans le silicium en fonction de l'énergie recueillie dans le CsI n° 16, pour différentes particules. Les lignes rouges présentent les calibrations linéaires des pertes d'énergie corrélées, réalisées pour chaque type de particule. Les calculs de pertes d'énergie sont faits pour une épaisseur de silicium de $347.5 \mu\text{m}$, moyenne de l'épaisseur réellement traversée par les particules. Les contours graphiques permettent l'identification en charge et en masse.

de refroidir l'électronique à une température fixée à 0°C . Mais ce système n'a pas été conçu pour refroidir les cristaux ou les photodiodes. Même si la chaleur du détecteur est bien évacuée, les températures ne sont pas uniformes d'un cristal à l'autre.

Nous avons donc mis en place une méthode de calibration en énergie adaptée aux CsI de MUST2. Pour minimiser les erreurs systématiques, nous avons choisi de faire une calibration par type de particule et par cristal. Différentes fonctionnelles de calibration ont été testées selon la méthode suivante :

- à chaque énergie Si mesurée est associée une énergie CsI en canaux (cx) par les spectres de corrélation,
- une énergie CsI en MeV est calculée à partir de l'énergie Si mesurée,
- la fonctionnelle est déterminée en ajustant ses paramètres libres par minimisation de χ^2 à partir des couples (E_{CsI} cx, E_{CsI} MeV),
- l'application de la calibration aux matrices $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ et à la reconstruction des cinématiques des réactions permet d'en vérifier la qualité.

Plusieurs fonctionnelles permettent d'aboutir à des qualités de calibration semblables. La plus simple d'entre elles est un polynôme d'ordre trois. L'avantage d'un polynôme est qu'il existe une solution unique de paramètres de la fonctionnelle pour un ensemble de couples (E_{CsI} cx, E_{CsI} MeV) donné. Ces paramètres peuvent être obtenus sans procédure de minimisation, nous assurant de trouver la solution du problème et non un simple minimum

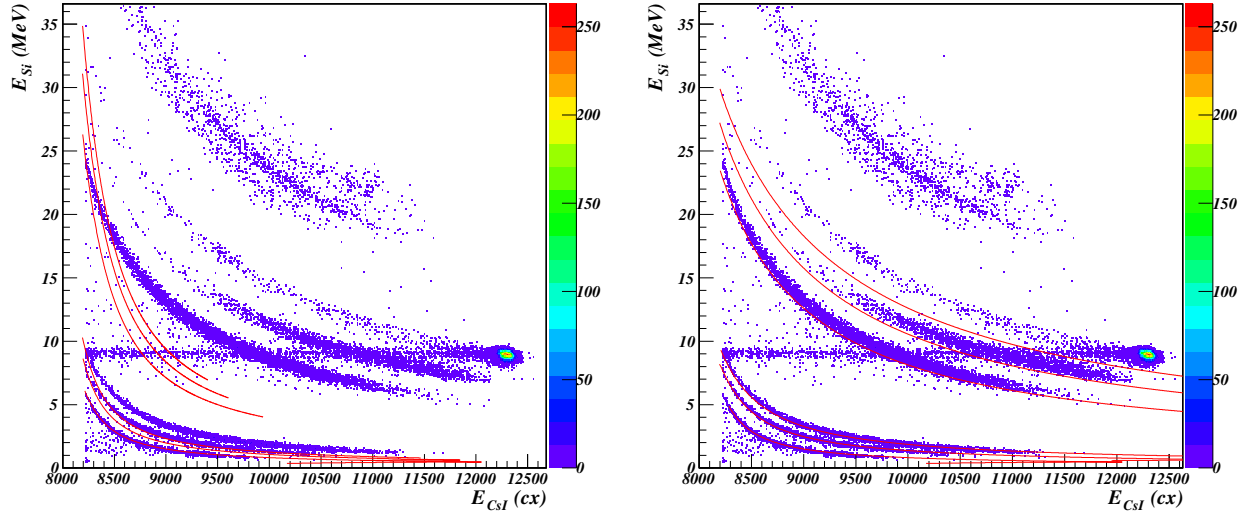


FIG. 3.16 – Les lignes de pertes d'énergie sont calculées avec deux corrections de quenching différentes : à gauche avec celle issue de [Wom66], à droite avec celle issue de l'étude [Par02-1] et [Par02-2]. Ces deux corrections ne permettent pas de reproduire les données mieux que la calibration linéaire.

local [Bev69].

La figure 3.17 de gauche montre le polynôme de calibration pour des protons du CsI 1 du télescope 1. On observe que cette calibration n'est pas extrapolable à haute énergie, là où les données sont inexistantes. La figure 3.17 à droite permet de vérifier la qualité des calibrations pour les protons, les deutons et les tritons sur une matrice $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ sommant les énergies mesurées par tous les cristaux.

La reconstruction des cinématiques deutons et tritons obtenues après application de cette calibration est illustrée par la figure 3.18 pour le télescope 1. Les pertes d'énergie des particules dans la cible sont calculées à partir de l'énergie reconstruite, et ajoutées à l'énergie totale. Malgré une bonne superposition des calculs et des données en $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$, les lignes cinématiques deutons et tritons ne sont pas reconstruites correctement. On observe une sous-estimation de l'énergie totale de la particule, d'autant plus grande que cette énergie est importante. Cet effet ne peut pas être expliqué par une zone morte des détecteurs. S'il existe une épaisseur de matériau dans laquelle les particules perdent une quantité d'énergie non mesurée, cette énergie perdue diminue quand l'énergie cinétique de la particule augmente (annexe B).

Pour minimiser les erreurs systématiques, nous avons détaillé la contribution de chaque cristal aux lignes cinématiques reconstruites à la figure 3.18. On observe alors que le positionnement du détecteur n'est pas correct aux points de rebroussement des lignes cinématiques, vers 40° pour la ligne deuton et vers 37° pour la première ligne triton. Ce mauvais positionnement est minime, mais il élargit les lignes cinématiques. Nous avons appliqué pour chaque télescope de nouvelles corrections géométriques. Elles se font par deux rotations autour d'axes propres à chaque télescope, avec des angles de 0.2° à 0.6° . Les corrections géométriques globales appliquées aux MUST2 sont de ± 3.8 mm. Compte-tenu

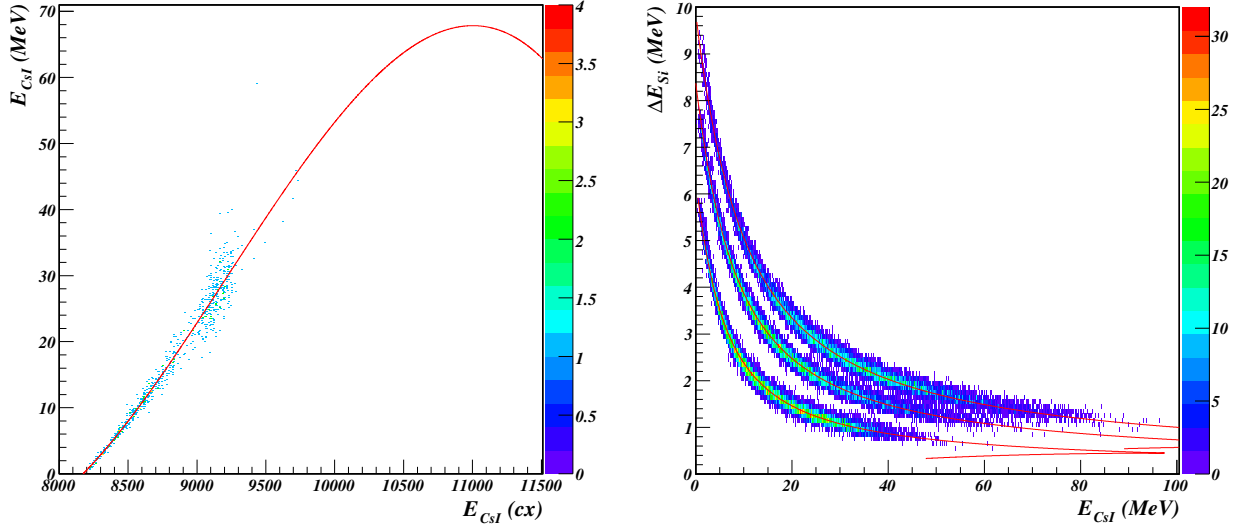


FIG. 3.17 – À gauche, calibration des protons mesurés dans le CsI 1 du télescope 1 avec un polynôme d'ordre trois. À droite, application de la calibration et vérification de la superposition aux lignes calculées $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ pour les particules de $Z = 1$.

des contraintes mécaniques que nous avons déjà évoquées, ces corrections sont raisonnables, et elles permettent de retrouver en dernier lieu la physique de l'expérience. En outre, même si les contributions majoritaires proviennent des positions et des calibrations en énergies des CsI, toutes les autres incertitudes et erreurs systématiques sont reportées sur la position des MUST2. L'erreur globale commise sur l'énergie d'excitation d'un noyau donné est estimée plus loin à partir de la position du pic associé à l'état fondamental. Elle indique si la procédure a permis de minimiser correctement les erreurs systématiques.

Les calibrations ont été faites à nouveau avec ces corrections. Seul le déficit observé sur l'énergie totale persiste. L'observation des contributions de chaque cristal nous indique que ce déficit est différent selon le cristal et selon le type de particule. Nous avons donc décidé de mettre en place des facteurs de correction ad hoc, suffisants pour obtenir un bon accord entre les cinématiques calculées et les données.

Ces facteurs correctifs correspondent à un certain pourcentage de l'énergie mesurée dans un cristal. Sur l'ensemble des cristaux d'un télescope, ces corrections valent en moyenne, respectivement pour les protons, deutons et tritons :

- 1.3 %, 1.4 % et 1.6 % pour le télescope 1,
- 2.4 %, 2.2 % et 3.4 % pour le télescope 2,
- 1.8 %, 1.3 % et 2.7 % pour le télescope 3,
- 1.6 %, 0.9 % et 2.3 % pour le télescope 4.

L'application de ces facteurs conduit aux figures 3.19 et 3.20. Les données reconstruites des quatre télescopes ont été superposées. Les facteurs de correction impliquent une sur-estimation de l'énergie calibrée dans la matrice de gauche de la figure 3.19, notamment pour les tritons. En revanche, les cinématiques associées aux protons, deutons et tritons sont reconstruites correctement.

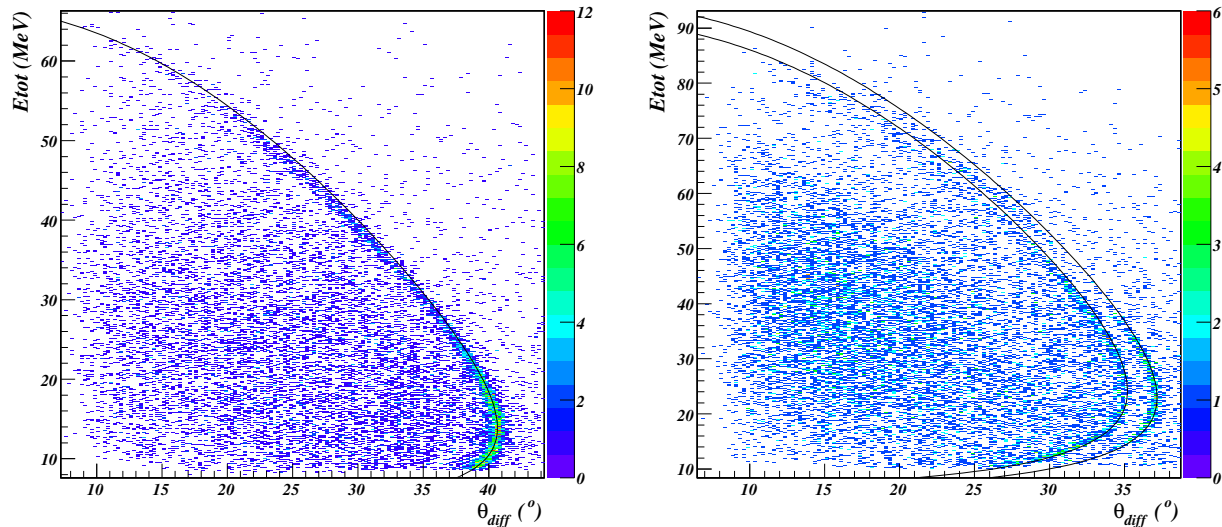


FIG. 3.18 – À gauche, reconstruction des cinématiques associées aux deutons. À droite, reconstruction des cinématiques associées aux tritons. On considère les particules ayant traversé le premier étage de détection. Les lignes associées à l'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$ pour les deutons, et à l'état fondamental et au premier état excité de l' ${}^6\text{He}$ pour les tritons, apparaissent nettement.

Une calibration en énergie pour les particules autres que les noyaux d'hydrogène n'est pas nécessaire. En effet, le spectre en énergie d'excitation est déterminé à partir des cinématiques des noyaux de recul. Seule une identification des partenaires lourds des réactions, les noyaux d'hélium ou de lithium, est indispensable pour effectuer des coïncidences signant les états spectroscopiques recherchés. Nous n'avons pas eu besoin d'effectuer de calibration pour les cristaux du télescope 5 pour la même raison.

Cette calibration en énergie des cristaux de CsI a mis en évidence deux problèmes importants qu'il est nécessaire de résoudre pour les prochaines expériences avec le détecteur MUST2.

La granularité du premier étage de silicium (0.53 mm) ainsi que sa surface importante ($10 \times 10 \text{ cm}^2$) impliquent une très grande sensibilité de la reconstruction de l'angle de diffusion selon la position du détecteur (dans une utilisation courante du télescope à 15 cm de la cible). Une meilleure détermination des positions des MUST2 en expérience est nécessaire pour exploiter ses qualités au mieux. La méthode d'analyse employée ici suggère de concevoir une mécanique de support des télescopes solidaire du porte-cible : les positions relatives des télescopes et de la cible ne changeront pas lors du passage sous vide de la chambre à réaction. Une autre solution, moins coûteuse maintenant grâce aux progrès technologiques effectués dans le domaine de la photographie numérique, serait un système de visée laser et de capteurs CMOS (*Complementary Metal Oxide Semi-Conductor*). Par rapport aux capteurs CCD (*Charge-Coupled Device*), ils présentent plusieurs avantages : rapidité de lecture des données, faible consommation électrique et miniaturisation en-dessous de $0.15 \mu\text{m}$. Il serait alors possible de mesurer directement les positions des télescopes pendant l'expérience,

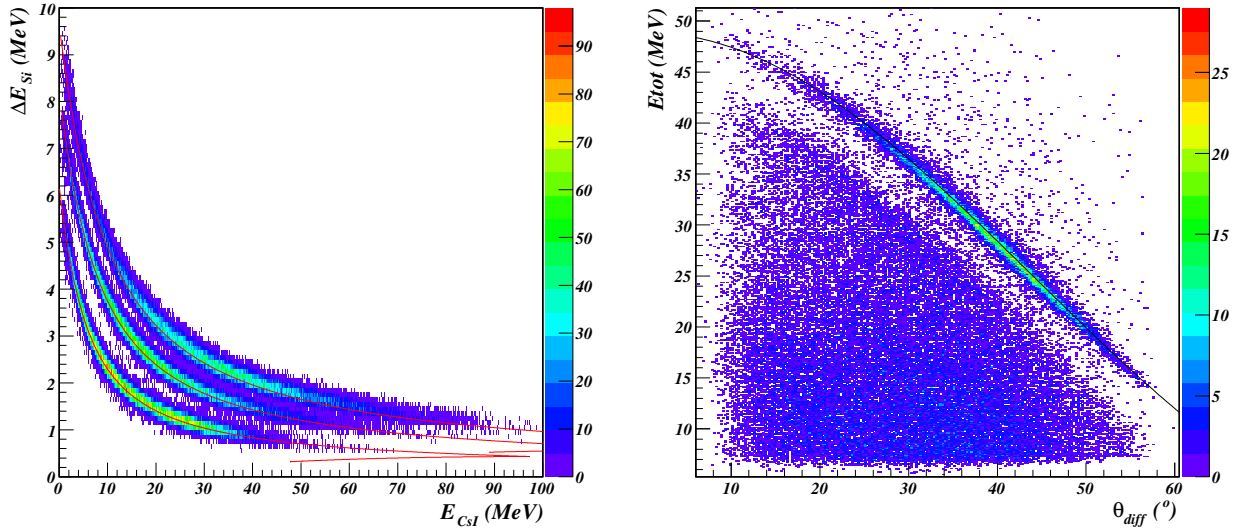


FIG. 3.19 – À gauche, matrice $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ pour les particules de $Z = 1$. À droite, reconstruction des cinématiques associées aux protons. Les spectres correspondent à la superposition des événements pour les quatre télescopes.

sous vide. L'inconvénient est qu'il faut éclairer le dispositif : lorsque les détecteurs sont polarisés, la lumière peut provoquer des dommages irréversibles. Les mesures de positions en visée laser nécessitent alors d'éteindre les alimentations des détecteurs.

Pour calibrer rigoureusement les cristaux de CsI, il faut en balayer la surface avec des faisceaux de différents types de particules, à différentes énergies. Une telle étude nécessitera une expérience spécifique avec des références en énergies précises. Elle permettra aussi de mieux comprendre leur fonctionnement. L'effet que nous observons sur les calibrations à haute énergie peut s'expliquer par un dopage qui ne serait pas uniforme dans le cristal, par une collection de lumière défaillante, par un problème d'électronique lors de la mesure des composantes lente et rapide du signal, ou encore par un effet de quenching inattendu. Un autre effet peut être examiné : si les épaisseurs de silicium des détecteurs à pistes ne sont pas uniformes sur toute leur surface, cela induit des variations des pertes d'énergie, différentes pour chaque type de particules. Cela serait cohérent avec les facteurs de correction que nous avons dû introduire. Une expérience de calibration systématique des CsI permettrait de tester les uniformités d'épaisseur des siliciums.

Méthode de reconstruction

Seuls les événements reconstruits dans le premier étage de silicium sont pris en compte. Un cristal est dit touché si l'énergie brute dépasse le canal 8220 pour les MUST2 1 à 4, le canal 0 pour le cinquième MUST2. Dans un deuxième temps, la correspondance entre la position du cristal et la position reconstruite à partir du silicium à pistes est vérifiée. Une tolérance de ± 5 pistes pour les MUST2 1 à 4 et de ± 2 pistes pour le cinquième télescope a été appliquée, pour tenir compte des effets dus à l'angle des particules et des légers défauts mécaniques d'alignement entre le silicium et les cristaux de CsI. Enfin, une identification en

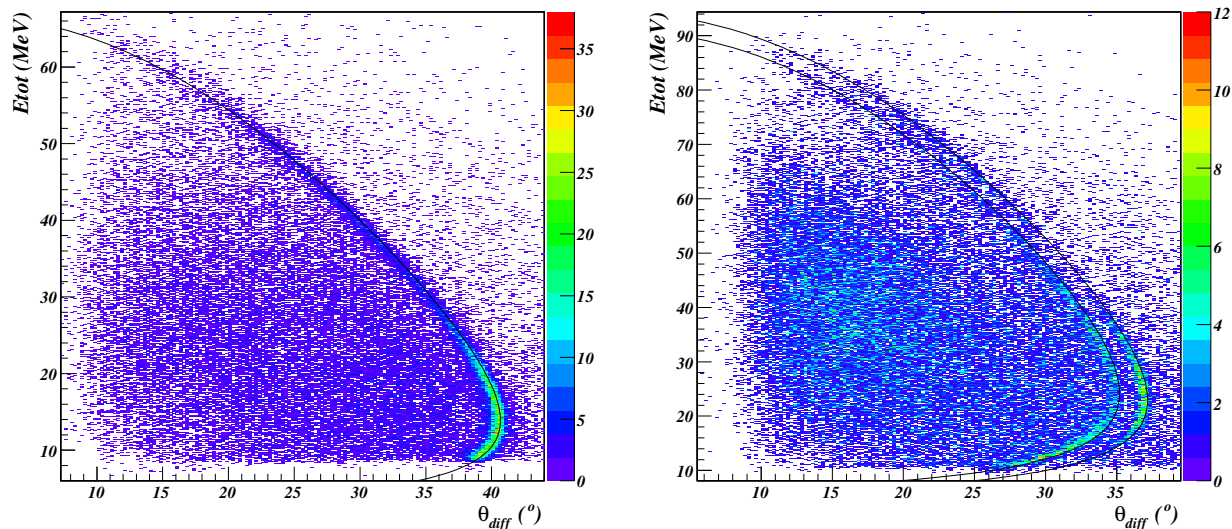


FIG. 3.20 – *Reconstruction des cinématiques associées aux deutons à gauche, et aux tritons à droite. Les matrices correspondent à la superposition des événements dans l'ensemble des quatre télescopes.*

masse et en charge est appliquée grâce aux contours graphiques des matrices ΔE_{Si} (MeV) – E_{CsI} (canaux).

Comme nous ne reconstruisons pas les événements à deux particules dans le même télescope, il n'y a que quatre cas à considérer :

- aucun CsI touché : la particule est arrêtée dans le silicium ou est passée par une zone morte de détection,
- un CsI touché : l'événement est normal,
- deux CsI touchés : le deuxième cristal touché provient d'un bruit électronique, d'un neutron ou d'un γ ; seul le cristal d'énergie brute maximale est considéré,
- plus de deux CsI touchés : l'événement est rejeté.

Les événements sont marqués selon cette classification de la même manière que pour le silicium à pistes. Les efficacités de cette méthode de sélection et de reconstruction sont résumées dans le tableau 3.6. On observe que 99 % des événements reconstruits soit s'arrêtent dans le premier étage de détection, soit ne correspondent qu'à un seul cristal touché. Le cas du cinquième télescope est particulier : dans l'axe du faisceau, il détecte des particules de plus haute énergie que les autres MUST2, qui ne s'arrêtent pas dans le silicium à pistes dans leur grande majorité.

3.3 Le plastique scintillant

Les fonctions principales du plastique scintillant étaient de protéger le télescope 5 placé dans l'axe du faisceau, et de compter les ions du faisceau pour déterminer la normalisation des sections efficaces des réactions.

<i>Tél.</i>	<i>Total reconst.</i>	<i>Reconst. / Si</i>	<i>0 CsI</i>	<i>1 CsI</i>	<i>2 CsI</i>	<i>Perdus</i>
1	87.9 %	95.4 %	47.5 %	45.4 %	1.2 %	5.9 %
2	91.1 %	97.9 %	48.1 %	46.6 %	0.6 %	4.7 %
3	90.4 %	97.2 %	45.9 %	47.5 %	1.0 %	5.6 %
4	89.0 %	96.9 %	43.6 %	49.1 %	1.1 %	6.2 %
5	93.4 %	94.7 %	10.3 %	79.7 %	4.4 %	5.6 %

TAB. 3.6 – *Efficacités de sélection et de reconstruction des événements CsI. L'ensemble des événements correspond à la somme des événements labélisés "0 CsI", "1 CsI", "2 CsI" et "Perdus". Nous indiquons l'efficacité de reconstruction par rapport au premier étage de détection, ainsi que l'efficacité globale de reconstruction pour chaque télescope.*

Lorsqu'une particule chargée traverse le plastique, l'énergie déposée est convertie en lumière, collectée par un guide qui l'amène jusqu'à une photodiode. Le signal résultant a été traité pour extraire les informations en temps et en énergie. Un spectre en énergie typique peut être trouvé à la figure 3.4.

Le plastique permet d'éliminer le fond physique lié aux particules β . En effet, les ^8He provenaient en majorité des ions du faisceau n'ayant pas interagi dans la cible. Leur faible dispersion en énergie permet de les identifier facilement, ce qui n'est pas le cas des autres particules. Les résolutions en énergie et en temps du plastique scintillant n'étaient pas suffisantes pour identifier en masse les noyaux d'hélium détectés. L'identification des particules aux angles avant est faite par le télescope 5.

3.4 Spectres en énergie d'excitation

Tout au long de ce chapitre, nous avons reconstruit les données des détecteurs en minimisant les erreurs systématiques. Nous avons ajusté les positions des détecteurs données par les mesures du géomètre, nous avons effectué au mieux les calibrations en énergie, et nous avons mis au point des méthodes de sélection des événements assurant une bonne qualité de reconstruction. Nous présentons maintenant les spectres en énergie d'excitation reconstruits pour l'ensemble des runs avec la cible de $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, et séparément avec celle de $4\ \mu\text{m}$. Tous les calculs nécessaires dans cette section sont détaillés à l'annexe A.3.

3.4.1 Cinématiques et extraction des spectres

Les cinématiques reconstruites pour les événements obtenus sur la cible de $50\ \mu\text{m}$ sont présentées à la figure 3.21. Elles ont été obtenues avec les différentes coïncidences possibles entre un éjectile léger, de $Z = 1$, et un éjectile lourd, de $Z = 2$. Les particules de $Z = 2$ détectées dans le plastique n'ont pas été prises en compte, pour limiter le bruit de fond et illustrer le bon accord avec les lignes cinématiques théoriques.

Comparons les ordres de grandeur des statistiques obtenues avec les deux cibles lors

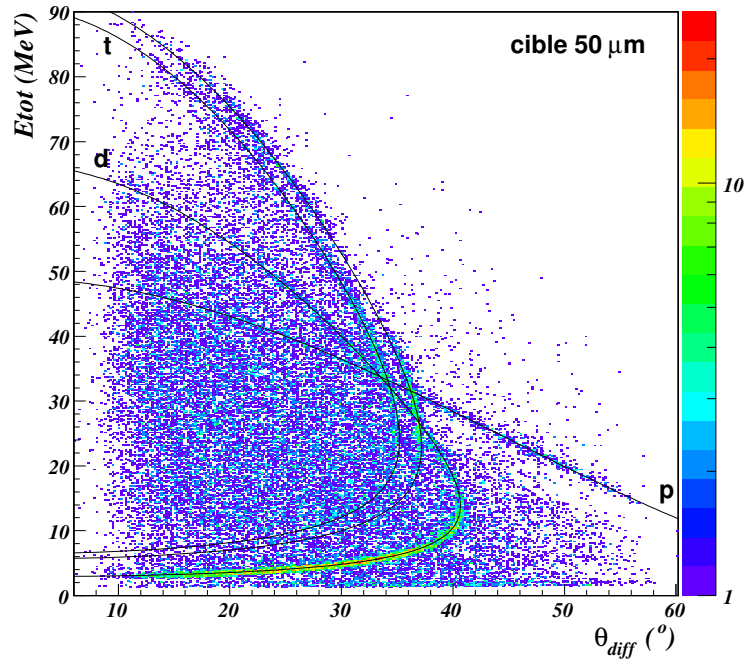


FIG. 3.21 – Cinématiques reconstruites pour les runs sur la cible de 50 μm , avec les coïncidences suivantes : $p + {}^{4,6,8}\text{He}$, $d + {}^{4,6}\text{He}$ et $t + {}^{4,6}\text{He}$. Les lignes cinématiques calculées à 15.4 MeV/n sont superposées (traits noirs).

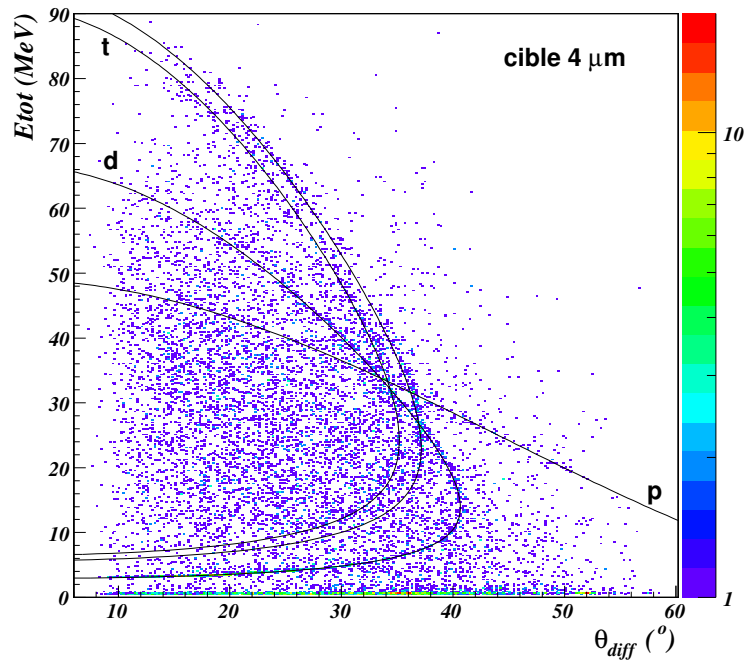


FIG. 3.22 – Cinématiques reconstruites pour les runs sur cible de 4 μm , avec les mêmes coïncidences que pour la cible de 50 μm .

de l'expérience. Le nombre d' ^8He incidents sur la cible de $4\ \mu\text{m}$ d'épaisseur est près de deux fois et demi plus important que celui sur la cible de $50\ \mu\text{m}$. Le nombre de centres diffuseurs étant douze fois et demi plus faible, la statistique des spectres en énergie d'excitation est environ cinq fois plus importante pour la cible de $50\ \mu\text{m}$ que pour la cible de $4\ \mu\text{m}$. Les événements reconstruits, traités de façon identique et avec les mêmes coïncidences que précédemment, sont présentés à la figure 3.22. Cependant, la cible étant plus mince, les straggling en énergie et en angles sont plus faibles et une grande partie des éjectiles lourds sont détectés dans le plastique. Nous avons donc pris en compte ces événements pour reconstruire les cinématiques de la figure 3.22. La sélection appliquée à la figure 3.4 sur les énergies brutes du plastique nous a permis d'effectuer une coïncidence entre les éjectiles légers et une particule de $Z = 2$.

La reconstruction de l'énergie d'excitation de l'éjectile par masse manquante nécessite de connaître l'énergie de la réaction, ainsi que l'énergie et l'angle de diffusion du noyau de recul. L'angle de diffusion de ce dernier est déterminé grâce à la mesure de son point d'impact dans un télescope MUST2, par rapport à l'angle d'incidence sur cible de l'ion du faisceau. Son énergie totale est la somme des énergies perdues dans chaque étage de détection, plus l'énergie perdue dans la cible, déterminée avec le même programme de pertes d'énergie utilisé lors de la calibration des CsI.

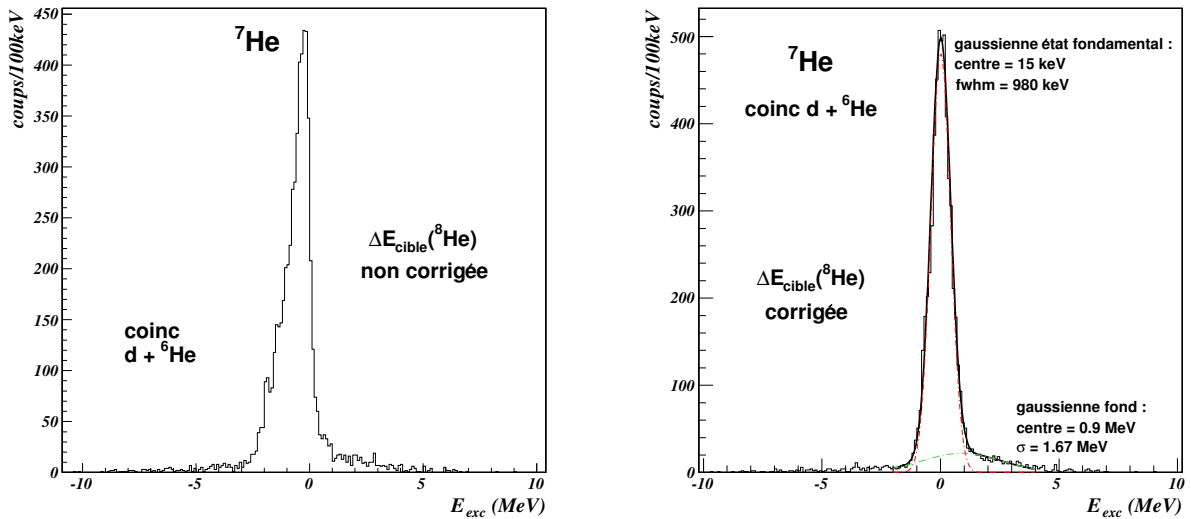


FIG. 3.23 – Spectres en énergie d'excitation de l' ^7He reconstruits avec les deutons s'arrêtant dans le silicium des MUST2 1 à 4, en coïncidence avec un ^6He , pour les runs sur cible de $50\ \mu\text{m}$. À gauche, l'énergie du faisceau est de $15.4\ \text{MeV}/n$. À droite, l'énergie de chaque ^8He incident a été corrigée de la perte d'énergie dans la cible, selon son point d'impact. Les données ont été ajustées avec deux gaussiennes, l'une pour l'état fondamental, l'autre pour le fond physique.

L'énergie de la réaction n'est pas simplement l'énergie du faisceau, $15.4\ \text{MeV}/n$, car les ions incidents perdent de l'énergie dans la cible avant d'atteindre le point d'interaction. Pour une cible épaisse, cet effet n'est pas négligeable, comme l'illustre la figure 3.23. Elle a été obtenue en sélectionnant les deutons s'arrêtant dans le premier étage de MUST2,

en coïncidence avec un ${}^6\text{He}$ dans un autre télescope, pour l'ensemble de nos données sur la cible de $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. À gauche, l'énergie de la réaction est de $15.4\ \text{MeV}/n$ pour tous les événements, et à droite elle est corrigée événement par événement de cette perte d'énergie. L'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$ n'est plus déformé vers les basses énergies et est bien mieux positionné, à $15\ \text{keV}$, comme le montrent les ajustements gaussiens effectués. Cette correction n'aurait pu être faite aussi précisément sans l'information donnée par les détecteurs de faisceau CATS.

La figure 3.24 présente les spectres associés à l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ et à celui de l' ${}^7\text{He}$. Ils ont été reconstruits avec les noyaux de recul identifiés dans les CsI, pour la plage en angles de diffusion mentionnée en légende. Nous avons effectué un ajustement gaussien pour déterminer la qualité de reconstruction des spectres en énergie d'excitation.

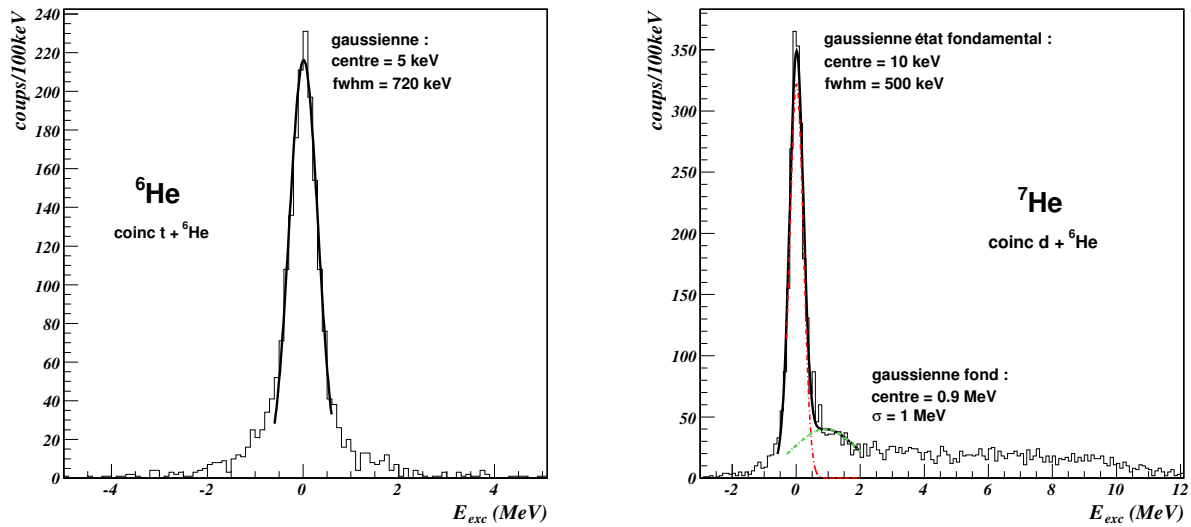


FIG. 3.24 – À gauche, état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ reconstruit pour les événements correspondant à un angle de diffusion entre 25 et 140_{cm}° . À droite, état fondamental de l' ${}^7\text{He}$ reconstruit pour les événements correspondant à un angle de diffusion entre 30 et 145_{cm}° . Seuls les deutons identifiés dans les CsI ont été pris en compte. Ces spectres ont été obtenus pour l'ensemble des runs sur cible de $50\ \mu\text{m}$, en sélectionnant les coïncidences $t + {}^6\text{He}$ et $d + {}^6\text{He}$ respectivement pour les spectres de gauche et de droite.

La position de l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ est à $5\ \text{keV}$, et la résolution en énergie est de $720\ \text{keV}$ en largeur à mi-hauteur. Pour l' ${}^7\text{He}$, l'état fondamental est à $10\ \text{keV}$ et la résolution en énergie est de $500\ \text{keV}$. La figure 3.25 présente le spectre associé à l'état fondamental de l' ${}^8\text{He}$, reconstruit avec les protons identifiés dans les CsI. Sa position est déterminée à $-13\ \text{keV}$, pour une résolution en énergie de $660\ \text{keV}$.

Les défauts de masse des noyaux des réactions étudiées sont connus avec une bonne précision [Aud03]. Avec ces défauts de masse, en minimisant les erreurs systématiques lors de la reconstruction des cinématiques et des énergies d'excitation, on atteint une bonne précision sur la position des états fondamentaux des ${}^{6,7,8}\text{He}$, inférieure à $20\ \text{keV}$. Cela nous

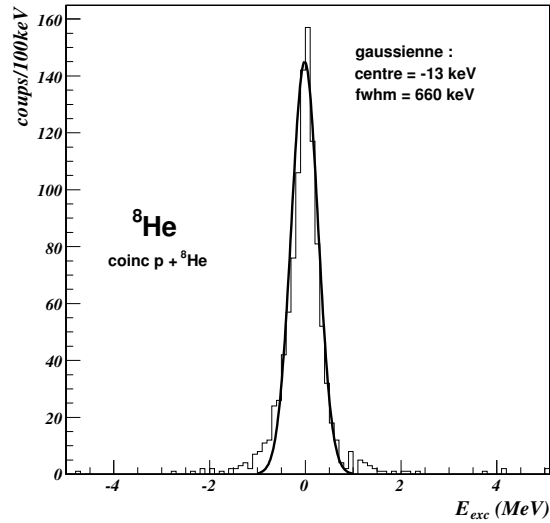


FIG. 3.25 – État fondamental de l' ${}^8\text{He}$ reconstruit pour les événements correspondant à un angle de diffusion entre 65 et 150°_{cm} . Seuls les protons identifiés dans les CsI ont été pris en compte. Ce spectre a été obtenu pour l'ensemble des runs sur cible de $50\ \mu\text{m}$, en sélectionnant les coïncidences $p + {}^8\text{He}$.

permet de valider *a posteriori* les corrections de perte d'énergie des particules dans la cible que nous avons appliquées.

3.4.2 Spectres de l' ${}^6\text{He}$ extraits de la réaction ${}^8\text{He}(p,t)$

La cinématique de la réaction de transfert de deux neutrons de la figure 2.1 montre que les tritons ont une énergie supérieure à $5\ \text{MeV}$. Les spectres en énergie d'excitation de l' ${}^6\text{He}$, présentés à la figure 3.26, ont été reconstruits avec les tritons identifiés dans les CsI, ayant une énergie minimale de $9\ \text{MeV}$. Les spectres contiennent la statistique de toute la gamme angulaire mesurée, entre 25 et 140°_{cm} .

Les deux spectres du haut ont été reconstruits avec l'ensemble de nos données sur la cible de $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur à gauche, et de $4\ \mu\text{m}$ d'épaisseur à droite. Aucune coïncidence n'a été appliquée. L'état fondamental et le premier état excité apparaissent nettement, mais le fond physique est important.

Pour limiter sa contribution, nous avons sélectionné les événements en coïncidence avec un éjectile, ${}^4\text{He}$ ou ${}^6\text{He}$, pour reconstruire les deux spectres du milieu. Les particules de $Z = 2$ ont été identifiées soit dans les CsI, soit par temps de vol pour les ${}^4\text{He}$, soit dans le plastique. On observe que la contribution du fond physique relativement au premier état excité a fortement diminué, mais qu'aucune autre résonance ne sort distinctement du continuum.

Les états excités de l' ${}^6\text{He}$ étant tous non liés, la coïncidence triton – ${}^4\text{He}$ permet de les distinguer de l'état fondamental dans les deux spectres du bas. Les ${}^4\text{He}$ identifiés dans le plastique n'ont pas été pris en compte, car ils ne peuvent pas être distingués des ${}^6\text{He}$. Seul le premier état excité à $1.8\ \text{MeV}$ apparaît nettement. Nous verrons au chapitre suivant comment extraire de nouvelles résonances du fond physique.

3.4.3 Spectres de l' ${}^7\text{He}$ extraits de la réaction ${}^8\text{He}(p,d)$

La figure 3.27 présente les spectres en énergie d'excitation de l' ${}^7\text{He}$. Les deux spectres du haut ont été reconstruits avec les deutons identifiés par temps de vol ou dans les CsI, sans appliquer de coïncidence, pour l'ensemble de nos données sur les cibles de $50\ \mu\text{m}$ et $4\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. La gamme angulaire de mesure est comprise entre 8 et 145°_{cm} . L'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$ est la seule résonance identifiable sans ambiguïté. Les effets de straggling en énergie et en angle sont plus importants à basse énergie, et pour la cible la plus épaisse. La section efficace de la réaction étant plus grande aux petits angles de diffusion dans le centre de masse [Ska06], ces événements contribuent à élargir l'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$ dans le spectre de gauche, par rapport au spectre de droite.

Cet effet d'élargissement est encore plus visible lorsque l'on compare les deux spectres du milieu. Ils ont été obtenus en sélectionnant les événements en coïncidence avec une particule de $Z = 2$, identifiée de la même façon que pour les spectres de l' ${}^6\text{He}$. La contribution du fond physique est plus faible, mais aucun état excité n'est visible.

Les deux spectres du bas résultent de la sélection des événements en coïncidence avec un ${}^4\text{He}$. Nous observons un pic au niveau de l'état fondamental, ce qui est impossible d'après les seuils d'émission de particules (voir la figure 1.9). Ce pic ne provient pas d'une mauvaise identification des isotopes d'hélium dans le plastique, car ces événements ne sont pas pris en compte. Nous discuterons ce point au chapitre suivant. Là encore, aucun état excité n'est visible.

3.4.4 Spectres de l' ${}^8\text{He}$ extraits de la réaction ${}^8\text{He}(p,p')$

La figure 3.28 présente les spectres en énergie d'excitation de l' ${}^8\text{He}$. Pour la diffusion élastique, les angles de diffusion mesurés vont de 65 à 150°_{cm} . Pour la diffusion inélastique et des énergies d'excitation inférieures à $4\ \text{MeV}$, ils vont de 5 à 30°_{cm} , et de 60 à 150°_{cm} . Au-delà de $4\ \text{MeV}$, les angles de diffusion sont mesurés entre 5 et 150°_{cm} .

Les deux spectres du haut ont été reconstruits avec les protons identifiés par temps de vol ou dans les CsI, sans appliquer de coïncidence, pour l'ensemble de nos données sur les cibles de $50\ \mu\text{m}$ et $4\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Le spectre de gauche ne présente pas d'état excité manifeste, même si la forme du fond physique permet de supposer la présence d'une structure entre 3 et $6\ \text{MeV}$. Le spectre de droite, correspondant à la cible de $4\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, présente une structure importante entre 4 et $6\ \text{MeV}$ qui sort clairement du fond physique. Ces spectres sont en accord avec les états observés à 3.6 et $5.4\ \text{MeV}$ par F. Skaza *et al.* [Ska07] (voir section 1.2.3).

Les deux spectres du milieu ont été obtenus en sélectionnant les événements en coïncidence avec une particule de $Z = 2$, identifiée de la même façon que pour les spectres des ${}^6,7\text{He}$. Cette coïncidence ne met pas en évidence de manière claire une résonance dans le spectre de gauche. En revanche, en diminuant la contribution du fond physique, elle permet d'observer sans ambiguïté la structure entre 4 et $6\ \text{MeV}$ dans le spectre de droite.

La différence directement visible entre les spectres en énergie d'excitation obtenus avec les événements sur la cible de $50\ \mu\text{m}$ ou avec ceux sur la cible de $4\ \mu\text{m}$ est due à la cinématique de la réaction. Les protons correspondant à cette structure ont une énergie très basse, en moyenne de $500\ \text{keV}$. Ils ne peuvent pas sortir de la cible de $50\ \mu\text{m}$ et ne sont visibles qu'avec la cible de $4\ \mu\text{m}$. Leur perte d'énergie dans la cible est en moyenne de $100\ \text{keV}$. Grâce à ces événements, nous avons pu déterminer que le seuil de détection

des protons dans le silicium à pistes est de 400 keV. Ce seuil provoque une coupure vers 3.2 MeV dans le spectre en énergie d'excitation.

Les deux spectres du bas résultent de la sélection des protons en coïncidence avec un ^4He ou un ^6He , ce qui sélectionne les états excités de l' ^8He . Nous observons sur le spectre de droite que la structure entre 4 et 6 MeV se confond avec le fond physique. Rappelons que ces spectres n'incluent pas les événements en coïncidence avec une particule de $Z = 2$ identifiée dans le plastique car il n'est pas possible d'identifier les différents isotopes d'hélium. Cinématiquement, ce résultat est cohérent avec des protons de basse énergie ayant des angles de diffusion inférieurs à 15°_{cm} , en coïncidence avec des $^{4,6}\text{He}$ proches de l'axe du faisceau et donc détectés dans le plastique.

Nous avons reconstruit les spectres en énergie d'excitation des $^{6,7}\text{He}$, intégrés sur tous les angles de diffusion, avec une très bonne précision : l'état fondamental de l' ^6He est positionné à 5 keV près avec une résolution de 720 keV, et celui de l' ^7He à 10 keV près avec une résolution de 500 keV. Au chapitre suivant, nous analyserons ces spectres pour en extraire les résonances observées et les sections efficaces associées.

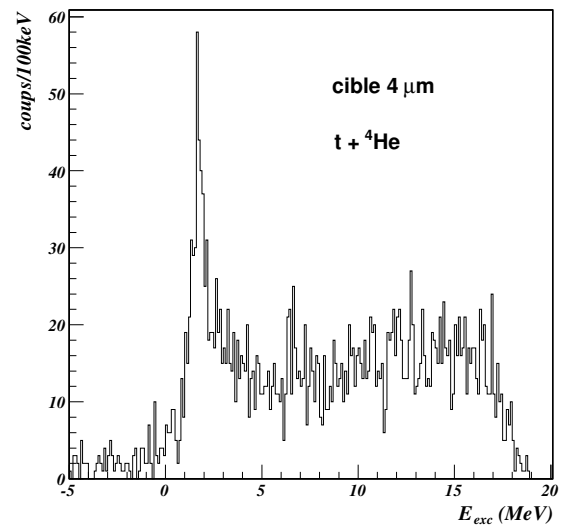
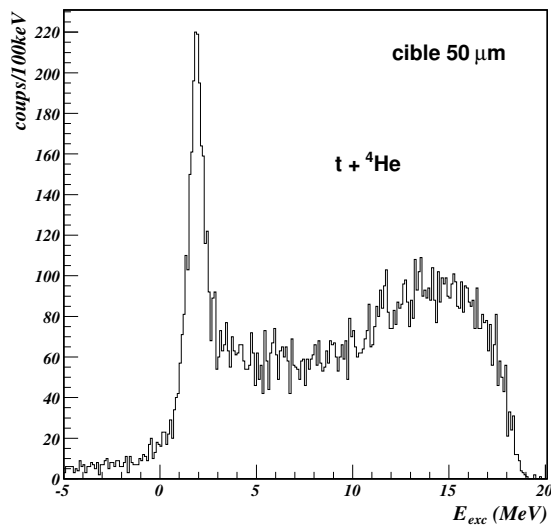
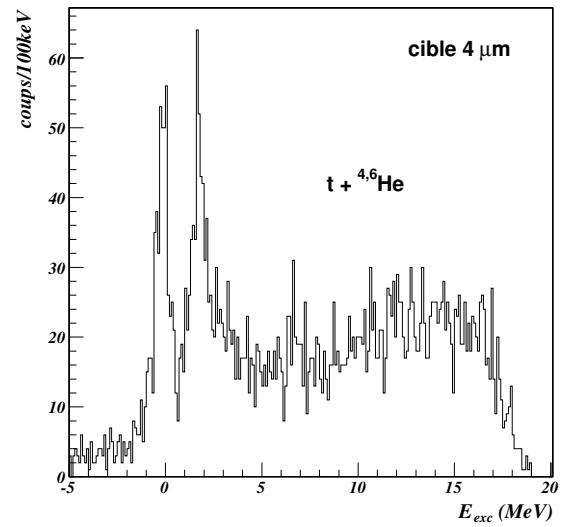
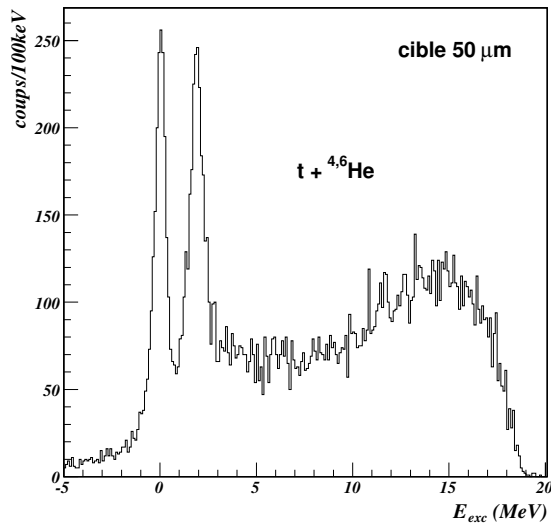
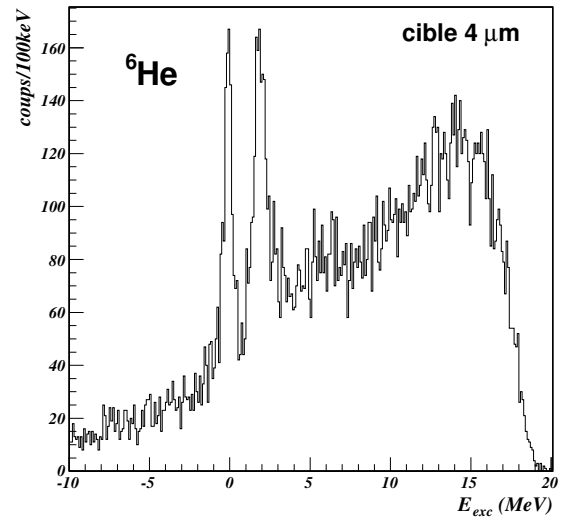
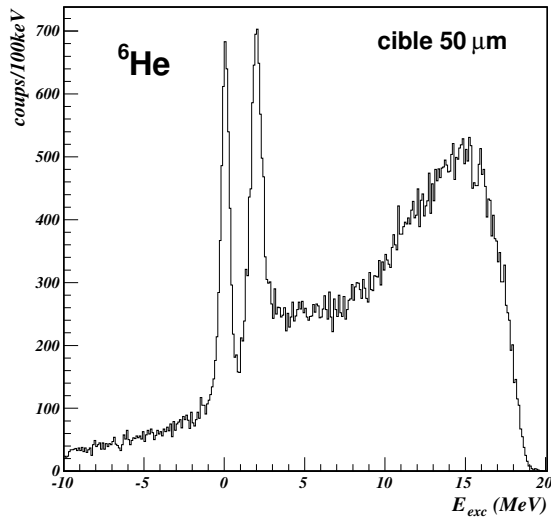


FIG. 3.26 – Spectres en énergie d'excitation de l' ${}^6\text{He}$, obtenus avec la cible de $50\ \mu\text{m}$ à gauche et de $4\ \mu\text{m}$ à droite. Lorsqu'elles sont appliquées, les coïncidences sont indiquées sur les figures. Voir le texte pour plus de détails.

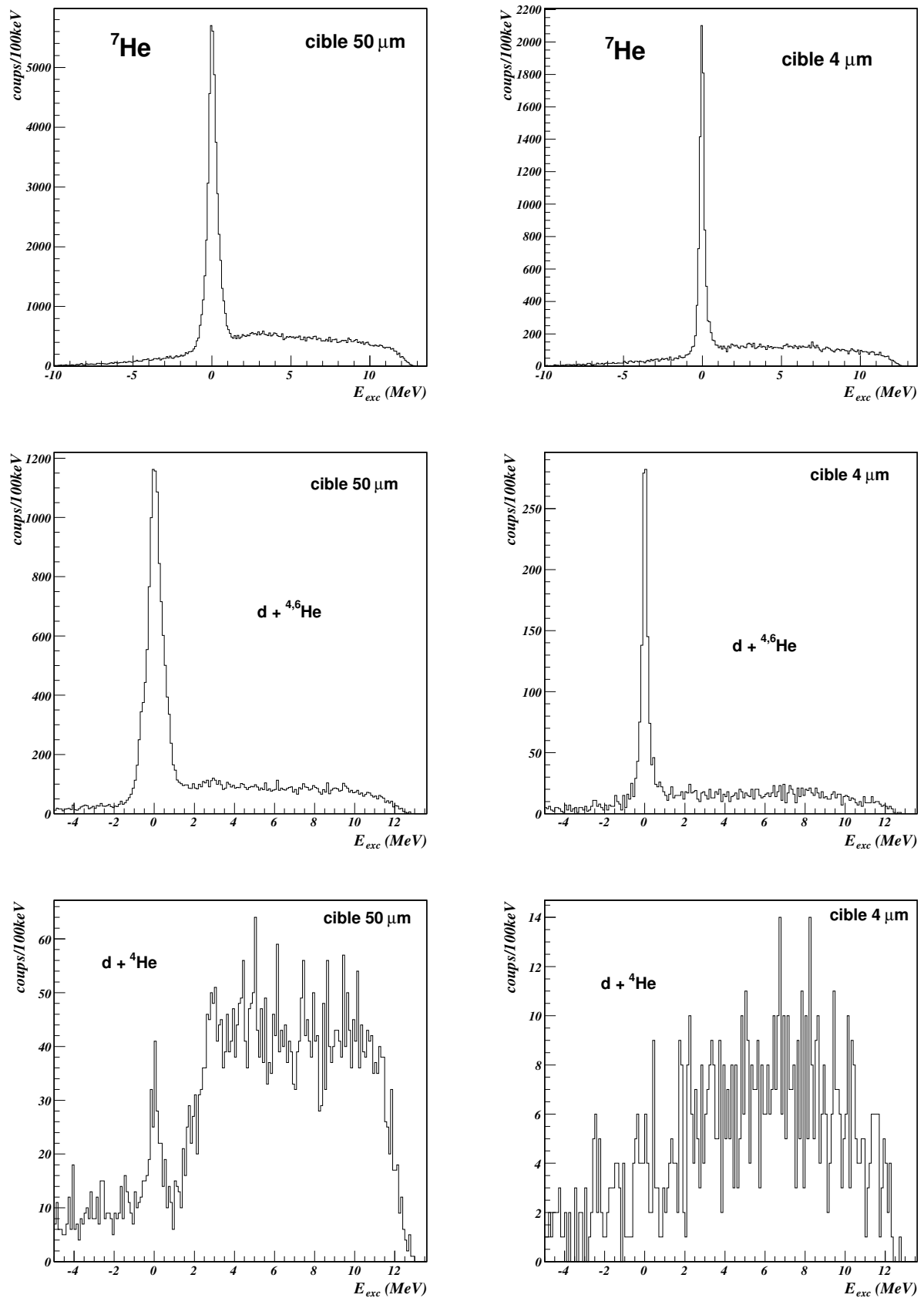


FIG. 3.27 – Spectres en énergie d'excitation de $l'{}^7\text{He}$, obtenus avec la cible de 50 μm à gauche et de 4 μm à droite. Lorsqu'elles sont appliquées, les coïncidences sont indiquées sur les figures. Voir le texte pour plus de détails.

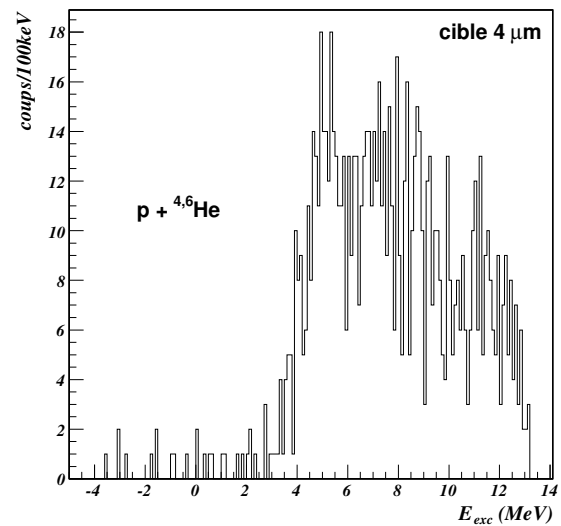
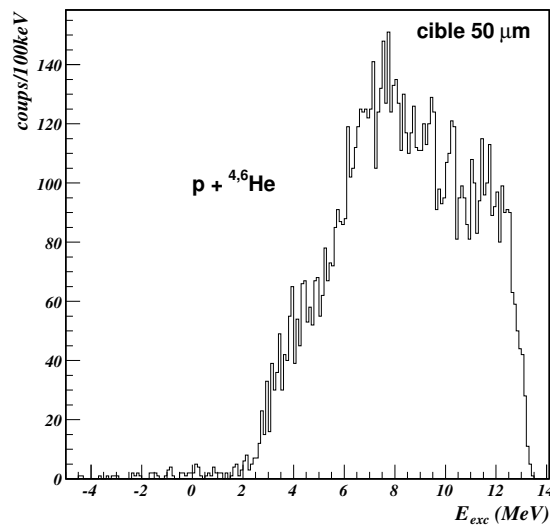
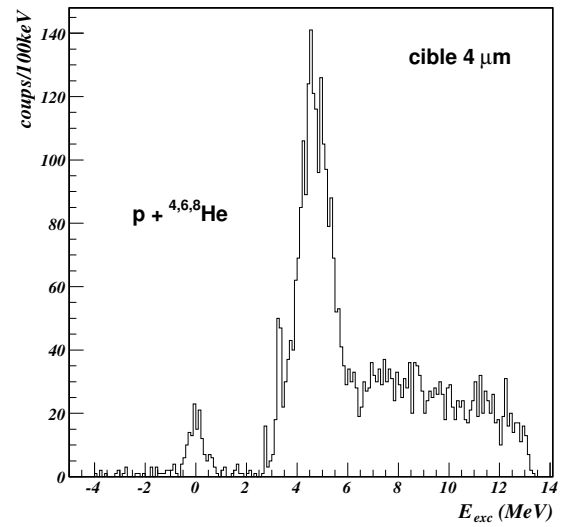
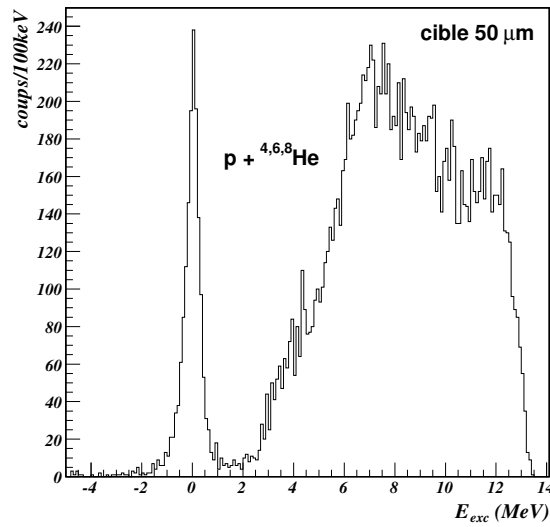
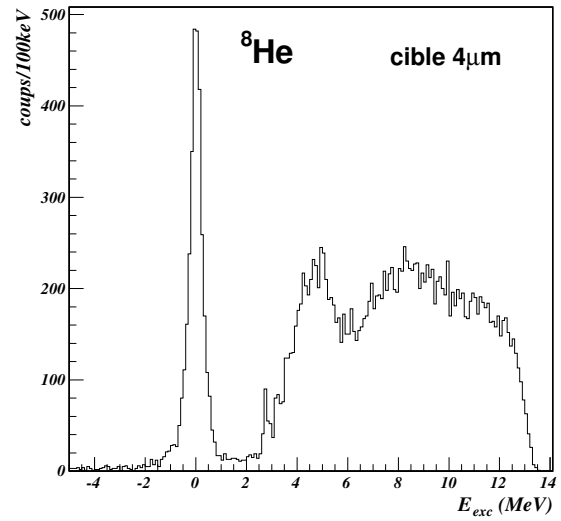
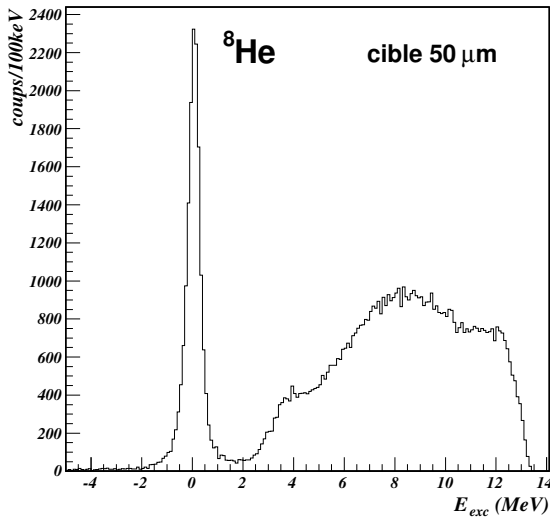


FIG. 3.28 – Spectres en énergie d'excitation de l' ^8He , obtenus avec la cible de 50 μm à gauche et de 4 μm à droite. Lorsqu'elles sont appliquées, les coïncidences sont indiquées sur les figures. Voir le texte pour plus de détails.

Chapitre 4

Interprétation des données

4.1 Définition

Quand un noyau acquiert une énergie d'excitation supérieure à un seuil d'émission de particules, les états accessibles ne sont plus quantifiés. Ils se distribuent de manière continue dans l'espace des phases du système, selon l'impulsion emportée par chaque particule. Mais le système peut aussi passer par un état non lié spécifique à sa structure. Un tel état peut être peuplé préférentiellement lors de l'excitation du noyau, selon le type de réaction, l'énergie disponible et le moment angulaire transféré. C'est une résonance propre au système, dont le temps de vie est de l'ordre de 10^{-20} s. Le principe d'incertitude de Heisenberg implique une largeur intrinsèque non nulle de cet état, d'autant plus grande que son temps de vie est court.

Cela rend difficile une définition non ambiguë d'un état résonant d'un point de vue théorique, et les prédictions pour un même modèle peuvent différer selon la définition employée. Il faut pouvoir distinguer un état de diffusion d'un état résonant dans le continuum des états résonants et non résonants. Par exemple, le *Gamow Shell Model* suppose que le couplage est faible entre les états résonants et les états de diffusion. Les résonances sont alors déterminées en deux étapes [Mic02] : les états propres du système sont établis de manière approchée sans tenir compte des états de diffusion, puis en en tenant compte. Un état résonant est déterminé par le recouvrement maximal entre ces deux solutions. Nous comparerons par la suite les prédictions de ce modèle avec les spectres en énergie d'excitation que nous avons obtenus.

Dans la théorie de la matrice R, une réaction nucléaire est décrite par la formation des états intermédiaires du noyau composé, associés aux états du noyau étudié donnés comme paramètres. Cette théorie permet de calculer les sections efficaces associées à chaque état. A. Lane et R. Thomas ont souligné l'impossibilité de distinguer objectivement un état résonant d'un état de diffusion du continuum [Lan58]. En pratique, lorsqu'un pic étroit apparaît dans une section efficace, la résonance est donnée à une énergie située dans la largeur du pic. Mais dans le cas de structures larges, les définitions choisies peuvent donner des énergies très différentes : la description en terme de résonances n'est plus pertinente. Cette théorie n'est pas appliquée ici, même si cela reste *a priori* envisageable : certaines versions de la théorie de la matrice R sont applicables aux réactions directes, donc sans formation d'un noyau composé. Il serait nécessaire d'inclure les transferts à deux particules, ici deux neutrons, et les décroissances à trois particules, ici $\alpha + 2n$. Un tel formalisme n'a

pas encore été développé.

Nous avons besoin d'une modélisation réaliste des résonances pour en extraire les paramètres dans les ${}^6,{}^7\text{He}$. G. Breit et E. Wigner ont montré que la forme d'une résonance peut être décrite par une distribution dite depuis de Breit-Wigner, avec une densité de probabilité de la forme suivante [Bre36] :

$$f(E) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_R/2}{(E - E_R)^2 + (\Gamma_R/2)^2},$$

avec E_R l'énergie de la résonance et Γ_R sa largeur.

La résolution expérimentale, incluant les effets de straggling dans la cible ainsi que les résolutions des détecteurs en énergie et en position, induit un élargissement des résonances. Cet élargissement peut être décrit en convoluant la distribution de Breit-Wigner de largeur Γ avec une distribution gaussienne de largeur σ_{exp} . Un exemple est présenté sur l'histogramme de gauche de la figure 4.1.

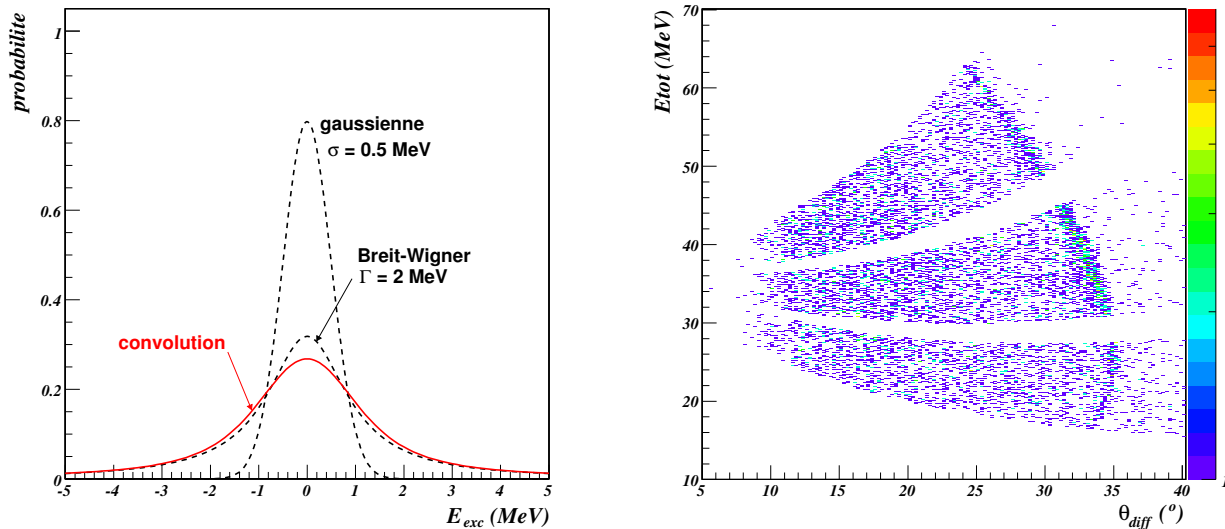


FIG. 4.1 – À gauche, en trait plein, résultat de la convolution d'une distribution gaussienne et d'une distribution de Breit-Wigner, chacune en pointillés. À droite, cinématique associée aux tritons pour la cible de $50\ \mu\text{m}$, en coïncidence avec des particules α . L'angle de diffusion θ_{diff} est mesuré dans le laboratoire, et la sélection est faite sur des angles de diffusion c.m., pour les intervalles $[40^\circ, 60^\circ]$, $[65^\circ, 85^\circ]$ et $[90^\circ, 110^\circ]$. On observe une structure identique pour chaque intervalle.

Pour un intervalle en angle de diffusion dans le centre de masse (angle c.m.), nous avons extrait le spectre en énergie d'excitation et nous avons déterminé les paramètres (E_R, Γ_R) des résonances possibles. Nous avons vérifié ensuite que ces paramètres sont conservés d'un intervalle à l'autre. Ceci constitue notre définition expérimentale d'un état résonant. L'histogramme de droite de la figure 4.1 permet de l'illustrer. Une coïncidence t- α a été appliquée à la cinématique des tritons pour ne conserver que les états excités de l' ${}^6\text{He}$. Nous avons sélectionné les événements selon trois intervalles en angle c.m. : $[40^\circ, 60^\circ]$, $[65^\circ, 85^\circ]$

et $[90^\circ, 110^\circ]$. La ligne cinématique associée au premier état excité de ${}^6\text{He}$ est nettement visible. Nous avons vérifié que les paramètres de cet état se conservent d'un intervalle à l'autre, le long de la ligne cinématique, moyennant les effets de section efficace.

Modéliser un état résonant par une distribution symétrique est une approximation. Près d'un seuil d'émission de particules, la pénétrabilité, qui dépend du moment angulaire de l'état, et les interférences avec les états du continuum, qui dépendent des couplages vers ces états, ont pour effet de déformer la distribution [Lan58]. Pour décrire une résonance, il faudrait prendre en compte la dépendance en énergie de sa largeur de façon à introduire une déformation de la résonance pour les énergies d'excitation supérieures à E_R . La résonance posséderait alors une largeur effective $\Gamma = F(\Gamma_R, E - E_R)$. La résolution expérimentale ne permet pas d'observer cet effet pour des états dont la largeur est bien inférieure à l'énergie de la résonance. C'est le cas du premier état excité de ${}^6\text{He}$ à 1.8 MeV, large de 113 keV. Pour l'extraction des résonances du fond physique, nous supposons dans un premier temps qu'elles sont symétriques. Ensuite, dans le cas de ${}^7\text{He}$, nous introduirons une déformation et nous en évaluerons l'influence sur les paramètres des résonances.

4.2 Résonances de ${}^6\text{He}$

Nous avons vu au chapitre précédent qu'aucune résonance au-delà du premier état excité ne peut être distinguée des contributions du fond physique. Il est donc nécessaire de bien maîtriser ce fond à travers ses différentes composantes. Les difficultés inhérentes à cette recherche des résonances proviennent de la contribution importante du premier état excité, des effets des sections efficaces selon les intervalles en angle c.m. choisis, et du nombre de résonances nécessaires pour reproduire les spectres en énergie d'excitation. Nous présentons ici les résultats pour l'ensemble des événements sur la cible de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

4.2.1 Fonds physiques

Pour décrire le spectre en énergie d'excitation de ${}^6\text{He}$, il faut prendre en compte :

- les résonances possibles de ${}^6\text{He}$,
- le fond physique dû aux processus produisant les mêmes particules dans l'état final, sans passer par un état excité de ${}^6\text{He}$,
- le fond dû aux réactions de ${}^8\text{He}$ sur le ${}^{12}\text{C}$ de la cible de polypropylène.

Les coïncidences éjectiles – noyaux de recul ont permis de limiter le fond physique dans les spectres. Dans le cas de ${}^6\text{He}$, le fond dû au carbone est contraint par la coïncidence $t-\alpha$. Ce fond est connu : il a été mesuré avec un faisceau d' ${}^8\text{He}$ à 15.6 MeV/n sur une cible de carbone lors de l'expérience de la collaboration MUST évoquée en section 1.3.4. L'analyse des spectres en énergie d'excitation pour différents intervalles en angle c.m. avait permis de conclure que le fond physique dû aux réactions sur le carbone était constant et pouvait être ajusté sur les énergies négatives du spectre [Ska04]. Suivant ces résultats, nous avons ajusté ce fond en moyennant le nombre de coups pour les énergies négatives de chaque spectre considéré. Le spectre de droite de la figure 4.2 en montre un exemple.

Concernant l'autre type de fond physique, trois processus peuvent conduire à détecter un triton et une particule α dans l'état final, avec soit trois corps :

- ${}^8\text{He} + p \rightarrow t + {}^5\text{He} + n$ et la décroissance ${}^5\text{He} \rightarrow \alpha + n$,

– ${}^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{t} + \alpha + \text{n}^2$ où les deux neutrons sont corrélés, c'est-à-dire considérés comme une particule de masse $2m_n$, m_n étant la masse du neutron ;
soit quatre corps : ${}^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{t} + \alpha + \text{n} + \text{n}$ où les deux neutrons ne sont pas corrélés.

Chacun de ces fonds physiques a été déterminé par un calcul d'espace des phases, appliqué à la cinématique. Avec le programme de simulation, les fonds obtenus ont été convolués par l'efficacité de détection du dispositif expérimental. Le résultat est présenté sur le spectre de gauche de la figure 4.2.

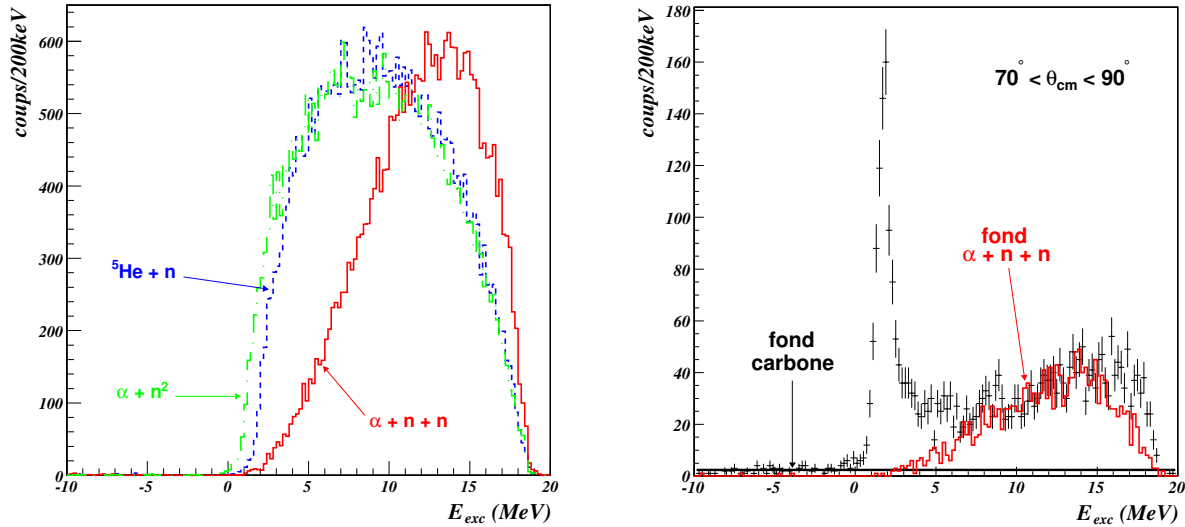


FIG. 4.2 – À gauche, fonds physiques simulés des trois réactions peuplant les états du continuum de $l'{}^6\text{He}$. À droite, spectre en énergie d'excitation de $l'{}^6\text{He}$, reconstruit à partir des tritons en coïncidence avec des particules α , pour l'intervalle en angle de diffusion $[70^\circ, 90^\circ]_{cm}$. La normalisation des fonds sur les données a conduit à des contributions nulles des fonds ${}^5\text{He} + \text{n}$ et $\alpha + \text{n}^2$.

Pour déterminer la contribution de chaque fond, nous avons choisi l'intervalle en angle de diffusion $[70^\circ, 90^\circ]_{cm}$, dans lequel la statistique du premier état excité est maximale (fig. 4.2). Les paramètres résultent d'une procédure de minimisation de l'écart-type χ^2 défini par :

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^{N_{bins}} \left[\frac{d(i) - f(i)}{\sqrt{d(i)}} \right]^2}{N_{bins} - N_{param}} ,$$

avec N_{bins} l'échantillonnage du spectre en énergie d'excitation, $d(i)$ le nombre de coups dans chaque unité d'échantillonnage, $f(i)$ le nombre de coups produits par l'ajustement du fond physique, et N_{param} le nombre de paramètres libres, ici 3.

Cette procédure conduit à une unique contribution, celle du fond $\alpha + \text{n} + \text{n}$. Ce résultat a été confirmé pour chaque intervalle en angle de diffusion. Nous avons imposé une

contribution non négligeable des fonds ${}^5\text{He} + n$ et $\alpha + n^2$ lors de la procédure d'ajustement. Cela conduit systématiquement à surestimer les données entre 5 et 15 MeV. La contribution principale du fond $\alpha + n + n$ est aussi confirmée par les expériences de dissociation de ${}^6\text{He}$, dont certaines ont été présentées à la section 1.3.

4.2.2 Recherche des résonances

La première étape consiste à fixer la résolution expérimentale σ_{exp} , nécessaire à la convolution des distributions gaussiennes et de Breit-Wigner. Comme l'illustre la figure 3.24, la coïncidence $t-{}^6\text{He}$ sélectionne l'état fondamental de ${}^6\text{He}$, seul état lié. Sa largeur est directement liée à la résolution. La recherche des résonances a été faite sur l'intervalle en angle de diffusion $[70^\circ, 90^\circ]_{cm}$, mais la section efficace de l'état fondamental y est trop faible pour déterminer la résolution. Nous avons donc choisi l'intervalle $[50^\circ, 70^\circ]_{cm}$, et déterminé $\sigma_{exp} = 260$ keV. La largeur à mi-hauteur correspondante vaut $2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_{exp} = 612$ keV, le straggling en énergie dû à la cible contribuant pour environ 50 keV.

La recherche des résonances a été faite ensuite en deux étapes : le fond physique est soustrait des données et les paramètres des résonances sont déterminés ; puis on vérifie l'ajustement du fond et des paramètres des résonances sur le spectre en énergie d'excitation complet.

Le spectre en énergie d'excitation de la figure 4.3 a été obtenu en soustrayant aux données les fonds ajustés (avec un χ^2 de 0.92 calculé entre 9 et 20 MeV) sur le spectre de la figure 4.2 (à droite). On observe des structures entre le premier état excité et 10 MeV, ainsi qu'une structure large au-delà de 15 MeV. Cette dernière est compatible avec les indications de J. Jänecke *et al.* [Jan96] pour un état à 14.6 MeV, large de 7.4 MeV, de H. Akimune *et al.* [Aki03] pour un état à 18 MeV, large de 7.7 MeV, et de T. Nakamura [Nak02] pour un état large autour de 15 MeV.

Le premier état excité étant bien connu, nous l'avons fixé dans nos recherches à une énergie d'excitation de 1.8 MeV, large de 113 keV. Le χ^2 a été calculé entre 0 et 10 MeV. Deux solutions différentes ont pu être trouvées, pour des χ^2 comparables (fig. 4.4). La première solution comporte les trois résonances suivantes :

- $E = (2.65 \pm 0.25)$ MeV, $\Gamma = (1.6 \pm 0.4)$ MeV
- $E = (5.3 \pm 0.3)$ MeV, $\Gamma = (2 \pm 1)$ MeV
- $E = (8.55 \pm 0.35)$ MeV, $\Gamma = (0.8 \pm 0.4)$ MeV.

La deuxième solution comporte les quatre résonances suivantes :

- $E = (2.4 \pm 0.15)$ MeV, $\Gamma = (0.4 \pm 0.3)$ MeV
- $E = (3.4 \pm 0.15)$ MeV, $\Gamma = (0.7 \pm 0.5)$ MeV
- $E = (5.2 \pm 0.3)$ MeV, $\Gamma = (1.9 \pm 0.6)$ MeV
- $E = (8.8 \pm 0.2)$ MeV, $\Gamma = (0.75 \pm 0.35)$ MeV.

Les erreurs ont été évaluées en faisant varier les positions et les largeurs tant que l'adéquation entre l'ajustement et les données restait comparable aux solutions initiales trouvées.

L'accumulation de statistique entre le premier état excité et 5 MeV est reproduite avec une ou deux résonances. Bien qu'une deuxième résonance offre plus de degrés de liberté pour l'ajustement, le χ^2 n'est pas significativement meilleur. Mais les deux solutions semblent raisonnables et doivent être étudiées. Le dernier état, au-delà de 8 MeV, a une largeur plus faible que les précédents, alors qu'on s'attend à des largeurs croissantes avec l'énergie

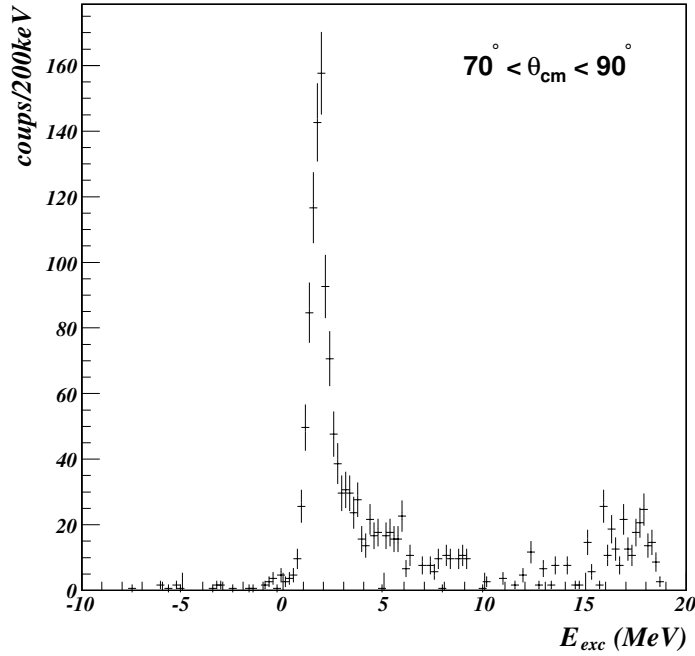


FIG. 4.3 – Spectre en énergie d'excitation de l' ${}^6\text{He}$ dans l'intervalle $[70^\circ, 90^\circ]_{cm}$, obtenu par soustraction du fond physique.

d'excitation. Le fond étant important à cette énergie, la faible statistique de l'état vers 8 MeV suggère qu'il a pu être engendré par la procédure de soustraction.

Ces résultats ont été vérifiés sur le spectre en énergie d'excitation complet. Les résonances sont cherchées et les fonds sont ajustés dans le même temps, en comparant l'ajustement total avec les données. Le χ^2 est calculé entre 0 et 20 MeV. Là encore, les contributions des fonds physiques ${}^5\text{He} + n$ et $\alpha + n^2$ sont trouvées nulles. Les deux solutions précédentes ont été retrouvées, pour des χ^2 comparables. Comme l'illustre la figure 4.5, nous avons déterminé deux structures supplémentaires, à 16 MeV et 17.3 MeV, de largeurs respectives 2 MeV et 1.13 MeV. La faible efficacité de la détection et l'importance du fond à ces énergies ne permettent pas d'affirmer leur existence. Mais ces structures permettent d'améliorer l'accord entre les données et le spectre en énergie d'excitation, et elles sont compatibles avec les indications d'expériences antérieures citées plus haut.

Les figures 4.6, 4.7 et 4.8 présentent les ajustements effectués sur cinq intervalles en angle de diffusion. Les résonances ont été fixées : seules les normalisations du fond et des résonances sont ajustées. Si les autres résonances se conservent, on observe que la résonance vers 8.5 MeV ne se conserve pas et n'est nécessaire que dans l'intervalle $[85^\circ, 95^\circ]_{cm}$.

Les deux solutions trouvées restent valables quel que soit l'intervalle en angle de diffusion. Cela permet de souligner les limites de cette analyse, et de la résolution expérimentale : nos données ne peuvent conclure sur l'existence de plus d'une résonance dans cette gamme en énergie d'excitation. Nous avons donc identifié deux résonances de basse énergie dans l' ${}^6\text{He}$: à 2.65 MeV large de 1.6 MeV, et à 5.3 MeV large de 2 MeV.

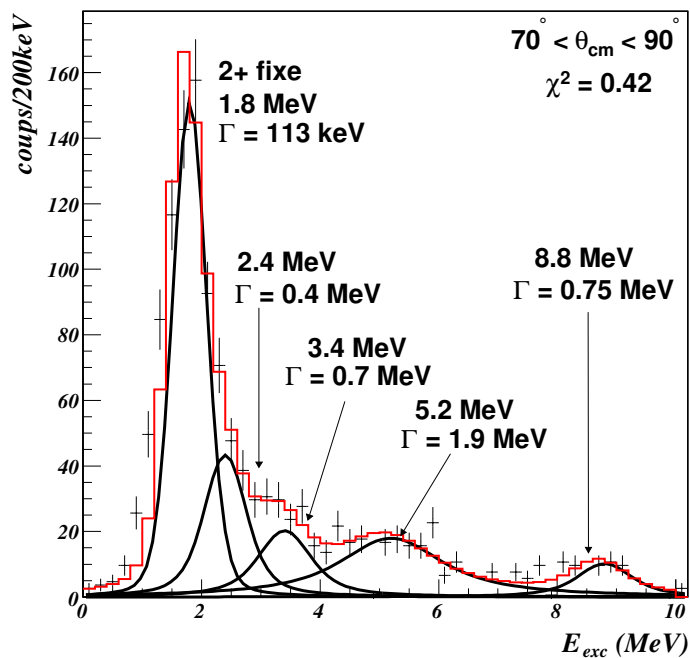
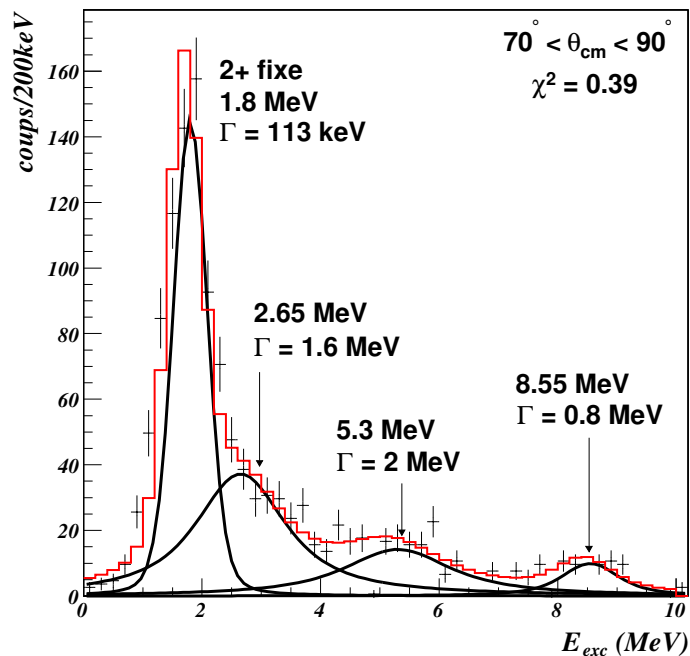


FIG. 4.4 – Analyse du spectre en énergie d'excitation de la figure 4.3 entre 0 et 10 MeV. Deux solutions ont été trouvées, pour un χ^2 comparable, avec quatre résonances (figure du haut) et cinq résonances (figure du bas) entre 0 et 10 MeV.

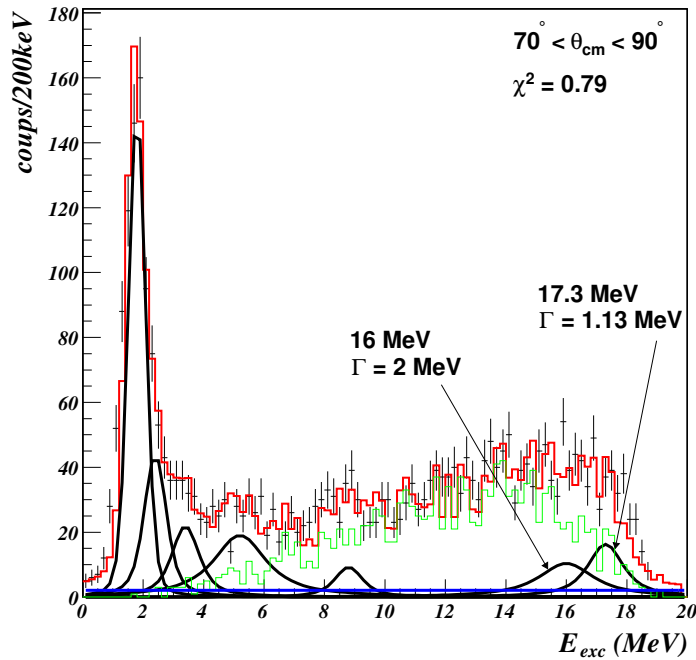
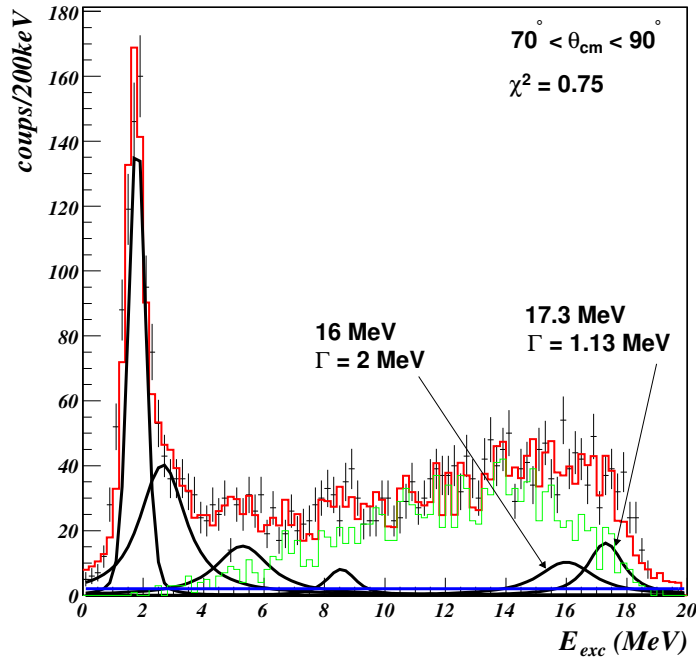


FIG. 4.5 – Analyse du spectre en énergie d'excitation total de l' ${}^6\text{He}$ entre 70° et 90°_{cm} , obtenu par reconstruction en masse manquante du triton détecté en coïncidence avec un α . Le fond dû au carbone, constant et en bleu, et le fond $\alpha + n + n$, en vert, ont été normalisés en même temps que la recherche des résonances. Les résultats de la figure 4.4 ont été retrouvés. Deux résonances supplémentaires ont été ajoutées vers 15 MeV. Leur pertinence est discutée dans le texte. La figure du haut présente la solution avec quatre résonances entre 0 et 10 MeV, la figure du bas avec cinq résonances.

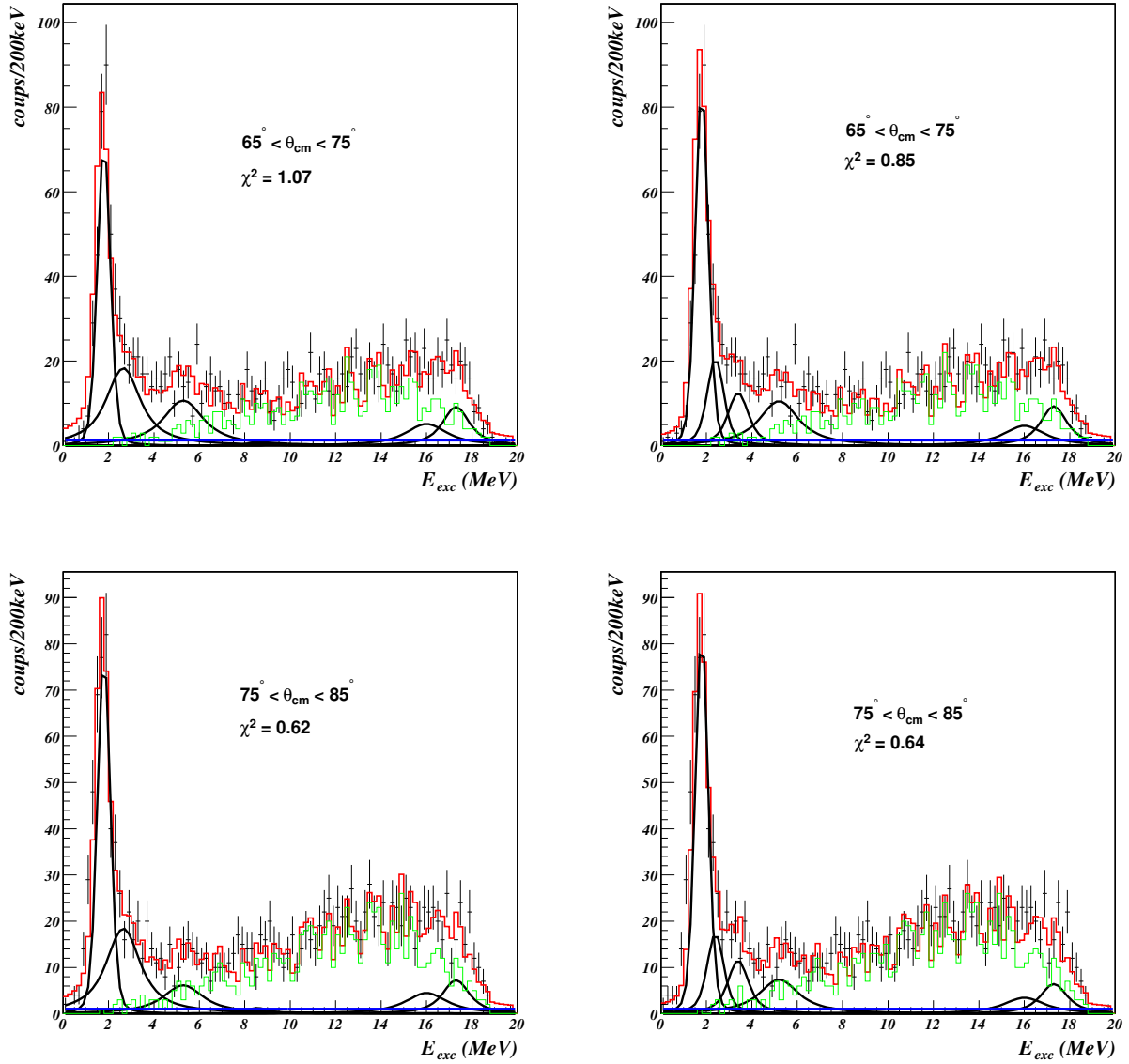


FIG. 4.6 – Analyse des spectres en énergie d’excitation entre 65° et 75°_{cm} , ainsi qu’entre 75° et 85°_{cm} . Les figures de gauche présentent la solution avec quatre résonances entre 0 et 10 MeV, les figures du bas avec cinq résonances. Les résonances déterminées entre 70° et 90°_{cm} se conservent, à l’exception de celle autour de 8.5 MeV.

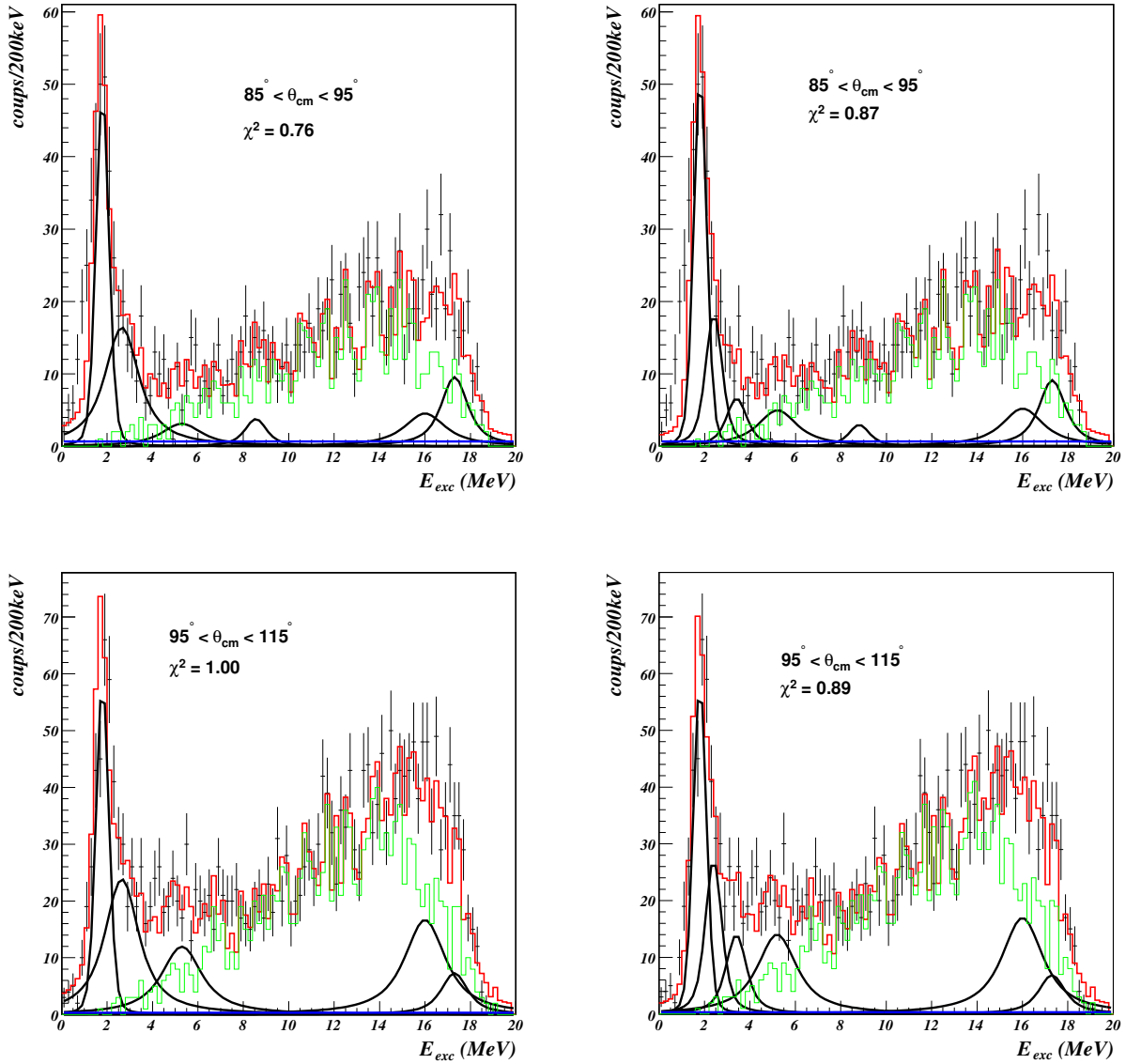


FIG. 4.7 – Analyse des spectres en énergie d’excitation entre 85 et 95°_{cm} , ainsi qu’entre 95 et 115°_{cm} . Les figures de gauche présentent la solution avec quatre résonances entre 0 et 10 MeV, les figures du bas avec cinq résonances. La contribution de la résonance autour de 8.5 MeV est non nulle uniquement dans le premier intervalle angulaire.

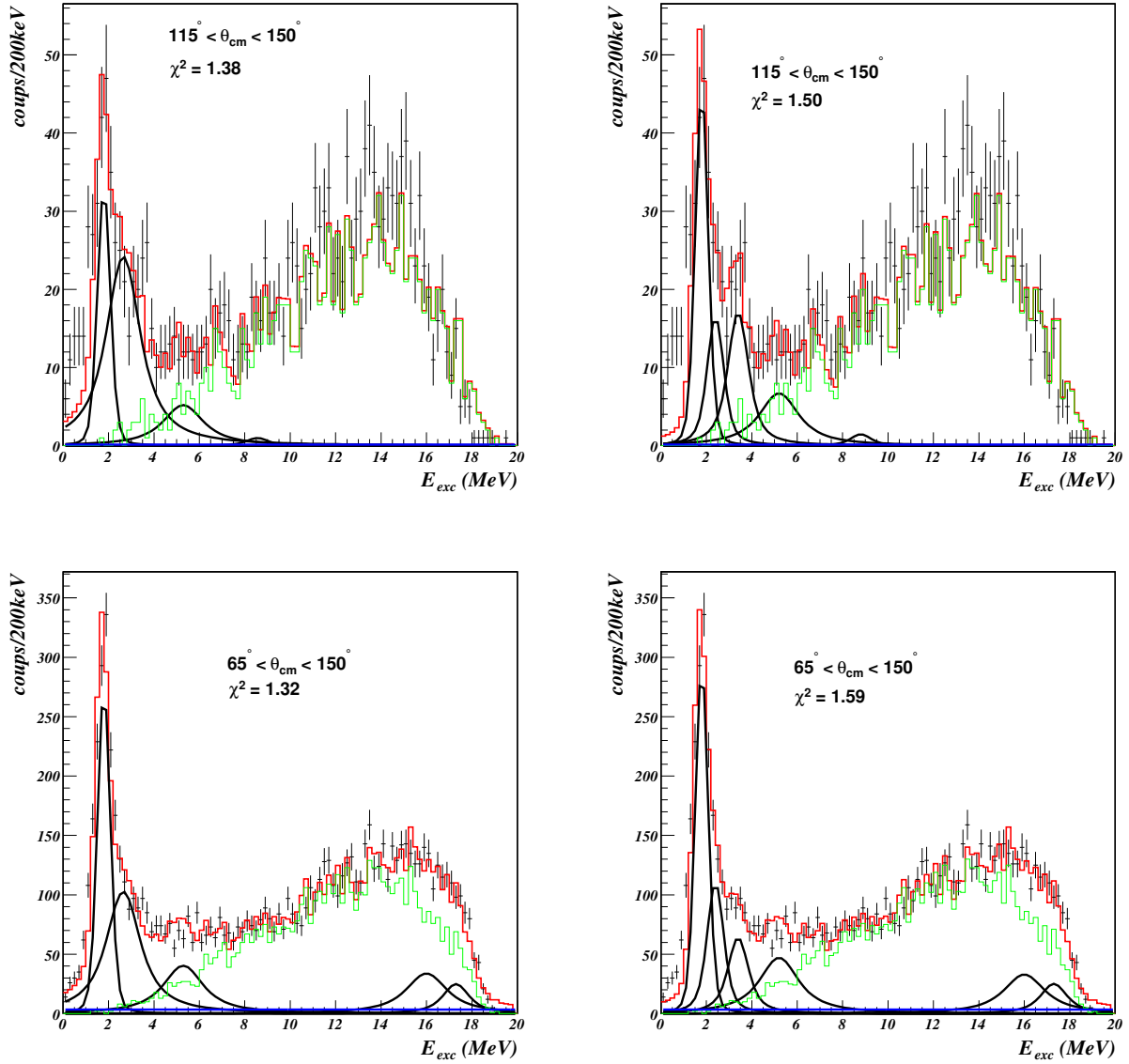


FIG. 4.8 – Analyse des spectres en énergie d'excitation entre 115 et 150°_{cm} , ainsi que sur la totalité de l'intervalle $[65^\circ, 150^\circ]_{cm}$. Les figures de gauche présentent la solution avec quatre résonances entre 0 et 10 MeV, les figures du bas avec cinq résonances. La contribution de la résonance autour de 8.5 MeV entre 115 et 150°_{cm} est négligeable.

4.2.3 Tests des prédictions théoriques

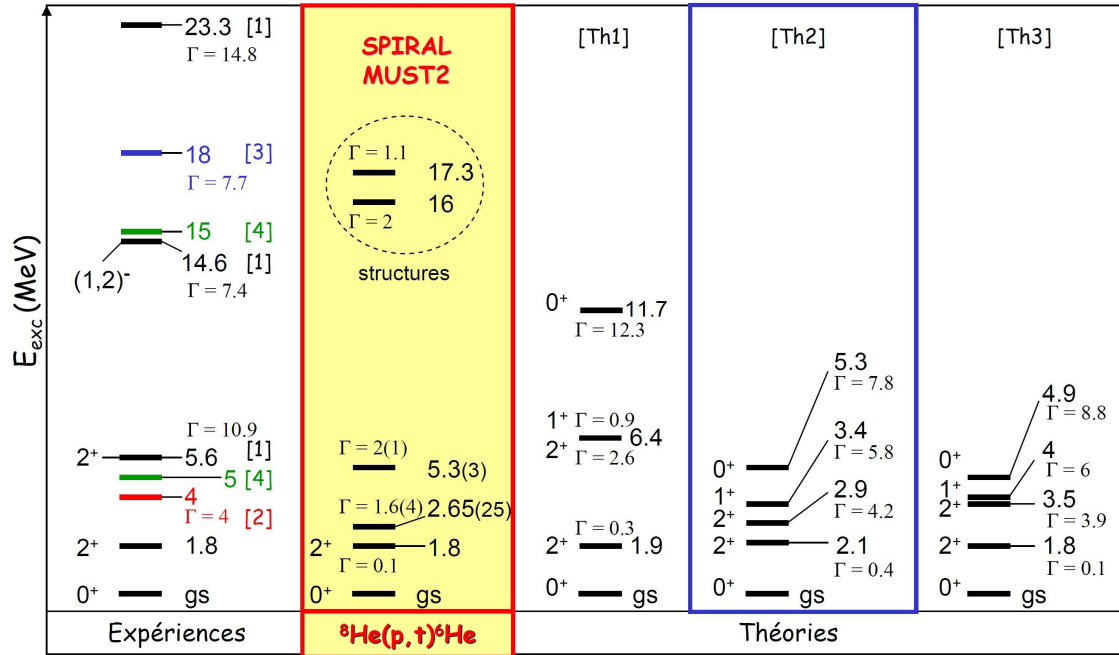


FIG. 4.9 – Synthèse des résultats expérimentaux et théoriques de la spectroscopie de l' ${}^{16}\text{He}$. Références associées aux expériences : (1) [Jan96], (2) [Nak00], (3) [Nak02], (4) [Aki03]. Références associées aux théories : (Th1) [Vol05], (Th2) [Hag05], (Th3) [Myo07]. Les approches incorporant le traitement réaliste du continuum, sont en accord avec nos données, en particulier celle de (Th2) [Hag05].

La figure 4.9 établit le bilan de nos mesures en les comparant aux mesures des expériences précédentes et aux prédictions théoriques les plus récentes. Les données de notre expérience indiquent au minimum deux résonances au-delà du premier état excité, dont une inférieure à 4 MeV. Les prédictions de deux modèles seulement sont compatibles, et chacun tient compte des effets de couplage au continuum. T. Myo, K. Kato et K. Ikeda [Myo07] ont utilisé la *Complex Scaling Method* pour décrire les résonances à plusieurs corps de ${}^{16}\text{He}$ et prédisent trois résonances au-delà du premier état excité : 3.5 MeV, 4 MeV et 4.9 MeV, de largeurs respectives 3.9 MeV, 6 MeV et 8.8 MeV. G. Hagen, N. Hjorth-Jensen et J. Vaagen [Hag05], dont nous avons déjà présenté les résultats (fig. 1.21), utilisent une interaction plus élaborée, à trois corps et dont la pertinence a déjà été soulignée pour les noyaux légers riches en neutrons. Ils prédisent également trois résonances : 2.9 MeV, 3.4 MeV et 5.3 MeV, de largeurs respectives 4.2 MeV, 5.8 MeV et 7.8 MeV.

Dans ces modèles, les largeurs prédites dépendent fortement des positions des états résonants. Les incertitudes que nous avons déterminées, dues à la procédure d'ajustement, sont suffisantes pour changer d'un ordre de grandeur ces largeurs. Nous avons donc fixé les positions des états prédits, et laissé libres les largeurs lors de l'ajustement. Les résultats sont présentés en figure 4.10. Les états prédits par T. Myo, K. Kato et K. Ikeda [Myo07] ne peuvent pas reproduire les données de notre expérience de manière satisfaisante. L'ajustement tend à faire disparaître l'état à 4.9 MeV, et l'absence d'état autour de 3 MeV ne rend pas compte de la statistique entre 2 et 3 MeV. Les calculs du *Continuum Shell Model* [Vol05] ne prédisent pas de résonance entre 2 et 4 MeV (fig. 1.20), en contradiction avec

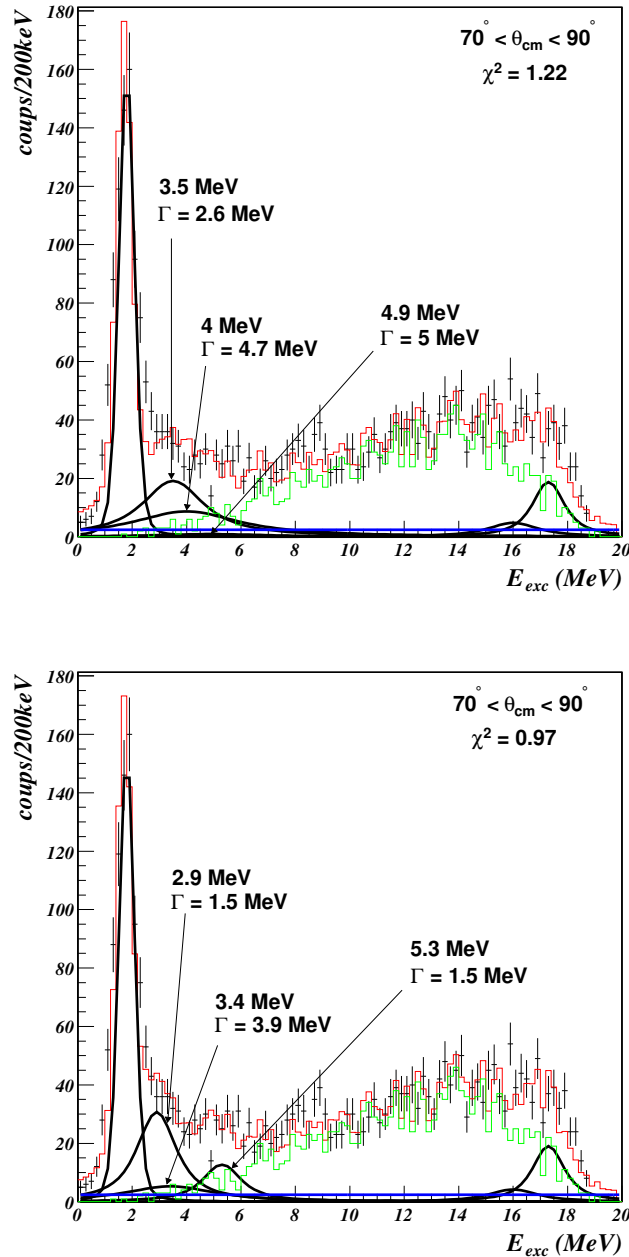


FIG. 4.10 – Ajustements sur le spectre en énergie d'excitation dans l'intervalle $[70^\circ, 90^\circ]_{cm}$ à partir des prédictions de [Myo07] en haut, et de [Hag05] en bas. Les positions données par les modèles ont été conservées et les largeurs ont été ajustées.

nos données.

En revanche, les états prédits par G. Hagen, N. Hjorth-Jensen et J. Vaagen [Hag05] permettent de reproduire nos données remarquablement bien. Cela semble indiquer qu'une théorie qui incorpore à la fois le traitement réaliste du continuum et des interactions nucléaires élaborées représente une bonne approche de la spectroscopie des noyaux exotiques légers. Seule une étude systématique des prédictions de telles théories, comparées à celles de théories ne traitant pas ces effets, sera concluante.

4.3 Résonances de l' ${}^7\text{He}$

Pour limiter le fond dans les spectres en énergie d'excitation de l' ${}^7\text{He}$, on peut examiner deux types de coïncidences : deuton – ${}^6\text{He}$ et deuton – ${}^4\text{He}$. Le premier est spécifique aux états de basse énergie, inférieurs au seuil de séparation $S_{3n} = S({}^4\text{He}+3n)$. Nous présentons ici les résultats pour l'ensemble des événements sur la cible de $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur.

4.3.1 Coïncidences d – ${}^6\text{He}$

Dans les spectres en énergie d'excitation issus des coïncidences d – ${}^6\text{He}$, la contribution de l'état fondamental est majoritaire et le fond physique est relativement faible. Comme le montre la figure 4.11, le fond dû au carbone est négligeable dans un intervalle en angle de diffusion large de 10 à 15°_{cm} . Seul le processus ${}^8\text{He} + p \rightarrow d + {}^6\text{He} + n$ produit un état final permettant une coïncidence d – ${}^6\text{He}$. Pour limiter au maximum l'influence de l'état fondamental, la contribution de ce fond simulé a été ajustée entre 3 et $13\ \text{MeV}$.

La résolution expérimentale σ_{exp} a été déterminée pour chaque intervalle en angle de diffusion à partir de l'état fondamental. Sa largeur Γ étant connue, un ajustement avec une résonance symétrique donne σ_{exp} et permet de reproduire les énergies négatives du spectre en énergie d'excitation.

L'état fondamental est proche du seuil de séparation ${}^6\text{He} + n$. Il est nécessaire de prendre en compte une déformation de la résonance aux énergies d'excitation plus élevées. Nous avons choisi une dépendance au premier ordre, pour reproduire l'effet principal :

$$\Gamma_R = \Gamma_R(1 + K(E - E_R)) ,$$

appliquée seulement si $E > E_R$. K est un facteur ajusté sur les données à 2.5 , constant quel que soit l'intervalle en angle de diffusion.

Cette déformation de l'état fondamental est suffisante pour reproduire les spectres en énergie d'excitation dans l'intervalle $[15^\circ, 60^\circ]_{cm}$. Le premier spectre de la figure 4.11 l'illustre bien. Il a été obtenu pour l'intervalle $[40^\circ, 60^\circ]_{cm}$, avec une résolution σ_{exp} de $110\ \text{keV}$. L'état fondamental est trouvé à une énergie d'excitation de $(0.01 \pm 0.05)\ \text{MeV}$, avec une largeur $\Gamma = (0.15 \pm 0.02)\ \text{MeV}$.

Cependant, dans l'intervalle $[75^\circ, 90^\circ]_{cm}$, on observe que la déformation de l'état fondamental n'est pas suffisante. Le deuxième spectre de la figure 4.11 présente la résonance trouvée, avec une résolution σ_{exp} de $150\ \text{keV}$: $E = (1.3 \pm 0.2)\ \text{MeV}$ et $\Gamma = (0.7 \pm 0.5)\ \text{MeV}$. Les erreurs ont été déterminées selon la même méthode que dans le cas de l' ${}^6\text{He}$.

La contribution statistique de cet état n'est pas négligeable : elle représente $27\ \%$ de celle de l'état fondamental. S'il est présent dans l'intervalle $[40^\circ, 60^\circ]_{cm}$, sa contribution ne dépasse pas $3\ \%$. Or, la section efficace vers l'état fondamental mesurée à $15.6\ \text{MeV/n}$ [Ska06] est cinq fois plus importante dans l'intervalle $[40^\circ, 60^\circ]_{cm}$ que dans l'intervalle $[75^\circ, 90^\circ]_{cm}$. Cette résonance à $1.3\ \text{MeV}$ est donc observée aux grands angles de diffusion parce que la section efficace vers l'état fondamental y est relativement bien plus faible.

La figure 4.12 présente les ajustements effectués pour les autres intervalles : $[60^\circ, 75^\circ]_{cm}$, $[90^\circ, 105^\circ]_{cm}$ et $[105^\circ, 120^\circ]_{cm}$. La résonance trouvée se conserve bien. Le tableau 4.1 résume les conditions de chaque ajustement. Le spectre en énergie d'excitation en bas à droite est identique au spectre du haut de la figure 4.11. Nous avons

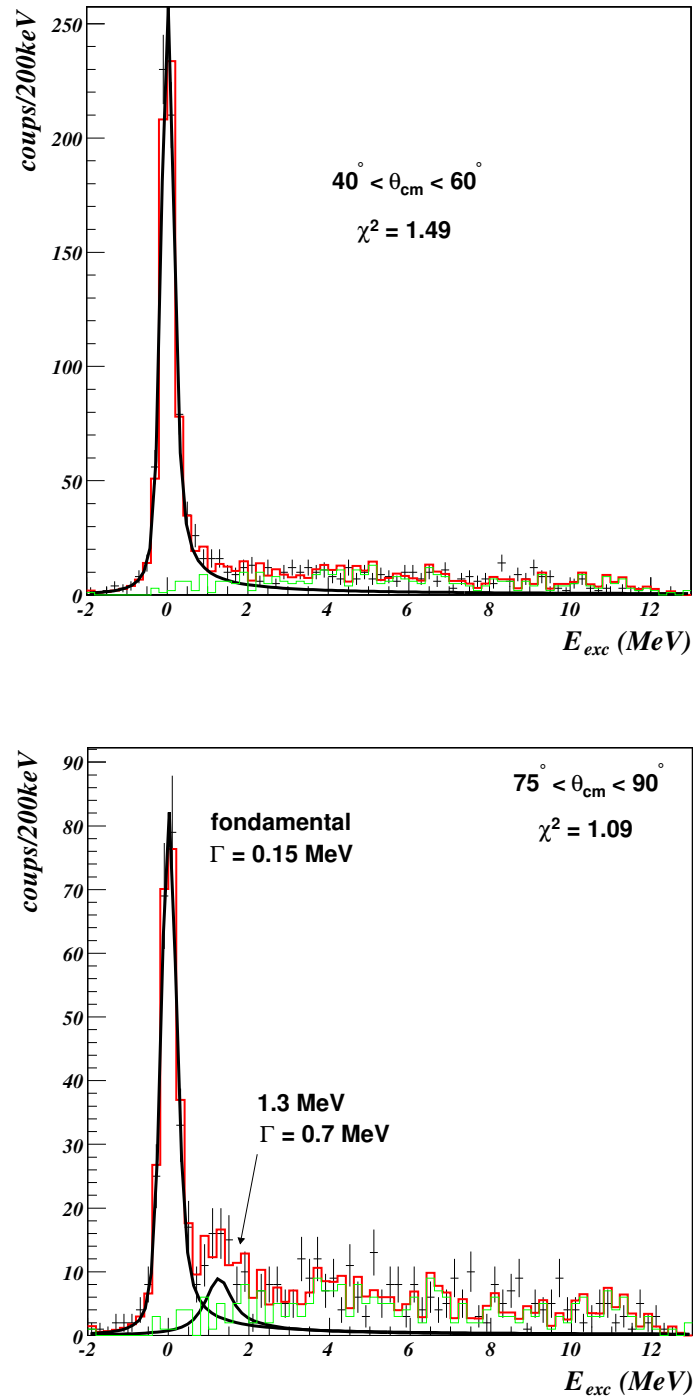


FIG. 4.11 – L'analyse du spectre en énergie d'excitation de ${}^7\text{He}$ entre 40 et 60°_{cm} montre que l'état fondamental déformé est suffisant pour reproduire les données. Entre 75 et 90°_{cm} , il est nécessaire de prendre en compte un état supplémentaire. Le fond physique simulé est en vert, la contribution de chaque résonance est en noir et le spectre total simulé est en rouge.

considéré le cas de résonances décrites par une distribution symétrique. Nous observons alors que la résonance indiquée par F. Skaza *et al.* [Ska06], à (0.9 ± 0.5) MeV large de (1 ± 0.9) MeV, permet de reproduire le spectre pour une valeur de χ^2 comparable au cas où les résonances sont décrites par une distribution déformée. Dans les mêmes conditions, cette résonance subsiste entre 60 et 120°_{cm} . Notons qu'entre 75 et 90°_{cm} , cette résonance à 0.9 MeV n'est pas suffisante pour reproduire le spectre, ce qui appuie l'existence de l'état à 1.3 MeV que nous avons extrait.

Les indications sur l'existence d'états excités de ${}^7\text{He}$ en dessous de 3 MeV dépendent de la modélisation de la résonance de l'état fondamental. Dans le cas d'un état fondamental très déformé, la résonance à 0.9 MeV n'est pas nécessaire pour reproduire nos données. Nos données n'excluent pas cet état controversé, et elles soulignent l'importance de la modélisation des résonances sur l'analyse des spectres en énergie d'excitation.

Le tableau 4.1 donne les valeurs de σ_{exp} déterminées pour chaque intervalle en angle c.m. On observe que la résolution expérimentale est meilleure dans l'intervalle $[40^\circ, 60^\circ]_{cm}$, et qu'elle est plus dégradée aux petits et aux grands angles c.m. Aux petits angles c.m., correspondant à des particules de basses énergies (fig. 2.1), les deutons subissent un straggling en énergie important dans la cible, ce qui dégrade la résolution en énergie d'excitation. Aux grands angles c.m., correspondant à des particules de hautes énergies, la résolution se dégrade avec les incertitudes sur la calibration des CsI. Rappelons que cette méthode utilise l'énergie mesurée dans le silicium à pistes E_{Si} pour déterminer l'énergie mesurée dans les CsI E_{CsI} . Plus l'énergie totale de la particule détectée est grande, plus E_{CsI} est importante et plus E_{Si} est faible. Les matrices d'identification $E_{Si} - E_{CsI}$ (fig. 3.17 par exemple) montrent que, pour $E_{Si} \simeq 1$ MeV, une variation de 100 keV de E_{Si} peut correspondre à une variation de presque 10 MeV de E_{CsI} . Aux grands angles c.m., une faible variation de E_{Si} induit donc une grande variation de l'énergie totale de la particule, ce qui dégrade la résolution en énergie d'excitation.

θ_{cm} ($^\circ$)	15 – 20	20 – 25	25 – 30	30 – 40	40 – 50	50 – 60	60 – 75
<i>contribution relative</i>	< 3 %	< 3 %	< 3 %	< 3 %	< 3 %	< 3 %	20 %
σ_{exp} (keV)	370	255	190	190	110	110	140

θ_{cm} ($^\circ$)	75 – 90	90 – 105	105 – 120
<i>contribution relative</i>	27 %	8.5 %	8 %
σ_{exp} (keV)	150	260	340

TAB. 4.1 – Contributions statistiques de la résonance à 1.3 MeV relatives à l'état fondamental, pour les intervalles en angle c.m. étudiés. La résolution expérimentale déterminée est aussi indiquée.

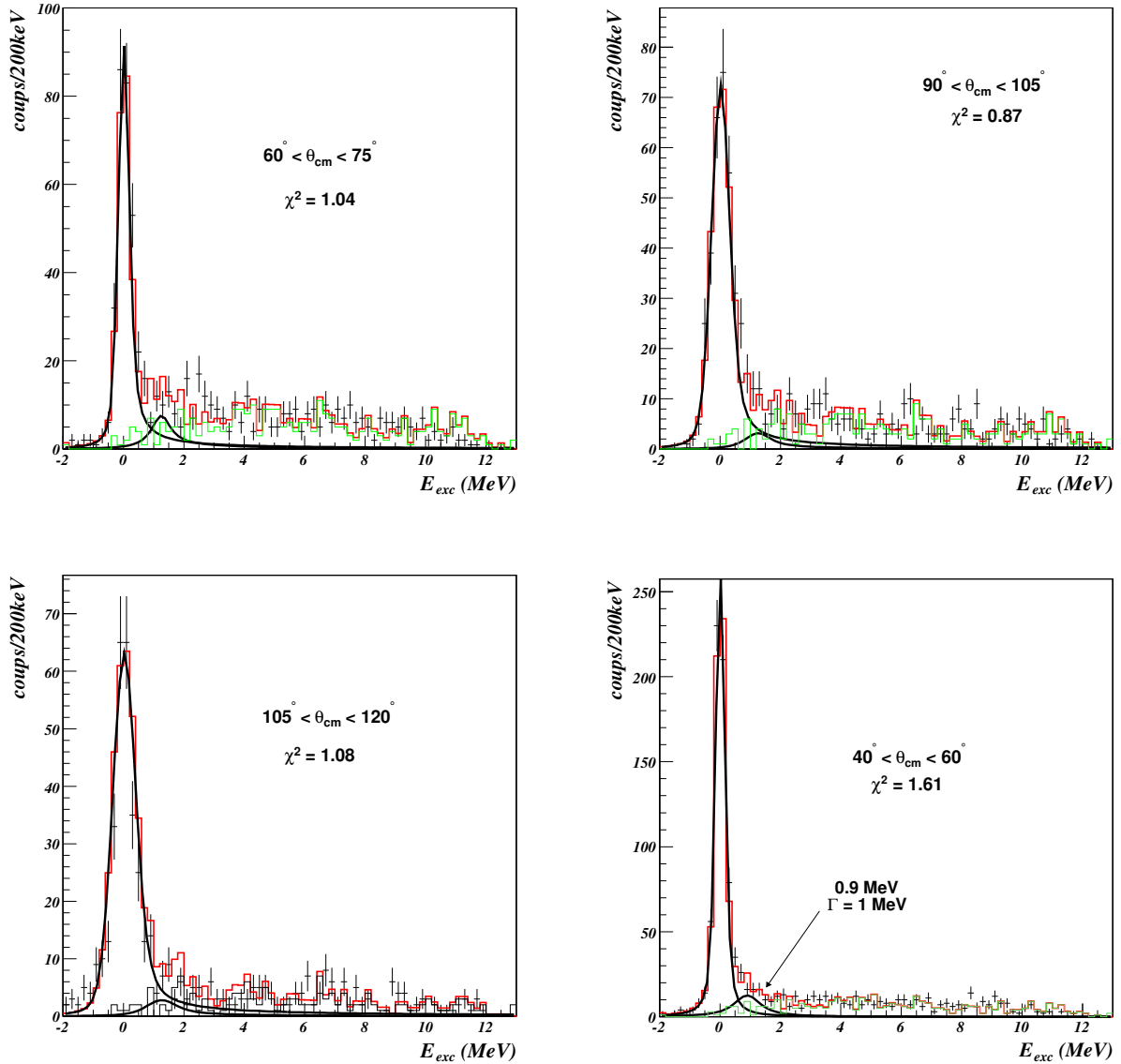


FIG. 4.12 – L'analyse des spectres en énergie d'excitation pour trois intervalles entre 60 et 120°_{cm} montre la persistance de l'état à 1.3 MeV large de 0.7 MeV déterminé à la figure 4.11. Le spectre en bas à droite, identique au spectre du haut de la figure 4.11, montre que l'état indiqué par [Ska06] à 0.9 MeV large de 1 MeV est compatible avec nos données si les résonances sont décrites par une distribution symétrique.

4.3.2 Coïncidences d – ${}^4\text{He}$

Le spectre en énergie d'excitation en bas à gauche de la figure 3.27 nous indique que la statistique totale provenant des coïncidences d – α est faible, et que la contribution du fond physique est prépondérante. Les événements aux énergies d'excitation négatives montrent que le fond dû au carbone de la cible doit être pris en compte. Six processus peuvent conduire à un état final comprenant des deutons et des particules α , sans passer par un état excité de ${}^7\text{He}$:

- ${}^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{d} + {}^6\text{He}(2^+) + \text{n}$ et la décroissance ${}^6\text{He}(2^+) \rightarrow \alpha + \text{n} + \text{n}$,
- ${}^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{d} + {}^5\text{He} + \text{n} + \text{n}$ et la décroissance ${}^5\text{He} \rightarrow \alpha + \text{n}$,
- ${}^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{d} + {}^5\text{He} + \text{n}^2$, où les deux neutrons sont corrélés dans la voie de sortie,
- ${}^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{d} + {}^4\text{He} + \text{n} + \text{n} + \text{n}$,
- ${}^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{d} + {}^4\text{He} + \text{n}^2 + \text{n}$,
- ${}^8\text{He} + \text{p} \rightarrow \text{d} + {}^4\text{He} + \text{n}^3$, où les trois neutrons corrélés sont considérés comme une particule de masse $3m_n$.

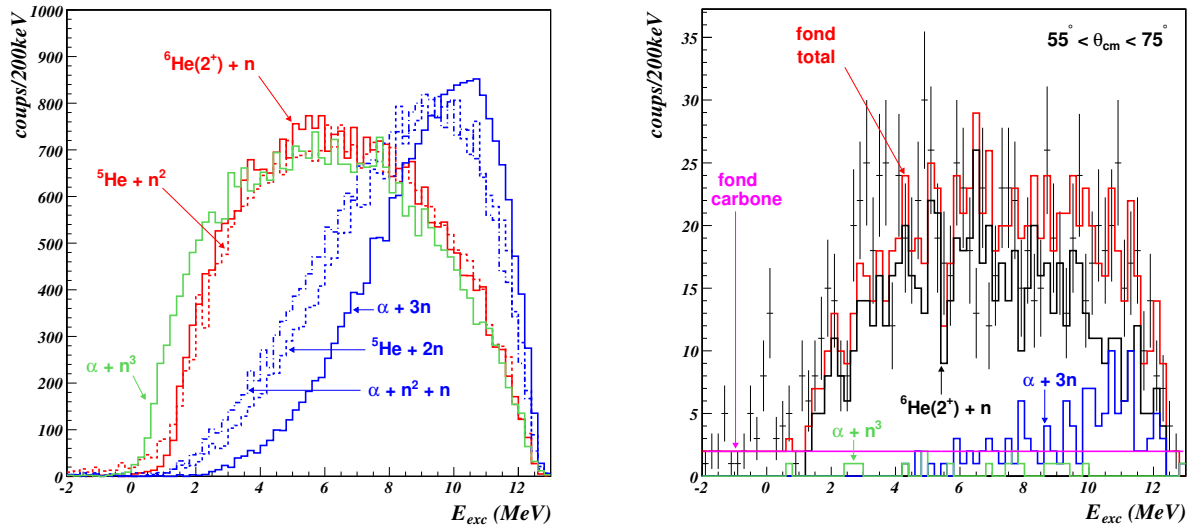


FIG. 4.13 – À gauche, fonds physiques simulés des six réactions peuplant les états du continuum de ${}^7\text{He}$. Notons que les fonds ${}^5\text{He} + 2\text{n}$, $\alpha + \text{n}^2 + \text{n}$ d'une part, et ${}^5\text{He} + \text{n}^2$, ${}^6\text{He}(2^+) + \text{n}$ d'autre part sont très proches. À droite, spectre en énergie d'excitation de ${}^7\text{He}$, reconstruit à partir des deutons en coïncidence avec des particules α , pour l'intervalle en angle de diffusion $[55^\circ, 75^\circ]_{\text{cm}}$. Les fonds sélectionnés, le fond dû au carbone de la cible et le fond total résultant sont indiqués.

La figure 4.13 présente à gauche ces fonds physiques, simulés selon la même méthode appliquée pour ${}^6\text{He}$: des calculs d'espaces des phases, convolués avec l'efficacité de détection du dispositif expérimental. On observe que certains fonds sont très proches : ${}^5\text{He} + \text{n} + \text{n}$ et $\alpha + \text{n}^2 + \text{n}$, ${}^5\text{He} + \text{n}^2$ et ${}^6\text{He}(2^+) + \text{n}$. L'ajustement de la contribution des différents fonds par minimisation de χ^2 ne nous permet pas de déterminer les contributions de ces fonds l'un par rapport à l'autre. Nous avons donc sélectionné les fonds ${}^5\text{He} + \text{n} + \text{n}$ et ${}^6\text{He}(2^+) + \text{n}$ pour nos recherches. On observe également que le fond ${}^4\text{He} + \text{n} + \text{n} + \text{n}$ a

une contribution à plus haute énergie d'excitation que le fond ${}^5\text{He} + n + n$. Il est apparu lors de nos recherches que la contribution du fond ${}^5\text{He} + n + n$ est négligeable devant celle du fond ${}^4\text{He} + n + n + n$.

Nous avons déterminé quatre intervalles en angles c.m. dans lesquels la statistique est suffisante pour mener une analyse : $[35^\circ, 55^\circ]_{cm}$, $[55^\circ, 75^\circ]_{cm}$, $[75^\circ, 90^\circ]_{cm}$ et $[90^\circ, 120^\circ]_{cm}$. Le spectre de droite de la figure 4.13 présente l'analyse du fond physique pour l'intervalle $[55^\circ, 75^\circ]_{cm}$. Les contributions au fond total en rouge sont indiquées pour chacun des trois fonds considérés : ${}^6\text{He}(2^+) + n$, ${}^4\text{He} + n + n + n$, ${}^4\text{He} + n^3$. Pour le fond dû au carbone de la cible, les conclusions évoquées à la section 4.2.1 restent valables : nous l'avons supposé constant et nous l'avons ajusté sur les événements ayant une énergie d'excitation négative.

On observe sur le spectre de droite de la figure 4.13 que le fond physique total ne permet pas de reproduire le spectre autour de 0 MeV et autour de 3 MeV. Le résultat de l'analyse que nous avons menée est présenté sur le spectre en haut à droite de la figure 4.14. Les données sont reproduites au mieux en ajoutant au fond physique les contributions de trois états : l'état fondamental, l'état à 1.3 MeV, large de 0.7 MeV, que nous avons identifié avec les coïncidences $d - {}^6\text{He}$, et un état $E = (3.3 \pm 0.3)$ MeV de largeur $\Gamma = (0.9 \pm 0.7)$ MeV. Le fondamental et la résonance à 3.3 MeV sont bien présents dans les quatre intervalles en angle c.m. La contribution de la résonance à 1.3 MeV est faible aux petits angles c.m., et la statistique n'est pas suffisante aux grands angles c.m. pour observer cet état.

L'état à 3.3 MeV est cohérent avec celui observé par F. Skaza *et al.* [Ska06] à (2.9 ± 0.1) MeV de largeur (2.1 ± 0.8) MeV. La largeur ne semble pas cohérente avec celle de l'état à (2.9 ± 0.3) MeV de largeur (2.2 ± 0.3) MeV mesurée par A. Korshennikov *et al.* [Kor99]. Notons toutefois que la résolution en énergie d'excitation de cette expérience ne permettait pas d'observer un état entre le fondamental et la résonance à 2.9 MeV, avec les coïncidences $d - {}^6\text{He}$ comme avec les coïncidences $d - \alpha$. Cela conduit à surestimer la largeur de cet état au cours de l'analyse, en incluant dans la résonance à 2.9 MeV les événements de la résonance à 1.3 MeV.

La contribution de l'état fondamental, à 0.44 MeV au-dessus du seuil de séparation ${}^6\text{He}+n$ et large de 0.16 MeV, est inattendue dans les spectres sélectionnés par la coïncidence $d - \alpha$. En effet, le seuil de séparation ${}^4\text{He}+3n$ est situé à une énergie d'excitation de 0.97 MeV : l'état fondamental ne peut décroître que par la voie ${}^6\text{He}+n$. Plusieurs possibilités d'erreurs d'analyse ont été suivies et infirmées.

Notre expérience n'est pas la seule à observer cette contribution. Sur le spectre en bas à droite de la figure 1.10, provenant de l'expérience de A. Korshennikov *et al.* [Kor99], on distingue une faible contribution de l'état fondamental. Ce fait n'est pas discuté par les auteurs et a pu être interprété comme une fluctuation statistique, ce qui est cohérent avec la résolution en énergie d'excitation de ce spectre. Une contribution de l'état fondamental est également visible dans le spectre obtenu par coïncidence $d - \alpha$ dans l'expérience de F. Skaza *et al.* [Ska06]. L'identification des particules de $Z = 2$ dans le plastique scintillant était difficile, et cette contribution pouvait être interprétée comme une mauvaise identification entre les ${}^6\text{He}$ et les α . Dans notre cas, il n'y a aucune ambiguïté possible, car les particules de $Z = 2$ utilisées pour reconstruire ces spectres en énergie d'excitation sont clairement identifiées dans le télescope MUST2 situé dans l'axe du faisceau.

Pour quantifier le phénomène, nous présentons dans le tableau 4.2 la contribution des événements du fondamental obtenus par la coïncidence $d - \alpha$, relativement à celle des événements obtenus par la coïncidence $d - {}^6\text{He}$. Selon l'intervalle en angle c.m. considéré,

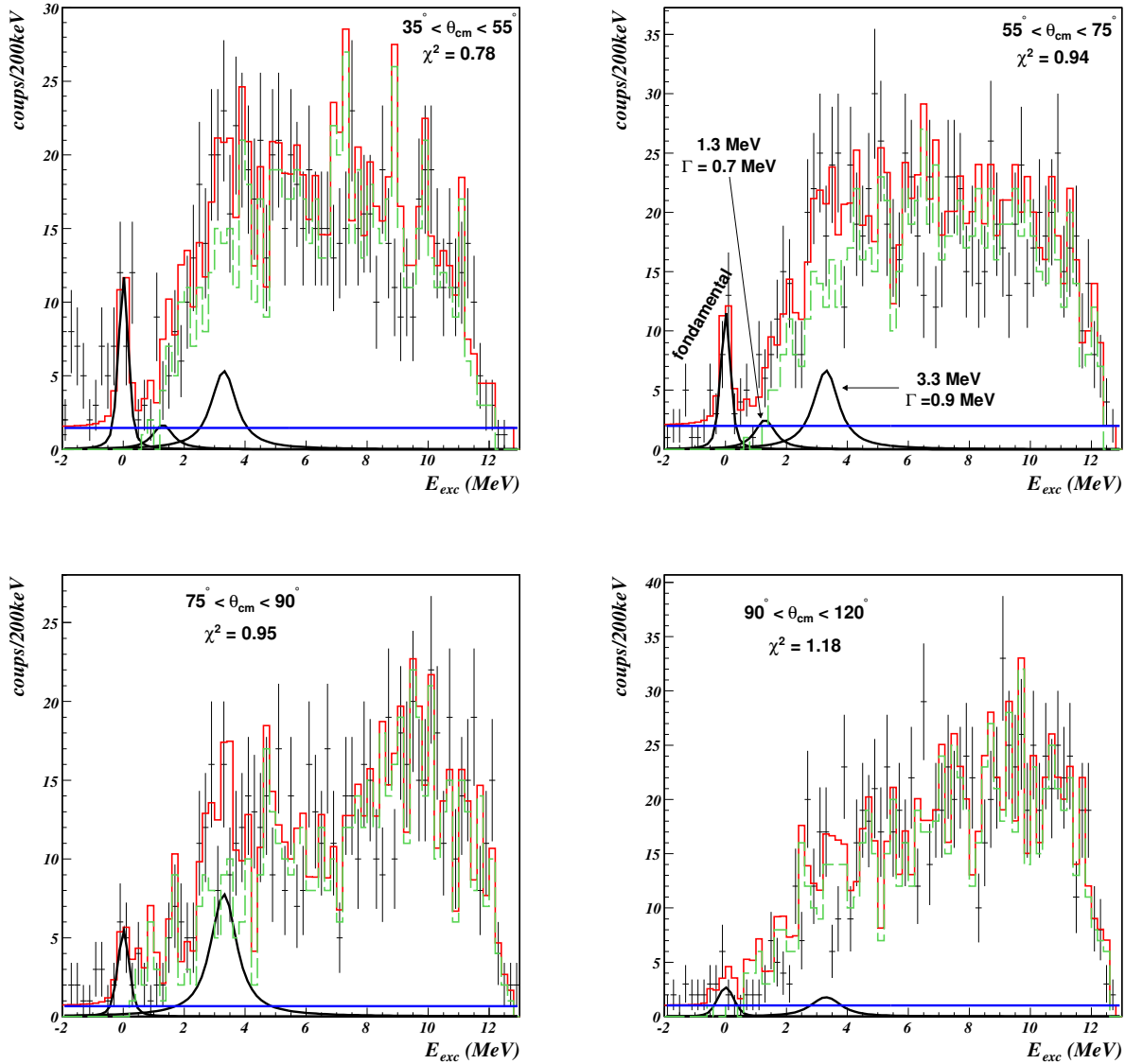


FIG. 4.14 – Analyse des spectres en énergie d’excitation de $l^7\text{He}$, obtenus avec les coïncidences $d-\alpha$ pour quatre intervalles entre 35 et 120°_{cm} . Cette analyse montre la persistance d’un état à 3.3 MeV large de 0.9 MeV, compatible avec les observations des expériences [Kor99] et [Ska06]. On observe aussi une contribution de l’état à 1.3 MeV large de 0.7 MeV déterminé avec les coïncidences $d-{}^6\text{He}$, ainsi qu’une contribution inattendue de l’état fondamental.

cette contribution est comprise entre 1.9 et 8.6 %. La figure 4.15 présente la distribution cinématique des événements de l’état fondamental issus de la coïncidence $d-\alpha$, sélectionnés en énergie d’excitation entre -1 MeV et 1 MeV. La ligne cinématique calculée du transfert vers le fondamental est superposée. Les événements le long de cette ligne sont plus nombreux aux petits angles c.m., et de moins en moins nombreux aux grands angles c.m., ce qui signe un effet de section efficace.

θ_{cm} ($^{\circ}$)	contribution relative $d - \alpha / d - {}^6\text{He}$
35 – 55	3.7 %
55 – 75	8.6 %
75 – 90	7.2 %
90 – 120	1.9 %

TAB. 4.2 – Contribution des événements de l'état fondamental obtenus par la coïncidence $d - \alpha$, relativement à celle des événements obtenus par la coïncidence $d - {}^6\text{He}$.

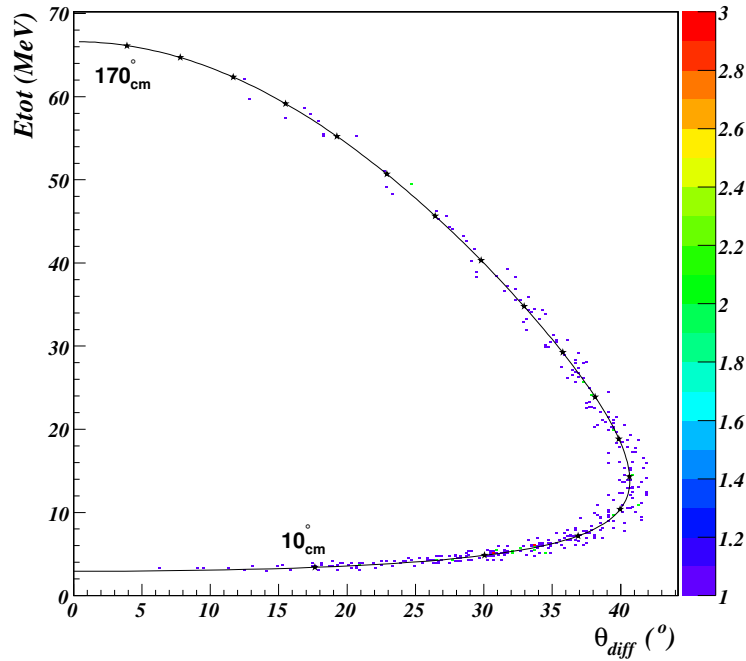


FIG. 4.15 – Distribution cinématique des événements de l'état fondamental issus de la coïncidence $d - \alpha$, pour l'ensemble des runs sur cible de $50 \mu\text{m}$. La ligne cinématique calculée de la réaction ${}^8\text{He}(p, d){}^7\text{He}$ à $15.4 \text{ MeV}/n$ a été superposée. Les événements ont été sélectionnés dans une gamme en énergie d'excitation entre -1 MeV et 1 MeV .

Nous reconstruisons les spectres en énergie d'excitation de l' ${}^7\text{He}$ à partir des énergies et des positions mesurées des deutons, et des coïncidences avec un α identifié dans MUST2. Ces coups pourraient donc provenir d'une interaction secondaire : la réaction ${}^8\text{He} + p \rightarrow d + {}^7\text{He}$ a lieu et l' ${}^7\text{He}$, produit dans son état fondamental, décroît en ${}^6\text{He} + n$; ensuite, l' ${}^6\text{He}$ interagit avec un proton ou un noyau de carbone de la cible, ou encore avec un noyau du silicium à pistes de MUST2, s'excite et décroît en $\alpha + 2n$. Nous aurions alors un événement comprenant un deuton et un α en coïncidence, dont l'énergie d'excitation serait reconstruite à la position du fondamental.

Les contributions relatives du tableau 4.2 paraissent très importantes : *a priori*, elles ne devraient pas dépasser 1 % dans le cas d'une interaction secondaire. À basse énergie, les processus de réaction directes ont des sections efficaces élevées. Des estimations des taux intégrés des réactions d'excitation possibles de l' ${}^6\text{He}$ (${}^6\text{He}+p$, ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$, ...) seraient nécessaires pour nous donner ces contributions.

Les états que nous avons observés dans l' ${}^7\text{He}$ sont résumés à la figure 4.16 et comparés aux théories les plus récentes, prédisant un état $1/2^-$ entre le fondamental $3/2^-$ et l'état $5/2^-$ vers 3 MeV. Nos données sont compatibles avec les prédictions de T. Myo, K. Kato et K. Ikeda [Myo07] et de G. Hagen, N. Hjorth-Jensen et J. Vaagen [Hag05]. La comparaison avec les prédictions de S. Pieper *et al.* [Pie01] montre que l'effet principal des couplages au continuum est d'abaisser l'état $1/2^-$ vers 1 MeV en énergie d'excitation. L'état vu à 3.3 MeV pourrait en fait être la double résonance prédite par les modèles entre 2.5 et 3.8 MeV.

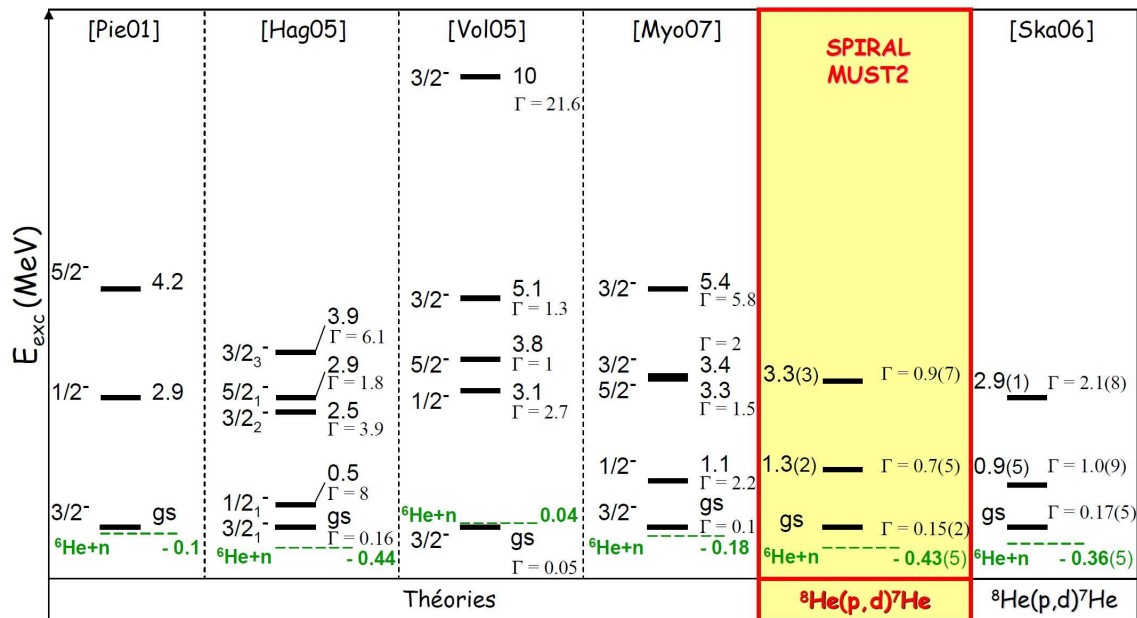


FIG. 4.16 – Synthèse théorique de la spectroscopie de l' ${}^7\text{He}$, comparée à nos mesures et à celles de [Ska06]. La première théorie [Pie01] ne traite pas les effets du continuum, alors que les trois suivantes les traitent. L'effet principal est d'abaisser l'état $1/2^-$ vers 1 MeV. Les états de [Ska06] ont été déterminés avec l'hypothèse de résonances symétriques, les nôtres avec l'hypothèse de résonances déformées.

4.4 Sections efficaces

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, l'analyse des distributions angulaires des sections efficaces fournit des informations de structure concernant les noyaux étudiés. Dans le cas de la réaction de transfert ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$, nous pouvons avoir une indication du spin et de la parité d'un état excité à partir de la forme de la distribution angulaire associée. Après avoir décrit le principe du calcul de ces distributions, nous présentons celles concernant les noyaux d' ${}^6\text{He}$, d' ${}^7\text{He}$ et d' ${}^8\text{He}$.

4.4.1 Principe de calcul

La section efficace d'une réaction dans le référentiel du laboratoire, à un angle de diffusion θ , est définie par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N_{det}(\theta)}{N_{inc}N_{cible}\Delta\Omega(\theta)},$$

avec :

- $N_{det}(\theta)$ le nombre de particules diffusées à l'angle de diffusion θ ,
- N_{inc} le nombre de particules incidentes sur cible,
- N_{cible} le nombre de centres diffuseurs dans la cible par cm^2 ,
- $\Delta\Omega(\theta)$ l'angle solide (en sr) couvert par le dispositif expérimental à l'angle θ .

Comme les mesures sont faites dans le référentiel du laboratoire, nous utilisons le jacobien défini dans l'annexe A.3 pour passer dans le référentiel du centre de masse :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta^*) = \text{Jacobien}(\theta^*) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta),$$

avec θ^* l'angle de diffusion c.m.

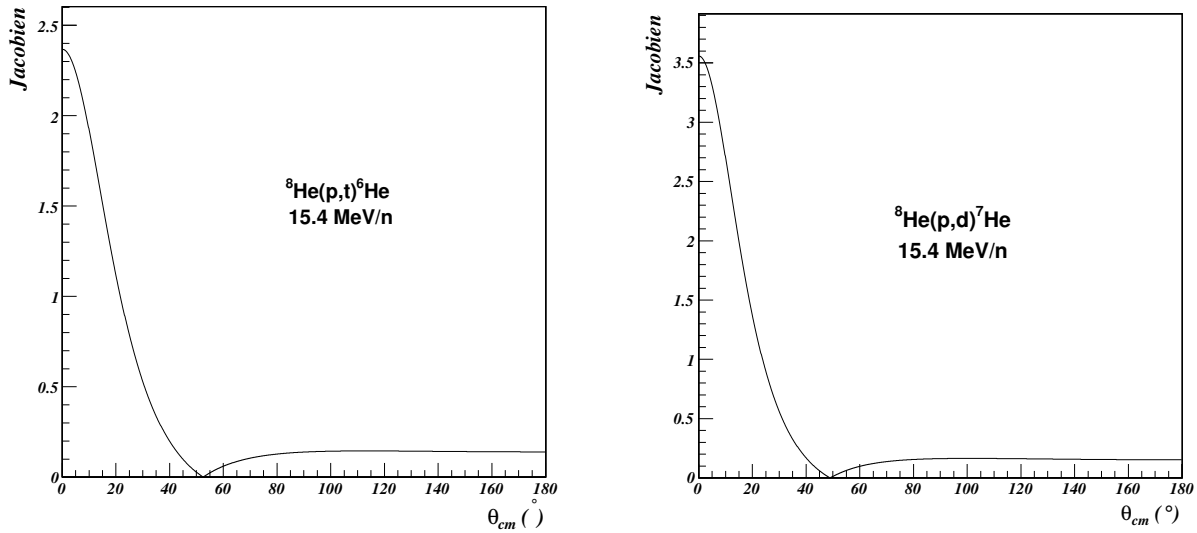


FIG. 4.17 – Calculs des jacobiens à 15.4 MeV/n des réactions ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ à gauche, et ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ à droite. Le jacobien permet de passer du référentiel du laboratoire à celui du centre de masse. La valeur du jacobien autour du point de rebroussement varie brusquement et conduit à une grande imprécision sur la valeur de la section efficace.

L'estimation du jacobien peut être délicate. La figure 4.17 présente les jacobiens des réactions ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ et ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ à 15.4 MeV/n. Aux petits angles c.m., on observe une variation importante du jacobien : pour un intervalle donné, nous l'estimons par la moyenne entre les valeurs aux bords de l'intervalle. Nous faisons de même aux grands angles c.m., là où le jacobien est pratiquement constant. On observe un point de rebroussement vers 52°_{cm} pour l' ${}^6\text{He}$, et vers 48°_{cm} pour l' ${}^7\text{He}$. Chacun correspond à l'angle laboratoire maximal de

la cinématique de la réaction. L'estimation de la valeur du jacobien dans cette zone peut conduire à des variations brutales de sections efficaces. Dans ce cas, nous ne donnons pas de valeur de la section efficace pour l'intervalle en angle c.m. incluant ce point.

Pour obtenir la distribution angulaire associée à chaque réaction, nous sélectionnons les événements avec des coïncidences entre la particule de recul et l'éjectile. Puis nous définissons un intervalle en angle c.m., dont nous adaptons la taille selon la réaction, et selon la statistique et la résolution du spectre en énergie d'excitation. Nous convertissons cet intervalle en l'intervalle correspondant en angle de diffusion dans le laboratoire, dans lequel nous déterminons l'angle solide $\Delta\Omega$ avec notre programme de simulation (voir fig. 2.14). Nous comptons alors le nombre d'événements N_{det} dans cet intervalle.

Nous considérons ici les données acquises avec la cible de polypropylène de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur, soit 4.48 mg/cm^2 . Le nombre de centres diffuseurs est : $N_{cible} = 3.85 \cdot 10^{-7} \text{ at./mb}$. L'intensité du faisceau a augmenté progressivement au cours de l'expérience, pour atteindre une valeur maximale de $3.2 \cdot 10^4 \text{ pps}$. Nous avons eu en moyenne $1.8 \cdot 10^4 \text{ pps}$ sur les 34 h de prise de données. Le nombre d' ^8He incidents sur cible a été compté lors de l'analyse des données, et vaut : $N_{inc} = 1.52 \cdot 10^9$ particules.

Les distributions angulaires, estimées selon la méthode que nous venons de décrire, doivent être corrigées de deux effets supplémentaires : l'efficacité de détection et le temps mort de l'électronique. Lorsqu'une particule traverse un détecteur, il existe une probabilité qu'elle ne soit pas détectée et reconstruite : on quantifie cet effet avec l'efficacité de détection. De même, le traitement électronique des signaux et l'acquisition des données demande un certain temps, pendant lequel toute particule traversant le détecteur n'est pas prise en compte : on quantifie cet effet avec le temps mort.

Nous mesurons N_{det} en détectant une particule de recul dans l'un des quatre MUST2 autour de l'axe du faisceau, en coïncidence avec un éjectile identifié dans le télescope MUST2 dans l'axe du faisceau, et avec un ^8He reconstruit sur la cible. La section efficace devient alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N_{det}\epsilon_{CATS}\epsilon_{MM5}(1 - T_m^{inc})}{N_{inc}\epsilon_{CATS}\epsilon_{MM5}N_{cible}\epsilon_{MUST2}(1 - T_m^{det})\Delta\Omega},$$

avec :

- ϵ_{CATS} l'efficacité de reconstruction de l'ensemble CATS1 et CATS2,
- ϵ_{MM5} l'efficacité de détection et de reconstruction de l'ensemble composé du télescope MUST2 situé dans l'axe du faisceau et du plastique,
- ϵ_{MUST2} l'efficacité de détection et de reconstruction des autres télescopes MUST2,
- T_m^{inc} le temps mort pour l'acquisition des événements associés au faisceau incident,
- T_m^{det} le temps mort pour l'acquisition des événements associés à une particule dans MUST2.

Les efficacités individuelles de chaque CATS ont été déterminées par rapport aux événements détectés dans le plastique, dont l'efficacité est de 100 %. Les données ont été prises avec un temps mort de l'acquisition commun à l'ensemble de détection. Donc $T_m^{inc} = T_m^{det}$. Après simplification, seule l'efficacité ϵ_{MUST2} subsiste. La caractérisation des performances de MUST2 au chapitre précédent nous indique une valeur de 90 %.

Les erreurs statistiques sont présentées sur les figures avec les barres d'erreurs. Il faut aussi tenir compte des erreurs systématiques :

- une incertitude sur N_{cible} de 5%,

- l’erreur sur N_{inc} , qui provient des efficacités de reconstruction sur cible ϵ_{CATS} et de détection du mur ϵ_{MM5} . On a vu que ces deux valeurs se simplifient dans l’équation de la section efficace, l’erreur n’est donc que statistique sur N_{inc} .
- l’erreur sur N_{det} avec la soustraction du fond : cette erreur est de l’ordre de 2% dans le cas des états liés [Jou01] ; pour les distributions angulaires vers les résonances de l’ ${}^6\text{He}$ extraite du fond (les états à 2.65 et 5.3 MeV) une erreur de 5% peut être considérée.
- l’erreur sur l’angle solide $\Delta\Omega(\theta)$, qui dépend principalement de la position des détecteurs MUST2, connus avec une incertitude de quelques dixièmes de degrés. Avec le programme de simulation, nous pouvons évaluer l’erreur à 5%.
- l’erreur sur ϵ_{MUST2} : nous avons vu dans le chapitre 3 qu’ ϵ_{MUST2} varie entre 91 et 98% suivant le module. Une erreur de 3% a été considérée.
- l’erreur sur le Jacobien, qui augmente lorsqu’il varie rapidement. On effectue une moyenne sur cette valeur, et l’incertitude dépend de la réaction et du pas angulaire. Comme on a éliminé les zones angulaires les plus défavorables, on peut estimer que l’incertitude n’excède pas 5%.

4.4.2 Cadre d’analyse : calculs en voies de réactions couplées

L’analyse complète et cohérente des distributions angulaires des sections efficaces par N. Keeley *et al.* [Kee07], obtenues lors de l’expérience précédente E405S du groupe Structure du SPhN, a montré que des calculs en voies de réactions couplées sont nécessaires pour reproduire les données.

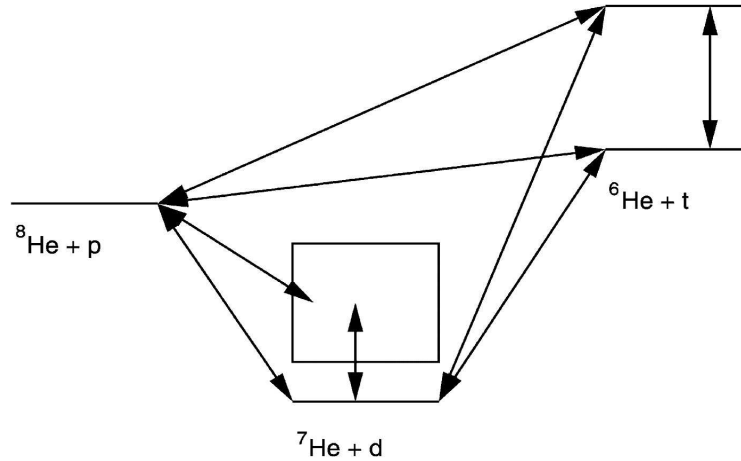


FIG. 4.18 – Schéma de couplage utilisé dans les calculs en voies de réactions couplées lors de l’analyse des données de l’expérience E405S [Kee07] : ${}^8\text{He}+p$ à 15.6 MeV/n. Les flèches symbolisent les couplages entre les différentes voies de réactions considérées : l’élastique, le transfert vers l’état fondamental de l’ ${}^7\text{He}$ et vers les états du continu, le transfert vers l’état fondamental de l’ ${}^6\text{He}$ et vers son premier état excité.

Dans le cas des noyaux stables, la voie élastique est prépondérante par rapport aux autres voies de réactions. Pour les noyaux exotiques riches en neutrons, faiblement liés, la probabilité de transférer un ou plusieurs neutrons est plus grande. L’expérience E405S a

permis de mesurer simultanément, pour la réaction ${}^8\text{He} + \text{p}$ à 15.6 MeV/n, la voie élastique et les voies de transfert d'une neutron vers ${}^7\text{He}$ et de deux neutrons vers ${}^6\text{He}$ dans son état fondamental et son premier état excité. Au-delà de 50°_{cm} , les sections efficaces de transfert sont du même ordre de grandeur que celle de la voie élastique : il est impératif de prendre en compte les couplages vers les voies de transfert. Le schéma de couplage utilisé lors de calculs N. Keeley *et al.* [Kee07] est présenté à la figure 4.18. Nous comparons plus loin les distributions angulaires des sections efficaces que nous avons obtenues pour notre expérience avec les résultats de ces calculs.

La comparaison entre les sections efficaces calculées et mesurées permet de déterminer les facteurs spectroscopiques, qui reflètent l'intensité des couplages entre les voies de réactions et renseignent sur la structure des noyaux. L'analyse en DWBA de données partielles pour la réaction ${}^8\text{He}(\text{p,t}){}^6\text{He}$ à 61 MeV/n a conduit A. Korshennikov *et al.* à la conclusion que ${}^8\text{He}$ possède une structure de cœur *alpha* et quatre neutrons dans la couche $p_{3/2}$ [Kor03]. Les facteurs spectroscopiques déterminés lors de l'analyse menée par N. Keeley *et al.* [Kee07] renseignent sur la structure de ${}^8\text{He}$ par rapport à ${}^7\text{He}$, à ${}^6\text{He}(0^+)$ et à ${}^6\text{He}(2^+)$. Ils ont conduit à une description complète et cohérente de ${}^8\text{He}$, différente de celle proposée auparavant par [Kor03] : un mélange entre les configurations $(p_{3/2})^4$ et $(p_{3/2})^2(p_{1/2})^2$, indiquant la contribution non négligeable d'une sous-structure ${}^6\text{He}$.

4.4.3 Distribution angulaire de la diffusion élastique

La figure 4.19 présente la distribution angulaire pour la diffusion élastique ${}^8\text{He}(\text{p,p})$ à 15.4 MeV/n. Elle a été obtenue à partir des spectres en énergie d'excitation reconstruits avec la particule légère, sans coïncidence avec un éjectile. Nous avons fait de même pour les distributions angulaires de ${}^6\text{He}$ et de ${}^7\text{He}$. Le résultat est comparé à la distribution angulaire obtenue par F. Skaza *et al.* [Ska05] à la même énergie, et on observe que les deux résultats sont compatibles dans l'intervalle commun en angle c.m. mesuré. Cela permet de valider notre processus de reconstruction des sections efficaces.

4.4.4 Distributions angulaires pour ${}^6\text{He}$

La figure 4.20 présente les distributions angulaires expérimentales de la réaction ${}^8\text{He}(\text{p,t}){}^6\text{He}$, obtenues pour l'état fondamental et le premier état excité 2^+ . Ces distributions sont comparées à celles obtenues par F. Skaza *et al.* [Ska07] à la même énergie et selon le même processus d'analyse. Les deux résultats sont compatibles.

La figure 4.21 présente les distributions angulaires expérimentales obtenues pour les états résonants de ${}^6\text{He}$ que nous avons déterminés, à 2.65 et 5.3 MeV. Elles sont comparées à des calculs en voies de réactions couplées, dont le formalisme est décrit par N. Keeley *et al.* [Kee07]. L'élastique, le (p,d) et le (p,t) 0^+ et 2_1^+ sont considérés comme voies de réaction. Pour les états à 2.65 et 5.3 MeV, des calculs simplifiés ont été réalisés par N. Keeley [Kee08]. Les réactions (p,t) vers ces états sont modélisés par un transfert global de deux neutrons. La normalisation de la courbe est adaptée sur les données. Ces calculs donnent la forme globale des distributions angulaires, et montrent la compatibilité avec un état de spin et de parité $J^\pi = 2^+$ pour l'état à 2.65 MeV, et $J^\pi = 1^-$ pour l'état à 5.3 MeV. Les calculs spécifiques à ces états résonants, avec un schéma de couplage plus complet, sont en cours.

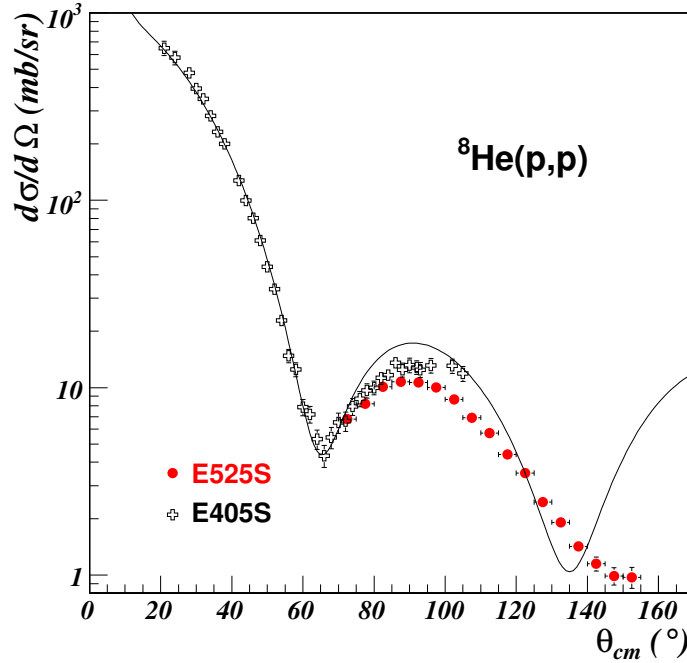


FIG. 4.19 – Distribution angulaire de la diffusion élastique ${}^8\text{He} + p$ à 15.4 MeV/n (ronds rouges, E525S), comparée à celle obtenue par [Ska05] à la même énergie (croix vides, E405S). Elles sont compatibles dans la gamme angulaire mesurée commune. Le calcul en voies couplées est détaillé dans [Ska05].

4.4.5 Distributions angulaires pour l' ${}^7\text{He}$

La figure 4.22 présente les sections efficaces de la réaction de transfert vers l'état fondamental de ${}^7\text{He}$ selon deux hypothèses : avec une résonance symétrique en haut, et avec une résonance déformée en bas. La distribution angulaire dans le premier cas a été déterminée selon les mêmes hypothèses d'analyse que F. Skaza *et al.* [Ska06], et on observe que les résultats sont comparables. Avec une résonance déformée, on s'attend à ce que le nombre de coups attribués à l'état fondamental soit plus important. Pour estimer ce nombre de coups, nous avons fixé les bornes d'intégration entre -1.5 MeV et 2 MeV : la distribution est une modélisation de la résonance, et les seuls coups comptés N_{det} sont dans cet intervalle. Comme N_{det} est plus grand que dans le cas d'une résonance symétrique, la distribution angulaire du bas de la figure 4.22 est plus importante.

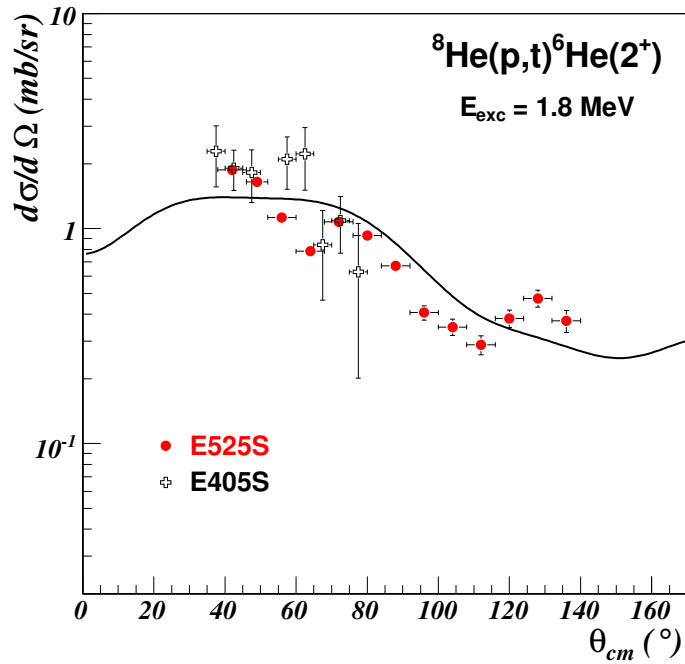
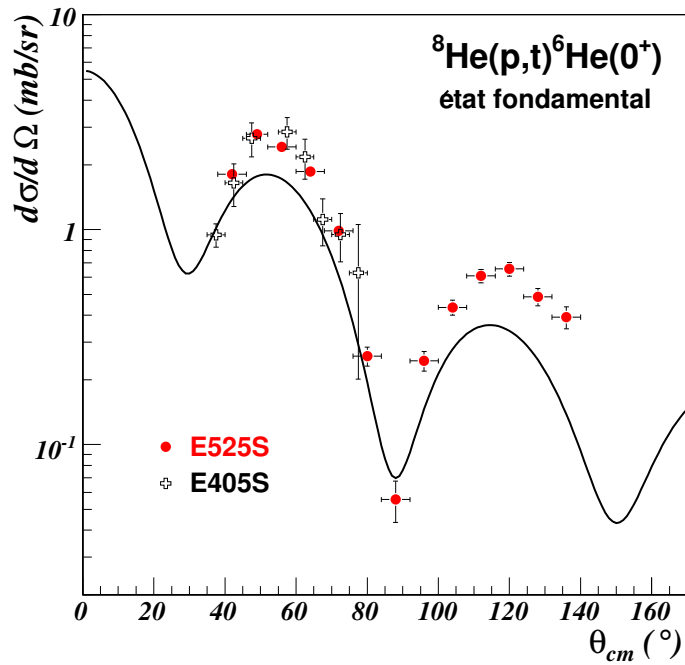


FIG. 4.20 – Distributions angulaires expérimentales de la réaction de transfert de deux neutron ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ à 15.4 MeV/n. La distribution du haut correspond au transfert vers l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$, celle du bas vers le premier état excité 2^+ à 1.8 MeV (points rouges). Ces distributions sont comparées à celles obtenues par [Ska07] à la même énergie (croix blanches), et aux calculs en voies couplées décrits dans cet article. Les deux résultats sont compatibles.

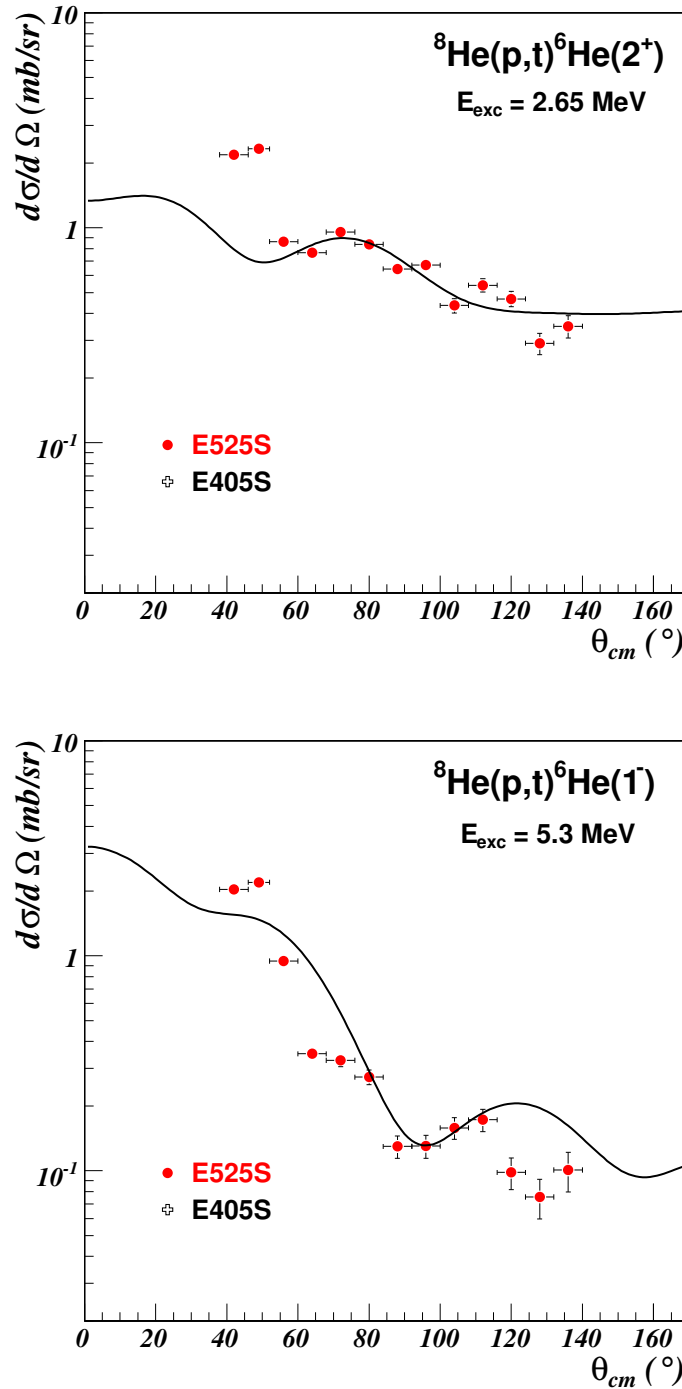


FIG. 4.21 – Distributions angulaires expérimentales de la réaction de transfert de deux neutrons ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ à 15.4 MeV/n. La distribution du haut correspond au transfert vers l'état résonant à 2.65 MeV, celle du bas vers celui à 5.3 MeV (points rouges). Ces distributions sont comparées à des calculs en voies couplées, qui montrent une compatibilité en spin et parité $J^\pi = 2^+$ pour l'état à 2.65 MeV, et $J^\pi = 1^-$ pour l'état à 5.3 MeV.

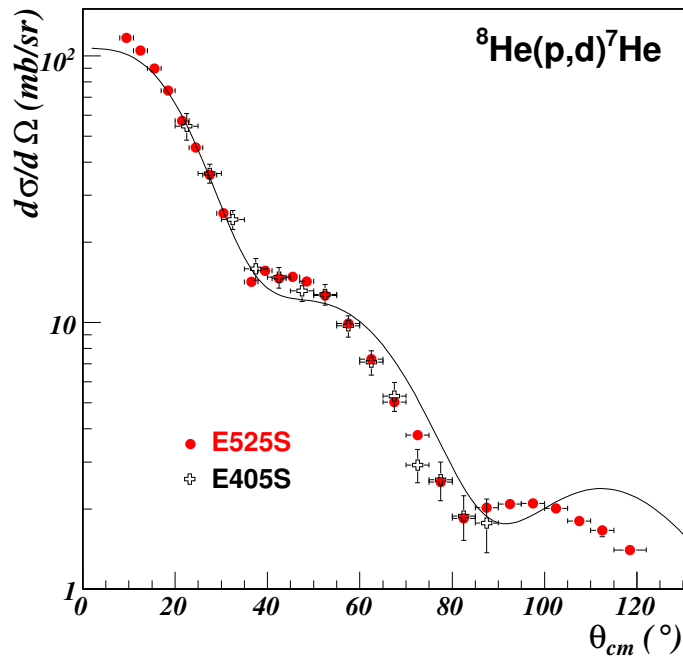
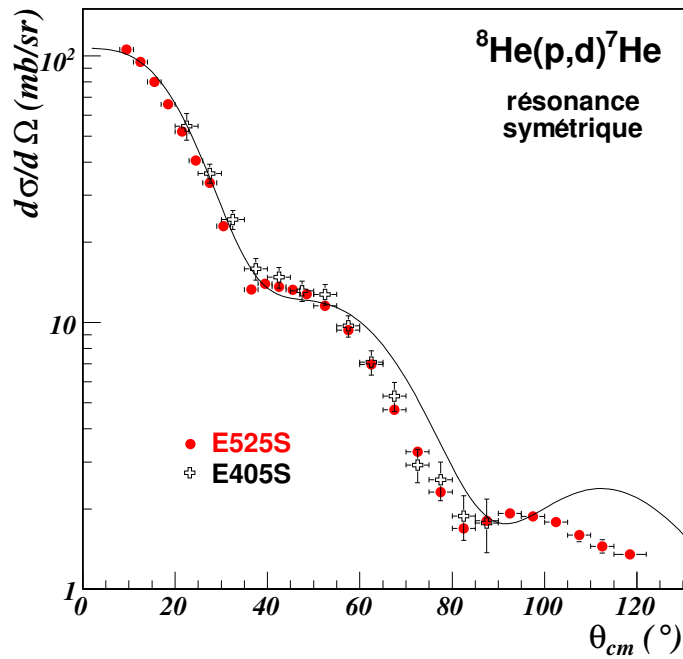


FIG. 4.22 – Distributions angulaires expérimentales de la réaction de transfert d'un neutron ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ à 15.4 MeV/n. La distribution du haut a été obtenue avec l'hypothèse d'un état fondamental symétrique. Elle a été déterminée par [Ska06] à la même énergie, selon la même hypothèse, et les deux résultats sont compatibles. La distribution du bas a été obtenue avec l'hypothèse d'une résonance déformée, ce qui implique une section efficace plus importante. Elle reste cependant compatible avec la distribution obtenues par [Ska06]. Le calcul en voies couplées est détaillé dans [Ska06].

L'analyse des spectres en énergie d'excitation de l' ${}^6\text{He}$ nous a permis de mettre en évidence deux nouveaux états, à 2.65(25) MeV large de 1.6(4) MeV et à 5.3(3) MeV large de 2(1) MeV. De la même manière, nous avons mis évidence une résonance à 1.3(2) MeV large de 0.7(5) MeV entre l'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$ et son état excité bien connu vers 3 MeV. Ces résultats apportent une contrainte forte sur les prédictions des modèles de structure à basse énergie pour les noyaux exotiques. L'accord avec nos données semble meilleur pour les modèles incluant le traitement des couplages au continu.

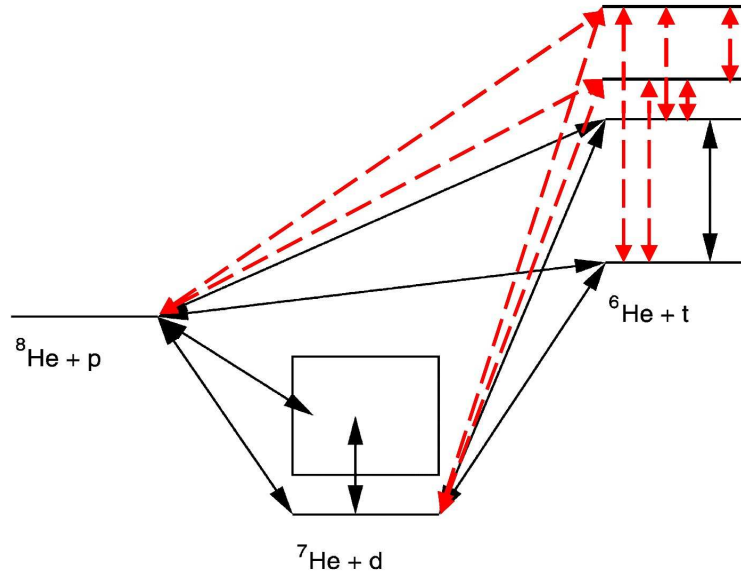


FIG. 4.23 – Schéma de couplage qui pourrait être utilisé dans les calculs en voies de réactions couplées lors de l'analyse de nos données : ${}^8\text{He} + p$ à 15.4 MeV/n. Les flèches symbolisent les couplages entre les différentes voies de réactions qui devront être considérées : l'élastique, le transfert vers l'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$ et vers les états du continu, le transfert vers l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ et vers ses états excités à 1.8 MeV, 2.65 MeV et 5.3 MeV.

Nous avons également présenté les distributions angulaires des sections efficaces pour la diffusion élastique, le transfert vers l'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$, et le transfert vers chacun des états de l' ${}^6\text{He}$ identifiés. Elles sont comparées à des calculs en voies de réactions couplées qui avaient été effectués pour l'analyse des données de la réaction ${}^8\text{He} + p$ à 15.6 MeV/n. Nos données sont compatibles avec les facteurs spectroscopiques déterminés lors de cette analyse, et ne changeront pas les conclusions sur la structure de l' ${}^8\text{He}$.

Un calcul simplifié nous a permis d'assigner en spin et en parité les deux nouveaux états de l' ${}^6\text{He}$: l'état à 2.65 MeV est compatible avec 2^+ , et l'état à 5.3 MeV est compatible avec 1^- . Les calculs en voies de réactions couplées seront effectués pour nos données avec la bonne énergie de faisceau, 15.4 MeV/n, et les paramètres des résonances que nous indiquons. Le schéma de couplage de cette analyse sera plus complexe, comme l'illustre la figure 4.23, car il doit inclure les couplages vers deux états supplémentaires dans l' ${}^6\text{He}$. La grande gamme mesurée en angle c.m. lors de notre expérience permettra de mieux contraindre ces couplages. L'analyse complète dira si l'état à 5.3 MeV est un état 1^- , suggérant un transfert direct des deux neutrons, ou un état 1^+ , suggérant un transfert séquentiel.

Conclusions et perspectives

Dans le premier chapitre, nous avons vu que la structure des noyaux exotiques d' ${}^6\text{He}$ et d' ${}^7\text{He}$ est difficile à modéliser, et que les prédictions des modèles divergent. Malgré une recherche intense ces quinze dernières années et l'emploi de différentes sondes expérimentales, peu de données existaient avant notre expérience sur la spectroscopie de ces noyaux à basse énergie d'excitation, entre 0 et 10 MeV. Pour contraindre les modèles de structure nucléaire, nous avons étudié la spectroscopie de basse énergie des ${}^{6,7}\text{He}$ avec les réactions de transfert ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ et ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$. Nous avons envoyé un faisceau d' ${}^8\text{He}$, produit par le dispositif SPIRAL à 15.4 MeV/n, sur une cible mince de protons. La détection des particules chargées en coïncidence était assurée par un ensemble de cinq télescopes MUST2. Les émittances du faisceau étaient importantes, ce qui nécessitait la mesure des trajectoires incidentes des ${}^8\text{He}$ sur la cible, assurée par deux détecteurs de faisceau CATS. Ce dispositif expérimental nous a permis d'identifier en charge et en masse chaque particule détectée, et de reconstruire son énergie totale et son angle de diffusion. Avec ces informations, nous avons reconstruit les cinématiques des réactions et, par la méthode de la masse manquante, les spectres en énergie d'excitation des éjectiles lourds et les distributions angulaires des sections efficaces associées.

La spectroscopie de particules employée pour reconstruire les spectres en énergie d'excitation nous donne accès aussi bien aux états excités liés qu'aux états résonants. Les précisions obtenues sont remarquables pour cette technique : l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ est reconstruit à 5 keV près, pour une résolution en énergie de 720 keV ; celui de l' ${}^7\text{He}$ est reconstruit à 10 keV près, pour une résolution de 500 keV ; celui de l' ${}^8\text{He}$ est reconstruit à 13 keV près, pour une résolution de 660 keV. Cela a été possible grâce à des efforts importants, tout au long du processus de traitement des données, pour minimiser à chaque étape les erreurs systématiques : sur l'angle de diffusion, avec le positionnement des CATS et des MUST2 ; sur l'énergie des particules, avec les calibrations en énergie des étages de détection des télescopes ; sur la sélection des événements, avec l'identification et les corrélations des particules mesurées. L'analyse complète de données recueillies avec cinq télescopes MUST2 a été menée pour la première fois. Nous avons déterminé les efficacités des télescopes, et nous avons pu caractériser les performances de ce détecteur. Une expérience spécifique de calibration sous faisceau sera nécessaire pour obtenir une calibration complète des cristaux de CsI de MUST2 selon le type de particules. Mais nos données et la méthode adoptée nous ont permis de calibrer ces cristaux pour les particules de $Z = 1$, dans la dynamique en énergie correspondant aux cinématiques de l'expérience. La maîtrise des erreurs systématiques a été vérifiée à l'aide de notre programme de simulation, avec lequel nous avons estimé les fonds physiques utilisés lors de l'analyse des spectres en énergie d'excitation.

Dans le cas de ${}^6\text{He}$, nous avons supposé que les résonances étaient bien reproduites par une distribution symétrique résultant de la convolution d'une distribution gaussienne et d'une distribution de Breit-Wigner. L'effet de la distribution gaussienne reproduit l'élargissement statistique dû à la résolution expérimentale de nos mesures, et elle a été déterminée sur l'état fondamental lié de ${}^6\text{He}$. Le premier état excité a une énergie de 1.8 MeV, soit environ 900 keV au-dessus du seuil d'émission de particules S_{2n} . Si l'on tient compte de sa faible largeur, 113 keV, et de la résolution expérimentale, cela indique que nous ne pouvons pas observer un effet de déformation de cette résonance dans ${}^6\text{He}$. Au-delà du premier état excité, nous avons mis en évidence deux résonances, à $E^* = 2.65(25)$ MeV de largeur $\Gamma = 1.6(4)$ MeV, et à $E^* = 5.3(3)$ MeV de largeur $\Gamma = 2(1)$ MeV. Les distributions angulaires des sections efficaces indiquent les spins et parités de ces états : $J^\pi = 2^+$ pour l'état à 2.65 MeV, et $J^\pi = 1^-$ pour l'état à 5.3 MeV. Nous observons également deux structures entre 15 et 18 MeV, à la limite de l'acceptance du dispositif expérimental mais compatibles avec les observations de précédentes expériences.

Ces résultats sont actuellement les plus complets et les plus précis. Ils montrent que la réaction de transfert ${}^8\text{He}(p,t)$ à basse énergie est une bonne sonde expérimentale pour explorer la spectroscopie de ${}^6\text{He}$. Ils apportent une contrainte forte sur les prédictions des modèles de structure entre 0 et 6 MeV en énergie d'excitation. Le spectre obtenu est compatible avec les prédictions de G. Hagen, N. Hjorth-Jensen et J. Vaagen [Hag05]. Même si les interactions utilisées peuvent être améliorées, ce modèle incorpore un traitement réaliste du continuum en autorisant les deux neutrons du halo à s'exciter vers les états du continu et à interagir entre eux. Cette approche réaliste du traitement des couplages au continuum semble être adéquate pour décrire la spectroscopie des noyaux exotiques légers.

L'état fondamental de ${}^7\text{He}$ est situé à 440 keV au-dessus du seuil d'émission de particules S_n , et possède une largeur de 160 keV. La résolution expérimentale nous permet d'être sensible à la déformation de cette résonance. Pour décrire cet effet, nous avons déformé la distribution symétrique utilisée pour ${}^6\text{He}$ aux énergies d'excitation plus grandes que l'énergie de la résonance, en faisant varier au premier ordre la largeur de la distribution de Breit-Wigner. La déformation a été fixée pour qu'elle soit constante quel que soit l'intervalle en angle de diffusion dans le centre de masse considéré. Notre analyse a pu mettre en évidence trois états résonants :

- l'état fondamental à $E^* = 0.01(5)$ MeV de largeur $\Gamma = 0.15(2)$ MeV, c'est-à-dire 450(50) keV au-dessus du seuil ${}^6\text{He}+n$,
- un premier état excité $E^* = 1.3(2)$ MeV de largeur $\Gamma = 0.7(5)$ MeV, qui décroît principalement en ${}^6\text{He}+n$,
- un deuxième état excité $E^* = 3.3(3)$ MeV de largeur $\Gamma = 0.3(7)$ MeV, qui décroît principalement en $\alpha+3n$ et qui est compatible avec les données de A. Korshennikov *et al.* [Kor99] et de F. Skaza *et al.* [Ska06].

Avec la modélisation de résonances non déformées, nos données sont compatibles avec la résonance indiquée par F. Skaza *et al.* [Ska06] à (0.9 ± 0.5) MeV large de (1 ± 0.9) MeV. Cette résonance n'est cependant pas suffisante pour reproduire le spectre en énergie d'excitation de ${}^7\text{He}$ entre 75 et 90_{cm}° , ce qui appuie l'existence de l'état à 1.3 MeV que nous avons extrait. En utilisant la sonde expérimentale de transfert ${}^8\text{He}(p,d)$ à basse énergie, nous avons donc pu mettre en évidence l'existence d'un état excité de ${}^7\text{He}$ sous la résonance connue vers 3 MeV. Cet état est désormais le premier état excité de ${}^7\text{He}$, en accord avec les prédictions des théories prenant en compte les couplages au continuum.

En résumé, en dessous d'une énergie d'excitation de 6 MeV, nos données indiquent sans ambiguïté l'existence d'au moins trois états excités dans l' ${}^6\text{He}$, et d'au moins deux états excités dans l' ${}^7\text{He}$. Les paramètres que nous avons extraits pour ces résonances, positions et largeurs, dépendent du modèle d'analyse qui est utilisé. Ils peuvent varier si l'on considère des résonances symétriques ou déformées, et selon l'importance de cette déformation. Pour un formalisme d'analyse complet, il faudrait que les théoriciens incluent dans les théories de réaction une modélisation réaliste de la structure des résonances, qui tienne compte des couplages au continuum et des décroissances à au moins trois particules. Pour le traitement des mécanismes de réaction, la nécessité des analyses en voies couplées a déjà été démontrée pour les réactions directes aux énergies de l'ordre de la dizaine de MeV/n.

Expérimentalement, le système de production de faisceaux radioactifs SPIRAL2, opérationnel en 2012, permettra d'accroître les intensités actuelles des faisceaux produits par SPIRAL et la diversité des noyaux exotiques accessibles. Il est prévu des intensités de faisceau de 10^6 part./s pour l' ${}^8\text{He}$, et entre $5 \cdot 10^7$ et 10^{12} part./s pour l' ${}^6\text{He}$. Cela étendra les possibilités de spectroscopie de ces noyaux. Par exemple, avec de telles intensités, il devient envisageable d'ajouter au dispositif expérimental la détection des neutrons en coïncidence avec les particules chargées, ce qui permettrait de limiter le fond physique. Les prédictions de certaines théories concernant la structure des noyaux d' ${}^6\text{He}$ et d' ${}^8\text{He}$ pourraient aussi être testées. Les calculs effectués par K. Hagino, N. Takahashi et H. Sawayama [Hag08] prédisent une composante importante de la structure $\alpha + 2n$ dans l' ${}^8\text{He}$ et détaillent les densités à deux corps associées, à la fois pour l' ${}^6\text{He}$ et l' ${}^8\text{He}$. La mesure des corrélations angulaires $\alpha - \text{neutrons}$ permettrait de déterminer ces configurations spatiales.

Annexes

Annexe A

Reconstruction d'un événement

Nous présentons dans cette annexe l'ensemble des calculs nécessaires à la reconstruction d'un événement, tant au niveau des détecteurs CATS et MUST2 que pour les reconstructions des cinématiques, des énergies d'excitation et des angles de diffusion dans le centre de masse.

A.1 Paramètres des détecteurs de faisceau CATS

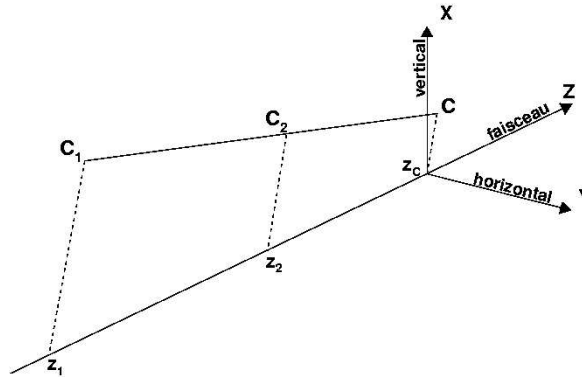


FIG. A.1 – Schéma du repère adopté pour la reconstruction de la position sur cible (point C) d'un ion du faisceau détecté avec CATS1 (point C_1) et CATS2 (point C_2).

Un ion du faisceau est détecté successivement dans les deux CATS. Nous connaissons donc les points $C_1 = (x_1, y_1, z_1)$ et $C_2 = (x_2, y_2, z_2)$. Le référentiel du laboratoire, dans lequel nous effectuons les reconstructions, est présenté en figure A.1. Il est centré sur la cible.

Nous voulons reconstruire le point d'interaction $C = (x_c, y_c, z_c)$ de cet ion dans la cible. Comme il n'y a pas d'élément magnétique entre CATS1, CATS2 et la cible, la trajectoire de l'ion est rectiligne. En imposant la colinéarité des vecteurs $\overrightarrow{C_1C_2}$ et $\overrightarrow{C_1C}$, on obtient :

$$x_c = \frac{x_2 - x_1}{z_2 - z_1}(z_c - z_1) + x_1, \quad y_c = \frac{y_2 - y_1}{z_2 - z_1}(z_c - z_1) + y_1.$$

Nos cibles sont minces et inactives ($50 \mu\text{m}$ soit 4.48 mg/cm^2 , et $4 \mu\text{m}$ soit 0.36 mg/cm^2). L'interaction a lieu à une profondeur z_c inconnue. Nous voulons prendre en compte les effets de straggling liés au parcours dans la cible du faisceau jusqu'au point d'interaction, et au parcours des particules émises, produites par la réaction. Nous effectuons donc un tirage aléatoire selon l'axe du faisceau Z dans l'épaisseur de la cible. Comme notre cible est normale à cet axe, le tirage est fait dans l'intervalle $[-e/2, e/2]$, avec e l'épaisseur de la cible.

Une fois le point d'interaction obtenu par tirage, nous calculons la distance parcourue dans la cible en déterminant le point d'interaction entre la trajectoire de la particule et le plan d'entrée ou de sortie de la cible. Prenons l'exemple d'un ion du faisceau. La distance qu'il parcourt dans la cible avant l'interaction est la norme du vecteur défini par les coordonnées suivantes :

$$x = x_c + (y - y_c) \frac{x_2 - x_1}{y_2 - y_1}, \quad y = y_c - (z_c - z) \frac{y_2 - y_1}{z_2 - z_1}, \quad z = -\frac{e}{2}.$$

Avec un programme de pertes d'énergie, cette distance permet de déterminer l'énergie perdue dans la cible par l'ion, et donc l'énergie de la réaction. La même méthode permet de calculer l'énergie perdue dans la cible par les éjectiles légers et lourds détectés. Elle est aussi utilisée avec MUST2 pour calculer l'épaisseur de silicium réellement traversée par une particule détectée, indispensable pour la calibration des CsI.

A.2 Paramètres des détecteurs de particules chargées MUST2

Nous définissons pour chaque télescope MUST2 un référentiel local, présenté en figure A.2. Le point G , centre géométrique du silicium à pistes, fixe la position du détecteur dans le référentiel du laboratoire. Son orientation est donnée par les points 1, 2, 3 et 4 mesurés par le géomètre. Le référentiel local est centré sur G et les axes sont définis par :

$$\vec{i} = (0, \cos \phi, -\sin \phi), \quad \vec{j} = (\cos \theta, -\sin \theta \sin \phi, -\sin \theta \cos \phi),$$

$$\text{et } \vec{k} = \vec{i} \times \vec{j} = (-\sin \theta, -\cos \theta \sin \phi, -\cos \theta \cos \phi).$$

Les reconstructions liées à un télescope se font dans ce référentiel. Cependant, le plan de silicium n'est pas nécessairement normal au vecteur \overrightarrow{OG} , même si la mécanique des supports des MUST2 a été conçue dans ce but. Nous avons donc opté pour une reconstruction du point d'impact M de la particule dans le référentiel du laboratoire à partir des mesures du géomètre. On définit les paramètres suivants :

- $W = \frac{100 \text{ mm}}{128 \text{ pistes}}$ la largeur totale d'une piste,
- $w = 0.9W$ la largeur d'une piste moins la largeur de l'interpiste,
- alea01 le résultat d'un tirage aléatoire uniforme entre 0 et 1,

$$\begin{aligned}
 - \vec{W}_x &= \frac{W}{\|\vec{41}\|} \vec{41} \text{ et } \vec{W}_y = \frac{W}{\|\vec{34}\|} \vec{34}, \\
 - \vec{w}_x &= \frac{\text{alea01} \cdot w}{\|\vec{41}\|} \vec{41} \text{ et } \vec{w}_y = \frac{\text{alea01} \cdot w}{\|\vec{34}\|} \vec{34}.
 \end{aligned}$$

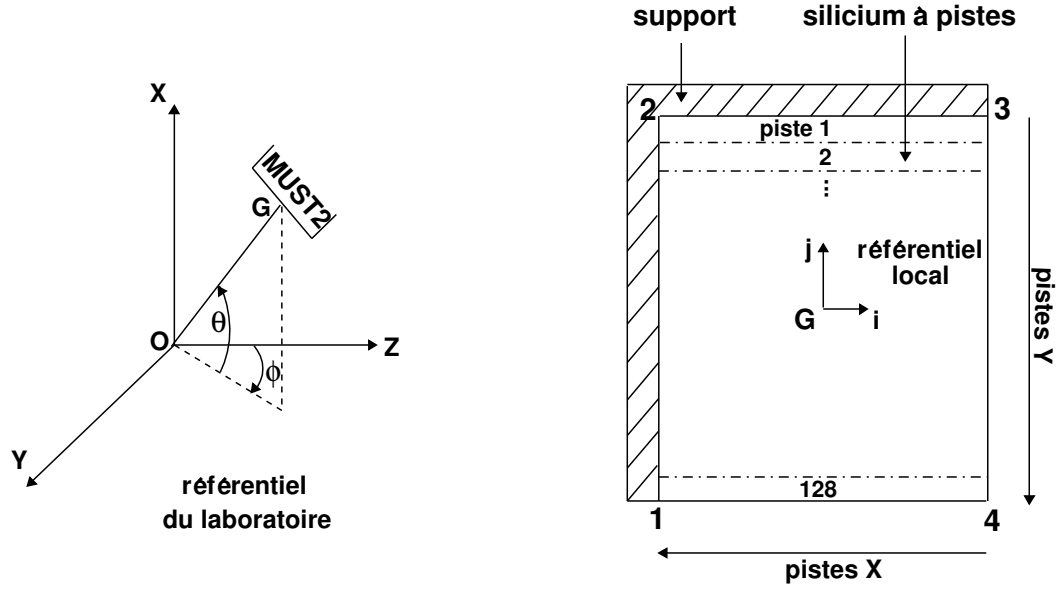


FIG. A.2 – Schéma pour la reconstruction de la position et de l'angle de diffusion de la particule légère détectée dans un télescope MUST2.

On reconstruit alors les vecteurs locaux de position, avec N_x et N_y les numéros des pistes touchées :

$$\begin{aligned}
 \vec{X}_{loc} &= (N_x - 1)\vec{W}_x + \vec{w}_x, \\
 \vec{Y}_{loc} &= (N_y - 1)\vec{W}_y + \vec{w}_y - \vec{34}.
 \end{aligned}$$

Les vecteurs \vec{W}_x et \vec{W}_y servent de vecteurs unitaire. Comme nous ne savons pas où la particule est passée dans la largeur de la piste, nous reproduisons cette incertitude avec le paramètre *alea01*. Les vecteurs \vec{w}_x et \vec{w}_y permettent d'ajuster la position du point d'impact M en tenant compte de cette incertitude. Cette position se reconstruit alors simplement par :

$$\vec{OM} = \vec{O4} + \vec{X}_{loc} + \vec{Y}_{loc}.$$

Nous pouvons maintenant reconstruire l'angle de diffusion θ_{diff} de la particule détectée par la relation :

$$\cos \theta_{diff} = \frac{\overrightarrow{C_1 C_2} \cdot \overrightarrow{CM}}{\|\overrightarrow{C_1 C_2}\| \cdot \|\overrightarrow{CM}\|},$$

avec les points C_1 , C_2 et C tels que définis dans la partie précédente.

A.3 Cinématique à deux corps

Pour les calculs de cinématique à deux corps, nous utilisons les notations présentées sur la figure A.3 avec les correspondances suivantes :

- 1 désigne l'ion du faisceau (^8He),
- 2 le noyau cible (proton),
- 3 l'éjectile lourd ($^{4,6,8}\text{He}$),
- 4 l'éjectile léger de recul (proton, deuton ou triton),
- m_k , θ_k , T_k , E_k et \vec{p}_k les masse, angle de diffusion, énergie cinétique, énergie totale et impulsion de la particule k ,
- P_k le vecteur de Lorentz de la particule k , c'est-à-dire $P_k = (E_k, \vec{p}_k)$,
- * indique que la quantité est exprimée dans le référentiel du centre de masse.

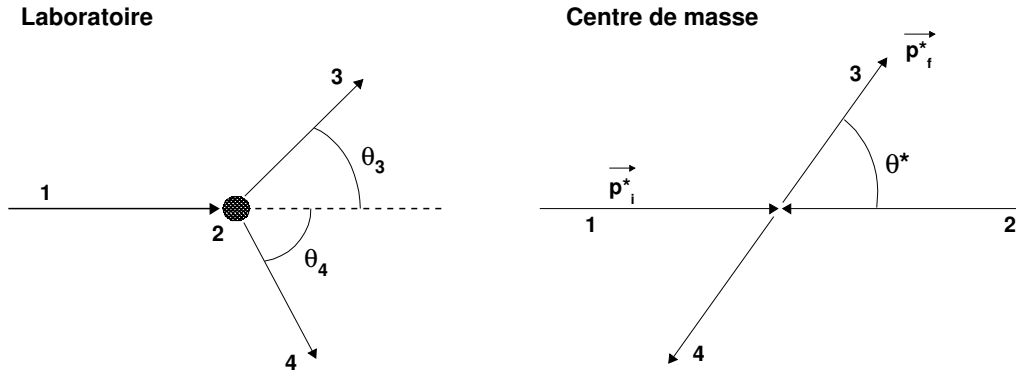


FIG. A.3 – Notations dans le référentiel du laboratoire et dans celui du centre de masse. Les vecteurs p_i^* et p_f^* sont les impulsions initiale et finale dans le référentiel du centre de masse.

Du point de vue expérimental, nous connaissons m_1 , T_1 , m_2 et m_4 , nous mesurons T_4 et θ_4 , et nous en déduisons m_3 et θ^* . Mais nous souhaitons aussi calculer les cinématiques (T_4, θ_4) pour les comparer à celles que nous avons reconstruites à partir des données.

Calcul des cinématiques

Soit v_{cm} la vitesse d'entraînement du centre de masse. On définit les paramètres de Lorentz, pour le passage du référentiel du laboratoire à celui du centre de masse :

$$\beta = \frac{v_{cm}}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Dans le référentiel du laboratoire, le 4-vecteur impulsion total avant la collision s'écrit : $(E_{lab}, \vec{p}_{plab}) = (E_1 + m_2, \vec{p}_1)$. En passant dans le référentiel du centre de masse et en projetant sur l'axe de la réaction, on obtient l'impulsion totale avant la collision :

$$p_{tot}^* = -\beta\gamma E_{lab} + \gamma p_{plab}.$$

L'impulsion totale dans le centre de masse étant nulle, on en déduit :

$$\beta = \frac{p_1}{E_1 + m_2} = \frac{p_1}{T_1 + m_1 + m_2}.$$

Avec $p_1 = \sqrt{T_1(T_1 + 2m_1)}$, on obtient :

$$E^* = \gamma(T_1 + m_1 + m_2 - \beta p_1),$$

$$p_f^* = \frac{\sqrt{[E^{*2} - (m_3^2 + m_4^2)]^2 - (2m_3m_4)^2}}{2E^*},$$

et le vecteur de Lorentz $P_4^* = (\sqrt{m_4^2 + p_f^{*2}}, -p_f^* \sin \theta^*, 0, -p_f^* \cos \theta^*)$.

On obtient P_4 en appliquant le boost de Lorentz à P_4^* . On connaît θ_4 , l'angle de \vec{p}_4 avec l'axe de la réaction, par la mesure. L'énergie cinétique vaut $T_4 = E_4 - m_4$.

Énergie d'excitation de l'éjectile lourd

Dans un deuxième temps, nous devons reconstruire par masse manquante le spectre en énergie d'excitation de l'éjectile lourd. Cette énergie est définie par :

$$E_3^{exc} = m_3 - m_3^0,$$

avec m_3^0 la masse connue de l'éjectile lourd dans son état fondamental.

Or on a :

$$m_3^2 = E_3^2 - p_3^2.$$

La particule légère de recul (4) est détectée et identifiée. E_3 s'obtient par la conservation de l'énergie et par la mesure de (T_4, θ_4) , et p_3 est déduit de la conservation de l'impulsion :

$$E_3^2 = [T_1 + m_1 + m_2 - (T_4 + m_4)]^2,$$

$$p_3^2 = p_1^2 + p_4^2 - 2p_1p_4 \cos \theta_4.$$

Angle dans le centre de masse

L'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse s'obtient avec :

$$\tan \theta_4^* = \frac{p_4 \sin \theta_4}{-\beta\gamma E_4 + \gamma p_4 \cos \theta_4},$$

et pour l'éjectile lourd : $\theta_3^* = \pi - \theta_4^*$ quand $0 < \theta_4^* < \pi$.

Jacobien

On obtient la distribution angulaire d'une section efficace dans le référentiel du centre de masse à partir du jacobien et de celle dans le laboratoire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta^*) = \text{Jacobien}(\theta^*) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_3),$$

$$\text{avec} \quad \text{Jacobien}(\theta^*) = \frac{\gamma|1 + \tau \cos \theta^*|}{[\gamma^2(\cos \theta^* + \tau)^2 + \sin^2 \theta^*]^{3/2}},$$

$$\text{et} \quad \tau = \frac{\beta \sqrt{p_f^{*2} + m_3^2}}{p_f^*}.$$

Résonances

Pour la simulation ou pour la recherche des résonances dans les spectres en énergie d'excitation mesurés, la forme adoptée pour décrire les états non liés est une distribution de type Breit – Wigner :

$$f(E^{exc}) = \frac{\Gamma_R}{(E^{exc} - E_R)^2 + \Gamma_R^2/4},$$

avec E_R et Γ_R la position et la largeur de la résonance.

Les états résonants décroissent par émission de particules. Dans la simulation, cette décroissance est prise en compte par un calcul d'espace des phases, très bien décrit dans l'annexe B de [Ska04].

Annexe B

Épaisseurs des silicium à pistes MUST2

Nous avons voulu déterminer les épaisseurs des silicium à pistes des différents télescopes. Les spécifications du cahier des charges de MUST2 indiquaient une épaisseur nominale de $(300 \pm 5) \mu\text{m}$.

Nous avons utilisé la traversée des particules α produites dans l'expérience. En effet, l'énergie déposée dans le silicium par les α diminue brutalement lorsqu'ils ont l'énergie cinétique suffisante pour le traverser (figure B.1). L'énergie de traversée permet donc de déterminer l'épaisseur du matériau.

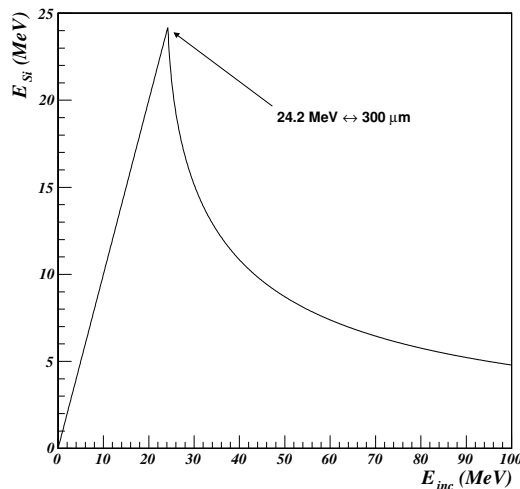


FIG. B.1 – Dépôt d'énergie de particules α dans un silicium de $300 \mu\text{m}$, en fonction de l'énergie incidente. À la traversée du matériau, ce dépôt d'énergie diminue brutalement.

Le programme de pertes d'énergie utilisé est celui de la collaboration INDRA, développé par Roland Dayras¹. Les routines sont décrites dans [Fil95] et les tables utilisées sont publiées dans [Hub90], [Nor70] et [Wil66]. Il a été vérifié que les épaisseurs connues de

¹CEA – Saclay / DSM / IRFU / SPhN

certaines détecteurs pour des particules légères (p,d,t, α) sont bien retrouvées par la méthode décrite ici.

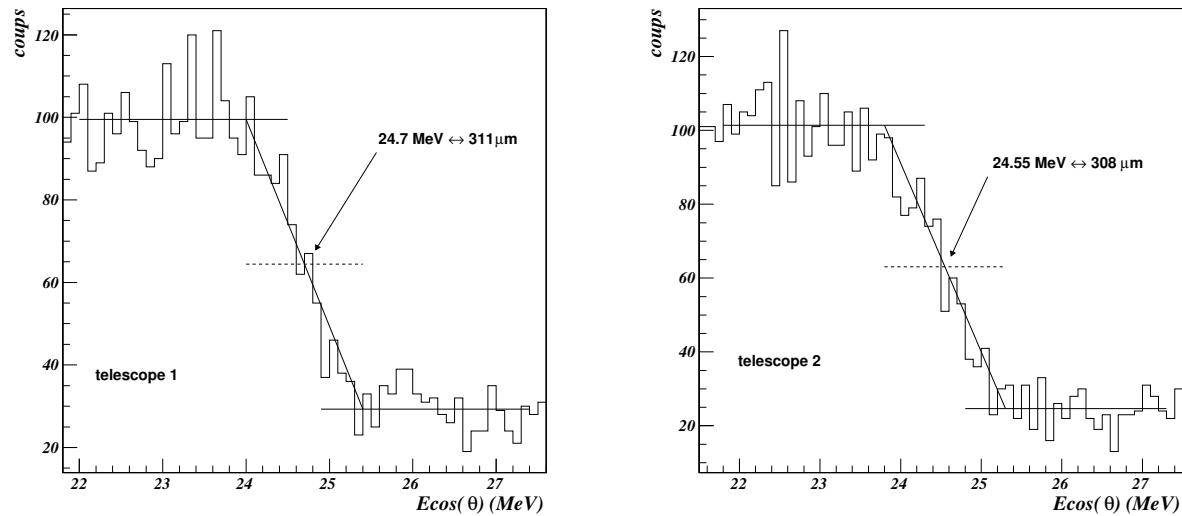


FIG. B.2 – Estimation des épaisseurs des silicium à pistes pour les télescopes 1 et 2 à partir de l'énergie de traversée des particules α , corrigée de l'effet géométrique. L'angle θ est défini dans le texte.

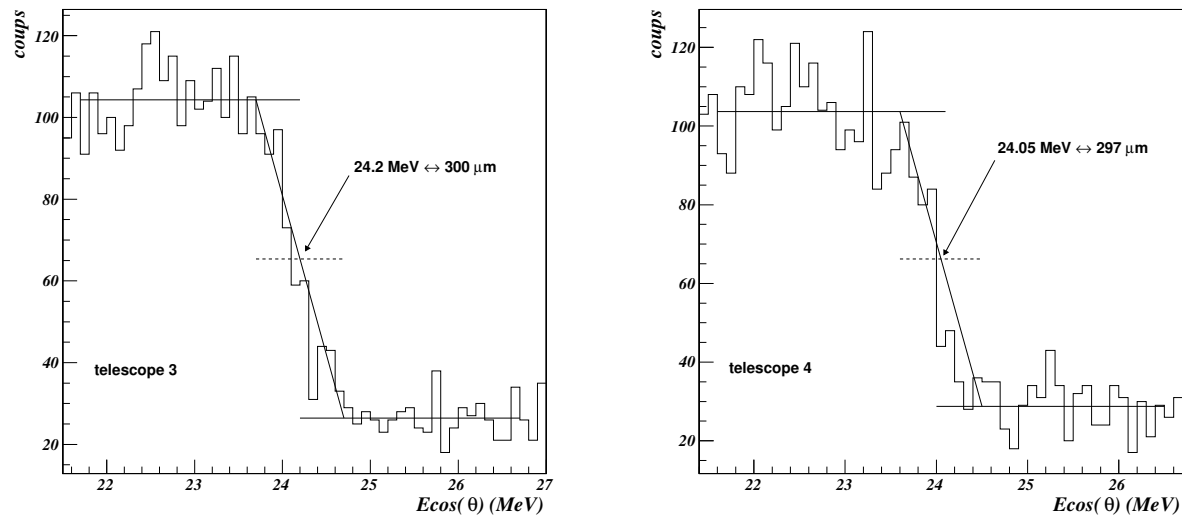


FIG. B.3 – Estimation des épaisseurs des silicium à pistes pour les télescopes 3 et 4 à partir de l'énergie de traversée des particules α , corrigée de l'effet géométrique. L'angle θ est défini dans le texte.

Les figures B.2 et B.3 montrent l'énergie déposée par les α dans le silicium de chaque télescope. Nous examinons $E\cos\theta$, avec θ l'angle de détection de la particule α dans

MUST2. Cela corrige l'énergie de l'effet géométrique : selon son angle d'impact, la particule peut traverser une épaisseur plus importante.

Les spectres ont été obtenus en sélectionnant les événements déposant de l'énergie dans le silicium et ne déposant pas d'énergie dans les cristaux de CsI. Les α ne traversent pas tous le silicium à la même énergie à cause du straggling. Il n'est pas nécessaire d'identifier les particules pour estimer ces épaisseurs. Les protons, deutons et tritons ne déposent pas plus de 10 MeV. Les ${}^3,6,8\text{He}$ ne sont pas suffisamment produits pour modifier les spectres dans la gamme en énergie considérée.

Avant et après la traversée des α , la moyenne des coups est calculée sur un intervalle de 2 MeV. La pente est déterminée à partir de ces moyennes aux énergies minimale et maximale de l'intervalle de traversée. Par exemple, l'intervalle de traversée pour le télescope 1 est entre 24 et 25.4 MeV. L'énergie de traversée est déterminée par l'intersection entre la pente et le milieu des moyennes haute et basse. Elle donne l'épaisseur du silicium.

Télescope	E525S (μm)	Micron (μm)
1	311	314
2	308	312
3	300	302
4	297	297

TAB. B.1 – *Épaisseurs mesurées et données par le fabricant.*

Les épaisseurs mesurées par cette méthode sont comparées à celles données par le fabricant, Micron, dans le tableau B.1. La méthode décrite dans cette annexe permet de distinguer les épaisseurs à 1 μm près. Cependant, pour que les mesures soient pertinentes, il faudrait appliquer cette méthode à des ions plus lourds et moyenner les résultats. En outre, comme on peut le voir sur les figures, la pente est plus ou moins forte d'un silicium à l'autre. Cela peut s'expliquer par une épaisseur qui ne serait pas uniforme. La bonne méthode serait donc de balayer la surface des siliciums avec plusieurs faisceaux d'ions lourds. Finalement, nous n'attendons pas une résolution supérieure à 1 %, soit 3 μm .

Les épaisseurs déterminées par cette méthode sont celles que nous avons utilisées pour la calibration des cristaux de CsI.

Annexe C

Électronique de l'expérience E525S

Ici sont regroupés les schémas de l'électronique de notre expérience pour l'acquisition des données.

La figure C.1 illustre les entrées du module de décision globale GMT (*Ganil Master Trigger* [Gan01]) tel que décrit dans la section 2.6. Le GMT génère le signal de FAG, correspondant au trigger général de la détection. Il s'agit d'un signal logique de durée réglable, de 150 ns pour notre expérience. Les signaux des détecteurs doivent coïncider en temps avec la FAG pour être associés à l'événement lors de l'acquisition et de l'écriture des données. Le système d'acquisition a besoin d'un certain temps pour lire les données en provenance des détecteurs. Si un deuxième événement arrive pendant ce temps de lecture, il ne peut pas être enregistré et est perdu. Cet intervalle de temps est qualifié de temps mort (TM). Dans notre expérience, il provient principalement de la lecture d'un événement dans les MUST2 (115 μ s dont 400 ns pour le codage des données). Les cartes MUVI de l'électronique de MUST2 génèrent un signal de temps mort. Une anticoincidence avec un générateur d'impulsions (le pulser) permet d'estimer l'efficacité globale de la détection. Le symbole % signifie que le signal est divisé par une quantité réglable N_{div} avec un module BIDIV : le signal ne sera pris en compte qu'une fois sur N_{div} . Le symbole \emptyset signifie que la voie du module n'est pas utilisée. Le module U2M [Gan01] est un module de comptage (dit module d'échelle) : chaque fois qu'une voie d'électronique déclenche, le compteur interne est incrémenté. Les informations sont transmises directement au système d'acquisition, ce qui permet pendant l'expérience un contrôle rapide de l'état de la détection.

Les figures C.2 à C.6 illustrent les traitements électroniques appliqués aux différents détecteurs, ainsi qu'aux signaux FAG et HF. La figure C.3 décrit uniquement le traitement appliqué au signal logique de déclenchement de chaque télescope MUST2 généré par les cartes MUVI. L'électronique associée aux cristaux de CsI du cinquième MUST2, dans l'axe du faisceau, est particulièrement simple : le signal est amplifié puis codé, nous fournissant l'information en énergie (fig. C.4).

Les grandes catégories de traitement des signaux sont :

- le codage dans des QDC des charges issues des différents détecteurs, permettant de reconstruire la position des ions pour les CATS, et donnant une information en énergie pour les autres détecteurs,
- la mesure des temps et leur codage dans des TDC, ou des TAC associés à des ADC,
- la logique de déclenchement via le GMT,
- la visualisation en cours d'expérience, par le contrôle des signaux et les échelles U2M.

Les notations utilisées ont les significations suivantes :

- VISU : le signal correspondant est envoyé vers la salle d'acquisition, hors de l'aire expérimentale, pour être visualisé à l'oscilloscope.
- TAC : convertisseur temps-amplitude, avec deux entrées : start et stop.
- ADC : codeur en amplitude.
- TDC : TAC + ADC dans un même module.
- QDC : codeur en charge, *i.e.* l'intégrale du signal.
- GSR4 : module de retard (Delay) variable, fixé par l'utilisateur.
- FIFO : utilisés comme distributeurs de sortie (DS, FanOut). Chaque signal en sortie a la même amplitude que le signal d'entrée.
- DSCT : module de coïncidence (Quad coinc) contrôlé par un signal de déclenchement, la gamme.
- AR : amplificateur rapide à huit voies, utilisé pour le signal de temps des CATS.
- CFD / FCC8 : discriminateurs (Discr) à fraction constante, aux formats NIM / CAMAC.
- NIM - ECL : module de conversion des signaux d'un format à l'autre
- BIDIV : diviseur de signaux : ne génère un signal semblable au signal d'entrée que tous les X signaux, X fixé par l'utilisateur.
- OR : module de coïncidence utilisé en mode logique OU au lieu de ET.

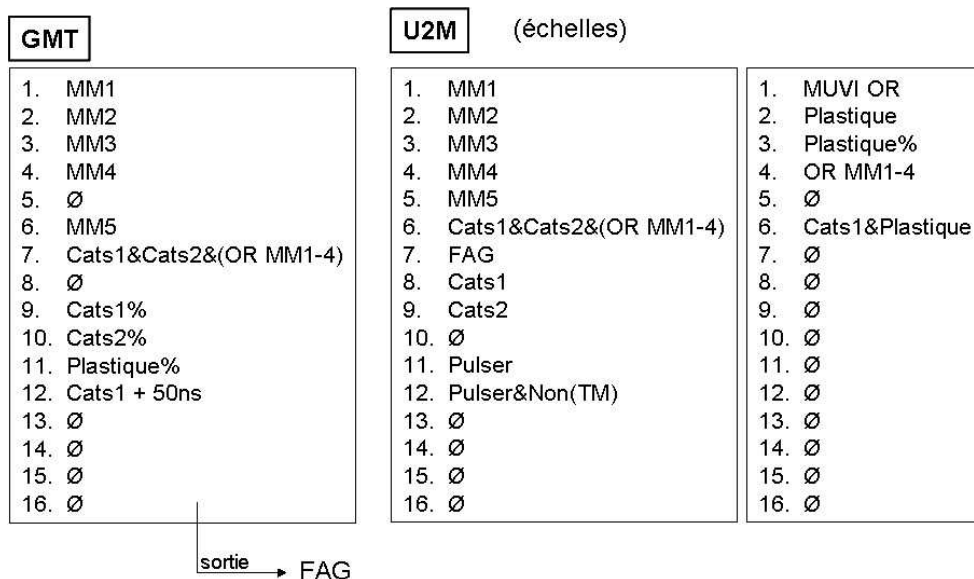


FIG. C.1 – Configuration des entrées du GMT et des compteurs utilisés pendant l'expérience pour l'analyse en ligne des données.

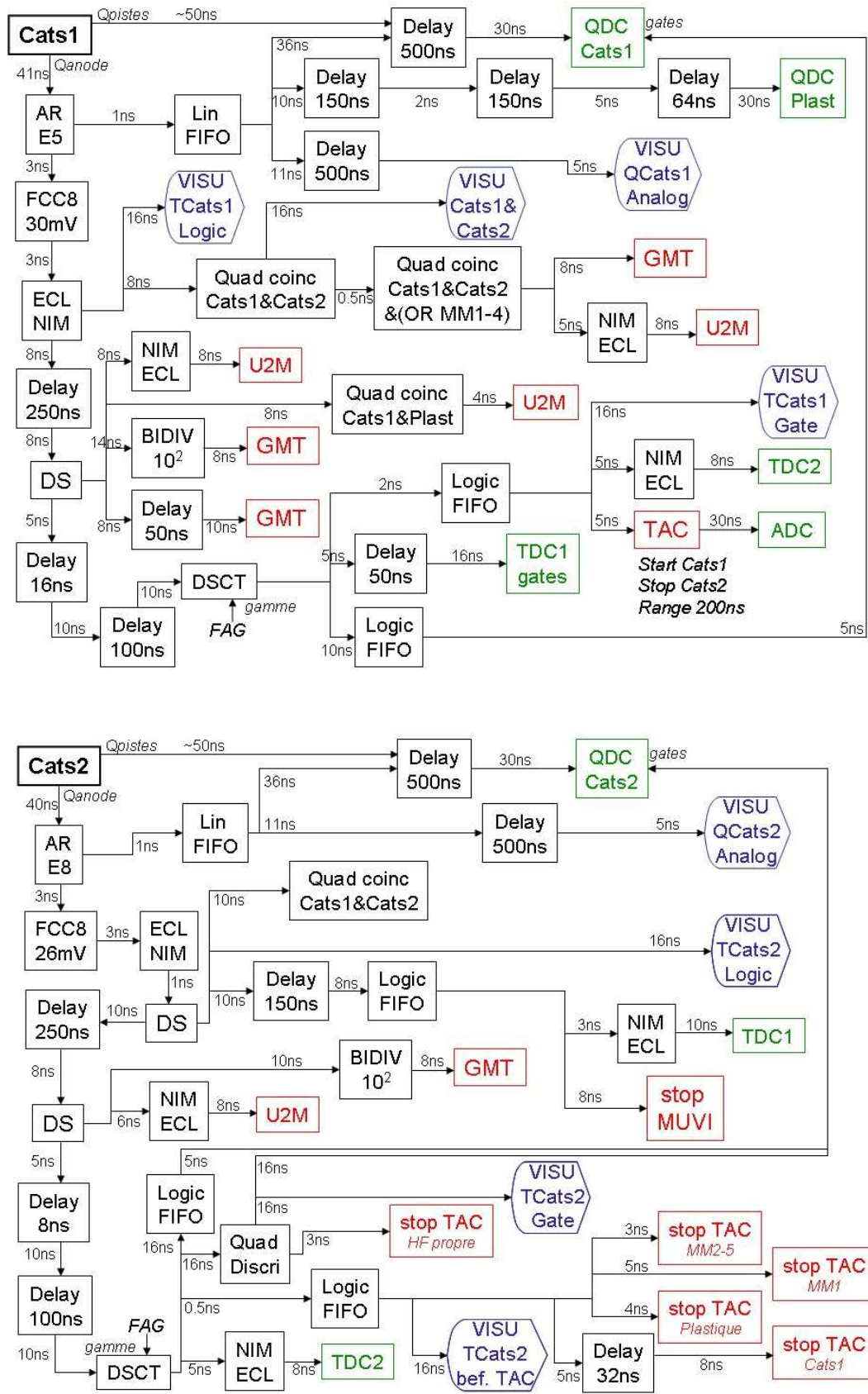


FIG. C.2 – Schémas des chaînes d'électronique associées aux CATS 1 et 2, qui fournissent les signaux de position du faisceau incident (Q_{pistes}) et le signal de temps (Q_{anode}) servant de référence pour les TAC des carte MUVI de MUST2.

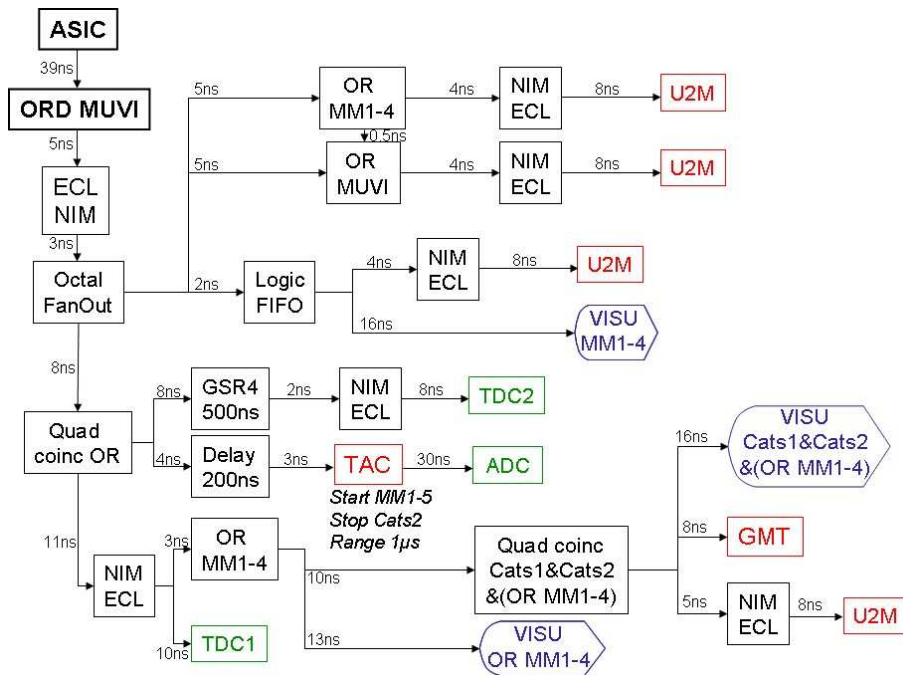


FIG. C.3 – Schéma de la chaîne d'électronique utilisant le signal de déclenchement généré par un télescope MUST2. Ce signal sert au comptage (U2M), sert de référence pour certains signaux temporels (TAC), et sert à générer le signal de FAG (GMT).

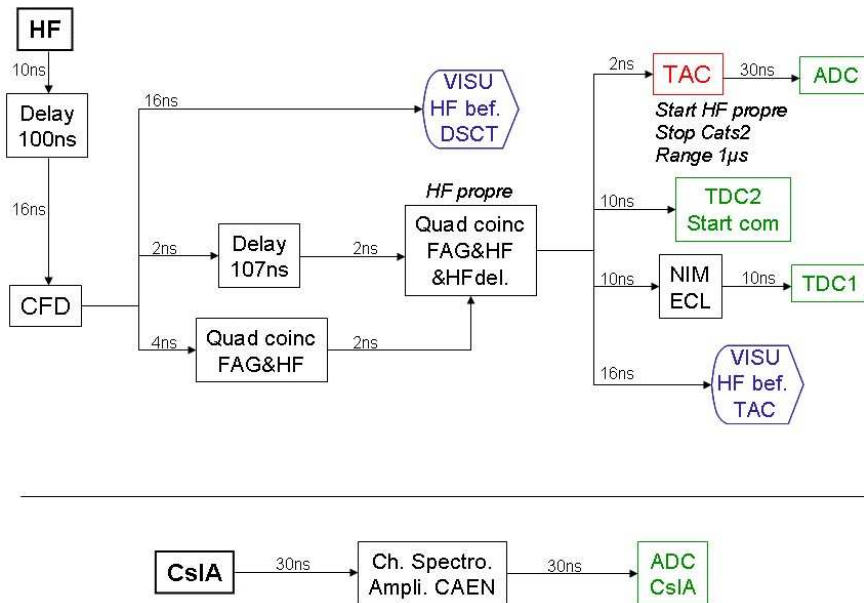


FIG. C.4 – Schémas des chaînes d'électronique : en haut, pour le signal Haute Fréquence utilisé comme référence pour certains signaux temporels ; en bas, pour le traitement des signaux des cristaux de CsI du cinquième télescope (non traités par l'électronique ASIC de MUST2).

Bibliographie

Bibliographie

- [Ada06] A. Adahchour, P. Descouvemont, *Core excitations in ^8He and ^7He* , Phys. Lett. **B639** (2006) 447.
- [Aki03] H. Akimune *et al.*, *Di-triton molecular structure in ^6He* , Phys. Rev. **C67** (2003) 051302.
- [Ale98] D. Aleksandrov *et al.*, *Invariant mass spectrum and $\alpha - n$ correlation function studied in the fragmentation of ^6He on a carbon target*, Nucl. Phys. **A633** (1998) 234.
- [AlF07] H. Al Falou, *Étude de la structure des noyaux non liés $^7,9\text{He}$ et ^{10}Li* , Thèse de doctorat 2007, Université de Caen, LPCC T 07-02.
- [Alk97] G.D. Alkhozov *et al.*, *Nuclear matter distributions in ^6He and ^8He from small angle $p - \text{He}$ scattering in inverse kinematics at intermediate energy*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2313.
- [AlK98] J.S. Al-Khalili, J.A. Tostevin, *Few-body calculations of proton - $^{6,8}\text{He}$ scattering*, Phys. Rev. **C57** (1998) 1846.
- [Aoy95] S. Aoyama *et al.*,
Binding mechanism of a neutron-rich nucleus ^6He and its excited states, Prog. Theor. Phys. **93** (1995) 99.
Theoretical predictions of low-lying three-body resonance states in ^6He , Prog. Theor. Phys. **94** (1995) 343.
- [Arn92] E. Arnold *et al.*, *Quadrupole moment of ^{11}Li* , Phys. Lett. **B281** (1992) 16.
- [Aud03] G. Audi, A. H. Wapstra, C. Thibault, *The AME 2003 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references*, Nucl. Phys. **A729** (2003) 337.
- [Aum99] T. Aumann *et al.*, *Continuum excitations in ^6He* , Phys. Rev. **C59** (1999) 1252.
- [Aut70] D.L. Auton, *Direct reactions on ^{10}Be* , Nucl. Phys. **A157** (1970) 305.
- [Avd01] V. Avdeichikov *et al.*, *On-beam calibration of the $\Delta E(\text{Si})\text{-Sci/PD}$ charged particle telescope*, Nucl. Instr. and Meth. **A466** (2001) 427.
- [Ban96] J.M. Bang *et al.*, *Few-body aspects of Borromean halo nuclei*, Phys. Rep. **264** (1996) 27.
- [Bar03] P. Baron *et al.*, *MATE, a single front-end ASIC for silicon strip, Si(Li) and CsI detectors*, IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, NSS/MIC (2003) Portland - USA.
- [Bar06] B.R. Barrett *et al.*, *From non-Hermitian effective operators to large-scale no-core shell model calculations for light nuclei*, J. Phys. A : Math. Gen. **39** (2006) 9983.

-
- [Bec04] E. Becheva, *Étude de la réaction $^{22}\text{O}(p,p')$ avec le détecteur MUST – Développement de l'étage CsI(Tl) de l'ensemble MUST II*, Thèse de doctorat 2004, Université Paris XI, IPNO T 04-17.
- [Bev69] P.R. Bevington, *Data reduction and error analysis for the Physical Sciences – Chapter 8 : Least-squares fit to a polynomial*, McGraw-Hill Book Company, 1969.
- [Bje36] T. Bjerger, K.J. Borgström, *Radio-helium. β -ray spectrum of radio-helium*, Nature **138** (1936) 400.
- [Blu99] Y. Blumenfeld *et al.*, *MUST : A silicon strip detector array for radioactive beam experiments*, Nucl. Instr. and Meth. A**421** (1999) 471.
- [Boh01] H.G. Bohlen *et al.*, *Spectroscopy of ^7He states using the ($^{15}\text{N},^{17}\text{F}$) reaction on ^9Be* , Phys. Rev. C**64** (2001) 024312.
- [Bou05] P. Boutachkov *et al.*, *Doppler shift as a tool for studies of isobaric analog states of neutron-rich nuclei : application to ^7He* , Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 132502.
- [Bre36] G. Breit, E. Wigner, *Capture of slow neutrons*, Phys. Rev. **49** (1936) 519.
- [Bri72] D.M. Brink, *Kinematical effects in heavy-ion reactions*, Phys. Lett. B**40** (1972) 37.
- [Bru96] R. Brun, F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. and Meth. A**389** (1997) 81. Voir aussi <http://root.cern.ch>.
- [Chu97] L.V. Chulkov, G. Schrieder, *Angular correlations in peripheral fragmentation of halo nuclei*, Z. Phys. A**359** (1997) 231.
- [Chu05] L.V. Chulkov *et al.*, *Quasi-free scattering with $^{6,8}\text{He}$ beams*, Nucl. Phys. A**759** (2005) 43.
- [Cob97] A. Cobis, D.V. Fedorov, A.S. Jensen, *Computations of three-body continuum spectra*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 2411.
- [Cor02] D. Cortina-Gil *et al.*, *Experimental evidence for the ^8B ground state configuration*, Phys. Lett. B**529** (2002) 36.
- [Dan97] B.V. Danilin *et al.*, *New modes of halo excitation in the ^6He nucleus*, Phys. Rev. C**55** (1997) R577.
- [Dan98] B.V. Danilin *et al.*, *Three-body continuum structure and response functions of halo nuclei (I) : ^6He* , Nucl. Phys. A**632** (1998) 383.
- [Des06] P. Descouvemont, E. Tursunov, D. Baye, *Three-body continuum states on a Lagrange mesh*, Nucl. Phys. A**765** (2006) 370.
- [Det65] C. Détraz, J. Cerny, R.H. Pehl, *Observation of $T = 3/2$ levels in $^7\text{Li} - ^7\text{Be}$ and the uncharacterized nuclei ^7He , ^7B and ^8He* , Phys. Rev. Lett. **14** (1965) 708.
- [Esb95] H. Esbensen, B.A. Brown, H. Sagawa, *Positive parity states in ^{11}Be* , Phys. Rev. C**51** (1995) 1274.
- [Fer06] B. Fernandez, *De l'atome au noyau – Une approche historique de la physique atomique et de la physique nucléaire*, Ellipses, 2006.
- [Fil95] E. De Filippo, *Reference for the INDRA CHIO-Si identification and the Energy Loss routines*, DAPNIA-SPhN-95-60, Décembre 1995.
- [Gal00] A. Galonsky *et al.*, *Dissociation of ^8He* , Phys. Rev. C**62** (2000) 064311.

- [Gan01] L. Olivier, http://ganinfo.in2p3.fr/gip/electronique/ng63p26_fr.html (2001).
- [Gol01] M.S. Golovkov *et al.*, *Spectroscopy of ${}^7\text{He}$ and superheavy hydrogen isotope ${}^5\text{H}^*$* , Phys. Atom. Nucl. **64** (2001) 1244.
- [Hag05] G. Hagen, N. Hjorth-Jensen, J.S. Vaagen, *Effective interaction techniques for the Gamow shell model*, Phys. Rev. **C71** (2005) 044314.
- [Hag08] K. Hagino, N. Takahashi, H. Sagawa, *Strong dineutron correlation in ${}^8\text{He}$ and ${}^{18}\text{C}$* , Phys. Rev. **C77** (2008) 054317.
- [Hal04] D. Halderson, *Evidence for the $1/2^-$ state in ${}^7\text{He}$* , Phys. Rev. **C70** (2004) 041603.
- [Han87] P.G. Hansen, B. Jonson, *The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei*, Europhys. Lett. **4** (1987) 409.
- [Hax49] O. Haxel, J.H.D. Jensen, H.E. Suess, *On the "magic numbers" in nuclear structure*, Phys. Rev. **75** (1949) 1766.
- [Hub90] F. Hubert, R. Bimbot, H. Gauvin, *Range and stopping-power tables for 2.5 – 500 MeV/nucleon heavy ions in solids*, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 46, No. 1, Septembre 1990.
- [Jan96] J. Jänecke *et al.*, *Structure of the neutron-halo nucleus ${}^6\text{He}$* , Phys. Rev. **C54** (1996) 1070.
- [Jon04] B. Jonson, *Light dripline nuclei*, Phys. Rep. **389** (2004) 1.
- [Jou01] C. Jouanne, *Étude de la structure des isotopes de carbone déficitaires en neutrons : ${}^{10}\text{C}$ et ${}^{11}\text{C}$. Diffusions élastiques et inélastiques sur cible de protons*, Thèse de doctorat 2001, Université Paris VI, DAPNIA/SPhN-01-01T.
- [Kan03] R. Kanungo *et al.*, *Possibility of a two-proton halo in ${}^{17}\text{Ne}$* , Phys. Lett. **B571** (2003) 21.
- [Kat95] K. Kato *et al.*, *Binding and excitation mechanisms of ${}^6\text{He}$, ${}^{10}\text{He}$ and ${}^{11}\text{Li}$* , Nucl. Phys. **A588** (1995) 29c.
- [Kee07] N. Keeley *et al.*, *Probing the ${}^8\text{He}$ ground state via the ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ reaction*, Phys. Lett. **B646** (2007) 222.
- [Kee08] N. Keeley, communication privée, calculs FRESCO (2008).
- [Kob89] T. Kobayashi *et al.*, *Electromagnetic dissociation and soft giant dipole resonance of the neutron-dripline nucleus ${}^{11}\text{Li}$* , Phys. Lett. **B232** (1989) 51.
- [Kor93] A.A. Korshennikov *et al.*, *Experimental study of ${}^8\text{He} + p$ elastic and inelastic scattering*, Phys. Lett. **B316** (1993) 38.
- [Kor96] A.A. Korshennikov *et al.*, *Spectroscopy of the halo nucleus ${}^{11}\text{Li}$ by an experimental study of ${}^{11}\text{Li} + p$ collisions*, Phys. Rev. **C53** (1996) R537.
- [Kor97] A.A. Korshennikov *et al.*, *Scattering of radioactive nuclei ${}^6\text{He}$ and ${}^3\text{H}$ by protons : effects of neutron skin and halo in ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ and ${}^{11}\text{Li}$* , Nucl. Phys. **A617** (1997) 45.
- [Kor99] A.A. Korshennikov *et al.*, *Observation of an excited state in ${}^7\text{He}$ with unusual structure*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 3581.

-
- [Kor03] A.A. Korshennikov *et al.*, *Experimental evidence for the existence of ${}^7\text{H}$ and for a specific structure of ${}^8\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 082501.
- [Kor04] S. Korenov, P. Descouvemont, *A microscopic three-cluster model in the hyperspherical formalism*, Nucl. Phys. A**740** (2004) 249.
- [Lag01] A. Lagoyannis *et al.*, *Probing the ${}^6\text{He}$ halo structure with elastic and inelastic proton scattering*, Phys. Lett. B**518** (2001) 27.
- [Lan58] A.M. Lane, R.G. Thomas, *R-matrix theory of nuclear reactions*, Rev. Mod. Phys. **30** (1958) 257.
- [Lap01] V. Lapoux *et al.*, *Coupling effects in the elastic scattering of the exotic nucleus ${}^6\text{He}$ on protons*, Phys. Lett. B**517** (2001) 18.
- [Lap02] V. Lapoux *et al.*, *Coupling effects in the elastic scattering of ${}^6\text{He}$ on ${}^{12}\text{C}$* , Phys. Rev. C**66** (2002) 034608.
- [Lau95] K. Lau, J. Pyrlík, *Optimization of centroid-finding algorithms for cathode strip chambers*, Nucl. Instr. and Meth. A**366** (1995) 298.
- [Leo94] W.R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments – A how-to approach*, Second revised edition, Springer-Verlag, 1994.
- [Lic98] R. Lichtenthaler *et al.*, *A simulation of the temperature distribution in the SPIRAL target*, Nucl. Instr. and Meth. B**140** (1998) 415.
- [Mar01] K. Markenroth *et al.*, *${}^8\text{He} - {}^6\text{He}$: a comparative study of nuclear fragmentation reactions*, Nucl. Phys. A**679** (2001) 462.
- [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.
- [Mei02] M. Meister *et al.*, *Evidence for a new low-lying resonance state in ${}^7\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 102501.
- [Mic02] N. Michel *et al.*, *Gamow shell model description of neutron-rich nuclei*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 042502.
- [Mic03] N. Michel *et al.*, *Gamow shell model description of weakly bound nuclei and unbound nuclear states*, Phys. Rev. C**67** (2003) 054311.
- [Mic07] N. Michel *et al.*, *Threshold effects in multichannel coupling and spectroscopic factors in exotic nuclei*, Phys. Rev. Lett. **75** (2007) 031301 (R).
- [Mue07] P. Mueller *et al.*, *Nuclear charge radius of ${}^8\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 252501.
- [Mur61] R.B. Murray, A. Meyer, *Scintillation response of activated inorganic crystals to various charged particles*, Phys. Rev. **122** (1961) 815.
- [Myo01] T. Myo *et al.*, *Analysis of ${}^6\text{He}$ Coulomb breakup in the complex scaling method*, Phys. Rev. C**63** (2001) 054313.
- [Myo07] T. Myo, K. Kato, K. Ikeda, *Resonances of ${}^7\text{He}$ in the complex scaling method*, Phys. Rev. C**76** (2007) 054309.
- [Nak00] S. Nakayama *et al.*, *Soft dipole resonance in the neutron-skin nucleus ${}^6\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 262.
- [Nak02] T. Nakamura, *Low-lying states of ${}^6\text{He}$ studied via the ${}^6\text{Li}(t, {}^3\text{He}){}^6\text{He}$ reaction*, Eur. Phys. J. A**13** (2002) 33.

- [Nav96] P. Navrátil, B.R. Barrett, *No-core shell-model calculations with starting-energy-independent multivalued effective interactions*, Phys. Rev. **C54** (1996) 2986.
- [Nav98] P. Navrátil, B.R. Barrett, *Large-basis shell-model calculations for p -shell nuclei*, Phys. Rev. **C57** (1998) 3119.
- [Nav07] P. Navrátil *et al.*, *Structure of $A = 10 - 13$ nuclei with two-plus three-nucleon interactions from chiral effective field theory*, Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 042501.
- [Nor70] L.C. Northcliffe, R.F. Schilling, *Range and stopping-power tables for heavy ions*, Nuclear Data Tables **A7** (1970) 233.
- [Ott98] S. Ottini, *Résonance de basse énergie dans le noyau riche en neutrons de ^{48}Ca , Nouveaux dispositifs expérimentaux pour l'étude des noyaux instables : MUST et CATS*, Thèse de doctorat 1998, Université Paris XI, DAPNIA/SPhN-98-01T.
- [Ott99] S. Ottini-Hustache *et al.*, *CATS a low pressure multiwire proportional chamber for secondary beam tracking at GANIL*, Nucl. Instr. and Meth. **A431** (1999) 476.
- [Obe06] A. Obertelli *et al.*, *Shell gap reduction in neutron-rich $N = 17$ nuclei*, Phys. Lett. **B633** (2006) 33.
- [Oza00] A. Ozawa *et al.*, *New magic number, $N = 16$, near the neutron drip line*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5493.
- [Par02-1] M. Pârlog *et al.*, *Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. Part I : recombination and δ -electrons*, Nucl. Instr. and Meth. **A482** (2002) 674.
- [Par02-2] M. Pârlog *et al.*, *Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. Part II : calibration and identification in the INDRA array*, Nucl. Instr. and Meth. **A482** (2002) 693.
- [Pie01] S.C. Pieper *et al.*, *Realistic models of pion-exchange three-nucleon interactions*, Phys. Rev. **C64** (2001) 014001.
- [Pie04] S.C. Pieper *et al.*, *Quantum Monte-Carlo calculations of excited states in $A = 6 - 8$ nuclei*, Phys. Rev. **C70** (2004) 054325.
- [Pil98] W. Pilz *et al.*, *Dependence of the silicon detector response to heavy ions on the direction of incidence - Computer simulations versus experimental data*, Nucl. Instr. and Meth. **A419** (1998) 137.
- [Pol05] E. Pollacco *et al.*, *MUST2 : A new generation array for direct reaction studies*, Eur. Phys. J. **A25** (2005) 287.
- [Pop93] N.A.F.M. Poppelier, A.A. Wolters, P.W.M. Glaudemans, *Properties of exotic light nuclei*, Z. Phys. **A346** (1993) 11.
- [Pos66] A.M. Poskanzer *et al.*, *New isotopes : ^{11}Li , ^{14}B and ^{15}B* , Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 1271.
- [Pou95] J. Pouthas *et al.*, *INDRA, a 4π charged product detection array at GANIL*, Nucl. Instr. and Meth. **A357** (1995) 418.
- [Pud95] B.S. Pudliner *et al.*, *Quantum Monte-Carlo calculations of $A \leq 6$ nuclei*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 4396.
- [Rog04] G.V. Rogachev *et al.*, *Analog states of ^7He observed via the $^6\text{He}(p, n)$ reaction*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 232502.

-
- [Rom02] S. Rombouts, *Quantum Monte-Carlo methods for light nuclei*, École Joliot-Curie de Physique Nucléaire (2002).
- [Rye06] N. Ryezayeva *et al.*, *Search for a low-energy resonance in ${}^7\text{He}$ with the ${}^7\text{Li}(d, {}^2\text{He})$ reaction*, Phys. Lett. **B639** (2006) 623.
- [Sau01] E. Sauvan *et al.*, *Radiative proton capture on ${}^6\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 042501.
- [Ska04] F. Skaza, *Structure du noyau exotique ${}^8\text{He}$ par les réactions directes ${}^8\text{He}(p, p'){}^8\text{He}$, ${}^8\text{He}(p, d){}^7\text{He}$ et ${}^8\text{He}(p, t){}^6\text{He}$* , Thèse de doctorat 2004, Université Paris XI, DAPNIA-04-13-T.
- [Ska05] F. Skaza *et al.*, *Important pickup coupling effect on ${}^8\text{He}(p, p)$ elastic scattering*, Phys. Lett. **B619** (2005) 82.
- [Ska06] F. Skaza *et al.*, *Experimental evidence for subshell closure in ${}^8\text{He}$ and indication of a resonant state in ${}^7\text{He}$ below 1 MeV*, Phys. Rev. **C73** (2006) 044301.
- [Ska07] F. Skaza *et al.*, *Low-lying states and structure of the exotic ${}^8\text{He}$ via direct reactions on the proton*, Nucl. Phys. **A788** (2007) 260c.
- [Sto67] R.H. Stokes, P.G. Young, *New isotope of helium : ${}^7\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **18** (1967) 611.
- [Sto69] R.H. Stokes, P.G. Young, *Further results on ${}^7\text{He}$* , Phys. Rev. **178** (1969) 2024.
- [Suz88] Y. Suzuki, K. Ikeda, *Cluster-orbital shell model and its application to the He isotopes*, Phys. Rev. **C38** (1988) 410.
- [Suz90] Y. Suzuki, J.J. Wang, *Cluster-orbital shell model with continuum discretization and its application to He isotopes*, Phys. Rev. **C41** (1990) 736.
- [Suz91] Y. Suzuki, *The ground-state structure and the soft-dipole mode of ${}^6\text{He}$ nucleus*, Nucl. Phys. **A528** (1991) 395.
- [Tan85] I. Tanihata *et al.*, *Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p -shell region*, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2676.
- [Tan92] I. Tanihata *et al.*, *Revelation of thick neutron skins in nuclei*, Phys. Lett. **B289** (1992) 261.
- [Ter98] G.M. Ter-Akopian *et al.*, *Two-neutron exchange observed in the ${}^6\text{He}+{}^4\text{He}$ reaction. Search for the “di-neutron” configuration of ${}^6\text{He}$* , Phys. Lett. **B426** (1998) 251.
- [Til02] D.R. Tilley *et al.*, *Energy levels of light nuclei $A = 5, 6, 7$* , Nucl. Phys. **A708** (2002) 3.
- [Vil01] A.C.C. Villari, *The accelerated ISOL technique and the SPIRAL project*, Nucl. Phys. **A693** (2001) 465.
- [Vol05] A. Volya, V. Zelevinsky, *Discrete and continuum spectra in the unified shell model approach*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 052501.
- [Wan04] L.-B. Wang *et al.*, *Laser spectroscopy determination of the ${}^6\text{He}$ nuclear charge radius*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 142501.
- [Wil66] C.F. Williamson, J.-P. Boujot, J. Picard, *Tables of range and stopping-power of chemical elements for charged particles of energy 0.05 to 500 MeV*, Rapport CEA - R 3042, Juillet 1966.

- [Wir95] R.B Wiringa, V.G.J. Stoks, R. Schiavilla, *Accurate nucleon-nucleon potential with charge independence breaking*, Phys. Rev. **C51** (1995).
- [Wir02] R.B Wiringa, S.C. Pieper, *Evolution of nuclear spectra with nuclear forces*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 182501.
- [Wol99] R. Wolski *et al.*, *Cluster structure of ${}^6\text{He}$ studied by means of ${}^6\text{He} + p$ reaction at 25 MeV/n energy*, Phys. Lett. **B467** (1999) 8.
- [Wom66] E.A. Womack, A.J. Lazarus, S.W.W. Liu, *Linear relationship for heavy-ion pulse heights in alkali halides*, Phys. Rev. **144** (1966) 231.
- [Wuo05] A.H. Wuosmaa *et al.*, *Search for excited states in ${}^7\text{He}$ with the (d, p) reaction*, Phys. Rev. **C72** (2005) 061301.
- [Wur97] J. Wurzer, H.M. Hofmann, *Structure of the helium isotopes ${}^4\text{He} - {}^8\text{He}$* , Phys. Rev. **C55** (1997) 688.
- [Yam08] T. Yamagata *et al.*, *Evidence for charged-particle decay of dipole-excited ${}^4\text{H}$ clusters embedded in ${}^6\text{He}$ and ${}^7\text{He}$* , Phys. Rev. **C77** (2008) 021303.
- [Yor87] J. Yorkston *et al.*, *Interstrip surface effects in oxide passivated ion-implanted silicon strip detectors*, Nucl. Inst. and Meth. **A262** (1987) 353.
- [Zhe95] D.C. Zheng *et al.*, *Large-basis shell model studies of light nuclei with a multivalued G -matrix effective interaction*, Phys. Rev. **C52** (1995) 2488.
- [Zho96] R. Zhongzhou *et al.*, *One-proton halo in ${}^{26}\text{P}$ and two-proton halo in ${}^{27}\text{S}$* , Phys. Rev. **C53** (1996) R572.
- [Zhu93] M.V. Zhukov *et al.*, *Bound state properties of Borromean halo nuclei : ${}^6\text{He}$ and ${}^{11}\text{Li}$* , Phys. Rep. **231** (1993) 151.
- [Zhu94] M.V. Zhukov, A.A. Korshennikov, M.H. Smedberg, *Simplified $\alpha + 4n$ model for ${}^8\text{He}$ nucleus*, Phys. Rev. **C50** (1994) R1.

Résumé

Les modèles de structure nucléaire doivent être contraints par les données collectées sur les noyaux faiblement liés pour améliorer leur pouvoir prédictif. Les réactions directes de transfert d'un et de deux neutrons ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ et ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ ont été mesurées en cinématique inverse au GANIL. Le faisceau d' ${}^8\text{He}$, produit par le dispositif SPIRAL à 15.4 MeV/n, a été envoyé sur une cible de protons. Le dispositif expérimental était composé de quatre télescopes MUST2 pour la détection des particules légères de recul, d'un module MUST2 pour l'identification des éjectiles lourds, et de deux détecteurs de faisceau CATS pour la reconstruction de la position et de l'angle d'incidence du faisceau sur la cible. L'analyse des données recueillies avec l'ensemble MUST2 a été menée pour la première fois. Les performances du détecteur ont été caractérisées, des méthodes de calibration et de sélection des événements ont été développées. Les spectres en énergie d'excitation des noyaux d' ${}^6,7\text{He}$ et les distributions angulaires des sections efficaces ont été extraits. Ces états résonants de l' ${}^6\text{He}$ ont été observés aux énergies d'excitation suivantes : à 1.8 MeV (connu), à 2.65(25) MeV de largeur $\Gamma = 1.6(4)$ MeV, et à 5.3(3) MeV, $\Gamma = 2(1)$ MeV. Un état résonant de l' ${}^7\text{He}$ a été observé à 1.3(2) MeV, $\Gamma = 0.7(5)$ MeV. Nos données n'excluent pas l'état controversé à 0.9 MeV, $\Gamma = 1$ MeV. Ces résultats ont été obtenus grâce aux résolutions exceptionnelles de MUST2 en position et en énergie. Ils valident les théories nucléaires incorporant le traitement des couplages au continuum et les effets des interactions à trois corps.

Abstract

The nuclear models have to be constrained using experimental data collected on weakly bound nuclei in order to improve their predictive power. The one and two neutron transfer reactions ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ and ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ were measured in inverse kinematics at GANIL. The ${}^8\text{He}$ beam, impinging on a proton target, was produced at 15.4 MeV/n by the SPIRAL facility. The experimental setup consisted of four MUST2 telescopes for the detection of the light charged particles, of one MUST2 telescope to identify the heavy projectile, and of two beam tracking detectors CATS to reconstruct the incident position and angle of the beam on the target. A complete analysis of the data taken with MUST2 was done for the first time. The performances of the detector were characterized, methods were developed for the calibrations and the selection of the events. The excitation energy spectra for ${}^6,7\text{He}$ and the angular distributions of the cross-sections were extracted. The resonant states of ${}^6\text{He}$ were observed at the following excitation energies : at 1.8 MeV (known), at 2.65(25) MeV with a width $\Gamma = 1.6(4)$ MeV, and at 5.3(3) MeV, $\Gamma = 2(1)$ MeV. One resonant state was observed for ${}^7\text{He}$ at 1.3(2) MeV, with a width $\Gamma = 0.7(5)$ MeV. Our data do not exclude the controversial state at 0.9 MeV, $\Gamma = 1$ MeV. These results were obtained with the very good position and energy resolutions of MUST2. They are consistent with the calculations of the nuclear theories which include the treatment of the coupling to the continuum and the effects of the three-body interactions.

Mots-clés

- physique nucléaire
- structure nucléaire
- réactions de transfert
- noyaux exotiques
- faisceaux radioactifs
- silicium à pistes
- spectroscopie
- télescope MUST2