

ORSAY
N° D'ORDRE : 7629

THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS XI

Spécialité :

Champs, particules, matières

présentée par :

Flore SKAZA

pour obtenir le grade de DOCTEUR EN SCIENCES de
l'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

Sujet de la thèse :

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 ${}^8\text{He}(p, t){}^6\text{He}$

Soutenue le 30 septembre 2004

devant le jury composé de :

M. ALAMANOS Nicolas	Directeur de thèse
M. BLUMENFELD Yorick	Rapporteur
M. BUTLER Peter A.	
Mme FRASCARIA Nimet	Président du jury
M. KEMPER Kirby W.	Rapporteur
M. POLLACCO Emmanuel C.	Invité
M. VAN ISACKER Pieter	

Remerciements

Après un peu plus de trois années passées au SPhN et une soutenance rondement menée, l'heure est venue de remercier toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à cette thèse.

Dans un premier temps, je tiens à remercier J. Martino, chef du SPhN au moment de mon arrivée dans le service, de m'avoir permis de commencer cette thèse au sein de son laboratoire. Le SPhN est un laboratoire chaleureux et accueillant où il fait bon vivre. Je remercie vivement tous les habitants de ce service qui contribuent grandement à sa convivialité (Jean-Eric, Diane ...), en particulier Isabelle et Danielle pour leur disponibilité et le fait que je me sois toujours sentie la bienvenue dans leurs bureaux respectifs.

Je remercie également Peter Butler et Piet Van Isacker d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse, Nimet pour en avoir accepté la présidence. Je tiens également à la remercier pour avoir conforté mon intérêt pour la physique nucléaire en maîtrise (intérêt suscité durant mon stage de licence par François De Oliveira) et son soutien constant durant les années qui suivirent. Un grand merci à mes deux rapporteurs Kirby Kemper et Yorick Blumenfeld. Yorick, merci pour ton soutien, ton enthousiasme en manip et tes blagues de repas de fin de manip. Je suis très reconnaissante à Lolly de m'avoir encadrée durant mon stage de DEA et les premiers mois de ma thèse, et d'avoir accepté de faire partie de mon jury. Je n'oublierai pas les paroles que tu as prononcées le jour de ma soutenance. Promis je viendrai de temps en temps vous déposer des gâteaux au chocolat ! Enfin merci à Nicolas Alamanos d'avoir été mon directeur de thèse qui, compte-tenu de sa charge de travail administrative a su me mettre entre de très bonnes mains. J'ai toujours apprécié les discussions autour d'un coin de table, discussions qui me laissaient entrevoir le nombre de choses qui me restent à apprendre et comprendre.

Par de bonnes mains, j'entends Antoine et Valérie. Merci Antoine pour nos nombreuses discussions sur mon dépouillement ; tes conseils et tes idées m'ont toujours été très utiles. Merci aussi pour avoir rendu les manip toujours vivantes même dans les moments d'attente, de fatigue... par ta bonne humeur et tes chansons. Un énorme merci à Valérie pour avoir été une alliée efficace à XBlast, ses réponses fournies à toutes mes questions, et surtout pour son soutien constant et sans faille jusqu'au bout.

Je tiens également à remercier toutes les personnes qui ont fait partie un jour

du groupe exotique et avec lesquelles j'ai partagé la salle info.

Merci à Françoise pour avoir toujours suivi avec bienveillance mon travail, à Alain pour avoir toujours regardé mon travail avec un regard critique et avoir attentivement relu mon manuscrit, à Roland, Jean-Luc et Laurent, pour leurs remarques constructives lors des réunions de groupe, à Jean-Luc Sida pour son intérêt pour mon travail, pour sa bonne humeur et pour avoir été un adversaire redoutable à X Blast. Naturellement, je n'oublie pas Riccardo qui fut un allié fidèle à X Blast et lors des expériences ! Enfin merci à Nick pour sa patience lorsqu'il m'expliquait ses calculs.

Merci également à Nicole qui fut ma tutrice et a toujours été disponible et attentive à l'évolution de mon travail.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à la collaboration Must et à tous ceux qui ont participé à la réussite de l'expérience qui a constitué le corps de cette thèse : Jean-François, Patrice, Patricia, Simone, Didier ...

J'ai aussi une pensée pour tous les thésards que j'ai rencontrés lors de ces trois années, tout d'abord pour ceux qui ont cotoyé mon quotidien, c'est-à-dire ceux du SPhN : Audrey, Gaëlle, Eric, Yann, Stefano et les autres. Les rencontres fortuites autour de la machine à café ont toujours été très rafraîchissantes.

Je pense également à ceux qui m'ont précédé dans l'aventure : Mumu avec qui j'ai partagé mes premières nuits de shift, Franck et Lydie qui m'ont aidé à appréhender les difficultés de Must. Lydie, merci pour tes précieux conseils et bon courage au pays de la saucisse.

J'ai une pensée pour Vanessa, Stéphanie qui ont fait partie du groupe avant mon arrivée et que j'ai eu la chance de rencontrer à la montagne et à la mer. Et bien sûr je n'oublie pas Cédric qui m'a précédé dans le groupe et a grandement contribué à mon intégration malgré sa difficile période de rédaction. Tu as toujours suivi avec attention l'évolution de mon dépouillement et de ma thèse en général, je t'en remercie très vivement. Je regrette simplement que le recouvrement en temps n'ait pas été plus long et de ne pas avoir eu l'occasion de faire assez de progrès à X Blast pour pouvoir te battre !

Mes pensées vont aussi vers les thésards de ma génération, Orianna, Diego et Emilia qui a vécu en même temps que moi la laborieuse tâche d'un dépouillement Must, et les générations qui suivent Alexandre, Sophie et Emilie. Sophie, je regrette de ne pas avoir partagé plus longtemps le bureau avec toi, nos discussions autour d'un café au soleil m'ont manqué ! Emilie, merci pour tes encouragements et ton réconfort. Bon courage à vous trois pour cette troisième année difficile mais libératrice.

Je remercie également toutes les personnes qui se sont manifestées pour ma soutenance, Eric (merci pour tes mails rigolos durant ces 3 années), Marine, Annie, Geneviève, Jean-Baptiste et à ceux qui se sont déplacés pour assister à ma soutenance, en particulier à ceux non physiciens pour lesquelles deux heures de physique nucléaire ont dû sembler bien longues. Marion, espérons que dans l'avenir nous pourrions nous voir plus souvent. Merci à Liliane et Gérard. Merci

pour m'avoir offert un beau souvenir de ce jour, un qui ne s'effacera pas avec le passage du temps.

Je n'oublie pas les équipes successives de *la Nuit des Rois* et d'*Ondine*, deux projets magnifiques qui au travers du monde de la musique m'ont permis de découvrir le monde du théâtre. Un énorme merci aux onzes autres *Petits Nègres* : Jean-Philippe, Carole, Eve, Rachel, Arnaud, Guillaume, Roland, Perrine, Kim, Mickaël et bien sur Annick. Merci à tous pour les nombreuses heures pendant lesquelles l'⁸He n'existait plus. Ces moments partagés au sein de Cassiopée et ailleurs m'ont toujours donné courage, force et enthousiasme. Annick un énorme merci pour tout !

Merci à Alex, Laurence et Théo arrivé en cours de route. Lolotte, merci pour ton amitié tout simplement.

Et enfin merci à ma famille de m'avoir toujours soutenue et m'avoir permis de continuer mes études jusqu'au bout. Papa, maman, merci de m'avoir transmis votre soif d'apprendre et de comprendre.

Durant ces trois années j'ai beaucoup appris et pas seulement sur l'⁸He ! Merci à tous.

Flore

Et maintenant ...

*Ouvrez, ouvrez la cage aux noyaux
Regardez les neutrons du halo
Les thésards, si vous voyez, des p'tits noyaux épluchés
Ouvrez, ouvrez leur la cage de Faraday ...*

Antoine Drouart, sur l'air de "*la Cage aux Oiseaux*"

Table des matières

Remerciements	3
Introduction	11
1 Motivations	15
1.1 Un tout petit peu d'histoire	15
1.2 Halo et peau de neutrons	16
1.2.1 Définition	16
1.2.2 Conditions d'apparition	17
1.3 Quelques modèles théoriques	19
1.3.1 Un exemple de modèle à plusieurs corps : COSMA	20
1.3.2 Les calculs <i>ab initio</i>	20
1.4 Les sondes expérimentales	22
1.4.1 Sections efficaces de réactions	22
1.4.2 Décroissance β	22
1.4.3 Réactions de cassure	23
1.4.4 Diffusion élastique	26
1.4.5 Diffusion inélastique	28
1.4.6 Réactions de transfert	31
1.5 Etat des lieux sur l' ${}^8\text{He}$ et ses voisins	34
1.5.1 ${}^6\text{He}$	34
1.5.2 ${}^7\text{He}$	35
1.5.3 ${}^8\text{He}$	36
2 Dispositif expérimental	39
2.1 Méthode et contraintes expérimentales	39
2.1.1 Méthode expérimentale	39
2.1.2 Contraintes expérimentales	41
2.2 Production du faisceau	46
2.3 La détection	47
2.3.1 Les détecteurs de faisceau	48
2.3.2 Les détecteurs de particules chargées	50
2.3.3 Le mur de plastiques	51

2.3.4	La cible	51
2.3.5	Electronique de déclenchement et acquisition	51
2.4	Simulation	53
2.4.1	Faisceau incident	54
2.4.2	Génération de l'événement	54
2.4.3	Détection	55
2.4.4	Reconstruction	56
2.4.5	Résultats	56
3	Traitement des données	59
3.1	Les détecteurs de faisceau	59
3.1.1	Etalonnage	59
3.1.2	Reconstruction de la position	60
3.1.3	Caractéristiques	64
3.2	Le détecteur de particules légères chargées MUST	66
3.2.1	Le détecteur à pistes	66
3.2.2	Le Silicium-Lithium	72
3.2.3	Couverture Angulaire	75
3.3	Cinématique et énergie d'excitation	75
3.4	Le mur de plastiques	78
3.4.1	Etalonnage en position	79
3.4.2	Etalonnage des Photomultiplicateurs	81
3.4.3	Identification	81
3.5	Soustraction du fond et analyse des spectres en énergie d'excitation	84
3.5.1	Estimation du fond dû au Carbone dans la cible de polypropylène	84
3.5.2	Espace des phases et ajustement des données	84
3.5.3	${}^8He(p, t){}^6He$	86
3.5.4	${}^8He(p, d){}^7He$	88
3.5.5	${}^8He(p, p'){}^8He^*$	91
3.6	Distributions angulaires	97
3.6.1	principe de calcul	97
3.6.2	Efficacité de détection et temps mort	98
3.6.3	Evaluations des erreurs	99
3.6.4	Diffusion élastique	100
3.6.5	Diffusion inélastique et transferts	102
4	Interprétation des données	105
4.1	Les différents formalismes utilisés	105
4.1.1	Diffusion élastique	105
4.1.2	Diffusion inélastique et réactions de transfert	113
4.2	Diffusion élastique ${}^8He(p, p)$	120
4.2.1	Densités	120

4.2.2	potentiel JLM	121
4.3	diffusion inélastique vers l'état 2^+ à 3.6 MeV de l' ^8He	124
4.4	Transfert de 1 neutron $^8\text{He}(p, d)^7\text{He}$	125
4.4.1	Facteur spectroscopique	126
4.4.2	Couplage avec la diffusion élastique	129
4.4.3	Couplage avec les diffusions élastique et inélastique	131
4.5	Transfert de 2 neutrons $^8\text{He}(p, t)^6\text{He}$	133
Conclusions et perspectives		135
A Cinématiques à deux corps		141
B Espace des phases		145
B.1	Définition	145
B.2	Espace des phases à deux particules	146
B.3	Espace des phases à n particules	147
B.4	Distribution en masse invariante	147
B.5	Simulation Monte Carlo	149
B.5.1	Algorithme	149
C Reconstruction d'un événement		153
D Tables de pertes d'énergie		157

Introduction

Ce document présente l'analyse d'une expérience de diffusion élastique et inélastique d'un faisceau d' ${}^8\text{He}$ sur une cible de protons. Le dispositif expérimental optimisé pour les réactions de diffusion élastique et inélastique a aussi permis de mesurer les réactions de transfert d'un et deux neutrons vers les ${}^7\text{He}$ et ${}^6\text{He}$ respectivement. Cette expérience fut réalisée au GANIL grâce au premier faisceau SPIRAL d' ${}^8\text{He}$ produit avec une énergie de 15.6 A.MeV et une intensité maximale de 14000 particules par seconde. Le dispositif expérimental était composé des détecteurs MUST et CATS spécialement développés pour l'étude de ce type de réactions. Cette expérience s'inscrit dans un programme d'étude des noyaux dits exotiques afin d'obtenir des informations sur leur structure et contraindre les paramètres des modèles qui les décrivent et prédisent leur comportement.

Le noyau atomique est un système formé de A nucléons : Z protons et N neutrons. La stabilité de l'édifice est assurée par l'équilibre entre l'interaction forte, attractive entre tous les nucléons et l'interaction coulombienne, répulsive entre les protons. L'interaction forte nucléon-nucléon dérive de la structure en quarks du nucléon. La théorie fondamentale de l'interaction forte décrivant le comportement des quarks et des gluons est appelée chromodynamique quantique (QCD). Or il est actuellement impossible de construire à partir de cette théorie, l'interaction forte entre les nucléons. Ainsi pour décrire les propriétés du noyau, on néglige la structure en quarks des nucléons et considère seulement l'interaction nucléon-nucléon. Cette interaction fut déduite d'expérience de diffusion de nucléons. Plusieurs paramétrisations existent pour décrire cette interaction dont les caractéristiques principales sont les suivantes : répulsive à courte portée ($r < 0.5 \text{ fm}$), attractive entre 0.5 et 2 fm et quasiment nulle au-delà.

Dans le noyau, l'interaction entre deux nucléons est modifiée par la présence des autres nucléons du milieu ; on parle alors d'interaction nucléon-nucléon effective. On décrit alors le noyau comme un ensemble de A corps en interaction via cette interaction effective qui est alors la base de notre compréhension du noyau atomique. Tout comme pour l'interaction libre, il existe plusieurs paramétrisations de cette interaction effective. Les modèles décrivant le noyau ont été bâtis à partir des mesures réalisées sur les quelques 300 noyaux stables existant sur terre et en reproduisent donc bien les propriétés. Cependant dès qu'il s'agit de noyaux radioactifs qui s'éloignent de la vallée de stabilité, ces modèles

divergent.

Le développement des faisceaux radioactifs depuis près de 25 ans, a permis de tester les modèles suivant un nouveau degré de liberté, l'isospin, qui traduit la différence entre le nombre de protons et le nombre de neutrons dans le noyau. Les expériences réalisées avec ces faisceaux ont non seulement apporté de nouvelles contraintes sur les modèles, mais ont aussi permis la découverte de nouveaux phénomènes. Parmi eux, citons les noyaux à halo pour lesquels la faible énergie de liaison du système permet à un ou deux nucléons de s'éloigner des autres nucléons du noyau au-delà de la portée de l'interaction qui lie le système. Le noyau ne peut plus alors être décrit comme un ensemble compact de nucléons, on le décompose en un coeur et un ou plusieurs nucléons qui sont dits de valence.

Afin de pouvoir utiliser les outils expérimentaux qui avaient fait leur preuve avec les noyaux stables, de nouvelles techniques ont été mises au point. Ainsi la durée de vies de ces noyaux radioactifs étant trop courte pour pouvoir en fabriquer des cibles, les physiciens ont procédé en cinématique inverse : au lieu d'envoyer un faisceau connu sur une cible à étudier, on envoie le faisceau à étudier sur une cible connue. En outre, les intensités de ces faisceaux étant de plusieurs ordres de grandeur inférieures à celles de faisceaux stables, de nouveaux systèmes de détection ont dû être imaginés et conçus. L'ensemble de détection MUST-CATS a été construit pour la mesure des réactions directes des faisceaux radioactifs sur des cibles de protons ou deutons. Les réactions directes permettent d'accéder à différents paramètres du noyau. Pour les noyaux stables, la diffusion élastique d'électrons ou de hadrons a permis d'obtenir des informations sur les distributions de protons et neutrons et sur l'interaction nucléon-nucléon. Pour les faisceaux radioactifs, on ne dispose plus directement de la distribution de protons, cependant la diffusion de proton permet d'accéder à la densité de matière dans le noyau. La diffusion inélastique permet d'accéder aux états excités du noyau et d'obtenir des informations sur le processus d'excitation. Enfin les réactions de transfert permettent d'obtenir des informations sur les masses et les spins et parités des différents états étudiés.

Dans ce travail, nous avons étudié la structure de l' ^8He grâce aux réactions de diffusion élastique et inélastique et de transfert d'un neutron vers l' ^7He . Ce travail fait suite à une expérience, de diffusion élastique et inélastique d'un faisceau d' ^6He sur une cible de protons, pour laquelle les effets du halo de deux neutrons ont pu être mis en évidence sur les données.

Dans le premier chapitre, nous exposons les motivations qui nous ont conduit à étudier le noyau d' ^8He : au travers des différentes techniques expérimentales utilisées au cours des années précédentes pour l'étudier nous faisons l'état des lieux des connaissances concernant ce noyau et ses compagnons isotopiques. Puis dans le second chapitre nous justifions le choix de la technique expérimentale choisie et décrivons le dispositif utilisé lors de la prise de données au GANIL ; nous détaillons les différents détecteurs, l'électronique et le système d'acquisition. Ensuite, nous expliquons, dans le troisième chapitre, le traitement des données qui

consiste à partir des données brutes à reconstruire les observables physiques qui sont dans notre cas les spectres énergie d'excitation des noyaux et les distributions angulaires associées à chaque réaction. Enfin, nous présentons dans le quatrième et dernier chapitre, les différents formalismes utilisés pour l'interprétation des données. Les distributions angulaires sont comparées à des calculs. Dans une première étape, nous présentons les résultats de calculs effectués avec le formalisme du modèle optique et de l'approximation des ondes distordues (DWBA) et dans une seconde étape, les résultats de calculs en voies couplées (CRC) incluant la discrétisation du continuum du deuton (CDCC). Ces calculs sont les plus complets actuellement réalisables.

Chapitre 1

Motivations

1.1 Un tout petit peu d’histoire

Le connaissance de l’édifice nucléaire, jusque dans les années 80, était essentiellement basée sur l’étude des quelques 300 noyaux stables. La possibilité de produire des faisceaux d’ions radioactifs a élargi l’horizon des physiciens nucléaires en leur ouvrant la voie vers les 3000 noyaux non présents sur terre, leur fournissant ainsi un test de leurs modèles suivant le degré d’isospin. Les physiciens n’ont eu de cesse de produire des noyaux de plus en plus éloignés de la vallée de stabilité pour se rapprocher des “drip-lines” qui sont par définition les limites en protons et neutrons au delà desquelles il n’existe plus d’état lié du noyau. Aux abords de ces drip-lines, des propriétés, jusqu’alors bien établies pour les noyaux stables, se sont avérées ne plus être vérifiées dans le cas des ces noyaux faiblement liés, qui sont alors dits exotiques.

Les premières propriétés à avoir été remises en question, sont celles de la densité de matière :

- son rayon est bien défini et relié au nombre de nucléons A par $R \propto A^{\frac{1}{3}}$,
- son volume est uniforme : $\rho(r) \approx \rho_0$ où ρ_0 est la densité de la matière nucléaire et est égale à $0.17 \text{ nucléons}/\text{fm}^3$,
- les protons et neutrons y sont mélangés de façon homogène : $\rho_p(r) \propto \rho_n(r)$.

Elles sont le reflet de la courte portée ($\sim 2 \text{ fm}$) de l’interaction nucléon-nucléon.

Or, les premières mesures de sections efficaces de réactions par I. Tanihata et collaborateurs effectuées avec un faisceau radioactif ont montré des valeurs anormalement élevées pour quelques noyaux très riches en neutrons et faiblement liés (${}^6\text{He}$ [Tan85], ${}^{11}\text{Li}$ [Tani85]) par rapport à leurs isotopes voisins. En 1985, Tanihata concluait qu’une grande déformation ou bien une distribution de matière anormalement étendue pouvaient expliquer ces valeurs. Suite aux mesures de moments magnétique et quadrupolaire du ${}^{11}\text{Li}$ [Arn87, Arn92], toutes deux en faveur d’un noyau sphérique, l’hypothèse d’une grande déformation fut abandonnée pour laisser place à celle d’un halo diffus de deux neutrons autour

d'un cœur de ${}^9\text{Li}$ [Han87].

Rapidement des études théoriques et expérimentales furent lancées et au cours des années de nombreux candidats suspectés de présenter un halo furent découverts et classés suivant le nombre de particules formant ce halo ; parmi eux des noyaux à halo d'un neutron (${}^{11}\text{Be}$, ${}^{15}\text{C}$, ${}^{19}\text{C}$), d'un proton (${}^8\text{B}$), de deux neutrons (${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$), et à peau de neutrons (${}^8\text{He}$), comme le résume la figure 1.1 qui présente la charte des noyaux légers pour lesquelles les "drip-lines" neutrons et protons sont connues.

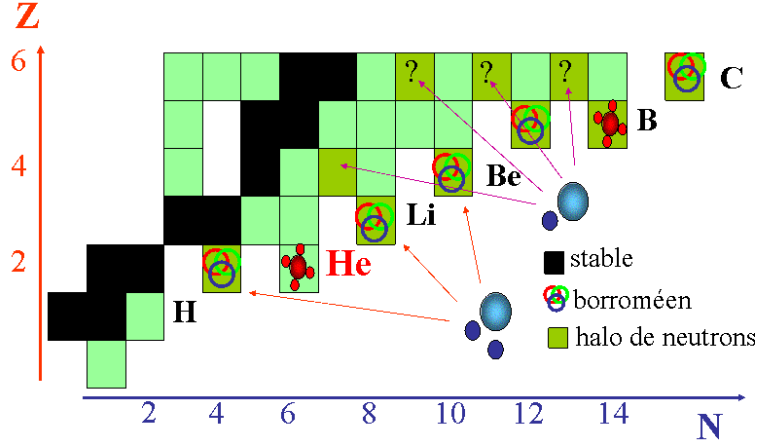


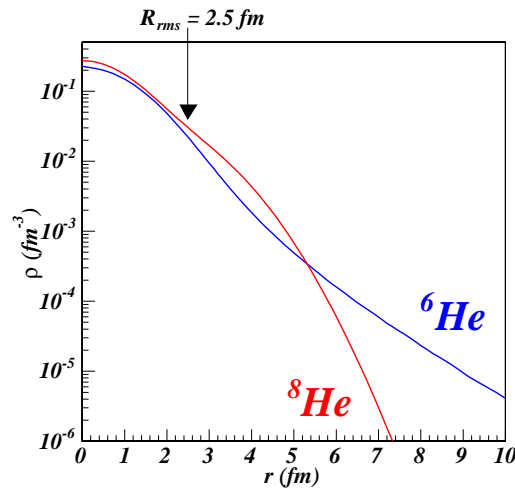
FIG. 1.1 – carte des noyaux légers.

Noyaux à halo et peau se distinguent par l'extension spatiale et la forme de leur densité : les particules peuvent s'éloigner considérablement du cœur pour former un halo, ou rester confinées proches du cœur tel une peau. Pour illustrer ceci, nous avons représenté (fig. 1.2) les densités de matière calculées pour l' ${}^6\text{He}$, noyau formé par un cœur d' α et un halo de deux neutrons [AlK96], et l' ${}^8\text{He}$, formé lui aussi par un cœur d' α et une peau de quatre neutrons [Zhu94]. Ces deux densités, bien qu'ayant le même rayon quadratique moyen $\sqrt{\langle r^2 \rangle} = R_{rms}$ de 2.5 fm , présentent des allures très différentes : alors que les neutrons de valence de l' ${}^6\text{He}$ peuvent s'étendre très loin du cœur, ceux de l' ${}^8\text{He}$ restent proches du cœur d' α formant une peau autour de ce dernier.

1.2 Halo et peau de neutrons

1.2.1 Définition

Le halo désigne un état où une ou plusieurs particules, dites de valence, se découplent du reste du système, appelé cœur, et ont une grande extension spatiale, c'est-à-dire qu'elles ont une probabilité supérieure à 50% de se trouver hors de

FIG. 1.2 – Densités calculées pour l' ${}^6\text{He}$ et ${}^8\text{He}$.

portée du potentiel de liaison, soit dans une région interdite du point de vue de la mécanique classique mais autorisée par effet tunnel dans le cadre de la mécanique quantique.

1.2.2 Conditions d'apparition

Le halo est un phénomène quantique qui se manifeste pour des états faiblement liés qui sont alors proches du continuum. Tel est le cas pour les noyaux proches des “drip-lines”. La faible énergie de liaison d'un noyau, combinée à la courte portée de l'interaction forte autorise un ou plusieurs nucléons à passer par effet tunnel en dehors du volume nucléaire normal et à être présent à des distances très grandes du cœur formé par les autres nucléons.

Cet effet tunnel peut être limité par l'existence des barrières :

- coulombienne créée par la charge des protons, ainsi la plupart des noyaux à halo sont riches en neutrons,
- centrifuge créée par un moment orbital l non nul du nucléon : seules les moments orbitaux s et p vont permettre une grande extension spatiale de la fonction d'onde. Cette condition se traduit pour les noyaux à halo
 - d'un neutron, par un moment orbital du nucléon de valence $l = 0, 1$,
 - de deux neutrons, par un hypermoment [Fed94] des deux nucléons de valence $K = 0, 1$.

Riisager, Fedorov et Jensen [Rii00] ont proposé une méthode universelle pour caractériser et classifier les états à halo qu'ils soient moléculaires, atomiques ou nucléaires en fonction de l'énergie de liaison B et du rayon du système. La probabilité d'être dans la région classiquement interdite se traduit par : $r_{rms}^2 > 2R^2$ où R est une longueur de référence ; typiquement la portée du potentiel de liaison :

pour les noyaux à halo, on a $R = r_{cœur}$. Ils ont ainsi défini des critères généraux pour l'apparition de halo [Rii00] :

- $B < 270 keV \frac{A^2}{Z^2}$ pour les états s ,
- $Z < 0.44 A^{\frac{4}{3}}$ pour les états p [Jen00],
- $B < 2 MeV A^{-\frac{2}{3}}$ pour les états s et p [Fed93].

Les seuils d'émission de particules de ces noyaux sont si bas en énergie que la structure de l'état fondamental, souvent seul état lié du système, est fortement corrélée à la structure du continuum et des états excités non liés. Il s'avère alors nécessaire non seulement d'étudier les états fondamentaux, mais aussi les états excités et la structure du continuum de ces noyaux riches en neutrons. Avec leur structure si particulière, de nouveaux modes d'excitation collective sont attendus, tels qu'une oscillation entre le cœur et le halo. La densité du halo étant très faible, la fréquence de cette oscillation doit être basse (quelques MeV) comparée à celle usuellement observée entre les protons et les neutrons [Ike92]. Elle est alors appelée "Soft Dipole Resonance" (SDR) soit résonance dipolaire douce. Ce processus devrait conduire à une augmentation de la section efficace de cassure [Han87], observée expérimentalement dans les sections efficaces de dissociation électromagnétique de l' 6He et du ${}^{14}Li$ [Kob89].

En observant la figure 1.1, nous constatons la forme crénelée de la "drip-line" neutrons : le dernier isotope formé de N neutrons est lié alors que son voisin comportant $N-1$ neutrons ne l'est pas. Ces noyaux sont dits Borroméens en référence aux trois anneaux du comte Borromeo qui sont entremêlés de telle façon que si l'un d'eux est enlevé les deux autres ne peuvent rester ensemble. Cette alternance de noyaux liés et non liés est un signe évident de l'importance de l'appariement et des corrélations entre les nucléons dans de tels systèmes. Les corrélations entre les neutrons du halo sont tout aussi importantes que celles entre le cœur et les neutrons du halo. Ainsi afin de comprendre ces systèmes, il est nécessaire de comprendre les sous-systèmes et les corrélations existantes entre eux.

La chaîne des isotopes d'Hélium illustre parfaitement ceci. La figure 1.3 présente l'évolution des énergies de séparation d'un et deux neutrons en fonction du nombre de neutrons pour cette chaîne isotopique.

Nous observons une alternance de noyaux liés (${}^{3,4,6,8}He$) et non liés (${}^{5,7,9,10}He$), signe que l'appariement neutron-neutron stabilise le système. Les états résonants ${}^{5,7,9,10}He$ ne sont pas à proprement parler des noyaux car ils ont des temps de vie de l'ordre de $10^{-20} s$. Le dernier noyau lié de la chaîne est l' 8He qui possède le plus grand rapport N/Z parmi tous les noyaux liés connus actuellement. Bien qu'il soit à la limite de la drip-line neutron, il est 2 fois plus lié que l' 6He , bien connu pour être un noyau Borroméen formé par un cœur d' α et un halo de deux neutrons [Zhu93]. Or l'analyse [Alk98] d'expériences de diffusion élastique à haute énergie, $700 MeV/n$ [Alk97], a montré que les rayons R_{rms} des ${}^{6,8}He$ ont des valeurs voisines proches de $2.5 fm$. L' 8He développerait donc au lieu d'un

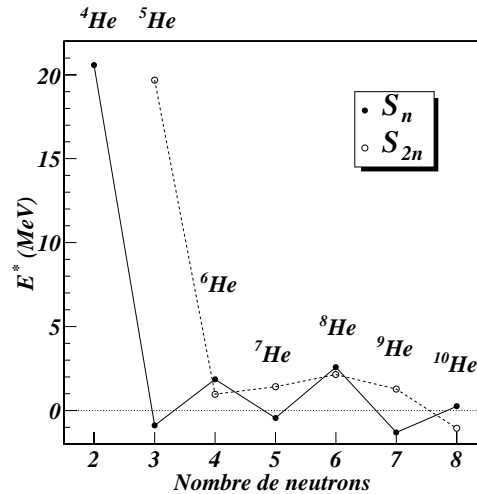


FIG. 1.3 – Energie de séparation d'un et deux neutrons en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes d'Hélium.

halo, une peau de quatre neutrons. D'autres expériences [Mark01, Wol02, Kor03] suggèrent que la structure de l' ^8He n'est pas aussi simple qu'un α et 4 neutrons de valence, mais que la contribution de la configuration $^6\text{He}_{2+}^* + 2n$, où le cœur d' $^6\text{He}_{2+}^*$ est lui-même non lié, est importante dans la fonction d'onde de l'état fondamental de l' ^8He .

Afin de comprendre la structure si particulière de ces noyaux, de nombreuses études théoriques et expérimentales ont été entreprises, illustrées, dans la suite, par la chaîne des isotopes d'Hélium et plus particulièrement sur le noyau lié le plus riche en neutrons, l' ^8He .

1.3 Quelques modèles théoriques

Du point de vue théorique, la structure du noyau atomique est un problème à plusieurs corps qui même pour un petit nombre de nucléons, reste compliqué. En effet il s'agit de résoudre l'équation de Schrödinger pour un système de A fermions en interaction via les interactions forte et coulombiennes qui conduit rapidement à un système d'équations qui ne peut être résolu directement. En outre l'interaction forte qui résulte de la structure en quark des nucléons est encore mal connue. Sur le marché de la physique nucléaire, on distingue les modèles dits à plusieurs corps, où le noyau est décomposé en un cœur inactif et des particule de valence, des calculs dits *ab initio*, où tous les nucléons sont actifs, mais limités aux noyaux à petit nombre de nucléons.

1.3.1 Un exemple de modèle à plusieurs corps : COSMA

Dans ce modèle [Zhu94] à cinq corps, l' ${}^8\text{He}$ est considéré comme un cœur d' α entouré par quatre neutrons de valence.

Dans le cadre de l'approximation du modèle en couches "cluster-orbital shell-model approximation" (COSMA), la fonction d'onde du système $\alpha + 4n$ est écrite en supposant que chaque neutron de valence est dans un état $p3/2$. Le modèle ne possède qu'un seul paramètre libre qui est fixé de façon à reproduire le rayon du noyau. La force de ce modèle réside dans sa simplicité et dans la possibilité de calculer de manière analytique les différentes observables (profil de densité, fonction de corrélation angulaire, distribution en moment).

La figure 1.4 présente les trois configurations les plus probables pour le noyau d' ${}^8\text{He}$:

- (a) correspond à un arrangement symétrique des 4 neutrons autour du cœur,
- (b) ressemble à un cœur d' α et un 4n ,
- (c) soit un cœur d' α et un 4n ou 2 dineutrons 2n .

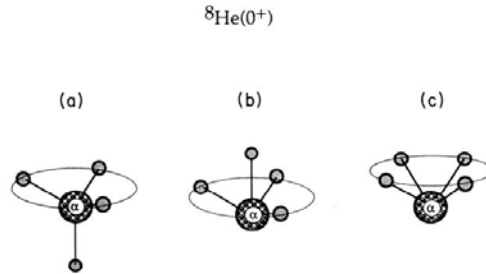


FIG. 1.4 – trois configurations avec probabilité maximum dans la fonction de corrélation angulaire [Zhu94].

D'autres modèles à plusieurs corps plus sophistiqués ont été appliqués aux noyaux à halo et aux isotopes d'Hélium en particulier. Par exemple, nous pouvons citer Wurzer et Hofmann [Wur97] qui grâce à la méthode du groupe résonant ("Resonating Group Method" (RGM)) ont étudié aussi bien les isotopes d'Hélium liés que non liés, en utilisant une seule interaction nucléon-nucléon effective sans paramètre libre.

1.3.2 Les calculs *ab initio*

Dans les calculs complètement microscopiques dits *ab initio*, il s'agit de décrire le noyau à partir de l'interaction nucléon-nucléon. Tous les nucléons sont actifs et interagissent via des interactions réalistes à deux et trois corps. L'introduction de force à trois corps est nécessaire pour la reproduction des énergies de liaison des

noyaux. Ces calculs sont actuellement réalisables pour des masses allant jusqu'à $A=10$ [Cau02],[Wir02].

Les potentiels d'interaction à deux corps sont très compliqués et contiennent des termes de spin, isospin, tenseur, spin-orbite, ... et quelques 40 paramètres ajustés pour reproduire les données expérimentales de diffusion nucléon-nucléon. Le potentiel à trois corps inclut les échanges de pions entre trois nucléons, et semble être d'autant plus important dans le calcul que le nombre de nucléons augmente. Non seulement, les énergies de liaison sont sensibles à la force à trois corps, mais la position relative des états excités est sensible aux détails de cette dernière.

Il existe plusieurs modèles de calculs *ab initio*. Nous en décrivons ici deux. Le premier s'appelle méthode Monte-Carlo quantique ("Quantum Monte Carlo Method" QMC). Ce modèle ne résout pas l'équation de Schrodinger à proprement parler, mais effectue une évaluation statistique des fonctions de partition, ce qui permet un traitement numérique des propriétés dynamiques et de l'état fondamental [Rom02].

La figure 1.5 présente l'évolution des niveaux d'énergie en fonction de différents potentiels réalistes [Wir02] et montre le bon accord avec les données expérimentales.

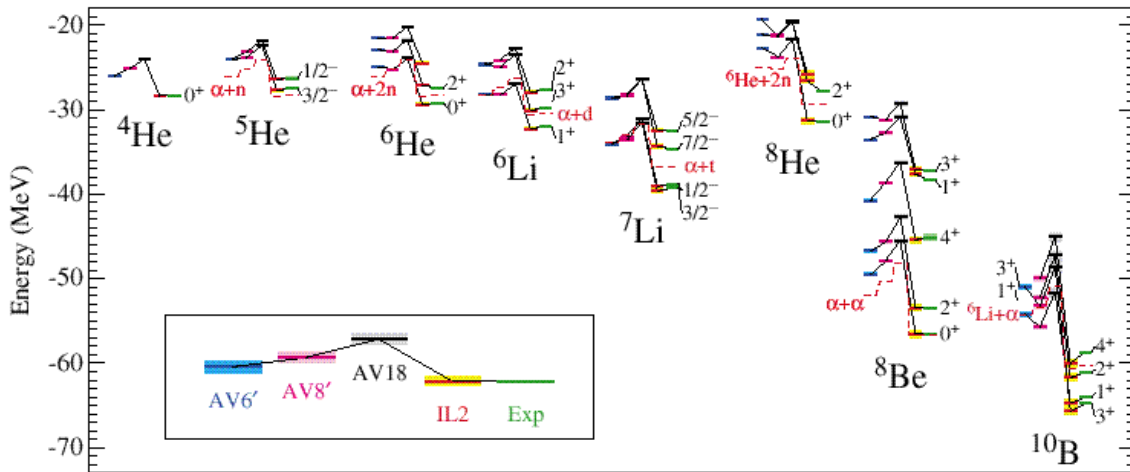


FIG. 1.5 – Niveaux d'énergie obtenus avec différents potentiels réalistes à partir de calculs QMC [Wir02].

Le second modèle est dit modèle en couches sans cœur (No-Core Shell-Model, NCSM)[Nav02] dans lequel tous les nucléons sont actifs contrairement au modèle en couches classique. Cette approche est basée sur des interactions effectives incluses dérivées dans le système des A nucléons à partir de l'interaction fondamentale nucléon-nucléon. Ainsi en théorie, même à partir d'une interaction fon-

damentale à deux corps, l'interaction effective reconstruite peut-être composée de composantes à deux, trois voir plus de corps. En pratique, un compromis doit être fait entre la taille de l'espace de calcul considéré et le nombre de corps dans l'interaction effective.

1.4 Les sondes expérimentales

Les expériences réalisées ont pour objectif de mesurer les caractéristiques des états liés et non liés du noyau : énergie, largeur, mode de décroissance, distribution de densité. Il est important de noter qu'aucun des isotopes d'He ne possède d'état excité lié, ainsi un Hélium excité décroît par émission de particules et non par émission de γ .

1.4.1 Sections efficaces de réactions

Historiquement, les premières expériences effectuées avec un faisceau radioactif consistaient à mesurer les sections efficaces d'interaction σ_I sur des cibles diverses [Tan85]. Or par des considérations géométriques simples, cette section efficace peut-être reliée aux rayons d'interaction R_I des deux noyaux, projectile et cible par :

$$\sigma_I(\text{projectile}, \text{cible}) = \pi[R_I(\text{projectile}) + R_I(\text{cible})]^2$$

Les rayons d'interaction pour les ${}^6,{}^8\text{He}$ respectivement de $2.21 \pm 0.06 \text{ fm}$ et $2.52 \pm 0.06 \text{ fm}$ ont été obtenus. Dans cette analyse simple, la granularité du projectile n'est pas prise en compte. En incluant la nature à plusieurs corps du projectile à halo dans le mécanisme de réaction [AlKh96], on extrait des valeurs plus élevées du rayon d'interaction R_I par rapport à une analyse simple.

1.4.2 Décroissance β

Dans le cas d'un noyau à halo où les neutrons de valence possèdent une probabilité non négligeable d'être hors du cœur. On peut imaginer que la décroissance β prend place directement dans les états du continuum avec des probabilités de transition correspondant à des décroissances β super permises [Bor93]. Pour les noyaux à halo de deux neutrons, la décroissance du dineutron en deuton peut être énergétiquement permise. Le noyau fils se trouve alors dans un état excité qui peut décroître par émission retardée du deuton. Ce mode de décroissance est énergétiquement possible pour les ${}^6,{}^8\text{He}$; l'émission de deutons et tritons retardés a été mesurée. Les probabilités de transition sont alors très sensibles à la structure du halo du noyau [Zhuk93].

Une étude exhaustive [Bar88] a été réalisée en utilisant le formalisme de la matrice R qui donne de bon résultats sauf en ce qui concerne l'émission des

tritons, dont la largeur réduite mesurée par [Bor86] et confirmée par [Bor93] est bien supérieure à la valeur prédite par le modèle en couches. Cet effet doit résulter de fortes corrélations entre les neutrons dans l'état excité du ${}^8\text{Li}$ à 9.3 MeV , indiquant ainsi un grand recouvrement entre les fonctions d'onde du ${}^8\text{Li}_{9.3\text{MeV}}^* = (\alpha + t + n)$ et de l' ${}^8\text{He}$ dans son état fondamental. Ainsi, nous pouvons attendre une grande contribution de la configuration $(\alpha + 3n + n)$ à la fonction d'onde de l'état fondamental de l' ${}^8\text{He}$, configuration qui apparaît naturellement dans le modèles à cinq corps COSMA [Zhu94].

1.4.3 Réactions de cassure

Ces expériences ont pour principe d'envoyer le noyau à étudier sur une cible, typiquement du Carbone ou du Plomb. L'interaction du projectile avec la cible provoque sa cassure dont on détecte tous les produits de décroissance (particules chargées et neutrons). Un tel dispositif permet alors de mesurer :

- les sections efficaces de un et deux neutrons (one- and two-neutron knock-out $\sigma_{-1n}, \sigma_{-2n}$), d'interaction (σ_I),
- les distributions en moment de chaque fragment, qui renseignent sur les distributions en moment dans le noyau,
- les spectres en énergie d'excitation du système ou des sous-systèmes afin d'étudier les interactions dans l'état final.
- les corrélations angulaires entre les fragments

En utilisant différentes cibles de Z plus ou moins élevé, il est possible d'étudier les effets des interactions coulombienne et nucléaire sur les mécanismes mis en jeu. Le tableau 1.1 récapitule les différentes expériences de dissociation utilisant un faisceau d' ${}^8\text{He}$.

Energie de l' ${}^8\text{He}$ (MeV/nucléon)	Cible	Référence
24	Sn, Pb	[Iwa00]
227	C Pb	[Mark01] [Meis02]
240	C, Pb	[Nil95],[Nil96]

TAB. 1.1 – tableau récapitulatif des différentes expériences de dissociation de l' ${}^8\text{He}$

Toutes ces expériences sont en faveur d'un modèle à cinq corps pour l' ${}^8\text{He}$, formé par un cœur d' α et quatre neutrons de valence et non par un cœur d' ${}^6\text{He}$ et deux neutrons de valence. Elles montrent aussi que la contribution de la configuration ${}^6\text{He}_{2+}^* + 2n$ à la fonction d'onde de l'état fondamental de l' ${}^8\text{He}$ doit être prise en compte.

A partir des impulsions de chaque fragment mesurées dans le référentiel du laboratoire, il est possible d'en calculer l'énergie relative (notée E_{cnn} ou E_d) dans

le référentiel du centre de masse de ces mêmes fragments. Cette quantité correspond à l'énergie disponible dans le noyau pour sa décroissance. On obtient l'énergie d'excitation E^* du noyau en appliquant la relation : $E^* = E_d + S$ où S est définie par :

$$S = \sum_f m_f - m_i$$

où m_f sont les masses des fragments et m_i la masse du noyau initial dans son état fondamental. S est donc l'énergie minimum qu'il faut apporter au noyau pour qu'il se casse.

Les spectres en énergie d'excitation obtenus pour les ${}^6,8\text{He}$ sont présentés dans les figures 1.6 et 1.7. Ils sont présentés soit en fonction de l'énergie d'excitation du noyau ($E({}^8\text{He}^*)$), soit en fonction de l'énergie relative des fragments (E_{cnn} ou E_d). On a $E({}^8\text{He}^*) = E_{cnn} + S_{2n}$ où S_{2n} , l'énergie de séparation de deux neutrons, est égale à 0.975 MeV et 2.14 MeV respectivement pour l' ${}^6,8\text{He}$.

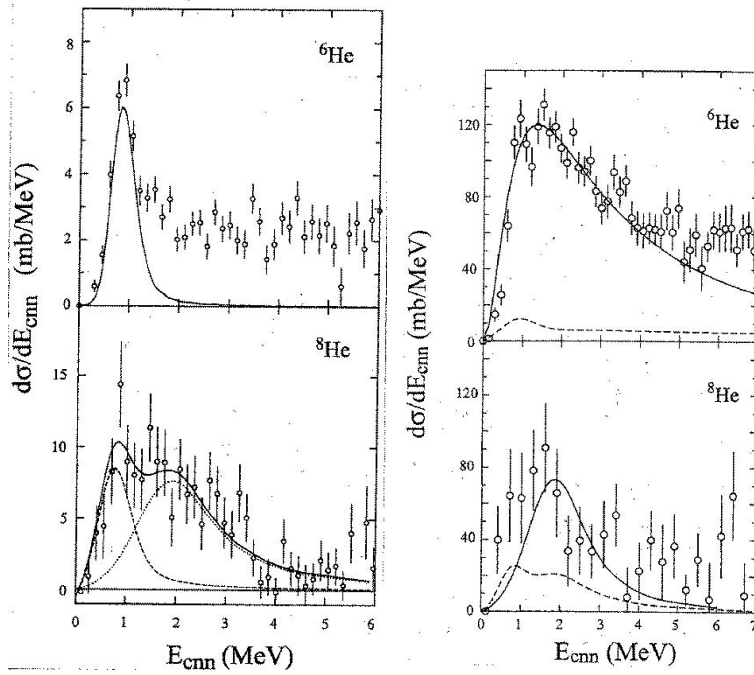


FIG. 1.6 – Spectre de l'énergie relative des trois fragments ${}^6\text{He}({}^4\text{He})$ et deux neutrons issus de la cassure d'un faisceau d' ${}^8\text{He}({}^6\text{He})$ à $227 \text{ MeV}/\text{nucléon}$ sur une cible de Carbone [Mark01] (à gauche), et sur une cible de Plomb [Mei02] (à droite).

En ce qui concerne l' ${}^8\text{He}$, nous constatons la faible statistique des spectres ce qui en rend l'analyse difficile. Les différents états observés sont récapitulés sur la figure 1.18.

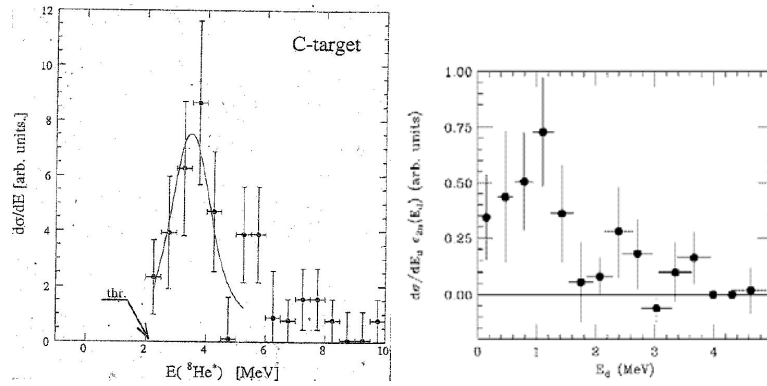


FIG. 1.7 – Spectre en énergie d’excitation de l’ ${}^8\text{He}$ à [Nil96] et [Iwa00].

Un schéma de décroissance de l’ ${}^8\text{He}$ a pu être établi (fig. 1.8) dans lequel la décroissance séquentielle via le noyau non lié d’ ${}^7\text{He}$ est essentielle [Nil96]. Le rapport entre décroissance séquentielle et décroissance directe évolue en fonction de la nature de la cible : il diminue quand le Z de la cible augmente, c’est-à-dire avec le caractère coulombien de l’interaction [Iwa00].

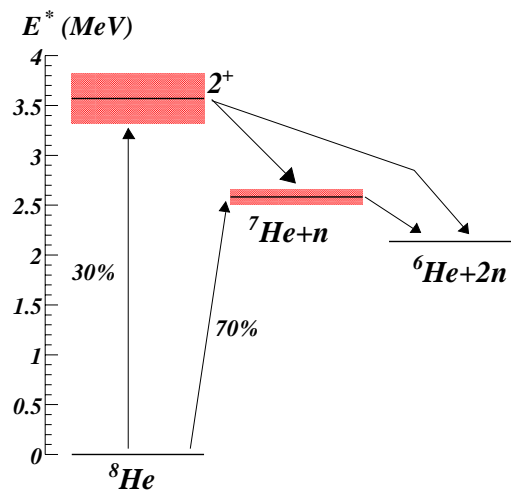


FIG. 1.8 – Schéma du mécanisme de décroissance pour la fragmentation de l’ ${}^8\text{He}$ sur une cible de Carbone à $240\text{ MeV}/\text{nucléon}$ [Nil96].

Cependant, des difficultés dans l’analyse persistent dues à la complexité des mécanismes mis en jeu. Les effets nucléaires sont toujours importants, même pour des grands paramètres d’impact, ainsi des interférences entre processus coulombiens et nucléaires sont souvent présentes. Les couplages avec le continuum et les états résonants proches doivent être inclus dans les calculs [Nun03] ainsi que les

processus en une et plusieurs étapes.

1.4.4 Diffusion élastique

La diffusion élastique est la réaction la plus simple que l'on puisse effectuer car elle conserve la structure des particules. La diffusion de faisceau d'électrons, et de hadrons (protons ou neutrons), a été abondamment utilisée pour étudier les propriétés des noyaux stables et notamment mesurer les distributions de charge et de matière à l'intérieur du noyau et ainsi accéder aux densités de protons et de neutrons. Aux énergies considérées (de quelques MeV au GeV), la structure en quark du proton et du neutron est invisible, car ces derniers ne peuvent être excités. Or la plupart des noyaux radioactifs ont des temps de vie trop faible pour en fabriquer des cibles. Nous devons alors procéder en cinématique inverse, c'est-à-dire que le faisceau d'ions radioactifs est envoyé sur une cible. Les diffusions d'électrons et de neutrons ne peuvent donc plus être utilisées.

Energie de l' ${}^8\text{He}$ (MeV/nucléon)	cible	Référence
700	p	[Alk97]
72	p	[Kor93]
66	p	[Kor96]
60	${}^{12}\text{C}$	[Tos97]
32.5	p	[Kor95]
26	p, α	[Wol02]

TAB. 1.2 – tableau récapitulatif des différentes expériences de diffusion élastique de l' ${}^8\text{He}$

Le tableau 1.2 récapitule les différentes expériences de diffusion élastique réalisée avec un faisceau d' ${}^8\text{He}$. Nous distinguons deux gammes d'énergie, une dite intermédiaire (de l'ordre du GeV) et l'autre dite de basses énergies (de quelques dizaines de MeV). L'analyse des distributions en moment transféré à MeV/nucléon avec un modèle à diffusions multiples de Glauber combiné avec des densités phénoménologiques a permis l'évaluation des rayons de matière pour les ${}^6,8\text{He}$: $R_m({}^6\text{He}) = 2.3 \pm 0.07$ et $R_m({}^8\text{He}) = 2.45 \pm 0.07$ [Alk97]. Ces valeurs sont inférieures à celles mesurées par section efficace d'interaction et les expériences de cassure. Une nouvelle analyse de ces mêmes données avec un modèles à plusieurs corps [Alk98] conclut à des rayons plus élevés compatibles avec les autres expériences. La diffusion élastique est peu sensible aux faibles valeurs des densités mises en jeu dans les queues de distributions [Kor97] ce qui conduit de manière naturelle à sous-estimer les rayons de matière. L'inclusion de forme réaliste dans les densités phénoménologiques permet de retrouver les rayons de $R_m({}^6\text{He}) = 2.45 \pm 0.10$ fm et $R_m({}^8\text{He}) = 2.53 \pm 0.08$ fm [Alk02] .

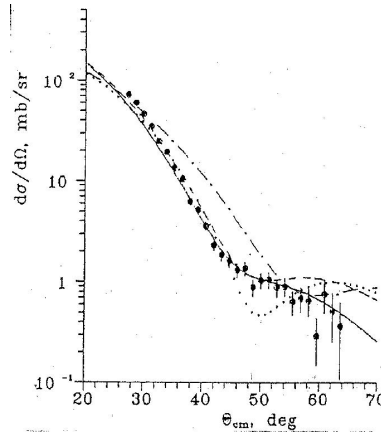


FIG. 1.9 – Distribution angulaire de la diffusion élastique de l' ${}^8\text{He}$ sur proton à 724 MeV [Kor93] comparée à différents calculs.

L'analyse des données à basse énergie (voir figure 1.9) avec l'approximation eikonale, dont la validité pour de telles énergies est discutée dans [Bri75], combinée avec différentes densités, montre que les données sont mieux reproduites par les densités ayant les bons rayons de matière et caractéristiques d'une peau de neutrons [Chu95] et que le rayon de matière peut être déterminé avec une précision de 0.1 fm . Cependant, plusieurs effets tels que le spin-orbite, les corrélations entre les particules, ne sont pas pris en compte dans le calcul. Des tests de la sensibilité de la diffusion élastique à basse énergie ont été effectués sur ces données [Wep00]. Ils concluent que la diffusion élastique est peu sensible aux détails de structure; il semble que le processus soit plus sensible à la taille du cœur qu'aux neutrons de valence pour lesquels la densité est très faible [Kor97]. En outre, aux énergies intermédiaires, la position du premier minimum de diffraction dépend de manière drastique de la forme de la densité. Ainsi, une analyse des données dans la région de ce premier minimum à différentes énergies (basses et intermédiaires) devrait conduire à une description cohérente du noyau. Cependant, aucune des données présentées ne présente la couverture nécessaire. Des mesures aux énergies intermédiaires pour atteindre des plus grandes valeurs en moment transféré sont en cours [Ege03].

Aux énergies intermédiaires, l'inclusion des aspects de structure à plusieurs corps dans le formalisme de la réaction a montré qu'il était essentiel pour la compréhension du processus. Aux énergies plus basses, l'investigation du mécanisme de réaction doit être entrepris afin d'inclure la prise en compte des couplages aux autres voies de réactions (inélastiques, transfert ...) [Cor97]. Ces couplages ont été étudiés pour l' ${}^6\text{He}$ dans [Lap01] et ont conduit à l'introduction d'un potentiel de polarisation complexe qui peut être simulé par un potentiel phénoménologique en surface, ou une réduction du potentiel réel. Le même type de calcul a été

effectué pour les données d' ${}^8\text{He}$ à 32, 66 et 72 $A.MeV$, mais la statistique et la couverture angulaire des données permettent seulement de conclure qu'elles sont cohérentes avec une telle renormalisation.

Il est aussi important de noter que les potentiels de voie d'entrée et de sortie de réactions plus complexes comme la fusion, la cassure ou les transferts, sont obtenus grâce à l'analyse des données de diffusion élastique.

Il s'avère donc nécessaire de continuer les études expérimentales afin d'améliorer la qualité des données tout en analysant ces données avec des calculs capables d'inclure les couplages au continuum et aux autres voies de réactions tels qu'il est maintenant possible de le faire avec les calculs en voies couplées CDCC ("Coupled Discretised Continuum Channels").

1.4.5 Diffusion inélastique

L'analyse des distributions angulaires de diffusion inélastiques, combinée à des mesures d'excitation coulombienne, permet d'accéder aux densités de transition neutrons et proton entre l'état fondamental et les états excités du noyau.

En ce qui concerne l' ${}^8\text{He}$, un seul jeu de données est disponible [Kor93]. Cette expérience a obtenu les paramètres du premier état excité de l' ${}^8\text{He}$ par deux méthodes indépendantes, une utilisant le proton de recul (cinématique à deux corps), l'autre par une mesure de masse invariante basée sur la reconstruction de l'énergie relative des différents fragments (He et neutrons) à partir de leur moments (appliquée pour les expériences de cassure). La figure 1.10 présente le spectre en énergie d'excitation obtenu par la première méthode. La distribution angulaire présentée sur la figure 1.11 est compatible avec un état 2^+ . Nous constatons la faible statistique de cette dernière, et les grandes barres d'erreurs qui en résultent ne sont pas assez contraignantes pour espérer tester les modèles.

Cependant pour illustrer les possibilités d'une telle méthode, sur la figure 1.12, nous présentons les résultats d'une expérience de diffusion élastique et inélastique d' ${}^6\text{He}$ sur proton à 40.9 $A.MeV$ [Lag01]. Un modèle complètement microscopique basé sur un potentiel optique complexe, non local et des calculs modèle en couches sans cœur [Dor94, Kar00] ont permis une excellente description des distributions angulaires à condition que les caractéristiques du halo soient prises en compte.

Les deux types de calculs (halo et non halo) diffèrent à partir de 60° dans le centre de masse pour la diffusion élastique et 20° pour la diffusion inélastique. Ainsi alors qu'il est nécessaire de mesurer la diffusion élastique sur une large plage angulaire pour tester la forme de la densité, la diffusion inélastique ne nécessite pas une grande couverture angulaire mais une bonne statistique. Avec les techniques actuelles, la diffusion élastique est sensible au rayon de la densité de matière alors que la diffusion inélastique est sensible à la forme de cette dernière.

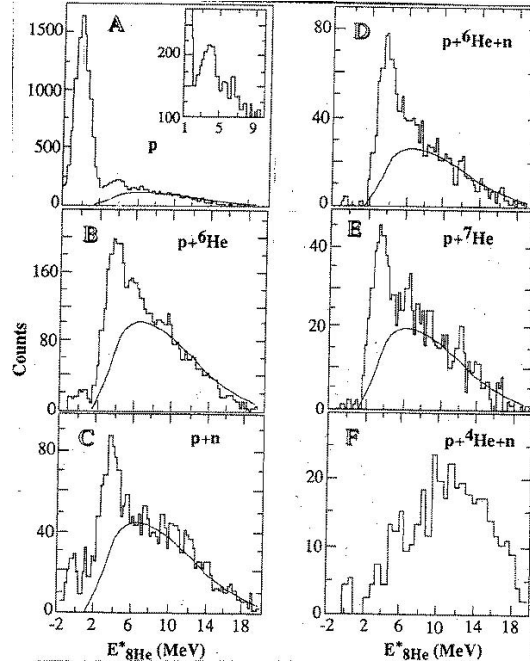


FIG. 1.10 – Spectres en énergies d'excitation de l' ${}^8\text{He}$ reconstruits par masse manquante avec les protons issus de la réaction ${}^8\text{He}(p, p')$ à 72 A.MeV . A- $p({}^8\text{He}, p)$; B- $p({}^8\text{He}, p{}^6\text{He})$; C- $p({}^8\text{He}, pn)$; D- $p({}^8\text{He}, pn{}^6\text{He})$; E- $p({}^8\text{He}, p{}^7\text{He})$; F- $p({}^8\text{He}, pn{}^4\text{He})$ [Kor93].

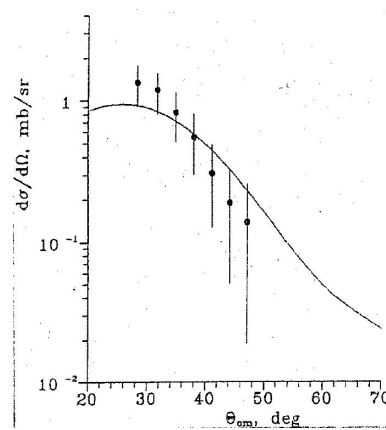


FIG. 1.11 – Distribution angulaires de la diffusion inélastique ${}^8\text{He}(p, p'){}^8\text{He}_{3.6\text{ MeV}}^*$ à 72 A.MeV [Kor93].

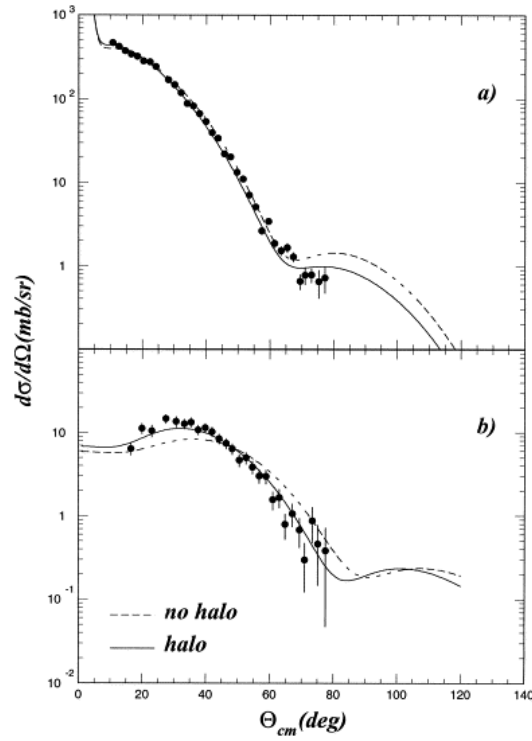


FIG. 1.12 – Distributions angulaires élastique (a) et inélastique vers l'état 2^+ (b) de l' ${}^6\text{He}$ sur proton à $40.9A.MeV$. Les données sont comparées aux résultats de calculs supposant la présence ou non d'un halo [Lag01].

1.4.6 Réactions de transfert

Les réactions de transfert avec des faisceaux stables ont été largement utilisées afin d'étudier la spectroscopie (position, spin et parité des états et facteur spectroscopiques) des noyaux stables et proches de la vallée de stabilité. Le domaine en énergie privilégié pour réaliser ce type de réaction s'étend de quelques MeV/nucléon à quelques dizaines de MeV/nucléon, au-delà, la section efficace chute rapidement.

transfert multi-nucléons

Les réactions de transfert de multi-nucléons ont permis d'accéder à des noyaux instables et de mesurer leur masse ainsi que leurs premiers états excités.

La réaction ${}^{64}\text{Ni}({}^4\text{He}, {}^8\text{He}){}^{60}\text{Ni}$ réalisée avec un faisceau d' α de 80 MeV a permis de mesurer un excès de masse de 31.593 ± 0.008 MeV pour l' ${}^8\text{He}$ avec une excellente précision [Tri77].

La spectroscopie des ${}^{7-10}\text{He}$, ${}^{9-11}\text{Li}$ et ${}^{12-14}\text{Be}$ a été étudiée grâce à un ensemble de réactions utilisant des faisceaux de ${}^{13,14}\text{C}$ à 24 A.MeV sur des cibles de Be [Oer95]. Les spectres en énergie d'excitation des ${}^7, {}^8\text{He}$ sont présentés sur la figure 1.13. L'assignement des spins et parités des différents états observés est déduite de manière indirecte de considérations sur la largeur des états.

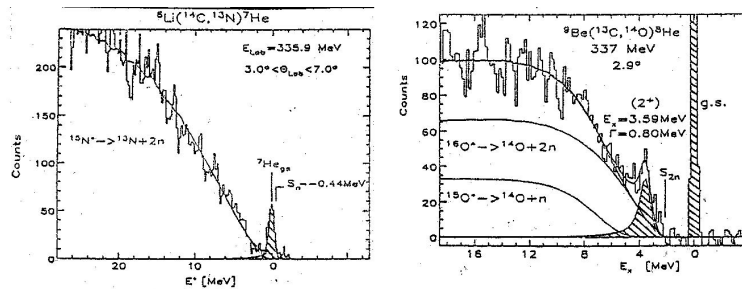


FIG. 1.13 – Spectres en énergie d'excitation de l' ${}^7\text{He}$ (à gauche) et de l' ${}^8\text{He}$ (à droite) obtenus par masse manquante avec diverses réactions induites par des faisceaux de ${}^{13,14}\text{C}$ [Oer95].

Les paramètres obtenus pour les différentes résonances sont résumés dans le tableau 1.3 pour l' ${}^7\text{He}$ et la figure 1.18 pour l' ${}^8\text{He}$.

transfert d'un nucléon : ${}^8\text{He}(p, d){}^7\text{He}$

La réaction ${}^8\text{He}(p, d){}^7\text{He}$ à 50 A.MeV [Kor99] a permis d'étudier la spectroscopie du noyau non lié ${}^7\text{He}$. Le spectre en énergie d'excitation obtenu est présenté sur la figure 1.14.

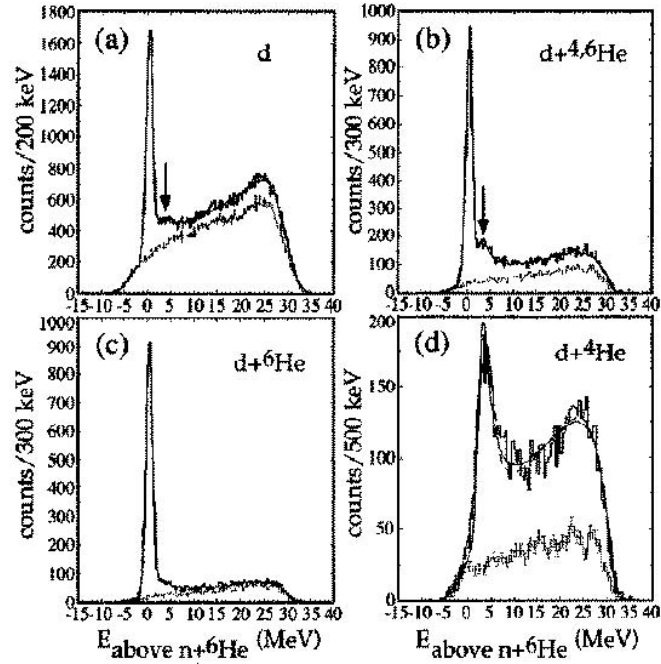


FIG. 1.14 – Spectres en énergie d'excitation de l' ${}^7\text{He}$ obtenus avec la réaction ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$ à 50 A.MeV [Kor99] : (a) ${}^8\text{He}(p,d)$; (b) ${}^8\text{He}(p,d){}^4,{}^6\text{He}$; (c) ${}^8\text{He}(p,d){}^6\text{He}$; (d) ${}^8\text{He}(p,d){}^4\text{He}$. Les spectres sont présentés en fonction de l'énergie de l' ${}^7\text{He}$ au dessus du seuil ${}^6\text{He}+n$.

L'état fondamental est clairement identifié ainsi qu'un état excité à $E^* = 2.9 \pm 0.3 \text{ MeV}$, $\Gamma = 2.2 \pm 0.3 \text{ MeV}$ qui décroît majoritairement en ${}^4\text{He} + 3n$. Ce mode de décroissance est inattendu car le seuil ${}^6\text{He} + n$ est plus bas en énergie ; cet état doit donc être composé d'un neutron couplé à un cœur d' ${}^6\text{He}_{2^+}^*$. Une tentative d'assignement en considérant un cœur d' ${}^6\text{He}$ soit dans son état 0^+ ou 2^+ couplé à un neutron dans les couches p3/2, p1/2 ou s1/2 amène à la conclusion d'un état $I^\pi = 5/2^-$.

L'analyse des distributions angulaires présentées sur la figure 1.15 a été réalisée avec un calcul DWBA utilisant les paramètres du potentiel optique de la diffusion $p, d + {}^{12}\text{C}$ à une énergie voisine, et un facteur spectroscopique de 4 correspondant à 4 neutrons dans une couche remplie p3/2. Le fait que la section efficace du transfert vers l'état excité de l' ${}^7\text{He}$ soit plus petite que vers l'état fondamental indique que c'est un processus du second ordre : transfert d'un neutron de l' ${}^8\text{He}$ sur le proton et excitation d'un autre neutron dans l' ${}^7\text{He}$ restant.

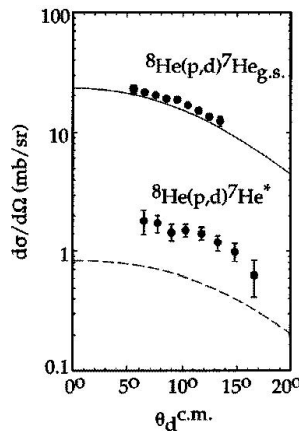


FIG. 1.15 – Distributions angulaires pour la réaction ${}^8\text{He}(p, d){}^7\text{He}$ à 50 A.MeV vers l'état fondamental et l'état excité à 2.9 MeV de l' ${}^7\text{He}$ [Kor99].

transfert de deux nucléons : ${}^8\text{He}(p, t){}^6\text{He}$

Lors d'une expérience dédiée à l'étude de l'existence de l' ${}^7\text{H}$ avec un faisceau d' ${}^8\text{He}$ à 61.3 A.MeV , la réaction de transfert de deux neutrons ${}^8\text{He}(p, t){}^6\text{He}$ fut observée [Kor03]. Les distributions angulaires des réactions ${}^8\text{He}(p, t){}^6\text{He}_{0^+}$ et ${}^8\text{He}(p, t){}^6\text{He}_{2^+}^*$ furent extraites (voir figure 1.16). On constate que la section efficace vers le premier état excité 2^+ de l' ${}^6\text{He}$ est plus grande que celle vers l'état fondamental. Ainsi la configuration ${}^6\text{He}_{2^+}^* + 2n$ domine celle ${}^6\text{He}_{0^+} + 2n$ dans la fonction d'onde de l'état fondamental de l' ${}^8\text{He}$: si tel n'était pas le cas, l' ${}^6\text{He}$ devrait être excité lors du mécanisme de réaction ce qui conduirait à un processus du second ordre dont la section efficace serait un ordre de grandeur plus petit

que le transfert simple de deux neutrons [Kor03]. Cette tendance fut confirmée par la même réaction à 26 $A.MeV$ [Ter04].

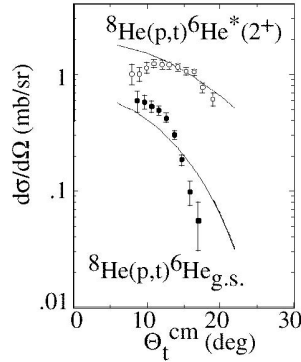


FIG. 1.16 – Distributions angulaires pour la réaction ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ à 61.3 $A.MeV$ vers l'état fondamental et le premier état excité à 1.8 MeV de l' ${}^6\text{He}$ [Kor03].

Pour extraire des facteurs spectroscopiques fiables, il est nécessaire de faire une étude complète et approfondie des différentes voies de réactions. La connaissance des différents potentiels optiques est donc capitale. Cependant, pour les noyaux radioactifs, ces derniers ne sont pas toujours connus, ni même mesurables quand ils mettent en jeu des noyaux non liés ; des potentiels approchés sont alors utilisés, nécessitant un soin tout particulier dans l'interprétation des données comme a pu le montrer L. Giot en analysant la réaction ${}^6\text{He}(p,t){}^4\text{He}$ [Gio03].

1.5 Etat des lieux sur l' ${}^8\text{He}$ et ses voisins

Après ce tour d'horizon de la plupart des techniques théoriques et expérimentales appliquées aux noyaux à halo et plus particulièrement à l' ${}^8\text{He}$, faisons le point sur ce que nous avons appris. Dans tous les cas, nous avons vu que structure et mécanisme de réaction sont intimement liés.

1.5.1 ${}^6\text{He}$

L' ${}^6\text{He}$ est maintenant bien identifié comme un noyau à halo de deux neutrons formé par un cœur d' α et de deux neutrons de valence. Son rayon est de $2.5 \pm 0.1 \text{ fm}$ [AlK96]. Son état fondamental 0^+ est le seul état lié, il possède un premier état excité 2^+ à 1.8 MeV situé au dessus du seuil de séparation de deux neutrons (S_{2n}) situé à 0.975 MeV .

1.5.2 ${}^7\text{He}$

Ajoutons un neutron à l' ${}^6\text{He}$, et nous obtenons un noyau non lié : l' ${}^7\text{He}$. Quelques expériences ont étudié la spectroscopie de ce noyau dont l'état fondamental est situé à 0.44 MeV au dessus du seuil de séparation d'un neutron (S_n) [Til02]. Différents états excités ont été observés : ils sont récapitulés dans le tableau 1.3.

[Kor99]			[Bohl01]			[Mei02]		
E^*	Γ	I^π	E^*	Γ	I^π	E^*	Γ	I^π
MeV	MeV		MeV	MeV		MeV	MeV	
2.9(3)	2.2.(3)	$5/2^-$	2.95(10) 5.8(3)	1.9(3) 3 – 5	$1/2^-, 5/2^-$	0.6(1)	0.75(8)	$1/2^-$

TAB. 1.3 – Récapitulatif des états excités observés pour l' ${}^7\text{He}$.

Le schéma présenté sur la figure 1.17 a alors été proposé pour l' ${}^7\text{He}$ [Mei02] :

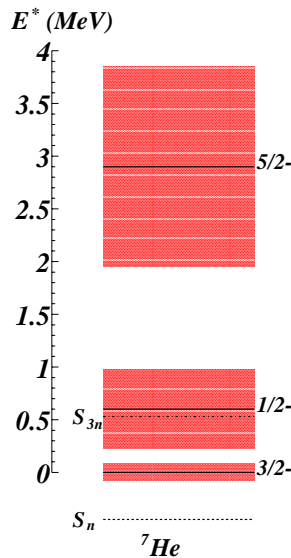


FIG. 1.17 – Schéma de niveau de l' ${}^7\text{He}$ [Mei02].

Le premier état excité à 0.6 MeV, $\Gamma = 0.75$ MeV a aussi été observé lors de la réaction de cassure $C({}^1\text{4B}, {}^6\text{He} + n)X$ à 41 MeV/nucléon [Lec02].

Cependant, les états isobariques analogues (IAS) de l' ${}^7\text{He}$ ont été étudiés via la réaction ${}^6\text{He}(p, n){}^6\text{Li}$ [Rog04]. Seul l'analogue du fondamental est observé. Les auteurs en concluent donc que l'état partenaire spin orbite $1/2^-$ du fondamental

$3/2^-$ de l' ${}^7\text{He}$ observé à 0.6 MeV , n'existe pas. Les données semblent indiquer qu'il devrait se trouver à plus haute énergie ($E^* > 2.2 \text{ MeV}$) comme le prédisent des calculs microscopiques. Le modèle en couches sans cœur [Nav98] prédit un état $1/2^-$ à 2.3 MeV et un $5/2^-$ à 3.6 MeV , mais ce calcul sous-estime l'énergie de liaison du fondamental de 2 MeV . Les calculs QMC [Pie01] reproduisent mieux l'énergie de liaison et prédisent la même succession d'états mais aux énergies d'excitation de 2.9 et 4.2 MeV . Enfin le modèle RGM [Wur97] prédit la résonance $1/2^-$ entre 2.3 et 3.8 MeV et la résonance $5/2^-$ entre 4.1 et 5.5 MeV , suivant les différentes hypothèses utilisées pour décrire le noyau.

1.5.3 ${}^8\text{He}$

Il est le dernier noyau lié de la chaîne isotopique. Tout comme l' ${}^6\text{He}$, son état fondamental est un 0^+ , et il ne possède aucun état excité lié. Il possède le plus grand rapport N/Z parmi tous les noyaux liés actuellement connus. La figure 1.18 récapitule les différents états excités observés pour ce noyau. Un premier état

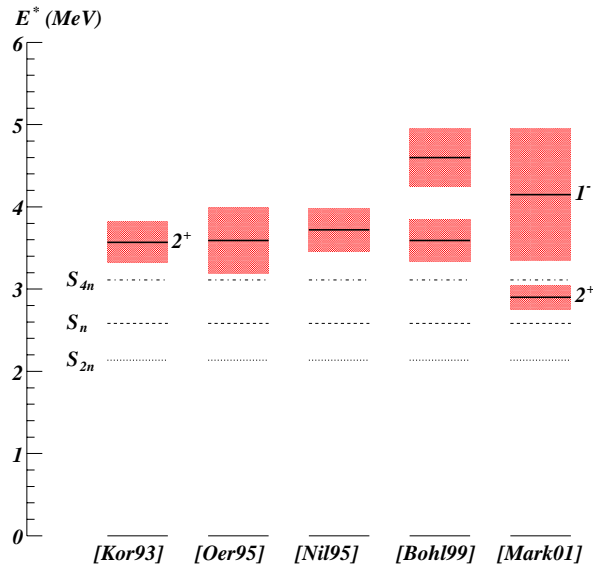


FIG. 1.18 – Récapitulatif des différents états excités observés pour l' ${}^8\text{He}$.

excité à 3.6 MeV est observé dans la plupart des expériences. Seuls Markenroth et al. [Mark01] interprètent leurs données par deux états résonants, mais n'excluent pas la possibilité d'une résonance large à 3.6 MeV . L'énergie de séparation de deux neutrons ($S_{2n} = 2.14 \text{ MeV}$) ainsi que le premier état excité 2^+ à 3.6 MeV de l' ${}^8\text{He}$ sont plus élevés en énergie que pour l' ${}^6\text{He}$. Un second état pourrait se trouver à plus haute énergie, probablement entre $5 - 6 \text{ MeV}$ [Kor93]. Son rayon est sensiblement le même que celui de l' ${}^6\text{He}$ avec une valeur de $2.5 \pm 0.1 \text{ fm}$

[Chu95]. L'ensemble des données est compatible avec une description en un cœur d' α et une peau de quatre neutrons

Cependant les corrélations entre les neutrons sont encore mal comprises. Des observations expérimentales [Kor03], confirmées par certains modèles [Zhu94], indiquent que la configuration (${}^6\text{He}_{2+}^* + 2n$) peut jouer un rôle dans la fonction d'onde de l'état fondamental de l' ${}^8\text{He}$.

Du point de vue expérimental, comme nous avons pu le voir dans les paragraphes précédents, plusieurs expériences concernant l' ${}^8\text{He}$ ont été réalisées. Les conclusions obtenues n'ont été que partielles, compte-tenu de la faible statistique de la plupart des spectres et de la couverture limitée des différents dispositifs. D'autres études sont alors nécessaires. Dans ce cadre, les réactions directes sont un outil très puissant pour étudier ces noyaux et ainsi contraindre les modèles théoriques.

Ce manuscrit a pour objet l'étude de la structure de l' ${}^8\text{He}$ par réaction directe sur une cible de proton. Le dispositif, précédemment utilisé avec succès pour l'étude de l' ${}^6\text{He}$ [Lag01] et optimisé pour la mesure des diffusions élastique et inélastique, a aussi permis d'étudier les réactions de transfert d'un et de deux neutrons respectivement vers l' ${}^7\text{He}$ et l' ${}^6\text{He}$. Nous accéderons aux différents états des ${}^{6,7,8}\text{He}$, ainsi qu'aux distributions angulaires associées à chaque processus. Grâce à une étude détaillée du mécanisme de réaction via des calculs en voies couplées, nous allons donc pouvoir apporter des éléments de réponse aux questions qui se posent pour l' ${}^8\text{He}$:

- comment se répartissent les quatre neutrons autour du cœur d' α , et quelles sont les corrélations responsables de la stabilité de l'édifice.
- quel est l'effet du continuum et des couplages des différentes voies de réaction.

Dans la suite de ce manuscrit, nous détaillerons la technique expérimentale et le dispositif, les méthodes de traitement des données pour extraire les observables d'intérêt et enfin l'analyse des ces observables.

Chapitre 2

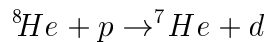
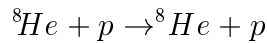
Dispositif expérimental

Dans ce chapitre, nous introduisons la méthode expérimentale utilisée pour mesurer les diffusions élastique et inélastique du faisceau SPIRAL d' ${}^8\text{He}$ à 15.6 A.MeV sur une cible de proton ainsi que les contraintes qui en résultent. Notre dispositif expérimental optimisé pour la mesure de ces réactions, permet aussi de mesurer les réactions de transfert d'un et de deux neutrons. Nous détaillerons ensuite le dispositif expérimental, de la production du faisceau à la prise de données et sa simulation.

2.1 Méthode et contraintes expérimentales

2.1.1 Méthode expérimentale

Nous souhaitons mesurer la diffusion élastique et inélastique d'un faisceau d' ${}^8\text{He}$ à 15.6 A.MeV sur une cible de protons. Lors d'une réaction nucléaire, l'état final est déterminé par deux facteurs : un dynamique qui dépend de la structure des noyaux et du mécanisme de réaction mis en jeu, et l'autre cinématique, appelé espace des phases qui dépend des caractéristiques macroscopiques des noyaux, en particulier leur masse. Alors que la cinématique fixe les différents états finaux accessibles au système, le facteur dynamique en définit les probabilités. Afin d'étudier les effets dynamiques, il est nécessaire de contrôler les effets cinématiques. Prenons comme exemple les réactions que nous souhaitons étudier :



où l' ${}^8\text{He}$ et l' ${}^7\text{He}$ peuvent être dans un état excité.

Ces réactions à deux corps sont du type $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$. En écrivant la conservation de l'énergie et de l'impulsion pour la réaction, nous pouvons calculer la cinématique de la réaction ; et nous obtenons la figure 2.1 qui présente les corrélations entre l'énergie et l'angle de diffusion, dans le laboratoire, pour

chaque particule 3 et 4 : tout l'espace disponible est représenté pour le proton et l' ${}^8\text{He}^*$ en grisé, pour le deuton et l' ${}^7\text{He}$ en hachuré. Ces zones couvrent toutes les énergies d'excitation possible du système de 0 à 13.94 MeV et 13.59 MeV pour la diffusion inélastique et le transfert de un neutron respectivement.

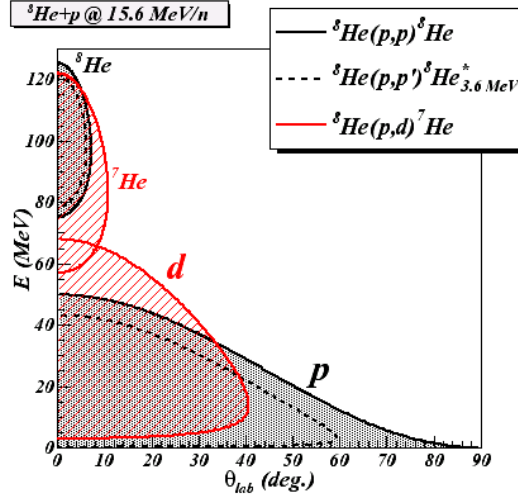


FIG. 2.1 – Cinématique pour les protons, deutons, ${}^8\text{He}$ et ${}^7\text{He}$ issus des réactions ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^8\text{He}^* + p$ et ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^7\text{He}^* + d$.

Les points correspondant à une réaction donnée, pour laquelle les masses et donc l'énergie d'excitation des différents noyaux 1, 2, 3 et 4 sont fixées, forment une ligne. Pour guider l'oeil, nous avons représenté les lignes correspondant à la diffusion élastique, inélastique vers le premier état excité à 3.6 MeV de l' ${}^8\text{He}$ et le transfert de un neutron vers l'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$. L'effet dynamique de la réaction se traduit sur cette figure par des probabilités différentes d'occupation de chaque point cinématiquement permis. Il est important de noter que dans le cas de l' ${}^7\text{He}$ ou de l' ${}^8\text{He}^*$, ces noyaux sont non liés et décroissent par émission de particules. Les lignes cinématiques présentées dans la figure 2.1 ne tiennent pas compte de cette décroissance.

Chaque point correspondant à une énergie d'excitation et un angle de diffusion dans le centre de masse, il est possible de reconstruire par masse manquante à partir des caractéristiques énergétique et angulaire du proton (deuton) l'énergie d'excitation de l' ${}^8\text{He}$ (${}^7\text{He}$), ainsi que la distribution angulaire de chaque processus. De tels calculs sont détaillés dans l'annexe A.

Il est aussi possible de reconstruire l'énergie d'excitation de la particule 3 par masse invariante, en mesurant les impulsions de tous les produits de décroissance de la particule 3. Masse invariante et masse manquante sont deux méthodes équivalentes qui donnent les mêmes résultats comme a pu le vérifier Koshennikov et collaborateurs sur le premier état excité de l' ${}^8\text{He}$ [Kor93], mais imposent

des contraintes différentes sur le dispositif expérimental.

2.1.2 Contraintes expérimentales

Masse invariante et masse manquante du côté des détecteurs

La méthode par masse invariante nécessite de détecter tous les fragments, dont, dans notre cas, des neutrons sur une grande gamme angulaire ($\theta_n < 25^\circ$), tâche difficile car contrairement aux particules chargées, les neutrons interagissent avec la matière seulement par interaction forte, et non coulombienne. L'efficacité de détection qui en résulte varie suivant l'énergie des neutrons et le type de détecteur utilisé. Par exemple, l'efficacité de l'ensemble de détection de neutrons DéMoN n'excède pas les 60% [Lec02]. Cette efficacité de détection doit être convoluée avec l'efficacité géométrique de l'ordre de quelques %, car le seul moyen de mesurer l'énergie des neutrons est de mesurer leur temps de vol, ce qui nécessite d'éloigner les détecteurs pour atteindre une bonne précision.

La méthode par masse manquante nécessite seulement de détecter la particule chargée partenaire de la réaction ; dans notre cas, ce sont des protons, et des deutons. Pour les particules chargées, l'efficacité de détection est bien meilleure que pour les neutrons car elles interagissent principalement par interaction coulombienne avec la matière. L'efficacité peut alors atteindre 100%. La mesure de l'énergie est directe car directement proportionnelle au dépôt d'énergie dans le détecteur. Typiquement, l'efficacité géométrique peut atteindre entre 10 et 20% de 4π , avec une bonne résolution en position de l'ordre du mm qui se traduit par quelques dixièmes de degrés sur l'angle de diffusion pour un détecteur placé à une quinzaine de centimètres de la cible. Des résolutions sur l'énergie d'excitation de quelques centaines de keV ont pu être obtenues [Jou01, Del03].

Bien que ces deux méthodes permettent d'atteindre des résolutions comparables de quelques centaines de keV sur l'énergie d'excitation, on ne peut pas en dire autant sur la distribution angulaire qui dépend de la résolution angulaire dans le centre de masse et donc de celle dans le laboratoire. Or pour la diffusion élastique d'un faisceau d' 8He à $15.6 A.MeV$, on a en moyenne :

$$\frac{\Delta\theta_{{}^8He}}{\Delta\theta^*} = 0.08$$

$$\frac{\Delta\theta_p}{\Delta\theta^*} = 0.97$$

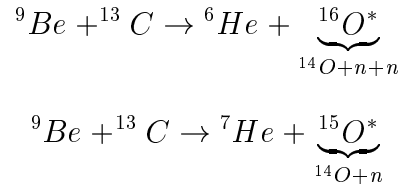
où $\theta_{p,{}^8He}$ sont les angles de diffusion dans le laboratoire du proton et de 8He et θ^* l'angle de diffusion dans le centre de masse. Ainsi pour une résolution angulaire de 2° dans le centre de masse, il faut une résolution de 0.16° sur 8He contre seulement 1.9° sur le proton. Une résolution de 0.16° est difficile à atteindre avec les conditions expérimentales compatibles avec les intensités et énergies des faisceaux radioactifs : une résolution de 0.3° a pu être obtenue pour la diffusion élastique de

${}^6\text{He}$ avec le spectromètre SPEG du GANIL [Lap98]. En outre, l'ouverture angulaire du SPEG est seulement de $\pm 2^\circ$, valeur adaptée pour les noyaux de masse $A > 25$, mais ne permettant pas de mesurer, dans notre cas, les éjectiles issus de la diffusion élastique et encore moins les produits de décroissance des noyaux non liés. La résolution de l'ordre du degré sur le proton est beaucoup plus réaliste. En outre, ce dernier n'a pas d'état excité accessible aux énergies auxquelles nous travaillons et n'est pas affecté par la décroissance du noyau partenaire excité.

Masse manquante du côté des spectres

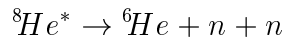
Sur les spectres en énergie d'excitation obtenus par masse manquante (fig. 1.10, 1.13 et 1.14) à partir des réactions de diffusion inélastique et de transfert pour étudier les ${}^{7,8}\text{He}$, nous pouvons remarquer la présence d'un fond important qu'il est impératif de soustraire pour obtenir les paramètres des résonances (énergie, largeur et distribution angulaire).

Tout d'abord, d'autres réactions que celles d'intérêt conduisant au même noyau 4 peuvent se produire ; par exemple, dans le cas de la réaction ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{14}\text{O} + {}^8\text{He}$ [Oer95], les réactions :

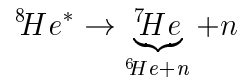


produisent un ${}^{14}\text{O}$ dans l'état final, sans qu'un ${}^8\text{He}$ ait été produit.

En outre, l' ${}^7\text{He}$ est non lié et l' ${}^8\text{He}$ ne possède pas d'état excité lié. Le noyau décroît alors par émission de particule et cette décroissance peut se faire de façon directe ou séquentielle [Iwa00, Mark01] via des interactions dans l'état final. Pour illustrer ceci, prenons le cas de l' ${}^8\text{He}$ qui dans son premier état excité à 3.6 MeV décroît à 95% en ${}^6\text{He} + n + n$ (les 5% restant en ${}^4\text{He} + n + n + n + n$) [Kor93]. Le processus de décroissance peut se faire de manière directe suivant la réaction :



ou de manière séquentielle via les interactions dans l'état final entre un neutron et l' ${}^6\text{He}$ formant ainsi l' ${}^7\text{He}$. La décroissance s'écrit alors suivant les réactions :



Pour l'analyse du spectre en énergie d'excitation de l' ${}^8\text{He}$, le fond a été associé principalement à la réaction ${}^8\text{He}+p \rightarrow p + {}^7\text{He} + n$.

Dès que les réactions impliquent plus de deux particules dans l'état final, il est nécessaire de calculer la cinématique pour des réactions à plus de deux corps,

ce que l'on appelle espace des phases. Ces calculs ne sont pas aisés et conduisent dans la majorité des cas à des équations qui ne peuvent être résolues de manière analytique. Le cadre général de ce type de calcul de cinématique à plusieurs corps est développé dans [Nyb68]. Cependant, grâce à la méthode Monte Carlo, il est possible de générer un ensemble d'événements qui satisfont les équations qui traduisent la conservation de l'énergie et de l'impulsion pour le système. Les équations essentielles à l'élaboration du programme Monte Carlo sont données dans l'annexe B.

Appliquons les calculs précédents à notre cas, un faisceau d' ${}^8\text{He}$ de 15.6A.MeV sur une cible de protons. Le diffusion inélastique va produire l' ${}^8\text{He}$ dans un état excité qui va décroître par émission de particules en ${}^6\text{He} + n + n$ ou ${}^4\text{He} + n + n + n + n$, ainsi les réactions parasites que nous pouvons supposer pour le fond dans le spectre en énergie d'excitation de l' ${}^8\text{He}$ sont :

- ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^6\text{He} + n + n$ (1)
- ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^4\text{He} + n + n + n + n$ (2)
- ...

Pour reconstruire l'énergie d'excitation de l' ${}^8\text{He}$ nous utilisons les caractéristiques énergie et angle du proton en supposant que la réaction est une réaction à deux corps (ces calculs sont détaillés dans l'annexe A). Le résultat du calcul Monte Carlo pour les deux réactions (1) et (2) est présenté sur la figure 2.2. Nous pouvons

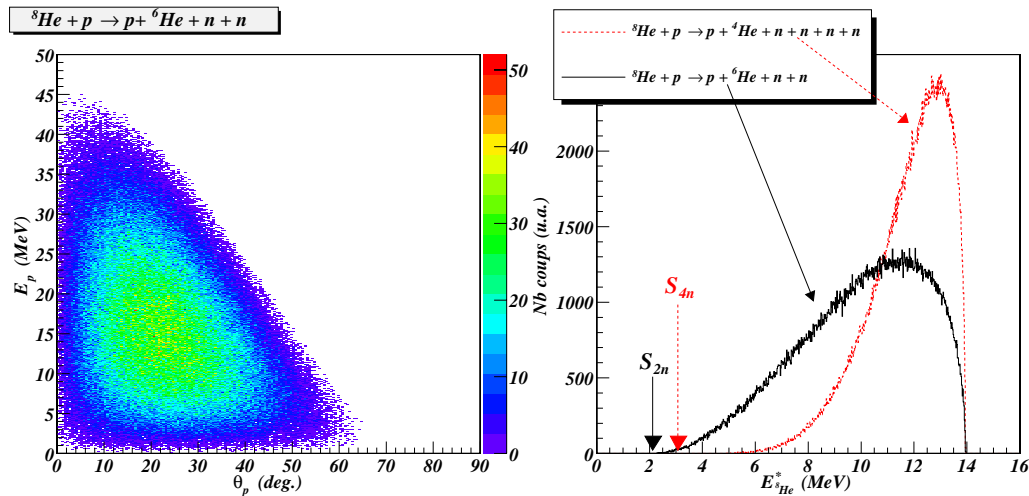


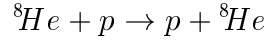
FIG. 2.2 – Résultats du Monte Carlo pour les réactions (1) et (2) pour 400000 événements. A gauche, la cinématique du proton i.e. son énergie en fonction de son angle d'émission dans le laboratoire pour la réaction (1). A droite, les spectres en énergie d'excitation de l' ${}^8\text{He}$ associés pour les réactions (1) (trait plein) et (2) (pointillés).

constater plusieurs choses sur la figure de droite :

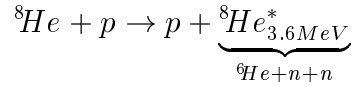
- les spectres commencent bien à S_{2n} pour (1) et S_{4n} pour (2) (plus difficile à observer pour cette réaction car la configuration ${}^4He + 4n$ où les 4 neutrons peuvent être assimilés à une seule et même particule dont la masse est quatre fois celle du neutron, est très peu probable).
- ils finissent tous les deux pour $E_{{}^8He}^* = 13.94$ MeV ce qui correspond bien à l'énergie maximum disponible dans le système pour exciter les noyaux.
- Leur forme est différente car elle dépend du nombre de particules dans la voie de sortie.

De la même manière nous pouvons convoluer les calculs d'espace des phases à un calcul de cinématique à deux corps pour calculer les décroissances des particules non liées et tracer la cinématique attendue (figure 2.3) pour les réactions de diffusion élastique, inélastique et de transfert d'un et deux neutrons :

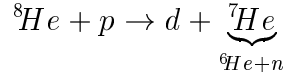
- diffusion élastique :



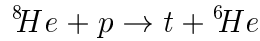
- diffusion inélastique vers le 2^+ de l' 8He non lié :



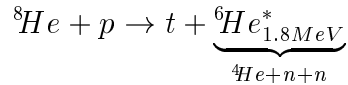
- transfert de 1 neutron :



- transfert de 2 neutrons vers le fondamental de l' 6He :



- transfert de 2 neutrons vers le 2^+ de l' 6He non lié :



Nous pouvons en déduire la couverture angulaire nécessaire pour le système de détection, et en fonction des caractéristiques des détecteurs fixer la géométrie du dispositif. L'ensemble de détection des fragments d' 8He doit couvrir les angles avant avec une couverture de 20° , alors que les détecteurs des particules légères chargées telles que protons, deutons et tritons, qui ont une couverture de $\pm 20^\circ$, centrés sur 50° permettent de couvrir les diffusions élastique et inélastique mais aussi une partie des réactions de transfert.

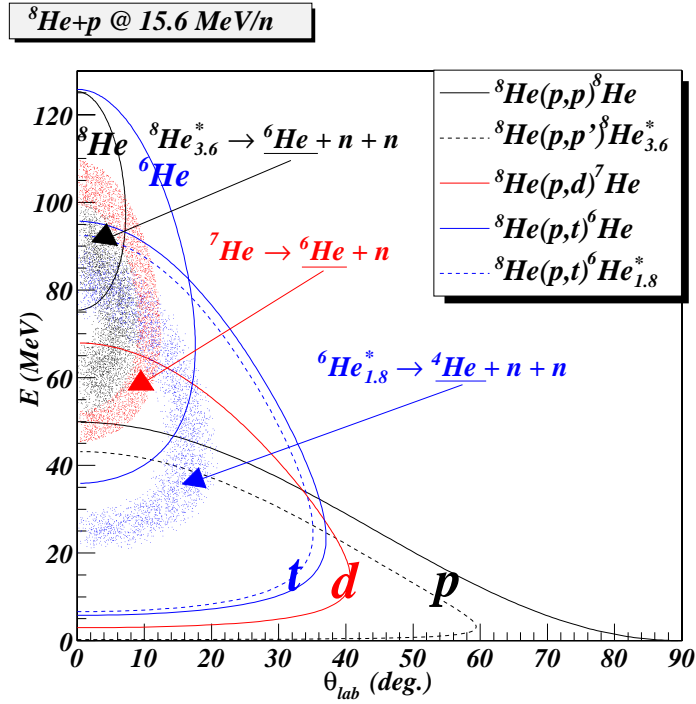


FIG. 2.3 – Cinématique (E_{lab}, θ_{lab}) pour les protons, deutons, tritons, ${}^8\text{He}$, ${}^6\text{He}$ et ${}^4\text{He}$ issus des réactions de diffusion élastique et inélastique et de transfert de un et deux neutrons. La décroissance des noyaux non liés est prise en compte par des calculs d'espace des phases.

2.2 Production du faisceau

Le Ganil, dont le plan est présenté sur la figure 2.4, est un accélérateur de faisceaux stables produits avec des intensités pouvant atteindre de 6.10^9 à 2.10^{13} pour les ions de ^{238}U au ^{12}C avec des énergies allant de 24 à 96 $A.MeV$. Le

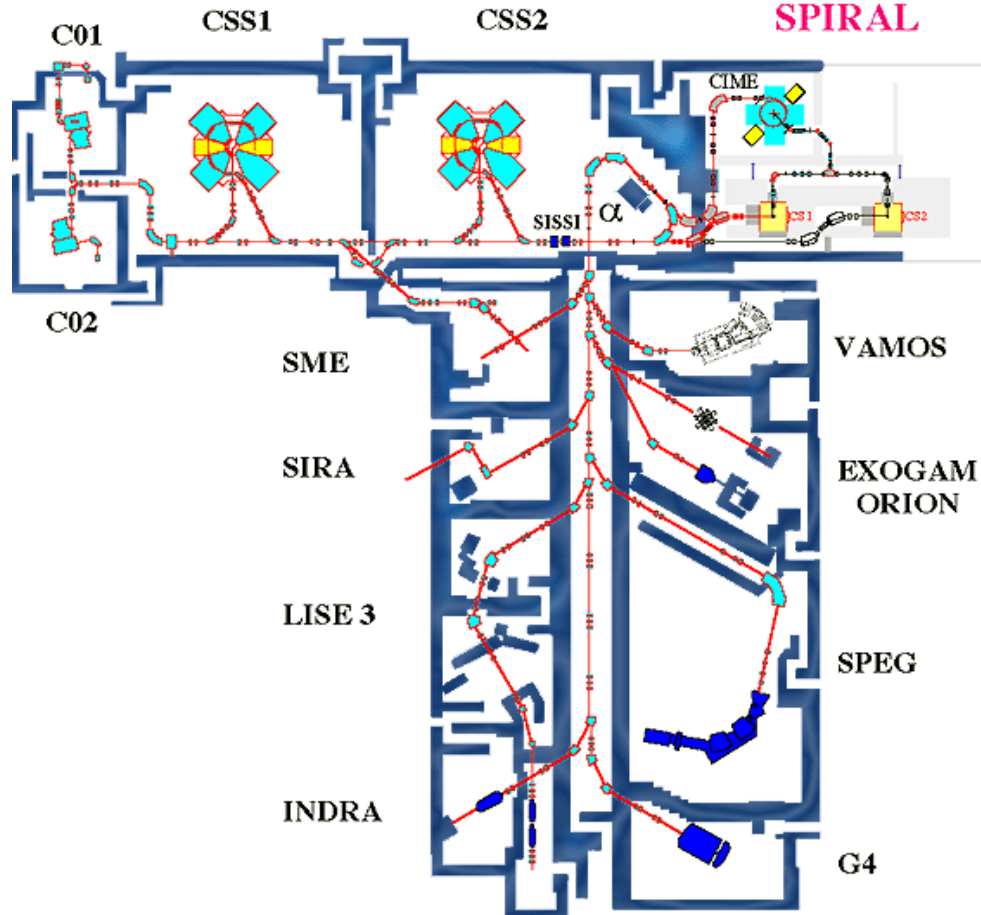


FIG. 2.4 – Plan de l'accélérateur du Ganil et des différentes aires expérimentales

faisceau est préparé dans une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) : une onde électromagnétique chauffe les atomes qui forment alors un plasma duquel les ions sont extraits et envoyés dans un premier cyclotron C01 ou C02, où ils sont préaccéléérés jusqu'à quelques centaines de keV, pour être ensuite accélérés successivement par les cyclotrons CSS1 et CSS2. Une feuille mince de carbone placée entre les deux, en épluchant les électrons des ions, augmente leur état de charge. Le couplage de ces deux cyclotrons permet d'obtenir des faisceaux dont l'énergie finale est de l'ordre de quelques dizaines de MeV par nucléon.

Au Ganil, deux dispositifs, SISSI (Source d'Ions Secondaires à Supraconducteurs Intense) basé sur la fragmentation en vol d'un faisceau primaire sur une

cible mince et SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) [Vil01] basé sur la méthode ISOL (Isotopes Separation On Line), sont à la disposition du physicien pour produire des faisceaux radioactifs. Nous nous attarderons seulement sur le deuxième, utilisé pour produire le faisceau d' ${}^8\text{He}$. Dans le système ISOL, un faisceau stable est envoyé sur une cible épaisse dans laquelle les produits des réactions nucléaires entre le faisceau et la cible sont arrêtés. La cible est chauffée afin de permettre aux atomes de diffuser dans sa structure cristalline et d'en sortir. Ils sont alors transférés à une source d'ions où ils sont ionisés, extraits et enfin sélectionnés par un séparateur. Le faisceau ainsi préparé peut, soit être utilisé directement pour des expériences de très basse énergie, soit être accéléré avant d'être étudié. Plusieurs dispositifs de ce type existent de par le monde : CRC-UCL, Louvain-La-Neuve en Belgique, HRIBF-ORNL, ISAC-TRIUMF, Vancouver au Canada, REX-ISOLDE au CERN, EXCYT-LNS à Catane. Les particularités de SPIRAL sont les variétés de combinaisons faisceau-cible disponibles ainsi que le système de post-accelération par le cyclotron CIME (Cyclotron à Ions de Moyenne Energie) qui permet d'atteindre des énergies comprises entre 1.7 et 25 A.MeV, énergies non atteintes par les autres dispositifs ISOL.

Pour obtenir le faisceau d' ${}^8\text{He}$, un faisceau primaire de ${}^{13}\text{C}$ à 75 A.MeV de 1.4 kW est envoyé sur une cible épaisse de carbone [Lich98] dans laquelle des réactions nucléaires telles que la fragmentation du projectile et de la cible forment de nouveaux noyaux. La cible est chauffée à une température d'environ 2300 K afin que les gaz rares et autres atomes gazeux (en particulier l'He, N, O, Ne, F, Ar, Kr) peu réactifs avec le milieu, y diffusent et en sortent. Ils sont alors transmis par un tube dans une source ECR à aimant permanent ECRIS où ils sont ionisés. Après extraction, le faisceau radioactif de basse énergie est sélectionné par un premier séparateur de faible résolution ($\Delta m/m \approx 4.10^{-3}$) et injecté dans le cyclotron CIME qui l'accélère et effectue une seconde sélection en masse ($\Delta m/m \approx 5.10^{-4}$) des ions d'intérêt. L'émission du faisceau en sortie de CIME n'excède pas 10π mm mrad. Une dernière sélection en rigidité magnétique peut être effectuée dans le spectromètre α . Le faisceau est alors envoyé dans les aires expérimentales, ici SPEG. Nous avons disposé du premier faisceau d' ${}^8\text{He}$ produit par SPIRAL pendant 8 jours. L'énergie du faisceau d' ${}^8\text{He}^{2+}$ disponible en sortie de CIME était de 15.6 A.MeV. En ce qui concerne l'intensité du faisceau, elle a augmenté progressivement au cours de l'expérience au fur et à mesure que l'intensité du faisceau primaire de ${}^{13}\text{C}$ sur la cible de SPIRAL était augmentée, pour atteindre finalement une valeur de $1.4 \cdot 10^4$ particules par seconde.

2.3 La détection

La mesure de l'angle de diffusion de la particule légère de recul (proton, deuton ou triton) ainsi que son énergie est cruciale dans ce type d'expérience. Le schéma,

ainsi qu'une photographie du dispositif dans la chambre à réaction du SPEG sont présentés sur les figures 2.5 et 2.6. Le couplage des huit détecteurs MUST, pour l'identification et la mesure de l'énergie et de la position des particules légères de recul, et de deux détecteurs de faisceau CATS, pour la reconstruction événement par événement du point d'impact et de l'angle d'incidence de chaque ${}^8\text{He}$ sur la cible de polypropylène $(\text{CH}_2\text{CHCH}_3)_n$, permet de reconstruire la cinématique de la réaction avec une bonne précision. Le dispositif est complété par un mur de scintillateurs plastiques pour la détection, en coïncidence, de l'éjectile lourd (${}^8\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^4\text{He}$) et par un petit scintillateur plastique, appelé "Faraday" qui est placé à 0° pour la mesure du faisceau incident et des ${}^8\text{He}$ peu déviés. La chambre à réaction de l'aire expérimentale SPEG est équipée d'un système mécanique de 3 couronnes, sur chacune est disposé un ensemble de détection (CATS2, MUST et le mur de plastiques), permettant une rotation indépendante de chacun.

Ce dispositif a déjà été utilisé pour l'étude des réactions ${}^6\text{He}(p, p')$ [Lag01] et ${}^{10,11}\text{C}(p, p')$ [Jou01].

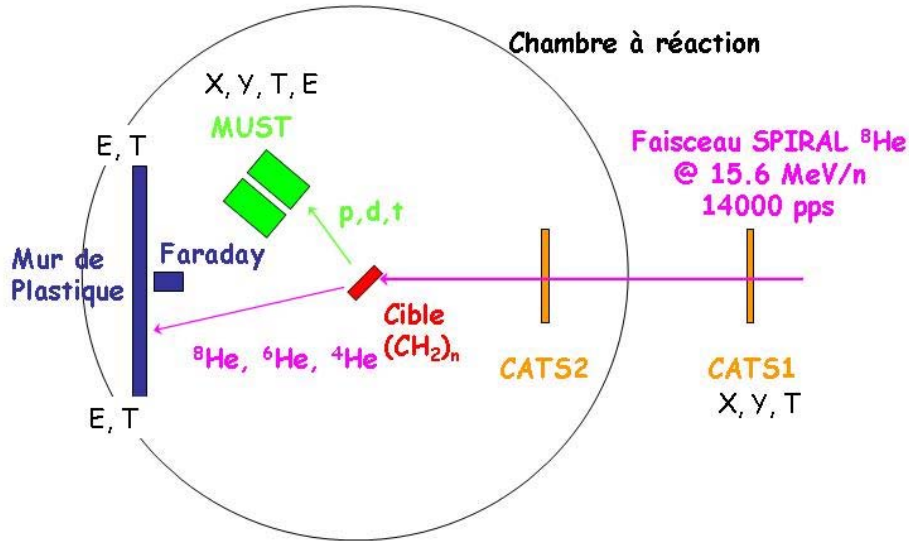


FIG. 2.5 – Schéma du dispositif expérimental

2.3.1 Les détecteurs de faisceau

Un détecteur CATS ([Ott98], [Ott99]) est une chambre à fils basse pression. Le schéma du détecteur est présenté sur la figure 2.7. Il est composé d'un plan central de 71 fils de $10 \mu\text{m}$ de diamètre, tissés au pas de 1 mm et électriquement reliés

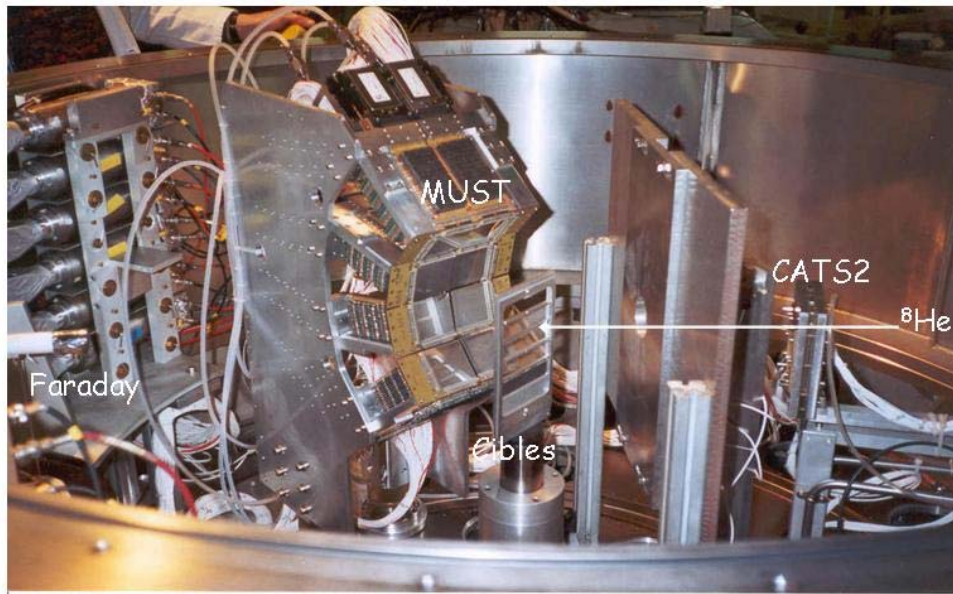


FIG. 2.6 – Photographie du dispositif expérimental

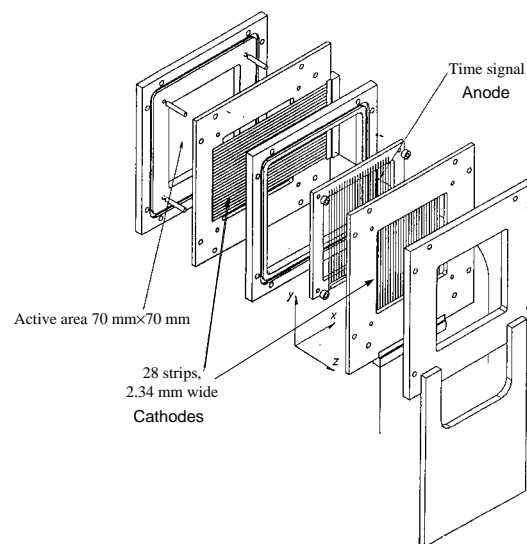


FIG. 2.7 – Composition du détecteur CATS

entre eux ; l'ensemble est mis sous tension. De part et d'autre du plan anodique, sont disposés à une distance de 3.2 mm, les 2 plans cathodiques constitués par une feuille de Mylar de 1.5 μm sur laquelle ont été évaporées 28 pistes d'aluminium doré (environ 2000 Å). Les pistes font 2.34 mm et sont séparées par 0.2 mm. D'un côté les pistes sont parallèles aux fils anodiques et permettent de reconstruire la direction horizontale, et de l'autre, les pistes sont perpendiculaires aux fils pour reconstruire la direction verticale. Le tout est rempli de gaz isobutane pur (C_4H_{10}) contenu par deux feuilles de Mylar de 1.5 μm . L'ensemble a une surface active de 70*70 mm². Un ^8He de 125 MeV dépose en moyenne 3 keV dans la zone active du détecteur qui fournit alors de manière indirecte la position de passage en X et en Y et une information temporelle pouvant servir de référence pour les autres détecteurs. Les conditions nominales de fonctionnement en tension et pression pour un faisceau d' ^8He qui dépose si peu d'énergie dans le gaz, sont précisées dans le tableau 2.1.

	Tension (V) appliquée sur les fils	Pression (mbar) du gaz
CATS 1	800	12.8
CATS 2	790	15.25

TAB. 2.1 – Conditions de fonctionnement des CATS.

Les centres de chaque détecteur étaient distants de la cible respectivement de 1540.2 et 350.2 mm.

Chacune des 28 pistes de chaque côté d'un détecteur est équipée de sa propre chaîne électronique. Les fils anodiques sont reliés entre eux pour donner un signal commun.

2.3.2 Les détecteurs de particules chargées

Chaque télescope MUST [Blu99] est composé de trois étages. Le premier étage est un Silicium à pistes doubles faces de 300 μm d'épaisseur, couvrant une surface utile de 60*60 mm² avec 60 pistes horizontales et 60 verticales chacune de 910 μm séparées par une interpiste de 90 μm . L'électronique associée à cet étage fournit l'énergie déposée sur chaque face et une information temporelle. Le deuxième étage est composé de Silicium dopé au Lithium de 3mm d'épaisseur et couvrant 58*58 mm². Il peut être complété par un cristal d'Iodure de Césium de 3 cm d'épaisseur qui n'a pas été utilisé lors de cette expérience.

L'ensemble des 8 télescopes était monté en configuration Mur (fig. 2.6) placé à 15 cm de la cible sur la couronne centrale de la chambre à réaction SPEG. Chaque module de 60 * 60 mm² à 15cm possède une couverture d'environ 22°. Le mur a été placé à deux positions : 50° et 65° par rapport à l'axe théorique du faisceau, ceci afin de couvrir au mieux la cinématique présentée sur la figure 2.3.

2.3.3 Le mur de plastiques

Cet ensemble est composé de 6 lattes de scintillateurs plastiques BC408 dont chaque extrémité est couplée à un guide de lumière suivi d'un photomultiplicateur XP2020. Chaque latte fait $50 \times 8 \times 3$ cm, l'ensemble forme donc un mur de $50 \times 48 \times 3$ cm qui placé à une distance de 75.5 cm de la cible et tourné de 3° , a une couverture angulaire pouvant aller jusqu'à 27° , suffisante pour mesurer les ${}^4,{}^6\text{He}$ produits lors des décroissances des He non liés (${}^6,{}^8\text{He}^*$, ${}^7\text{He}$) comme nous pouvons le voir sur la figure 2.3.

Le plastique Faraday placé à 55,5 cm de la cible à 0° est composé de plastique scintillant BC408 de 3 cm de diamètre et de 3 cm d'épaisseur associé à un guide de lumière et à un photomultiplicateur rapide VD109.

L'information des photomultiplicateurs est divisée en charge par un diviseur inactif pour fournir à la fois une information temporelle et énergétique.

2.3.4 La cible

Nous avons utilisé plusieurs cibles d'épaisseur différente choisies suivant la région cinématique étudiée. En effet l'épaisseur de cible a deux incidences sur les caractéristiques des particules, toutes les deux liées à l'épaisseur de cible rencontrée par la particule : l'élargissement en énergie et angulaire et la perte d'énergie. Ces effets sont d'autant plus importants que l'énergie de la particule est petite et que l'épaisseur de cible traversée est grande. Si la cible est trop épaisse par rapport aux énergies des particules considérées, ces dernières n'en sortiront pas. Plus la cible est épaisse, plus la probabilité d'interaction du faisceau, et ainsi le taux de comptage, augmentent. Les épaisseurs de cible retenues sont un compromis entre perte d'énergie, élargissement angulaire et en énergie, et le taux de comptage. Nous avons sur le porte-cibles : deux cibles de polypropylène $(\text{CH}_2\text{CHCH}_3)_n$, une de 8.25 mg/cm^2 et l'autre de 1.48 mg/cm^2 . La présence de carbone dans ces cibles induit un fond qu'il sera nécessaire de soustraire. Pour cela, nous disposions également d'une cible de carbone de 1 mg/cm^2 .

2.3.5 Electronique de déclenchement et acquisition

Nous avons utilisé le module de décision développé par le groupe de l'acquisition Ganil, GMT (Ganil Master Trigger) [GMT] au standard VXI taille C. Ce module analyse l'événement et décide d'accepter ou de rejeter l'événement suivant les conditions requises par l'utilisateur. Nous avons utilisé ce module avec les entrées suivantes :

- chaque module MUST
- CATS1 %
- CATS2 %
- Ou commun de tous les Plastiques gauches %

- Faraday %

Le sigle % indique que les signaux étaient divisés. Aucune coïncidence n'était requise et chaque signal déclenchait l'acquisition. L'électronique VXI de l'ensemble MUST est détaillée dans la référence [Blu99]. Une électronique plus classique était utilisée pour les détecteurs CATS et l'ensemble du mur de plastiques. Les schémas d'électronique sont présentés respectivement sur les figures 2.8 et 2.9. Le schéma électronique, présenté sur la figure 2.9, est le même pour les lattes et le Faraday. Le sigle "trigger" fait référence au signal envoyé par le GMT après acceptation de l'événement pour générer les ordres de codage. Les sigles utilisés font référence à des modules d'électronique :

- SPLIT : diviseur de charge inactif,
- PA : Pré-Ampli,
- DMC : Diff. Mod. Commun, amplificateur développés pour les détecteurs CATS. Il existe deux gains possibles (*6 ou *36), le gain choisi est fonction du dépôt d'énergie dans le détecteur (ici *36),
- DFC : Discriminateur à Fraction Constante,
- DSCT : module de coïncidence avec un maître (gamme) qui est le signal qui déclenche la coïncidence,
- QDC : codeur en charge,
- TAC : convertisseur temps-amplitude ; les signaux sont alors envoyés à un ADC (codeur en amplitude),
- BIDIV : diviseur de signaux (génère un signal tous les X signaux, X étant fixé par l'utilisateur, ici X de l'ordre de 1000),
- RDV : module qui introduit des retards dont la durée est fixée par l'utilisateur,
- GMT : Module de décision.

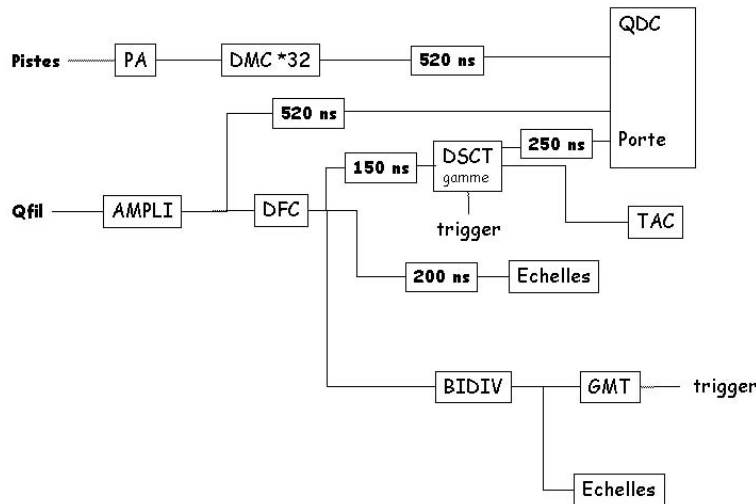


FIG. 2.8 – Schéma de l'électronique des CATS

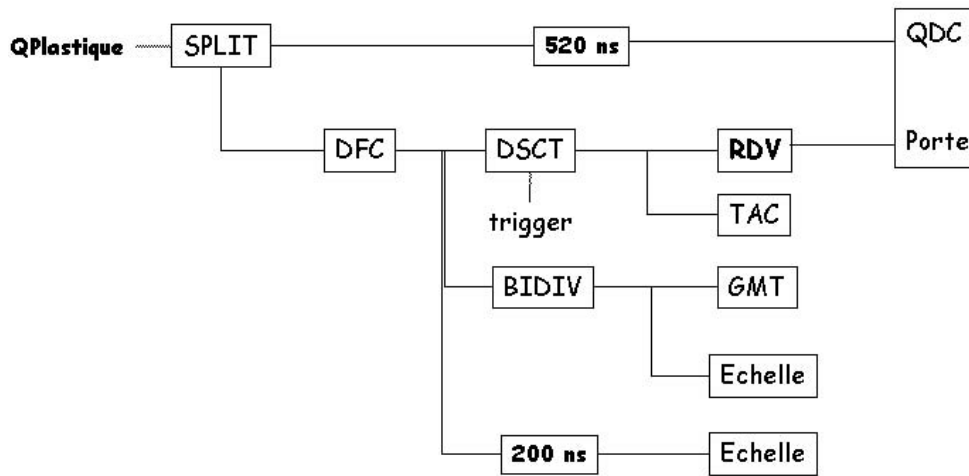


FIG. 2.9 – Schéma de l'électronique du Faraday et du Mur de plastiques

Pour la vérification des données en ligne et leur enregistrement sur bandes magnétiques DLT, nous avons utilisé l'acquisition Ganil.

2.4 Simulation

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.1.2, nous pouvons attendre dans nos données la présence d'un fond dû à d'autres réactions qui conduisent au même état final que celle étudiée. Afin de pouvoir extraire les observables souhaitées, il est nécessaire de soustraire ce fond. Pour cela, nous avons développé un programme de simulation qui couple les calculs d'espace des phases (Annexe B) à notre système de détection, ce qui nous permet de comparer directement nos données aux calculs d'espace des phases. Ainsi, nous pouvons tester différentes hypothèses pour le fond et extraire les paramètres des résonances (position, largeur, distributions angulaires) (paragraphe 3.5.2). En outre, il nous est apparu nécessaire de développer un second programme, très proche du premier basé sur les réactions à deux corps. Ce dernier nous permet de tester notre compréhension des différents effets expérimentaux (coupures géométriques, résolution en énergie et angulaire ...) ainsi que nos algorithmes de reconstruction. Le corps de ces deux programmes est très proche ; ils sont tous deux séparés en trois parties :

- génération de l'événement,
- détection des différentes particules,
- reconstruction de l'événement.

Seule la partie de génération de l'événement diffère dans les deux programmes.

2.4.1 Faisceau incident

Nous devons tenir compte du fait que le faisceau n'est pas ponctuel sur la cible et possède un angle d'incidence. Usuellement, nous simulons les faisceaux par des gaussiennes, cependant, comme nous allons le voir dans le paragraphe 3.1.2, le faisceau d' ${}^8\text{He}$ ne peut se reproduire aussi simplement ; nous prendrons donc les événements reconstruits avec les détecteurs CATS en supposant que les valeurs fournies par les détecteurs CATS sont exactes. Nous reconstruisons ainsi le point d'interaction dans la cible en tenant compte de l'inclinaison et de l'épaisseur de la cible afin de simuler le caractère aléatoire du lieu d'interaction entre le faisceau et les atomes de la cible.

2.4.2 Génération de l'événement

Il est possible de faire soit des calculs d'espace des phases, soit des réactions à deux corps type diffusion élastique, inélastique et transfert. Dans les deux cas, les largeurs des états résonants sont prises en compte ; la forme de la résonance est paramétrisée par une Breit-Wigner.

Réaction à 2 corps

L'utilisateur peut choisir de considérer plusieurs réactions en même temps pour lesquelles il spécifie les deux noyaux dans la voie de sortie et la section efficace différentielle du processus. L'utilisateur peut aussi indiquer si une des particules dans la voie de sortie va décroître par émission de particules. La cinématique des produits de décroissance est obtenue grâce aux calculs d'espace des phases.

Pour chaque noyau du faisceau arrivant sur la cible, nous effectuons un tirage pour déterminer si ce noyau a interagi avec la cible, et si oui suivant quelle réaction ; ce tirage prend en compte l'épaisseur de la cible ainsi que les sections efficaces de chaque réaction. Nous déterminons l'angle de diffusion dans le centre de masse suivant la distribution angulaire de la réaction, ce qui permet de calculer les énergies et angles des deux particules dans la voie de sortie (voir Annexe A). Si un des noyaux est dans un état non lié, la décroissance est calculée suivant les calculs d'espace des phases. Ainsi les quadrivecteurs énergie-impulsions de toutes les particules en voie de sortie sont définis dans le repère du faisceau. Nous appliquons un changement de repère pour les exprimer dans celui du laboratoire.

En procédant de cette manière, nous pouvons tester de manière absolue les algorithmes de reconstruction des sections efficaces et les divers effets expérimentaux.

Espace des phases

L'utilisateur choisit une réaction à plusieurs corps dans la voie de sortie :

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5 + \dots$$

il peut aussi ajouter la décroissance d'un ou de plusieurs des produits de réaction telle que :

$$3 \rightarrow 31 + 32 + 33 + \dots$$

Dans ce cas, aucune section efficace n'est prise en compte, seule la cinématique de la réaction est calculée. Les taux de production absolus ne sont pas évalués et une renormalisation sur les données doit être effectuée, comme nous l'expliquerons par la suite.

Effets de la cible

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.3.4, nous devons simuler les pertes d'énergie dans la cible ainsi que les élargissements en énergie (ΔE) et angulaire ($\Delta\theta$). Pour les pertes d'énergie, nous faisons appel à des tables de pertes d'énergie mesurées [Jan66] dont l'utilisation est détaillée dans D. Pour les élargissements angulaire et en énergie dans la cible, nous utilisons les formules approchées :

- pour l'élargissement angulaire

$$\Delta\theta(mrad) = 2.35 \sqrt{\frac{1}{4} \frac{Z_c(Z_c + 1)}{A_c} \frac{Z_p^2}{E} \varepsilon'}$$

- et l'élargissement en énergie

$$\Delta E(keV) = 20.8 Z_p \sqrt{\frac{2Z_c}{A_c} \varepsilon}$$

à laquelle nous ajoutons une dépendance en énergie (formule de Bohr-Titeica)

où Z_c , A_c , Z_p , E , ε et ε' sont respectivement le nombre de charge et de masse du matériau, le nombre de charge du projectile, l'énergie cinétique du projectile en $MeV/nucleon$, l'épaisseur de la cible en mg/cm^2 et en $\mu g/cm^2$. Ces formules ne sont que des approximations, mais donnent un ordre de grandeur du phénomène. Nous appliquons ces corrections seulement sur les particules chargées légères telles que protons, deutons ou encore tritons.

2.4.3 Détection

Pour tous les détecteurs, nous utiliserons les caractéristiques (efficacité, résolution, seuils, pistes manquantes...) extraites lors du traitement des données (voir chapitre 3). Nous dégradons les valeurs fournies par les CATS de leur résolution intrinsèque (cf Tab. 3.1). Nous regardons si la particule légère est détectée dans l'ensemble MUST : si oui dans quel module et quelles pistes sont touchées, et nous calculons les énergies déposées dans les différents étages de MUST en tenant compte de la géométrie et des zones mortes des détecteurs. Nous vérifions que

l'éjectile est bien détecté dans le mur de plastiques comprenant les 6 lattes et le Faraday, en tenant compte de la géométrie de l'ensemble et nous déduisons quelle partie du mur a été touchée. Les neutrons éventuels ne sont pas détectés car notre dispositif est peu sensible aux neutrons.

2.4.4 Reconstruction

Pour cette partie, il s'agit, à partir des positions sur les CATS, des numéros du module et des pistes touchées et des énergies déposées dans chaque partie du télescope MUST, de reconstruire l'angle de diffusion de la particule ainsi que son énergie initiale. Pour cela, nous appliquons le même algorithme que celui utilisé pour le traitement des données, détaillé dans l'annexe C.

2.4.5 Résultats

La figure 2.10 présente les résultats de ces deux programmes de simulation avec les entrées suivantes :

- un faisceau d' ${}^8\text{He}$ à 15.6 A.MeV sur une cible de polypropylène de 8.25 mg/cm^2 ,
- l'ensemble MUST tourné à -50° par rapport à l'axe faisceau,
- les autres paramètres (géométrie, seuil, résolution ...) de la détection sont les mêmes que lors de la prise de données.
- réactions à deux corps :
 - ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^8\text{He} + p$ diffusion élastique
 - ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^8\text{He}_{3.6\text{MeV}, \Gamma=0.5\text{MeV}}^* + p$ diffusion inélastique, l' ${}^8\text{He}^*$ décroît en ${}^6\text{He} + n + n$.
- les sections efficaces des réactions ont été générées suivant le modèle optique pour la diffusion élastique et la DWBA pour la diffusion inélastique, avec le potentiel CH89 [Var91]. Elles sont calculées avec le code ECIS [Ray81].
- espace des phases :
 - ${}^8\text{He} + p \rightarrow {}^6\text{He} + n + n$

Explicitons la figure 2.10 :

- (a) la cinématique du proton pour les réactions à deux corps, comparée aux lignes cinématiques attendues. Nous observons les élargissements dus à la cible qui sont d'autant plus prononcés que l'énergie du proton est basse. Ce spectre peut nous aider à évaluer le nombre de coups total attendu en fonction du nombre de particules dans le faisceau.
- (b) le spectre en énergie d'excitation reconstruit pour l' ${}^8\text{He}$ grâce aux protons de la réaction ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^6\text{He} + n + n$ (en encart, la cinématique des protons comparée aux lignes cinématiques des diffusions élastique et inélastique). Le nombre de coups dans ces spectres est simplement représentatif du nombre d'événements générés et ne tient compte d'aucune section

efficace, ni du nombre de sites de réaction dans la cible.

- (c) la cinématique des protons pour la somme de toutes les réactions (à deux et plusieurs corps). Le nombre de coups associés à la réaction d'espaces des phases a été choisi pour produire un spectre en énergie d'excitation réaliste par rapport au fond observé expérimentalement.
- (d) le spectre en énergie d'excitation associé à la cinématique (c) pour l' ${}^8\text{He}$, où nous observons le pic inélastique sur le fond dû à l'espace des phases.

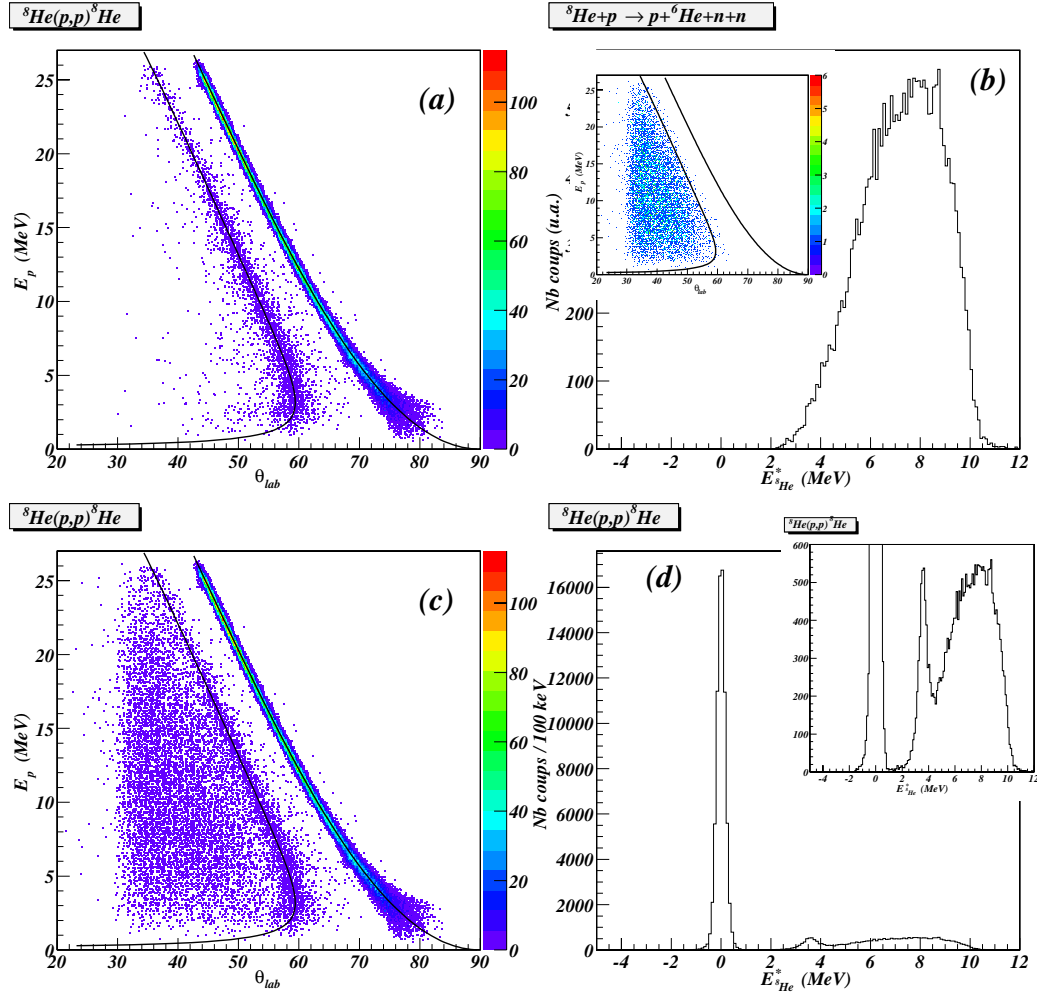


FIG. 2.10 – Résultats de la simulation du faisceau d' ${}^8\text{He}$ sur une cible de proton.

L'analyse des données produites par simulation nous a permis de comprendre les différents effets expérimentaux dont voici deux exemples :

- la taille plus petite du deuxième étage ($58 * 58\text{mm}^2$) par rapport au premier étage ($60 * 60\text{mm}^2$) du télescope MUST impose d'éliminer quelques pistes en bordures du Si à pistes pour supprimer les particules qui n'auraient pas

-
- déposé toute leur énergie dans le SiLi et seraient sorties sur un des côtés.
- le seuil élevé sur SiLi du deuxième étage entraîne un trou autour de 6 MeV, énergie pour laquelle les protons traversent le premier étage (pour les autres particules, se référer au tableau 3.3) : l'énergie mesurée pour les protons qui traversent le premier étage mais ne déclenchent pas le deuxième est inférieure à la valeur attendue. Ceci peut provoquer l'apparition de pic spurieux dans le spectre en énergie d'excitation. Il faut donc exclure cette région de l'analyse des spectres en énergie d'excitation

Grâce à ce programme qui reproduit la majeure partie des effets expérimentaux, nous avons pu tester nos algorithmes d'analyse de données et établir les coupures nécessaires pour extraire les observables souhaitées, afin d'éviter tout effet dû au dispositif et non à la physique de la réaction étudiée.

Chapitre 3

Traitement des données

Le traitement des données consiste, à partir des données brutes, à reconstruire les paramètres physiques recherchés qui sont ici, les énergies d'excitation des noyaux ^8He , ^7He et ^6He et les distributions angulaires associées à chaque réaction. Dans ce chapitre, nous détaillerons pas à pas le traitement de chaque détecteur afin d'obtenir les spectres voulus et les procédures utilisées pour extraire les distributions angulaires associées à chaque processus.

3.1 Les détecteurs de faisceau

Quand une particule traverse un détecteur CATS [Ott99], elle ionise les atomes du gaz, laissant des paires électron-ion sur son passage. Le champ appliqué entre l'anode et la cathode sépare et accélère les charges, les électrons ont alors assez d'énergie pour ioniser le gaz à leur tour, c'est le phénomène d'avalanche. Les électrons migrent vers l'anode, les ions vers la cathode. Les CATS sont des chambres à fils basse pression, c'est-à-dire que le phénomène de multiplication des charges a lieu tout au long de la migration. La dérive rapide des électrons induit sur les électrodes une composante très rapide. Le signal collecté sur les fils anodes est utilisé comme référence temporelle de passage de la particule incidente. Au voisinage des fils, le champ croît très rapidement et une seconde avalanche se produit, compte tenu de la faible distance de dérive, les ions ainsi créés induisent un signal sur plusieurs pistes. La répartition des charges est caractéristique de la position de passage de la particule incidente.

3.1.1 Etalonnage

Chacune des 28 pistes des deux cathodes des deux détecteurs CATS étant équipée de sa propre électronique, pour pouvoir extraire la position de passage de la particule, il est nécessaire d'étalonner chaque voie électronique. Pour cela, nous utilisons un générateur d'impulsion calibrée dont nous faisons varier l'am-

plitude [Ott98]. Nous injectons le signal sur les fils anodes qui par couplage capacitif induisent une charge sur chaque piste des deux cathodes X et Y. La figure 3.1 présente le spectre de calibration obtenu pour la piste X14 du détecteur CATS1. Pour chaque piste, nous relevons la position et la largeur de chaque pic dont le piédestal (P_{ji} , σ_{ji} où j désigne le numéro du pic et i le numéro de la piste). Le piédestal correspond au bruit électronique, il est obtenu en déclenchant l'électronique sans envoyer de signal sur les fils anodiques.

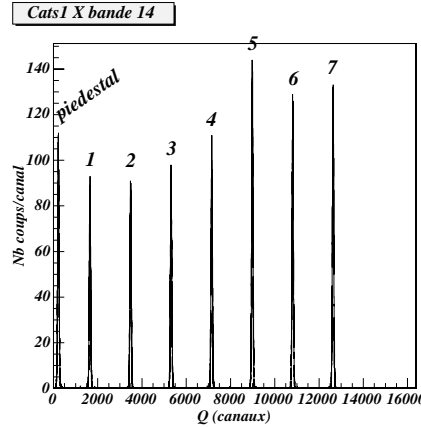


FIG. 3.1 – Spectre brut du run d'étalonnage de la piste X14 du détecteur CATS1.

Nous appliquons ensuite une régression linéaire sans tenir compte du piédestal pour obtenir les coefficients g_i et p_i d'étalonnage de la piste numéro i tels que :

$$Q_i(u.a.) = g_i(Q_i(cnx) - p_i)$$

Une calibration relative des pistes pour chaque côté X et Y du détecteur est suffisante : nous choisissons une piste de référence et appliquons la relation :

$$Q_i(calibrée) = \frac{g_i}{g_{ref}}(Q_i(cnx) - p_i)$$

A chaque événement, nous ne calibrons que les pistes effectivement touchées, c'est-à-dire les pistes dont la charge est supérieure à une valeur seuil s_i sinon la charge est mise à 0. La valeur s_i est définie pour chaque piste i par la relation :

$$s_i(cnx) = P_{0i} + \alpha * \sigma_{0i}$$

où P_{0i} est la position du piédestal, σ_{0i} sa largeur et $\alpha = 5.5$.

3.1.2 Reconstruction de la position

Position sur CATS

La figure 3.2 présente la répartition typique des charges pour une particule incidente (8He) sur les 28 pistes de la cathode X du détecteur CATS1 avant

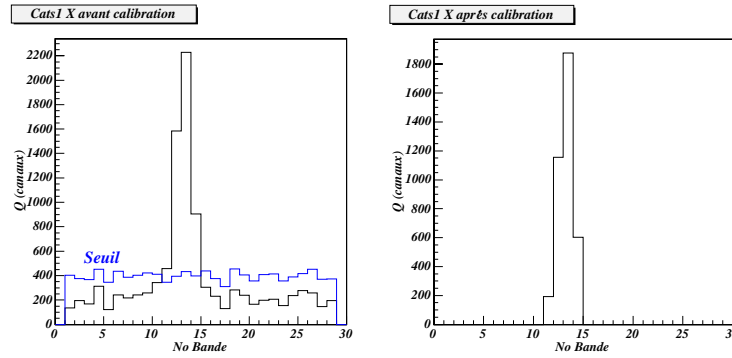


FIG. 3.2 – Répartition des charges sur les pistes de CATS1 côté X pour un événement avant (à gauche) et après (à droite) étalonnage et condition de seuil détaillée dans le texte.

et après étalonnage. Dans un premier temps, nous vérifions la contiguïté des pistes touchées afin d'éliminer les événements où deux particules auraient traversé en même temps le détecteur. Si l'événement est validé, nous reconstruisons la position en utilisant la méthode dite de la sécante hyperbolique [Lau95] :

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

où

$$a_3 = \frac{\pi\omega}{\operatorname{acosh}\left(\frac{1}{2}\left(\sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} + \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}}\right)\right)}$$

et

$$X(mm) = sechs + \omega * BM - \frac{\omega}{2}$$

avec

- BM , le numéro de la piste qui porte la charge la plus grande,
- $\omega = 2.54mm$, largeur d'une piste plus l'interpiste,
- Q_1 , Q_2 et Q_3 les charges portées par les pistes BM , $BM + 1$ et $BM - 1$, respectivement.

Malheureusement, lors de la prise de données, quelques pistes ne fonctionnaient pas, dont la piste centrale X14 du détecteur CATS2. Pour ne pas perdre les nombreux événements qui impliquaient cette piste, nous avons développé une procédure permettant la reconstruction de la position de passage de la particule quand une piste est hors-service. Tout d'abord, nous tenons compte de l'absence de la piste considérée dans la condition de contiguïté, et pour la reconstruction de la position, lorsque la piste portant la charge maximale est voisine de la piste manquante et donc que la sécante hyperbolique ne peut plus s'appliquer, nous utilisons la méthode dite du barycentre :

$$X(mm) = \frac{\sum(\omega * i - \frac{\omega}{2})Q_i}{\sum Q_i}$$

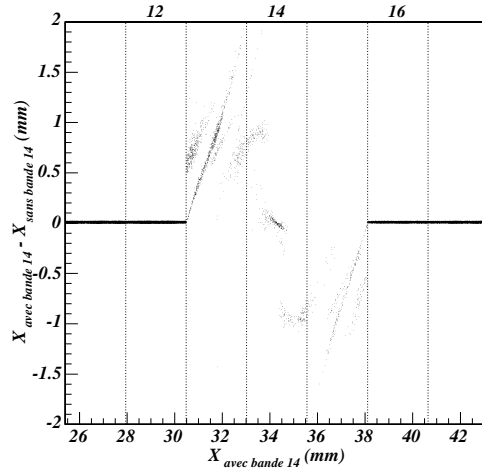


FIG. 3.3 – Différence entre la position X reconstruite pour le détecteur CATS1 en considérant toutes les pistes et en simulant le non fonctionnement de la piste 14. Les zones des pistes sont figurées par les lignes pointillées verticales, les numéros associés étant rappelés en haut de la figure.

La figure 3.3 présente la différence entre la position reconstruite avec toutes les pistes et la position reconstruite en supposant la piste 14 ne fonctionnant pas en fonction de la position attendue. En toute logique, l'absence de la piste 14 décale la position du côté de la piste portant la charge maximale. Si les charges sont équiréparties de par et d'autre de la piste 14, i.e. si la particule est passée aux environs du centre de la piste, la position reconstruite est indépendante de la méthode utilisée. Par contre, si la particule est passée près de l'interpiste, un décalage systématique ne dépassant pas 2 mm est observé. Il est à remarquer que tout ceci n'est valable que si la cause de dysfonctionnement de la piste est externe au détecteur et n'affecte pas la répartition des charges sur les pistes.

Position sur la cible

Ainsi nous avons les positions de passage $M1(X1, Y1, Z1)$ et $M2(X2, Y2, Z2)$ de passage de la particule dans CATS1 et CATS2, nous pouvons donc reconstruire le point d'impact sur la cible $C(Xc, Yc, Zc)$. Pour cela, nous tenons compte de l'angle d'inclinaison de la cible. Le lieu de réaction dans la cible étant inconnu et pouvant se situer n'importe où, nous effectuons un tirage sur l'épaisseur de cette dernière afin de tenir compte de cet effet de manière statistique. Les équations

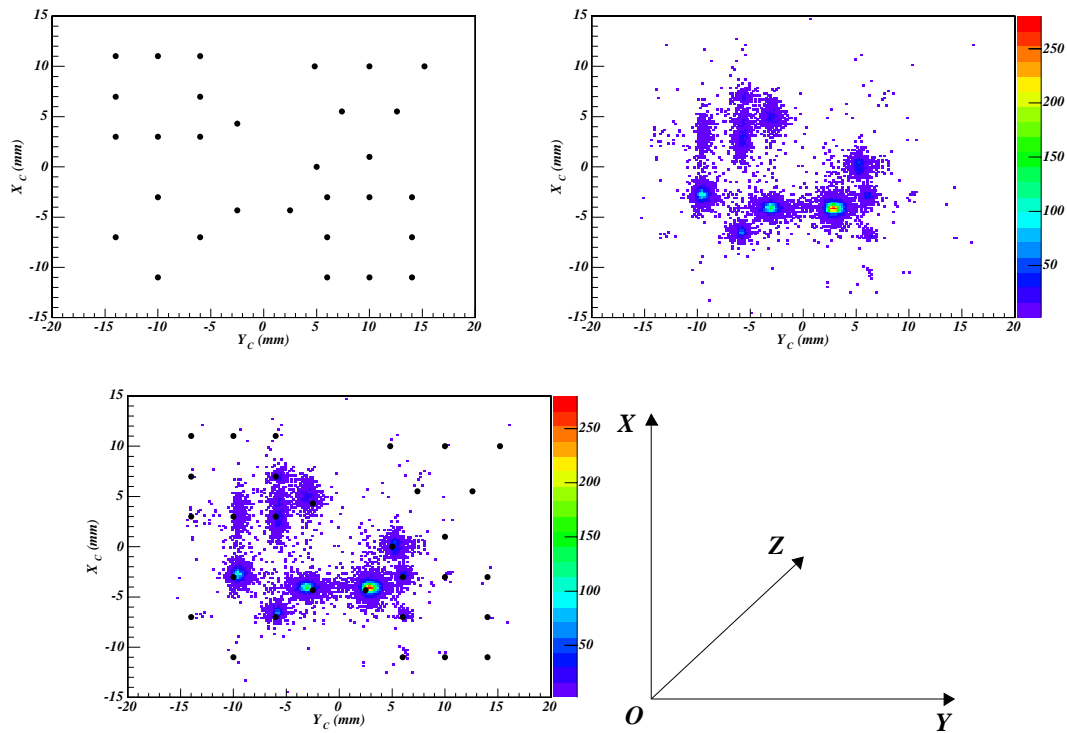


FIG. 3.4 – Reconstruction de l'image du masque. En haut à gauche, l'image du masque, en haut à droite, les points expérimentaux, en bas à gauche ces mêmes points sont superposés à l'image du masque. En bas à droite, le repère utilisé dans toute la suite de ce manuscrit, l'axe Oz correspond à l'axe théorique de propagation du faisceau (O est fixé au centre de la cible)

sont détaillées dans l'annexe C. Afin de valider toute la procédure et s'assurer qu'il n'y pas d'erreur, telle que inversion du sens des détecteurs, nous avons placé dans le faisceau d' ${}^8\text{He}$ à la place de la cible un masque. Nous conditionnons la reconstruction sur la cible par la présence d'un ${}^8\text{He}$ dans le mur de plastique, et nous obtenons la figure 3.4 ; les ronds noirs représentent les positions des trous du masque. Nous constatons un bon accord entre la position des trous et la reconstruction, cependant pour les trous centraux nous constatons de légers décalages de l'ordre du mm qui sont dus à l'absence de la piste centrale CATS2X14. Sur cette même figure se trouve aussi le repère orthonormé utilisé dans la suite de ce manuscrit : l'axe Oz est l'axe théorique de propagation du faisceau. Il faut noter que ces décalages moyennés sur toute la cible auront seulement pour effet d'augmenter la résolution angulaire des données finales. Nous pouvons alors avoir confiance en notre reconstruction du faisceau incident sur la cible.

La figure ?? représente la projection du faisceau d' ${}^8\text{He}$ sur CATS1, CATS2 et la cible, nous observons la focalisation du faisceau sur la cible, mais aussi la présence de deux taches sur la figure de gauche associée à CATS1 qui mettent en évidence l'éjection multitours du cyclotron CIME du dispositif SPIRAL. Sur la figure 3.6 nous pouvons voir que les deux taches sont séparées en temps de 1.6 ns , ce qui correspond à une séparation en énergie de 0.3 MeV .

3.1.3 Caractéristiques

Le tableau 3.1 donne les caractéristiques obtenues lors de la prise de données avec le faisceau d' ${}^8\text{He}$. Elles sont voisines de celles obtenues lors d'expériences précédentes.

Pour extraire la résolution temporelle d'un détecteur nous utilisons le spectre représentant la différence de temps entre CATS1 et CATS2. Pour la résolution spatiale, nous mesurons la résolution horizontale et verticale d'un trou du masque, nous déconvoluons de la largeur du trou (ici 0.5 mm) pour obtenir les résolutions spatiales sur la cible. Ensuite, nous supposons que les deux détecteurs ont les mêmes caractéristiques pour calculer les résolutions sur CATS1 et CATS2.

	CATS1	CATS2	Cible
<i>Résolution temporelle (ns)</i>	<i>1.7</i>	<i>1.7</i>	
<i>Résolution spatiale verticale (X) (mm)</i>	<i>0.8</i>	<i>0.8</i>	<i>1.0</i>
<i>Résolution spatiale horizontale (Y) (mm)</i>	<i>0.6</i>	<i>0.6</i>	<i>0.8</i>
Efficacité de détection	87.4	87.5	76.2
Efficacité de reconstruction totale (%)	83.0	82.6	68.3

TAB. 3.1 – Caractéristiques des détecteurs CATS. En italique les paramètres supposés identiques pour chaque détecteur CATS 1 et 2 pour leur extraction

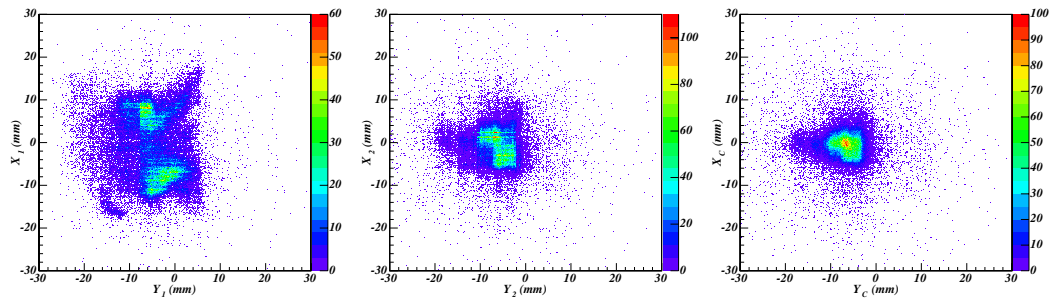


FIG. 3.5 – Reconstruction du faisceau d' ^8He sur CATS1 (à gauche) sur CATS2 (au centre) et sur la cible (à droite).

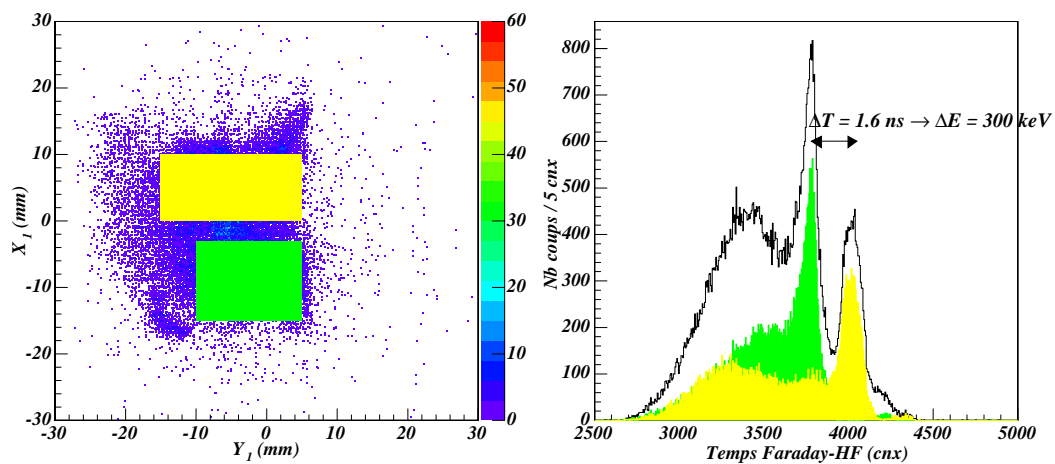


FIG. 3.6 – A gauche, les contours appliqués sur les deux taches de faisceau observées sur CATS1. A droite, le spectre temporel entre la haute fréquence du cyclotron (HF) et le Faraday : en noir la courbe non conditionnée, les zones colorées correspondent aux événements associés à chacune des taches.

3.2 Le détecteur de particules légères chargées MUST

3.2.1 Le détecteur à pistes

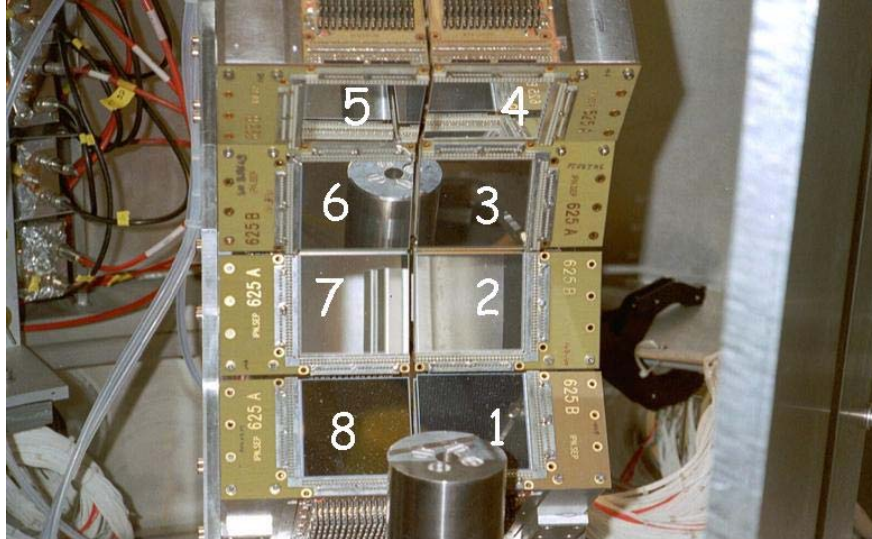


FIG. 3.7 – Photographie des détecteurs MUST.

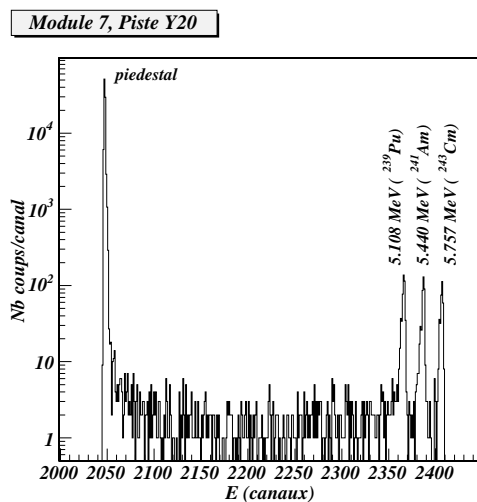
Etalonnage en énergie

Les 960 pistes de cet étage sont étalonnées avec une source α -3-pics composée de ^{239}Pu , ^{241}Am et ^{244}Cm . Les différentes raies α associées à ces trois noyaux sont récapitulées dans le tableau 3.2. Leur énergie est telle que les α s'arrêtent tous dans le premier étage et y déposent donc l'intégralité de leur énergie. Cependant, la face d'entrée du détecteur est munie d'une zone morte d'une épaisseur de 3000 Å équivalent Si, ce qui représente une perte d'énergie d'environ 40 keV pour chaque particule α .

La figure 3.8 présente le spectre typique obtenu pour une piste du côté ohmique (Y). Nous assignons à chaque pic l'énergie de la raie majoritairement peuplée pour chaque noyau, corrigée des pertes d'énergie dans la zone morte. Ensuite, nous réalisons une régression linéaire en considérant seulement les 3 pics α .

La figure 3.9 présente la somme des 60 pistes Y du module 7 après étalonnage. Avec un fit gaussien sur chaque pic (figure de gauche), nous obtenons une résolution 45 keV sur les deux premiers pics et de 50 keV sur le dernier et constatons

Source	Demie-vie	E_α (MeV)	I_α (%)
^{239}Pu	2.410^4 années	5.15659 (14)	73.3 (8)
		5.1443 (8)	15.1 (8)
		5.1058 (8)	11.5 (8)
^{241}Am	432.2 années	5.5445 (16)	0.36 (3)
		5.48556 (12)	85.1 (3)
^{244}Cm	18.10 années	5.44280 (13)	13.3 (7)
		5.80477 (5)	76.4 (12)
		5.76216	23.6 (12)

TAB. 3.2 – Energies des particules α et leur intensité (en gras les raies principales).FIG. 3.8 – Spectre brut de la piste Y20 du module 7 avec la source α

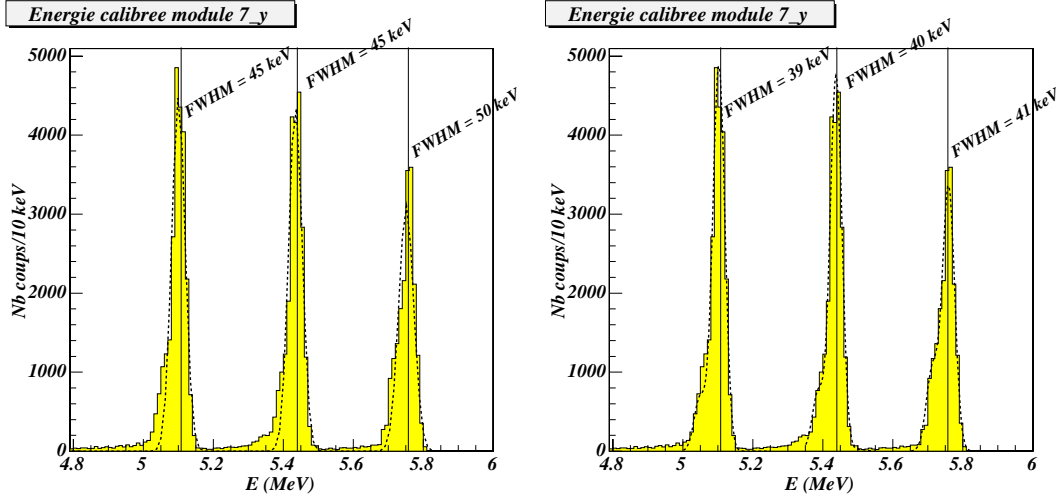


FIG. 3.9 – Spectres après étalonnage pour les 60 pistes du côté ohmique d’un module avec un fit gaussien sur chaque pic (à gauche) et un fit gaussien incluant les contributions de toutes les raies de décroissance des différents composants de la source (à droite). Les lignes verticales correspondent aux énergies des 3 raies principales corrigées des pertes d’énergie dans la zone morte du détecteur.

de légers décalages entre les positions des gaussiennes et les énergies des raies symbolisées sur la figure par les lignes verticales. De plus, les pics ne sont pas bien reproduits par un fit gaussien. En effet, la source n’émet pas seulement les 3 α cités précédemment (cf tab. 3.2). En tenant compte de ces différentes raies et de leurs intensités respectives dans l’ajustement (figure de droite), nous obtenons une meilleure reproduction des énergies des raies principales, ainsi qu’une meilleure résolution d’environ 40 keV et qui est alors la même pour chaque pic.

Identification des particules

Pour identifier les particules s’arrêtant dans le premier étage, nous utilisons la relation non relativiste, valide compte-tenu des énergies considérées ici :

$$Tvol = d * \sqrt{\frac{m}{2E}}$$

où $Tvol$ est le temps de vol de la particule de masse m parcourant la distance d avec une énergie cinétique E .

La matrice de corrélation (3.10) entre le temps de vol mesuré entre CATS2 et MUST et l’énergie mesurée dans le Si à pistes permet alors l’identification des protons et deutons. Pour tracer cette matrice, on effectue un étalonnage en temps [Jou01] qui permet de sommer les différents modules et de compenser les différences dues à chaque voie d’électronique. La résolution temporelle du

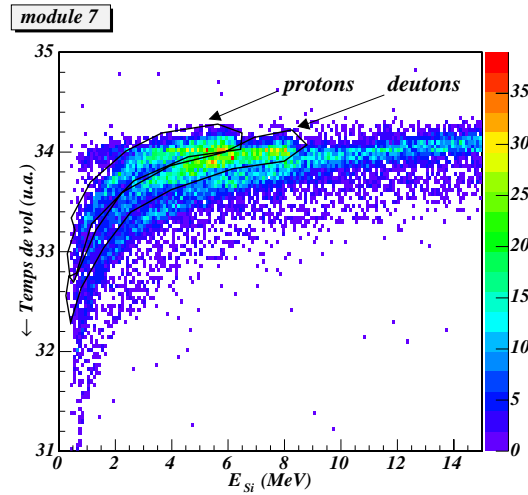


FIG. 3.10 – matrice de corrélation entre le temps de vol mesuré entre CATS2 et MUST pour le module 7 pour les pistes impaires et l'énergie mesurée du côté ohmique, c'est-à-dire les pistes Y.

détecteur de faisceau de 1.7 ns bien supérieure aux quelques centaines de picosecondes corrigées par cet étalonnage, le rend inutile et explique à elle seule la mauvaise séparation des protons et deutons de haute énergie (autour de 6 MeV). Pour chacun des 8 modules et chaque particule, nous avons donc réalisé deux contours, un correspondant au TAC (convertisseur temps-amplitude) codant les pistes paires, un autre correspondant au TAC codant les pistes impaires.

Reconstruction de l'angle de diffusion et de l'énergie initiale de la particule

Les reconstructions de la position du point M d'interaction de la particule à partir des numéros du module et des pistes X et Y touchées sont détaillées dans l'annexe C. Événement par événement, les détecteurs de faisceau fournissent le point C d'interaction sur la cible ainsi que le vecteur incident $\overrightarrow{C_1C}$. Nous obtenons aussi le vecteur de la particule \overrightarrow{CM} . Nous pouvons donc reconstruire l'angle de diffusion θ_{diff} :

$$\cos \theta_{diff} = \frac{\overrightarrow{C_1C} \cdot \overrightarrow{CM}}{\|\overrightarrow{C_1C}\| \|\overrightarrow{CM}\|}$$

A partir de \overrightarrow{CM} , nous calculons l'épaisseur de cible traversée. Cette distance, combinée à la mesure de l'énergie de la particule et à des tables de perte d'énergie dont l'utilisation est détaillée dans l'annexe D, nous permet de calculer l'énergie déposée dans la cible et d'accéder ainsi à l'énergie initiale de la particule avant traversée de la cible. Dans ce calcul, nous tenons aussi compte des diverses zones

mortes du détecteur MUST que la particule traverse avant que son énergie soit mesurée. Tous ces calculs sont détaillés dans l'annexe C.

Etalonnage en position

Les huit modules étaient disposés dans la configuration dite mur (voir photo 3.7) composée de deux colonnes de quatre modules.

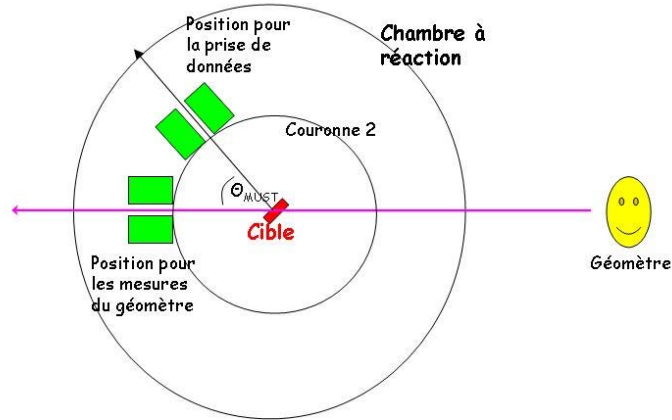


FIG. 3.11 – Positions schématiques de la colonne lors des mesures du géomètre et lors de la prise de données.

Pour les quatre modules centraux (n° 2, 3, 6 et 7), un géomètre mesure la position de chaque coin par rapport à l'axe théorique de propagation du faisceau (noté Oz voir CATS) avec une précision de 0.2 mm . Il est important de remarquer que ces mesures sont effectuées à l'air libre, alors que pour la prise de données, le vide est fait dans la chambre. Des mesures sur la position des détecteurs dans la chambre à l'air libre et sous vide ont montré un déplacement vertical de près d' 1 mm . En outre, le mur est disposé sur une couronne qui permet la rotation de l'ensemble de détection autour de la cible, la précision sur l'angle de cette rotation étant de 0.1° . La couronne est mise à $\theta_{MUST} = 0^\circ$ pour les mesures du géomètre et est ensuite tournée à la position souhaitée, ici $\theta_{MUST} = 50^\circ$ et $\theta_{MUST} = 65^\circ$ comme indiqué sur le schéma de la figure 3.11.

Pour les quatre modules restants, la position est donnée par la géométrie de la mécanique. Nous avons utilisé les valeurs extraites lors d'une précédente expérience utilisant la même mécanique [Jou01]. Or, si l'on considère les photographies prises lors de ces deux expériences, on observe des décalages pouvant dépasser le mm . Tout ceci combiné peut être à l'origine d'erreurs de l'ordre du degré sur la reconstruction de l'angle de diffusion de la particule légère.

Afin d'atteindre la précision nécessaire de l'ordre de 0.2° sur la position des détecteurs, nous utilisons la cinématique d'une ou plusieurs réactions connues, ici principalement la diffusion élastique ${}^8\text{He}(p,p){}^8\text{He}$ pour déterminer la position respective de chaque module et de la couronne.

Pour cela, nous ne considérons que les événements où un proton s'est arrêté dans le Si à pistes et reconstruisons la cinématique (E, θ) où E est l'énergie du proton avant traversée de la cible et θ son angle de diffusion dans le laboratoire suivant la procédure détaillée dans l'annexe C. Pour chaque événement, nous calculons aussi l'énergie d'excitation E_{He}^* . Les équations nécessaires sont développées dans l'annexe A.

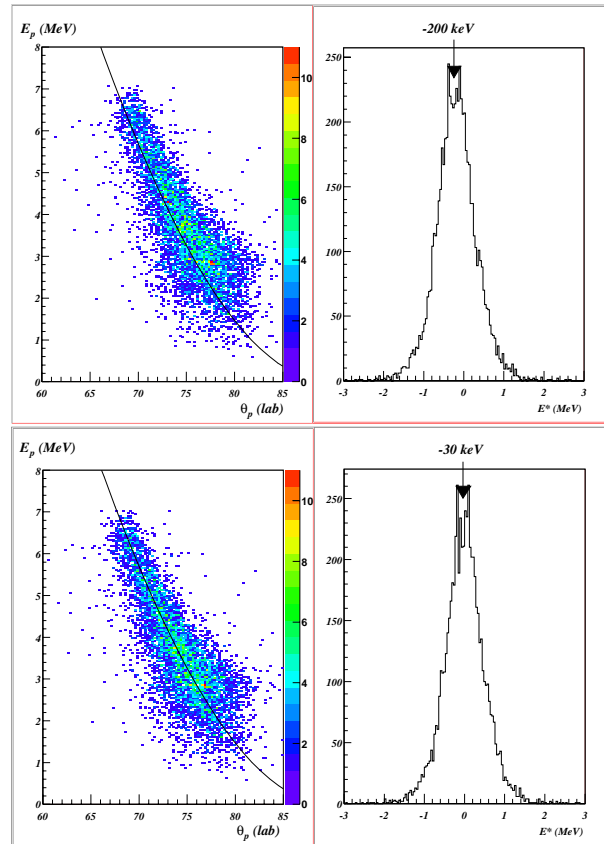


FIG. 3.12 – Matrice de corrélation (E, θ) (à gauche) comparée à la ligne cinématique et spectre de l'énergie d'excitation de ${}^8\text{He}$ (à droite) reconstruite pour les protons s'arrêtant dans le premier étage du module 1, le mur étant placé à 50° , avec le faisceau d' ${}^8\text{He}$ et la cible de polypropylène de 8.25 mg/cm^2 , avant (en haut) et après (en bas) recalage.

La figure 3.12 présente la matrice de corrélation (E, θ) et le spectre en énergie d'excitation associé pour le module 1, le mur étant tourné de 50° , avant recalage,

(en haut) en utilisant pour la position du module les données du géomètre et de la mécanique, et après recalage (en bas). Nous avons développé une procédure automatique de recherche de la position du module qui balaie suivant les deux angles θ et φ de repérage de chaque module (voir fig C.2). Pour chaque position, le programme mesure la position et la largeur du pic associé à la diffusion élastique. La position du module est alors fixée pour les paramètres qui donnent un pic centré à 0 et la largeur la plus petite, ce qui assure une bonne reproduction de la ligne cinématique. Les variations permises ne dépassent pas les quelques dixièmes de degrés.

3.2.2 Le Silicium-Lithium

Identification des particules

Nous utilisons ici la relation de Bethe-Bloch qui relie le dépôt d'énergie ΔE d'une particule de masse A , de charge Z et d'énergie cinétique E dans un matériau uniforme d'épaisseur d :

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E}$$

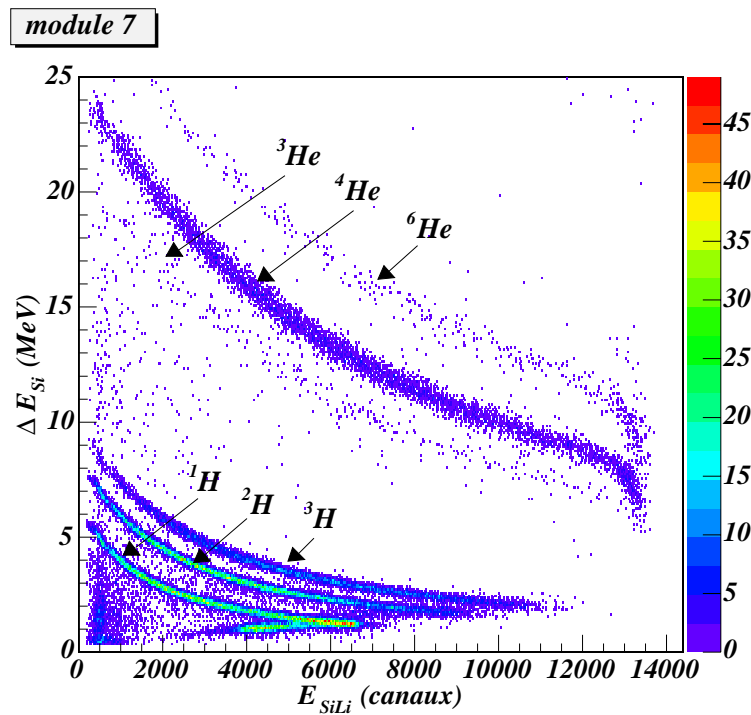


FIG. 3.13 – Matrice de corrélation entre l'énergie E déposée dans le SiLi et la perte d'énergie ΔE déposée dans le Si à pistes.

La matrice de corrélation (3.13) entre l'énergie ΔE déposée dans le premier étage et l'énergie E déposée dans le deuxième étage E permet d'identifier les protons, deutons, tritons et les ${}^{3,4,6}\text{He}$. Pour les isotopes d'Helium, nous constatons la saturation des préamplificateurs de MUST.

Etalonnage en énergie

Il n'existe pas de source émettant des α assez énergétiques ($E_\alpha > 25\text{MeV}$) pour traverser le premier étage et étalonner le deuxième étage. La méthode usuellement employée est donc basée sur les événements physiques recueillis lors de la prise de données. Nous utilisons des tables de perte d'énergie dans le Silicium qui nous permettent de reconstruire, pour une énergie déposée dans une épaisseur de Si, l'énergie totale de la particule (voir Annexe D). Nous sélectionnons les protons pour lesquels nous reconstruisons l'épaisseur d de Si traversée (le calcul de d est détaillé dans l'annexe C), et en fonction de l'énergie déposée dans le Si à pistes, nous reconstruisons l'énergie déposée dans le SiLi. La figure 3.14 présente un spectre typique d'étalonnage. Nous remarquons sur ce spectre, la non linéarité à basse énergie et l'élargissement progressif dû à la forme de la courbe $\Delta E - E$.

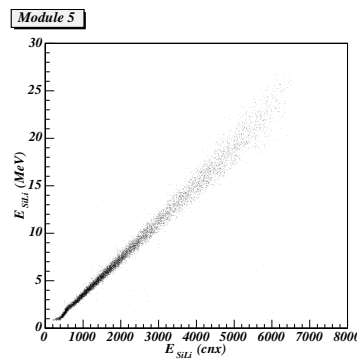


FIG. 3.14 – Matrice d'étalonnage du SiLi par la méthode dite perte d'énergie.

Pour vérifier la qualité de l'étalonnage, nous utilisons les événements élastiques. Le spectre de gauche de la figure 3.15 présente la cinématique du module 5 reconstruite avec cet étalonnage : l'accord entre la ligne cinématique et les points expérimentaux est plutôt médiocre, mais dans la barre d'erreur de l'étalonnage.

Une autre méthode, pour améliorer cet étalonnage, est d'utiliser la cinématique de la diffusion élastique de l' ${}^8\text{He}$ sur une cible de protons. Grâce au premier étage, nous connaissons l'angle de diffusion θ_p du proton. Nous en déduisons l'énergie T_p initiale du proton avant de traverser la cible grâce à la relation détaillée dans l'annexe A (nous ne considérons pas les élargissements angulaire et en énergie) :

$$T_p = f(\theta_p)$$

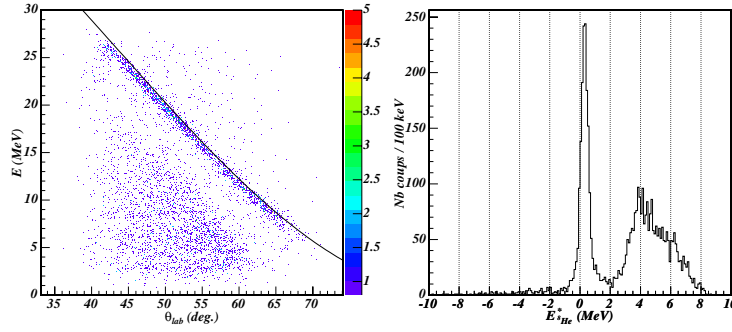


FIG. 3.15 – Cinématique pour les protons du module 5 (à gauche) et le spectre en énergie d’excitation associé pour l’ ^8He (à droite).

Nous déduisons l’énergie qui a été déposée dans le SiLi en soustrayant à T , l’énergie déposée dans la cible, le premier étage et les diverses zones mortes du détecteur MUST.

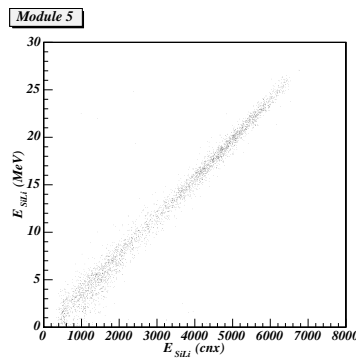


FIG. 3.16 – Matrice d’étalonnage du SiLi par la méthode basée sur la cinématique de la diffusion élastique.

La figure 3.16 nous donne le résultat de cet étalonnage pour le même module. Nous n’observons plus cet effet d’élargissement à haute énergie mais à basse énergie. Celui-ci est une conséquence des élargissements angulaires et en énergie non pris en compte. Leur effet est d’autant plus important que l’énergie du proton est petite. La figure 3.17 est l’équivalent de la figure 3.15 associé à ce nouvel étalonnage. Nous constatons, sur la figure de gauche, le bon accord entre la ligne cinématique et les points expérimentaux correspondant bien à un pic sur le spectre en énergie d’excitation (à droite) centré sur une énergie d’excitation nulle.

Ces deux méthodes sont équivalentes, mais permettent d’étalonner des parties différentes du spectre. Afin d’optimiser notre étalonnage, nous avons utilisé la

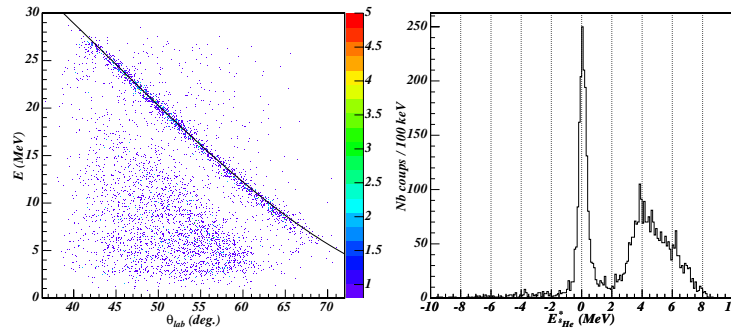


FIG. 3.17 – Cinématique pour les protons du module 5 (à gauche) et le spectre en énergie d’excitation associé pour l’ 8He (à droite).

première méthode pour étalonner la partie basse énergie du spectre, alors que le reste l’était par la deuxième méthode.

3.2.3 Couverture Angulaire

Pour calculer la couverture angulaire de la colonne, nous devons tenir compte de la position des détecteurs, mais aussi du faisceau incident. Pour cela, nous utilisons notre programme de simulation 2.4 simplifié et modifié. La forme du faisceau étant trop complexe pour pouvoir être reproduite par une gaussienne ou autre, nous utilisons les données fournies par les détecteurs CATS. Pour chaque événement faisceau, nous tirons un vecteur \vec{u} dans l’angle solide $d\Omega = d \cos \theta d\varphi$ et nous regardons si la droite définie par (C, \vec{u}) (C point d’interaction entre le faisceau et la cible) intercepte un module de la colonne et si oui quelles pistes en x et y sont touchées. Nous ôtons les pistes ne marchant pas et les pistes du bord : le SiLi étant plus petit (58mm à comparer au 60mm du Si à strips), il est possible que des particules traversent le Si arrivent dans le SiLi et ressortent par un côté sans y déposer toute leur énergie voire n’y entrent pas. L’énergie alors reconstruite avec E_{Si} et E_{SiLi} est partielle. En ne considérant pas les pistes du bord nous évitons ce problème. En outre, pour tenir compte des événements perdus lorsque la particule passe par l’interpiste du Si à pistes, nous appliquons une efficacité propre à chaque module mesurée lors de la prise de données. Le résultat de la simulation est présenté sur la figure 3.18.

3.3 Cinématique et énergie d’excitation

A ce stade de l’analyse, nous pouvons reconstruire la cinématique non seulement pour les protons, mais aussi pour les deutons et tritons ainsi que les spectres en énergie d’excitation associés respectivement à l’ 8He , l’ 7He et l’ 6He suivant la

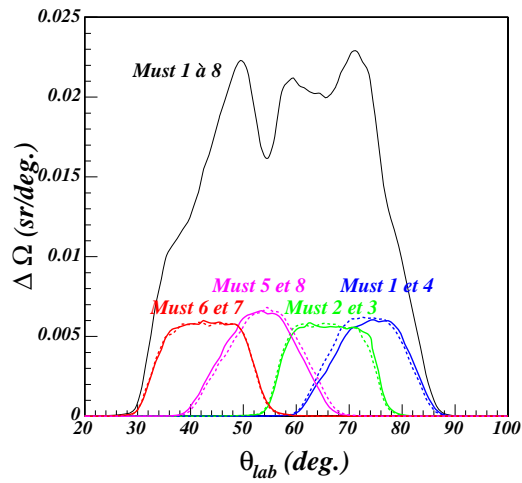


FIG. 3.18 – Couverture angulaire de l'ensemble des 8 modules MUST. La couverture globale ainsi que les contributions individuelles de chaque module sont présentées.

méthode décrite dans l'annexe C. Les résultats sont présentés sur les figures 3.19. Dans la suite de ce chapitre, sauf mention spéciale, les spectres cinématiques ou en énergie d'excitation ont été mesurés avec la cible de 8.25 mg/cm^2 et $8.2 \cdot 10^8$ ^8He incidents sur la cible, la couronne MUST étant tournée à 50° .

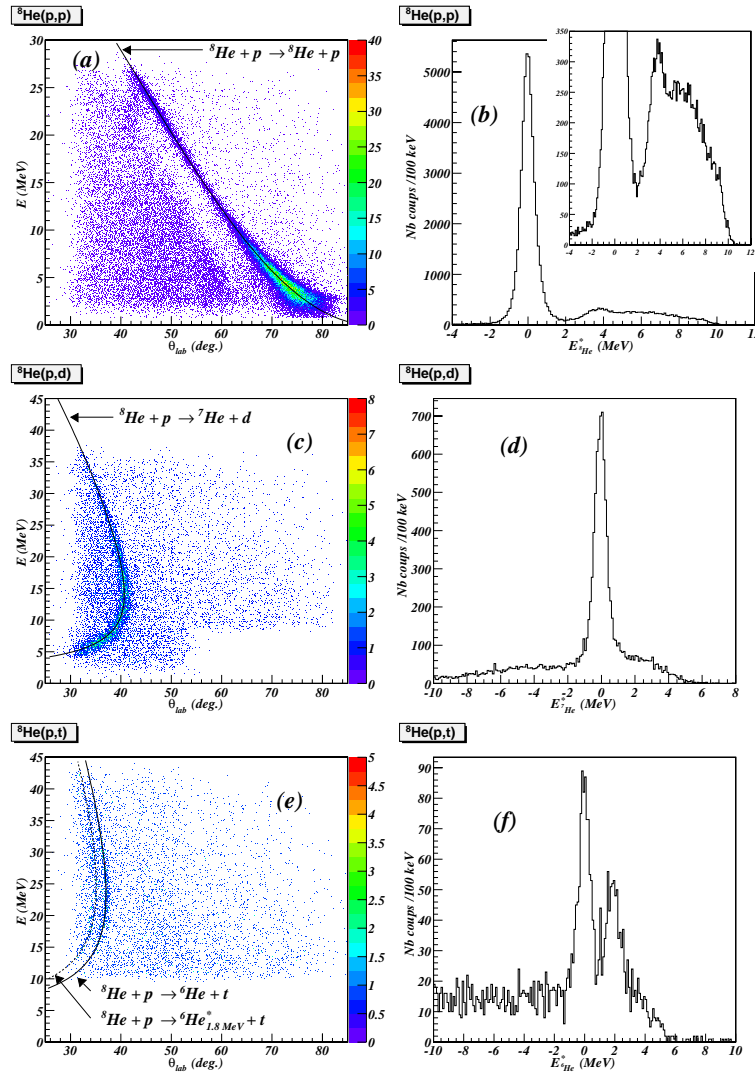


FIG. 3.19 – Cinématiques obtenues pour les protons (a), les deutons (c) et les tritons (e) et les spectres en énergie d’excitation associés pour l’ ${}^8\text{He}$ (b), l’ ${}^7\text{He}$ (d) et l’ ${}^6\text{He}$ (f).

Le tableau 3.3 récapitule les énergies pour lesquelles les différentes particules traversent les deux premiers étages d’un télescope MUST et les différents contours appliqués pour sélectionner chaque particule sur les différents étages des huit modules de la colonne. Ceci explique l’absence de point pour $\theta_{lab} > 50^\circ$ et $E < 8 \text{ MeV}$ pour les deutons (fig. 3.19.c) et pour $E < 10 \text{ MeV}$ pour les tritons (fig. 3.19.e).

La bonne reproduction des lignes cinématiques pour les deutons et tritons, montre la validité de nos étalonnages en position et en énergie. Sur ces spectres, nous constatons la présence d’un fond non négligeable, qu’il va falloir soustraire

Particule	Si		SiLi	
	Energie (MeV)	Contours	Energie (MeV)	Contours
protons	6	1 à 8	25.4	1 à 8
deutons	8.2	6 et 7	34.3	1 à 8
tritons	9.6	-	41.1	1 à 8

TAB. 3.3 – Récapitulatif des énergies pour lesquelles les différentes particules traversent les deux premiers étages de MUST, ainsi que des contours appliqués pour chaque particule sur les différents étages de chaque module.

pour obtenir les sections efficaces de chaque réaction. Pour éliminer une partie de ce fond, nous pouvons nous assurer qu'un ${}^8\text{He}$, ${}^6\text{He}$ ou ${}^4\text{He}$ a bien été détecté dans le mur de plastiques en coïncidence avec la particule légère, proton, deuton ou triton.

3.4 Le mur de plastiques

Sur la photographie 3.20, nous pouvons voir l'implantation du mur de plastiques dans la chambre à réaction ainsi que les notations associées.

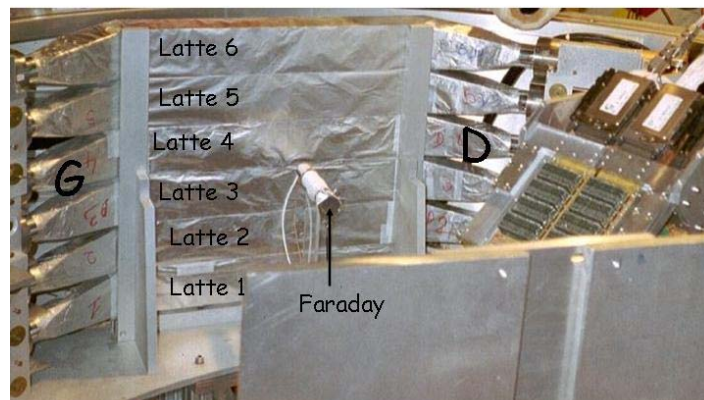


FIG. 3.20 – Photographie du Mur de plastiques avec les numéros associés à chaque latte.

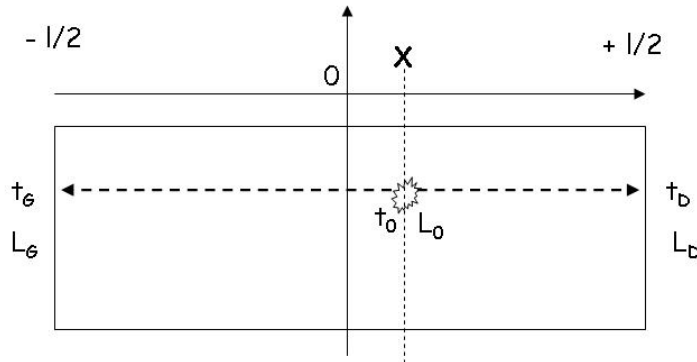


FIG. 3.21 – Schéma du principe de reconstruction de la position d'interaction d'une particule sur une latte.

3.4.1 Etalonnage en position

Il est possible de reconstruire de manière grossière le point d'interaction de l'ion sur la latte. Pour cela nous utilisons la différence de temps entre les photomultiplicateurs gauche et droit. En effet, soit L_0 , la lumière produite au temps par l'impact de la particule à la position X sur la latte au temps t_0 . La lumière se propage à la vitesse V de part et d'autre dans la latte et induit un signal (L_G , L_D) sur les photomultiplicateurs disposés à chaque extrémités gauche et droite au temps t_G et t_D respectivement (voir schéma de la figure 3.21). Nous pouvons alors écrire :

$$t_G - t_0 = \frac{l/2 + X}{V}$$

$$t_D - t_0 = \frac{l/2 - X}{V}$$

$$t_D - t_G = \frac{-2X}{V}$$

d'où

$$TPL_{GD} = -2X/V + \Delta r$$

où V est la vitesse de propagation de la lumière dans le scintillateur et Δr est associé aux différents réglages en temps de l'électronique des photomultiplicateurs gauche et droit de la latte.

Nous étalonnons la position en utilisant la cinématique élastique et transfert (p,t). Grâce au détecteur de particules chargées MUST, nous connaissons parfaitement la réaction et pouvons reconstruire l'impulsion de l'éjectile (\vec{p}_3) :

$$\vec{p}_3 = \vec{p}_1 - \vec{p}_4$$

où

- \vec{p}_1 , impulsion de l' 8He incident, reconstruite grâce aux détecteurs CATS
- \vec{p}_4 , impulsion de la particule légère chargée (proton ou triton), reconstruite grâce à l'ensemble MUST.

Nous calculons l'intersection de \vec{p}_3 avec le mur de plastique et obtenons le numéro de latte touchée et la position X. Il est important de ne considérer que des réactions où l'éjectile ne décroît pas par émission de particule qui change les caractéristiques de l'éjectile. Nous obtenons les matrices d'étalonnage de la

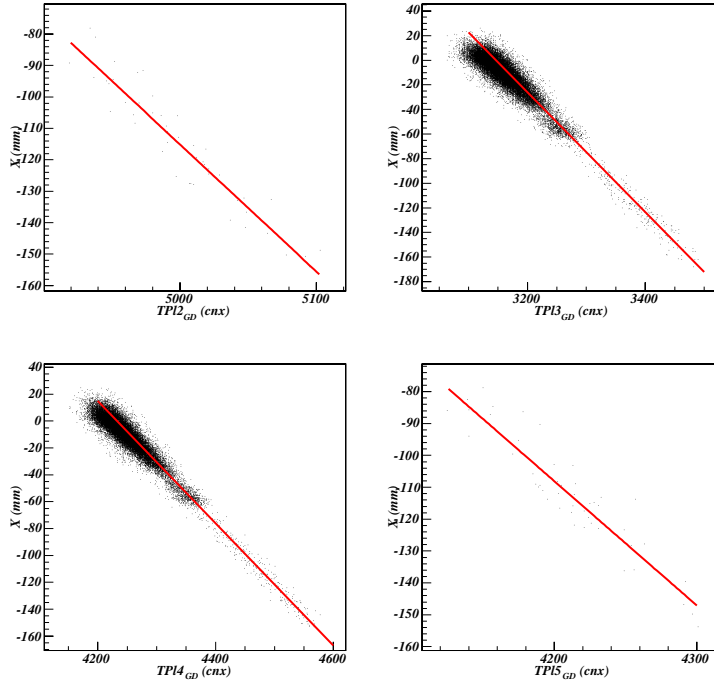


FIG. 3.22 – Etalonnage en position des lattes de plastique 2 (en haut à gauche), 3 (en haut à droite), 4 (en bas à gauche) et 5 (en bas à droite).

figure 3.22, à partir desquelles nous pouvons évaluer la vitesse de propagation de la lumière dans le scintillateur. Elle est de $V = 12 \text{ cm.ns}^{-1}$ d'où l'indice de réfraction $n = 2.1$. Dans la littérature ces valeurs sont de $n = 1.581$ d'où $V = 18.97 \text{ cm.ns}^{-1}$ [Leo]. La différence est due au fait que la lumière produite lors de l'interaction de l'ion avec le scintillateur ne se propage pas directement

vers les photomultiplicateurs comme le suggère le schéma 3.21. Nous mesurons ici l'indice de réfraction apparent.

Nous obtenons une résolution temporelle de 180 ps correspondant à une résolution en position de 1.6 cm . Ces valeurs sont proches de celles obtenues avec le même type de détecteurs [Bol70]. Les lattes externes sont difficiles à étalonner car elles sont très peu touchées.

3.4.2 Etalonnage des Photomultiplicateurs

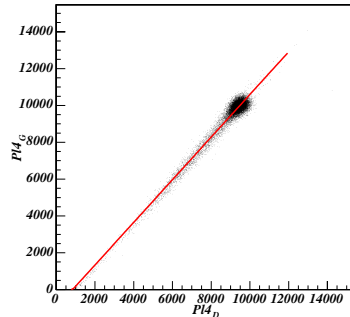


FIG. 3.23 – Etalonnage relatif des photomultiplicateurs gauche et droit de la latte 4.

Nous effectuons un étalonnage relatif des photomultiplicateurs gauches et droits de chaque latte 3.23 afin de pouvoir appliquer la relation :

$$L_0 = \sqrt{L_G L_D}$$

où L_0 est la lumière totale produite lors de l'interaction de l'ion avec le scintillateur, et L_G et L_D sont respectivement la lumière recueillie dans les photomultiplicateurs gauche et droit. Nous traçons la matrice lumière recueillie par la photomultiplicateur gauche en fonction de celle recueillie par le photomultiplicateur droit en ne considérant que les événements dont X est compris entre $\pm 10\text{ mm}$ pour lesquels la lumière doit être équirépartie entre les côtés gauche et droit de la latte (fig. 3.23).

3.4.3 Identification

Nous utilisons la même relation que pour le premier étage de MUST qui lie l'énergie cinétique au temps de vol. Cependant dans un scintillateur plastique la quantité de photons recueillis n'est pas directement proportionnelle à l'énergie cinétique de la particule, mais dépend aussi des caractéristiques (A, Z) de l'ion incident [Bec76]. La figure 3.24 (gauche) présente un spectre typique obtenu pour

la latte 3 entre la lumière L_0 recueillie par les photomultiplicateurs gauche et droit et le temps mesuré entre CATS2 et le photomultiplicateur gauche. A droite, ce même spectre avec les couleurs associées à chaque réaction sur la figure de cinématique.

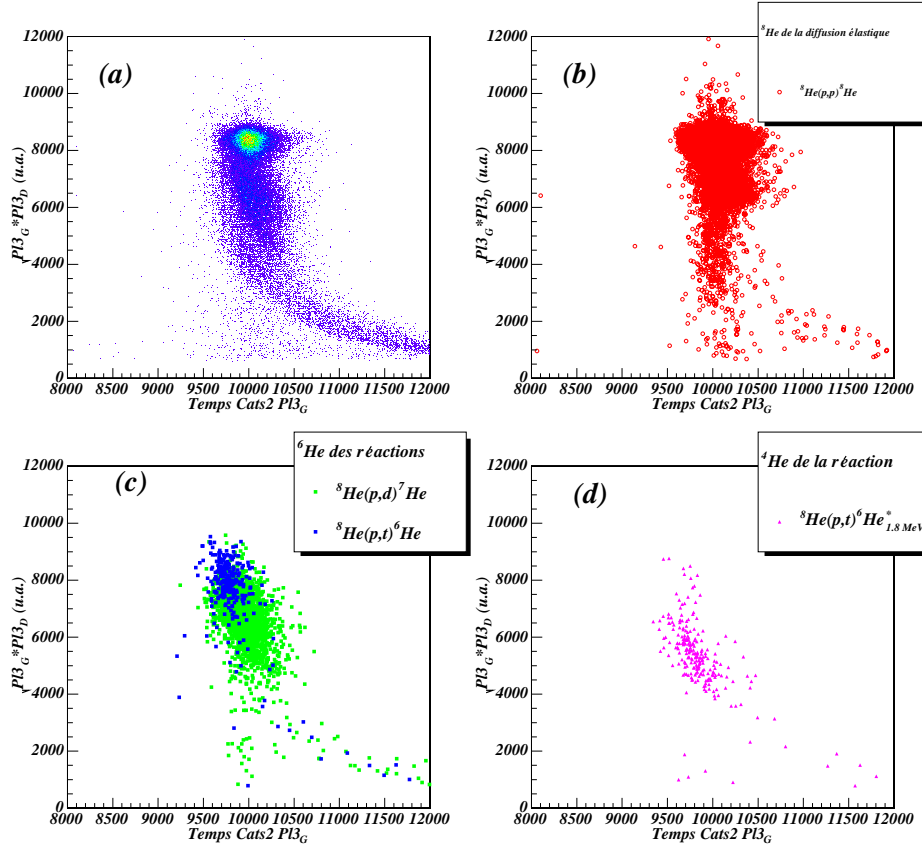


FIG. 3.24 – Matrice d’identification des ions dans la latte 3 par E-TOF : lumière L_0 recueillie dans la latte en fonction du temps entre CATS2 et le photomultiplicateur gauche : (a) la matrice brute, (b),(c),(d) ce même spectre avec des sélections sur la cinématique : les ^8He (b) issus de la diffusion élastique, les ^6He (c) issus du transfert de 2n (p,t) vers l’état fondamental de l’ ^6He , et de la décroissance des l’ ^7He formés par le transfert d’un neutron (p,d), les ^4He (d) issus de la décroissance de l’ $^6\text{He}_{1.8\text{MeV}}^*$ formés par le transfert de deux neutrons (p,t).

Nous distinguons des lignes d’identification de l’ ^8He , ^6He et ^4He , mais la résolution temporelle et énergétique du dispositif ne permet pas une discrimination claire des différents isotopes. Seule la présence d’un noyau d’ He est permise pour une analyse quantitative. Nous avons cependant défini des contours larges sur chaque isotope afin de permettre une analyse qualitative des spectres en énergie d’excitation. La figure 3.25 présente les mêmes spectres que la figure

3.19 mais en imposant la condition de la détection d'un He dans le mur de plastique en coïncidence avec MUST et CATS. Nous constatons la réduction d'une partie du fond mais pas sa disparition.

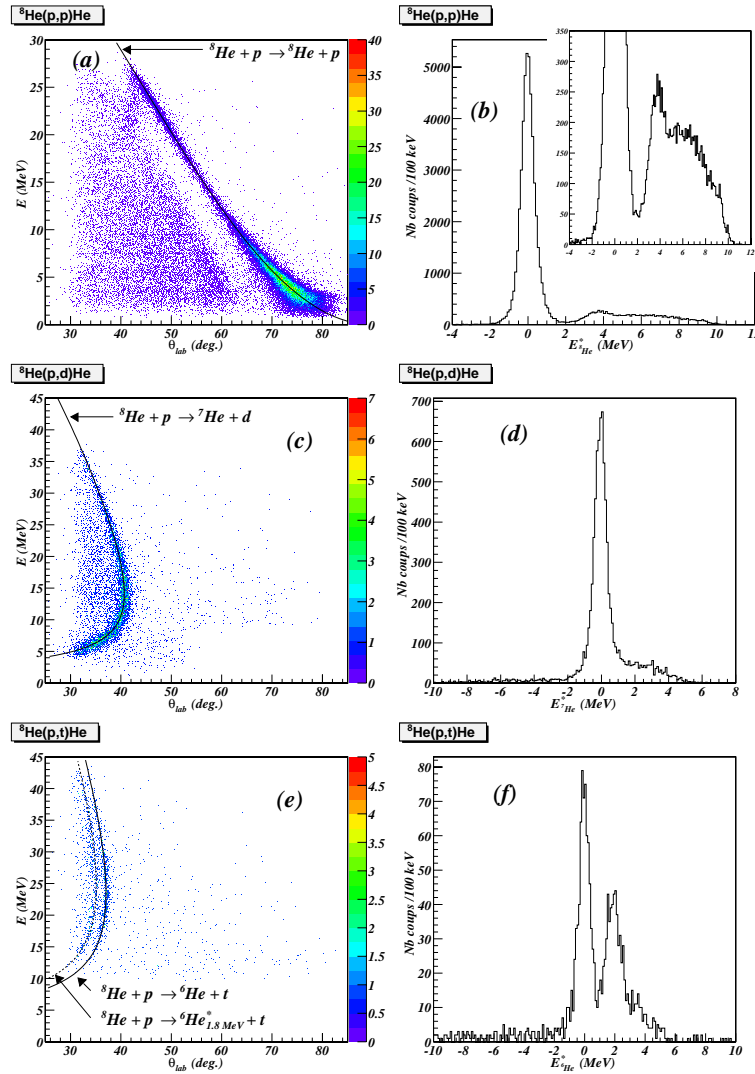


FIG. 3.25 – Cinématiques obtenues pour les protons (a), les deutons (c) et les tritons (e) mesurés en coïncidence avec un He dans le mur de plastique. Et les spectres en énergie d'excitation associés pour l' 8He (b), l' 7He (d) et l' 6He (f).

Afin d'extraire les paramètres physiques position et largeur des états ou résonances, il est nécessaire de comprendre et soustraire le fond présent sur les spectres de la figure 3.25. Deux sources de fond sont clairement identifiées : la présence de carbone dans la cible de polypropylène et l'espace des phases.

3.5 Soustraction du fond et analyse des spectres en énergie d'excitation

3.5.1 Estimation du fond dû au Carbone dans la cible de polypropylène

Pour estimer la part du fond dû au Carbone de la cible, lors de la prise de données, nous avons placé une cible de Carbone de 1 mg/cm^2 dans le faisceau pendant presque $10h$, ce qui correspond à $1.8 \cdot 10^8 \text{ } ^8\text{He}$ incident sur la cible. La figure 3.26 présente la cinématique et les spectres en énergie d'excitation associés.

Nous observons sur la figure 3.26 b, la présence d'un pic à 0 MeV qui s'explique par la présence d'une contamination en protons sur la cible de Carbone. Ces événements correspondent à des protons de basse énergie sur la cinématique 3.26 a, là où la section efficace de la diffusion élastique est la plus grande. Nous normalisons ces spectres par le facteur N_C

$$N_C = \frac{N_{inc}(CH_2)}{N_{inc}(C)} \frac{12}{14} \frac{e(CH_2)}{e(C)}$$

où

- N_{inc} désigne le nombre de particules envoyées sur la cible,
- e , l'épaisseur de la cible,
- CH_2 , la cible de polypropylène et C celle de carbone,
- et le rapport $12/14$ provient de la différence du nombre de sites diffuseurs dans chaque cible.

Ainsi nous expliquons la présence de coups correspondant à une énergie d'excitation négative sur les spectres 3.25, mais nous n'expliquons pas le fond important du côté des énergies d'excitation positive pour l' ^8He , ^7He ou ^6He . Pour cela, tournons-nous vers les calculs d'espace des phases.

3.5.2 Espace des phases et ajustement des données

Pour pouvoir comparer les données aux distributions d'espace des phases, il est nécessaire de convoluer ces dernières avec le système de détection grâce au programme de simulation (voir paragraphe 2.4). Dans la suite de ce chapitre, sauf mention spéciale, les calculs d'espace des phases sont exécutés via le programme de simulation et sont alors nécessairement couplés au dispositif expérimental afin de pouvoir être comparés de manière directe aux données.

Pour ajuster une courbe sur les données, nous tenons compte :

- du fond dû à la présence de carbone dans la cible : nous utilisons les données prises avec la cible de carbone, normalisées avec le facteur N_C avec les mêmes coupures que celles appliquées sur les données sur cible de polypropylène.

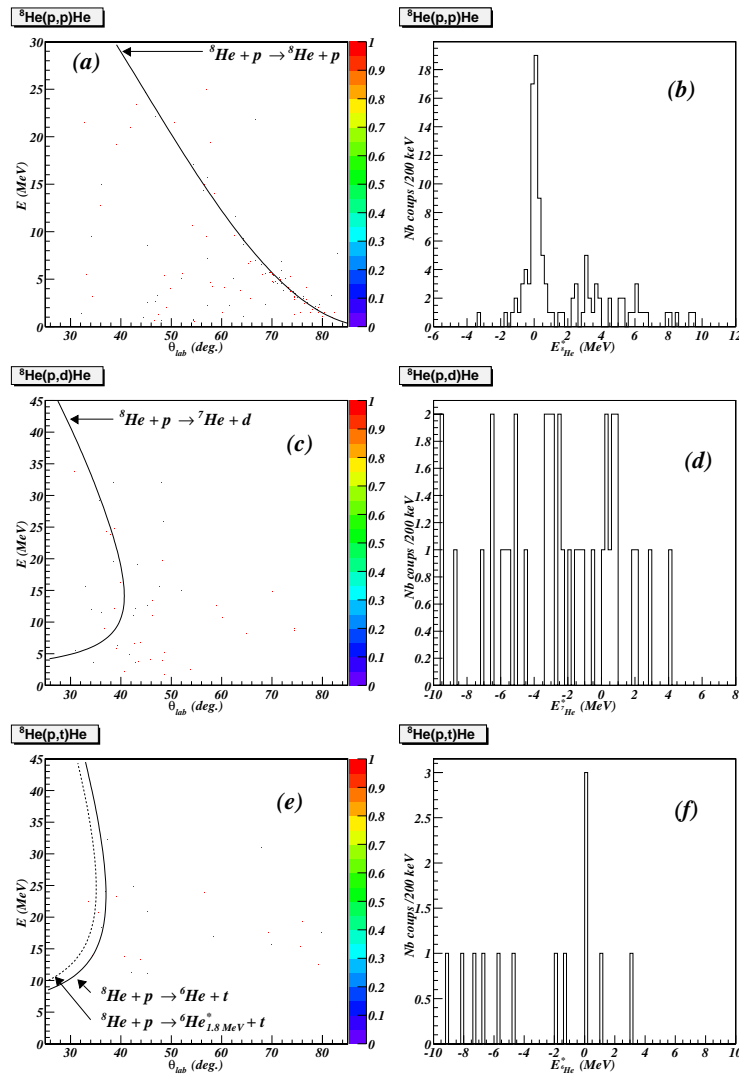


FIG. 3.26 – Cinématiques obtenues pour les protons (a), les deutons (c) et les tritons (e) mesurés en coïncidence avec un He dans le mur de plastique avec la cible de Carbone, et les spectres en énergie d’excitation associés pour l’ ${}^8\text{He}$ (b), l’ ${}^7\text{He}$ (d) et l’ ${}^6\text{He}$ (f).

- du fond dû à l'espace des phases avec différentes hypothèses de réactions convoluées avec la détection. Pour chaque réaction, la forme de la courbe est fixée, mais sa normalisation est libre.
- un où plusieurs états supposés gaussiens dont tous les paramètres (normalisation, position et largeur) sont libres.

3.5.3 ${}^8\text{He}(p, t){}^6\text{He}$

Commençons avec le noyau le mieux connu, l' ${}^6\text{He}$. Sur le spectre en énergie d'excitation de l' ${}^6\text{He}$ obtenu avec la réaction de transfert de deux neutrons, ${}^8\text{He}(p, t){}^6\text{He}$ (3.25.f), nous observons l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ et son premier état excité $2+$ à 1.789 MeV de largeur 113(20) keV [Til02]. Nous pouvons vérifier

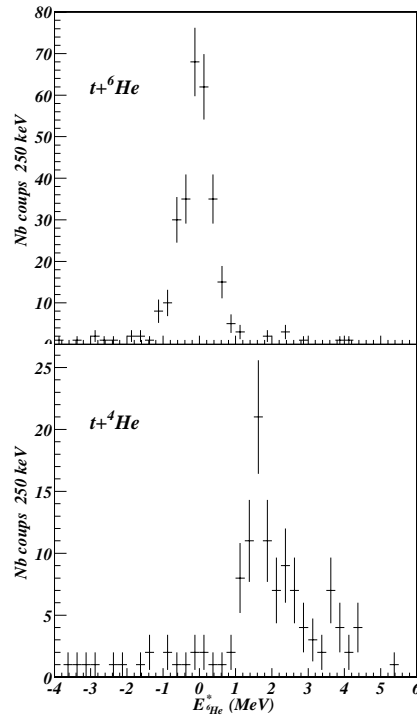


FIG. 3.27 – Spectre en énergie d'excitation de l' ${}^6\text{He}$ reconstruit avec un triton détecté dans MUST en coïncidence avec un ${}^6\text{He}$ (en haut) ou un ${}^4\text{He}$ (en bas) dans le mur de plastique.

les identifications plastiques. La figure 3.27 présente les spectres en énergie d'excitation de l' ${}^6\text{He}$ reconstruits avec un triton détecté dans MUST en coïncidence avec un ${}^6\text{He}$ ou un ${}^4\text{He}$. Comme attendu, le fondamental de l' ${}^6\text{He}$ est mesuré en coïncidence avec un ${}^6\text{He}$ dans le mur alors que le premier état excité non lié qui décroît en ${}^4\text{He} + 2n$ est mesuré en coïncidence avec un ${}^4\text{He}$. Nous pouvons aussi remar-

quer que le fond présent pour les énergies positives est associé à la présence d'un ${}^4\text{He}$ dans le mur qui nous confirme que ce fond est bien dû à l'espace des phases. Nous avons fait deux hypothèses pour ce fond associé à l'espace des phases correspondant à la décroissance de l' ${}^6\text{He}$ directe ou séquentielle via des interactions dans l'état final entre un neutron et l' ${}^4\text{He}$:

- ${}^8\text{He} + p \rightarrow t + {}^4\text{He} + n + n$
- ${}^8\text{He} + p \rightarrow t + {}^5\text{He} + n$

La forme de la partie haute énergie du spectre ($E_{{}^6\text{He}}^* > 4.5\text{MeV}$) dépend uniquement de la couverture angulaire des détecteurs MUST. Le bon accord entre les calculs d'espace des phases normalisés et les données confirme les différents étalonnages en position et en énergie des modules MUST. La figure 3.28 présente le résultat de l'ajustement qui tient compte du fond dû à la présence de carbone dans la cible, à l'espace des phases et en supposant deux états pour l' ${}^6\text{He}$. Seul l'espace des phases ${}^8\text{He} + p \rightarrow t + {}^5\text{He} + n$ est retenu par la minimisation indiquant ainsi que la décroissance de l' ${}^6\text{He}_{1.8\text{MeV}}^*$ en ${}^4\text{He} + n + n$ est principalement séquentielle.

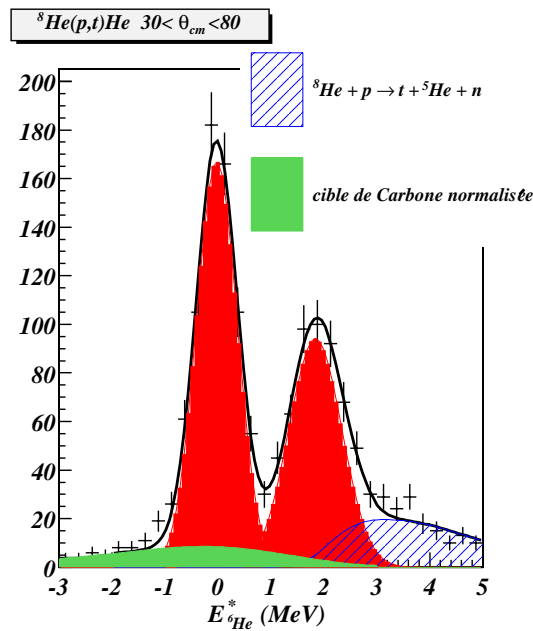


FIG. 3.28 – Spectre en énergie d'excitation de l' ${}^6\text{He}$ obtenu grâce à la réaction ${}^8\text{He}(p,t){}^6\text{He}$ reconstruit grâce aux tritons dans MUST en coïncidence avec un He dans le mur de plastiques. La courbe hachurée représente l'espace des phases ${}^8\text{He} + p \rightarrow d + {}^5\text{He} + n$, les courbes pleines, en clair, le fond dû à la présence de carbone dans la cible, et en foncé, les deux gaussiennes associées aux deux états de l' ${}^6\text{He}$. Le trait plein représente la somme de toutes ces contributions .

Les positions et largeurs des états obtenus par l'ajustement sont dans le tableau 3.4 :

Etat	Position (MeV)	σ_{exp} (MeV)	Γ (MeV)
0^+	-0.02 ± 0.09	0.39 ± 0.02	0.
2^+	1.8 ± 0.1	0.5 ± 0.06	0.3 ± 0.2

TAB. 3.4 – Paramètres (position, largeur expérimentale (σ) et largeur intrinsèque (Γ)) de l'état fondamental et du premier état 2^+ de l' ${}^6\text{He}$ obtenus avec l'ajustement présenté sur la figure 3.28 (les erreurs sont données en demi-largeur à mi-hauteur ($LMH/2$) et contiennent les erreurs systématiques)

Pour obtenir la largeur intrinsèque du 2^+ dans le tableau 3.4, il faut déconvoluer de la largeur introduite par le dispositif expérimental. Nous supposons que la largeur expérimentale est celle observée sur l'état fondamental de l' ${}^6\text{He}$ et nous convoluons une gaussienne de cette largeur à une Breit-Wigner de largeur variable. Quand la largeur du pic ainsi obtenu est égale à la largeur du pic expérimental du 2^+ , nous associons la largeur intrinsèque de l'état à celle de la Breit-Wigner. Aux erreurs statistiques, nous ajoutons les erreurs systématiques provenant des erreurs sur les étalonnages en position et en énergie des 8 modules de MUST. Pour évaluer les erreurs résultant de l'étalonnage en position, nous utilisons notre programme de simulation de réactions à deux corps en déplaçant les modules MUST lors de la reconstruction de l'événement de $\pm 0.1^\circ$ (déplacement total de la demi-largeur d'une piste). Nous obtenons sur les spectres en énergie d'excitation associés aux réactions ${}^8\text{He}(p, t){}^6\text{He}$ et ${}^8\text{He}(p, t){}^6\text{He}_{2^+}^*$ un déplacement des pics de $\pm 0.09\text{MeV}$. L'erreur due à l'étalonnage en énergie sur les différents modules est plus difficile à apprécier. Elle provient des non-linéarités de l'ensemble préamplificateur, amplificateur et codeur de chaque voie d'électronique. La non linéarité différentielle ne dépasse pas 10% [Blu99]. Ces effets sont bien inférieurs à ceux induits par les élargissements subis lors de la traversée de la cible qui sont alors compris dans l'erreur statistique. Compte tenu de l'allure des lignes cinématiques, la reconstruction de l'angle est plus cruciale que celle de l'énergie. Nous constatons le bon accord entre les paramètres de l'état 2^+ obtenu ici et la littérature [Til02].

3.5.4 ${}^8\text{He}(p, d){}^7\text{He}$

Appliquons le même traitement à l' ${}^7\text{He}$. D'après [Kor99],[Bohl01] et [Mei02], nous devrions observer les états du schéma de niveau de la figure 1.17, c'est-à-dire :

- l'état fondamental $3/2^-$ associé à une énergie de résonance de 0.44 MeV qui correspond à la valeur 0 sur le spectre en énergie d'excitation,

- un premier excité $1/2^-$ à 0.6 MeV juste au dessus de seuil de séparation trois neutrons S_{3n} à 0.53 MeV ,
- un deuxième état excité large $5/2^-$ à 2.9 MeV qui décroît à $70\% \pm 20\%$ en ${}^4\text{He} + 3n$.

La figure 3.29 présente les spectres en énergie d'excitation de l' ${}^7\text{He}$ reconstruit avec un deuton détecté dans MUST en coïncidence avec un ${}^6\text{He}$ ou un ${}^4\text{He}$. Nous

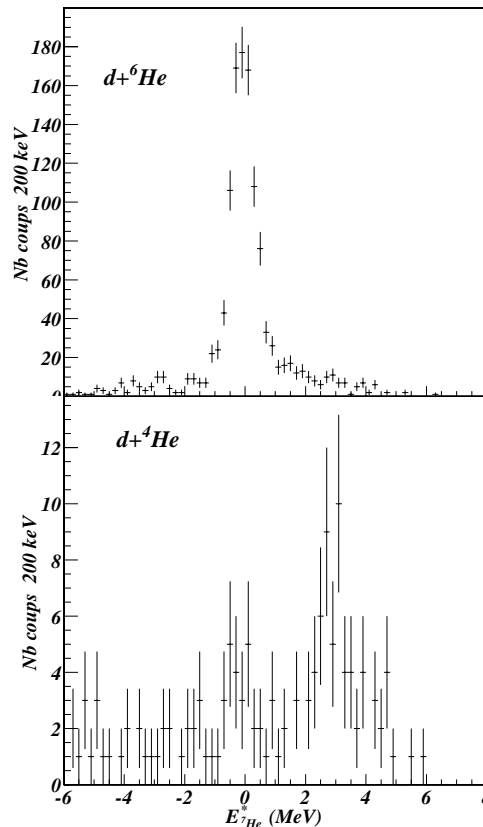


FIG. 3.29 – Spectre en énergie d'excitation de l' ${}^7\text{He}$ reconstruit avec un deuton détecté dans MUST en coïncidence avec un ${}^6\text{He}$ (en haut) ou un ${}^4\text{He}$ (en bas) dans le mur de plastique.

observons le fondamental de l' ${}^7\text{He}$ à la fois en coïncidence avec l' ${}^6\text{He}$ et l' ${}^4\text{He}$, bien que cette dernière décroissance soit énergétiquement interdite. Son observation résulte donc de la mauvaise identification du mur de plastique bien que nos conditions soient strictes. En coïncidence avec l' ${}^4\text{He}$, nous observons un pic dont la position ($2.9 \pm 0.2 \text{ MeV}$) et la largeur ($\Gamma = 2.1 \pm 0.8 \text{ MeV}$) sont compatibles avec les valeurs précédemment obtenues [Kor99, Bohl01]. Compte tenu de l'importance des coupures géométriques pour des énergies d'excitation supérieures à 2 MeV , seulement une valeur inférieure sur la largeur de l'état peut-être donnée.

Nous constatons la présence d'un épaulement vers 1 MeV sur le spectre en coïncidence avec l' 6He . Cet épaulement est peut-être associé au premier état excité de l' 7He , mais cela doit être confirmé.

Afin de nous assurer que cet épaulement n'est pas produit par une autre réaction que celle étudiée, nous avons supposé les réactions suivantes :

1. ${}^8He + p \rightarrow d + {}^6He + n$
2. ${}^8He + p \rightarrow d + {}^6He_{2^+}^* + n$
3. ${}^8He + p \rightarrow d + {}^5He + {}^2n$ (interaction dans l'état final entre 4He et un neutron et entre les deux neutrons restants)
4. ${}^8He + p \rightarrow d + {}^4He + {}^2n + n$ (interaction dans l'état final entre deux neutrons des trois neutrons)
5. ${}^8He + p \rightarrow d + {}^5He + n + n$ interaction dans l'état final entre 4He et un neutron
6. ${}^8He + p \rightarrow d + {}^4He + n + n + n$
7. ${}^8He + p \rightarrow d + {}^4He + {}^3n$ interaction dans l'état final entre les trois neutrons

La notation ${}^i n$ indique que, dans le calcul, nous avons considéré les i neutrons corrélés dans l'espace ; ils sont assimilés à une seule particule de masse $i * m_n$. Les différents spectres en énergie d'excitation associés à chaque réaction sont présentés sur la figure 3.30. Aucune réaction ne génère de pic autour de 1 MeV ,

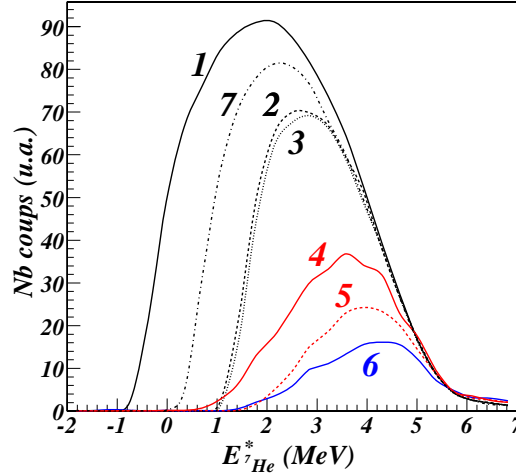


FIG. 3.30 – Spectre en énergie d'excitation de l' 7He simulé en considérant les réactions suivantes : 1 ${}^8He + p \rightarrow d + {}^6He + n$; 2 ${}^8He + p \rightarrow d + {}^6He_{2^+}^* + n$; 3 ${}^8He + p \rightarrow d + {}^5He + {}^2n$; 4 ${}^8He + p \rightarrow d + {}^4He + {}^2n + n$; 5 ${}^8He + p \rightarrow d + {}^5He + n + n$; 6 ${}^8He + p \rightarrow d + {}^4He + n + n + n$; 7 ${}^8He + p \rightarrow d + {}^4He + {}^3n$

confirmant encore l'hypothèse d'une résonance. Pour extraire les paramètres des

résonances, nous utilisons la même procédure que pour l' ${}^6\text{He}$ avec les hypothèses suivantes :

- deux résonances aux paramètres libres,
- une troisième résonance à 2.9 MeV de largeur $\Gamma = 2.1 \text{ MeV}$ convoluée grâce à la simulation au dispositif expérimental, afin que les coupures géométriques à partir de $E^* > 2 \text{ MeV}$ soient prises en compte. La forme de la résonance est ainsi fixée, mais sa normalisation est libre,
- le fond fixe dû à la cible de carbone normalisé,
- les espaces des phases précédents associés aux réactions 1 à 7.

Nous effectuons cet ajustement sur plusieurs tranches angulaires en centre de masse du spectre, pour que les effets d'élargissement en énergie et angulaire causés par la cible puissent être considérés comme constants i.e. indépendants de l'énergie, et afin de valider les caractéristiques des résonances qui doivent être indépendantes de la tranche angulaire choisie. Seuls les espaces des phases à 3 corps (1,2 et 3) sont compatibles avec les données. La réaction 1 conduit à la détection d'un ${}^6\text{He}$ dans le mur de plastiques alors que 2 et 3 conduisent à un ${}^4\text{He}$. Or sur la figure 3.29, le fond semble être associé à la présence d'un ${}^6\text{He}$ dans le mur. En outre, la réaction 1 est physiquement plus vraisemblable car elle correspond à la décroissance de l' ${}^7\text{He}$ en ${}^6\text{He} + n$.

La figure 3.31 présente l'ajustement final pour les données entre 50 et 60° dans le centre de masse. La résolution expérimentale est extraite sur les données associées à la diffusion élastique dans la même zone en énergie et est de $588 \pm 12 \text{ keV}$ (LMH). Afin d'extraire les largeurs des deux premières résonances, nous utilisons la même procédure que celle utilisée pour extraire la largeur de l' ${}^6\text{He}_{2+}^*$. Les différents paramètres obtenus sont récapitulés dans le tableau 3.5.

Etat	Position (MeV)	σ_{exp} (MeV)	Γ (MeV)
$3/2^-$	-0.08 ± 0.05	0.33 ± 0.02	0.17 ± 0.05
$(1/2^-)$	0.9 ± 0.5	0.56 ± 0.25	1.0 ± 0.9
$(5/2^-)$	2.9 ± 0.1		

TAB. 3.5 – Paramètres (position, largeur expérimentale (σ) et largeur intrinsèque (Γ)) de l'état fondamental et des deux premiers états excités de l' ${}^7\text{He}$ (les erreurs sont données en $LMH/2$).

3.5.5 ${}^8\text{He}(p, p'){}^8\text{He}^*$

Nous appliquons maintenant la même procédure pour l' ${}^8\text{He}$. Le fond associé à l'espace des phases est si important que les conditions d'identification sur le mur de plastique ne permettent pas d'observer des résonances autres que le premier état excité à 3.6 MeV .

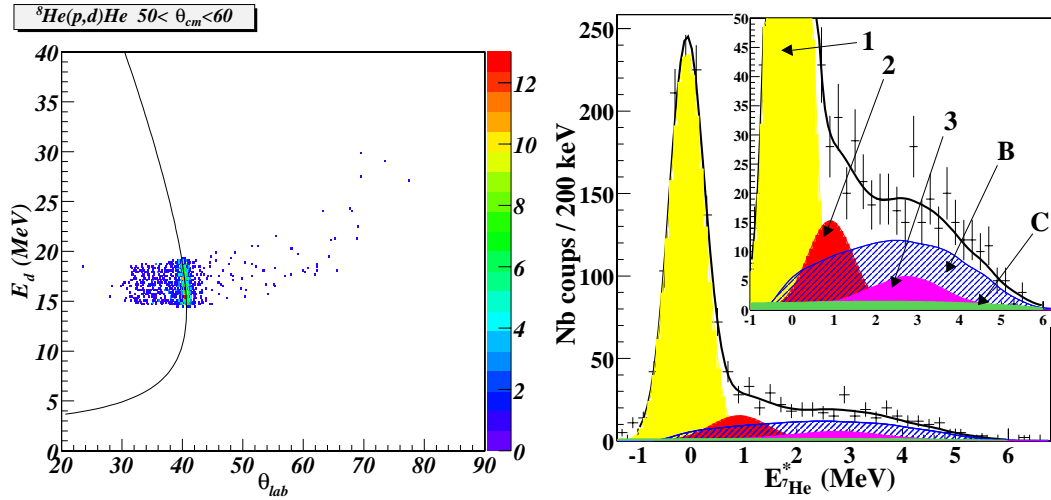


FIG. 3.31 – A gauche la zone cinématique des deutons obtenu grâce à la réaction ${}^8\text{He}(p,d){}^7\text{He}$, considérée pour effectuer l’ajustement et à droite, le spectre en énergie d’excitation de ${}^7\text{He}$ correspondant. Les différentes contributions de l’ajustement final (ligne noire continue) sont représentées : 1, 2 et 3 : les 3 états résonants de ${}^7\text{He}$ (1 et 2 sont paramétrisées par des gaussiennes, et en ce qui concerne 3 : la forme de la courbe est fixée par la simulation d’un état à 2.9 MeV avec $\Gamma = 2.1\text{MeV}$, la normalisation de la courbe est laissée libre); C : fond dû à la présence de carbone dans la cible de polypropylène; B : la contribution de l’espace des phases ${}^8\text{He} + p \rightarrow d + {}^6\text{He} + n$.

Dans une première étape, nous avons cherché à reproduire ce fond. Pour cela, nous avons considéré les réactions suivantes (nous tenons compte de toutes les interactions possibles dans l'état final) :

- à 3 corps :
 - ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^7\text{He} + n$ (1)
 - ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^6\text{He} + {}^2n$ (2)
 - ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^6\text{He}_{2^+}^* + {}^2n$ (3)
 - ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^5\text{He} + {}^3n$ (4)
 - ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^4\text{He} + {}^4n$ (5)
- à 4 corps :
 - ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^6\text{He} + n + n$ (6)
 - ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^6\text{He}_{2^+}^* + n + n$ (7)
 - ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^5\text{He} + {}^2n + n$ (8)
 - ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^4\text{He} + {}^2n + {}^2n$ (9)
 - ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^4\text{He} + {}^3n + n$ (10)
- à 5 corps :
 - $p + {}^5\text{He} + n + n + n$ (11)
 - $p + {}^4\text{He} + {}^2n + n + n$ (12)
- à 6 corps :
 - $p + {}^4\text{He} + n + n + n + n$ (13)
- cassure du deuteron :
 - $\underbrace{d^*}_{p+n} + {}^7\text{He}$ (14)

Les spectres en énergie d'excitation de l' ${}^8\text{He}$ sont présentés sur la figure 3.32.

L'analyse du fond avec ces différentes réactions montre, que la réaction de cassure directe de l' ${}^8\text{He}$ excité en ${}^6\text{He} + n + n$ ne permet pas de comprendre le fond du spectre en énergie d'excitation de l' ${}^8\text{He}$. Il faut considérer le passage par l'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$, ce qui correspond à une décroissance séquentielle de l' ${}^8\text{He}$ pour reproduire la majeure partie du fond. Cette conclusion basée sur l'analyse du spectre en énergie d'excitation est confortée par l'observation de la réaction de transfert ${}^8\text{He}(p, d){}^7\text{He}$ qui est largement alimentée ici lors de l'interaction du faisceau d' ${}^8\text{He}$ avec les protons de la cible et est en accord avec [Nil95, Iwa00]. Malgré toutes ces réactions, une seconde résonance à plus haute énergie a dû être prise en compte dans l'ajustement, aucun calcul d'espace des phases ne pouvant reproduire cette partie du spectre. Il semblerait donc qu'en plus de l'état 2^+ à 3.6 MeV, il y ait une seconde résonance entre 5 et 6 MeV, comme observé par [Kor93]. Le résultat final de l'ajustement est présenté sur la figure 3.33 dont les ingrédients sont :

- trois états supposés gaussiens (le fondamental et deux états excités),
- le fond attribué à la réaction $p + {}^7\text{He} + n$,
- le fond attribué à la présence de carbone dans la cible de $(\text{CH}_2)_n$: à cause de la présence de proton sur la cible de Carbone, nous n'avons pu utiliser directement les données prises avec cette cible. Nous avons considéré un

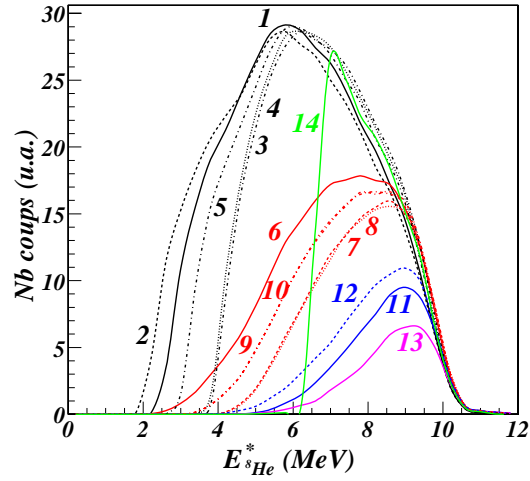


FIG. 3.32 – Spectre en énergie d'excitation de l' ${}^8\text{He}$ simulé pour les réactions suivantes : 1 ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^7\text{He} + n$; 2 ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^6\text{He} + 2n$; 3 ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^6\text{He}_{2+}^* + 2n$; 4 ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^5\text{He} + 3n$; 5 ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^4\text{He} + 4n$; 6 ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^6\text{He} + n + n$; 7 ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^6\text{He}_{2+}^* + n + n$; 8 ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^5\text{He} + 2n + n$; 9 ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^4\text{He} + 2n + 2n$; 10 ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^4\text{He} + 3n + n$; 11 ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^5\text{He} + n + n + n$; 12 ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^4\text{He} + 2n + n + n$; 13 ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^4\text{He} + n + n + n + n$; 14 ${}^8\text{He} + p \rightarrow d^* + {}^7\text{He} \rightarrow p + n + {}^6\text{He} + n$

fond constant dont la normalisation est ajustée sur les énergies négatives du spectre.

La figure de gauche présente la zone cinématique considérée pour l'ajustement. Nous nous sommes restreints à une zone où le fond dû à l'espace des phases n'est pas dominant et où nous évitons la transition du Si vers le SiLi qui peut introduire des pics non reliés à la présence d'une résonance, comme nous avons pu les voir grâce à la simulation. Les paramètres des deux résonances obtenues

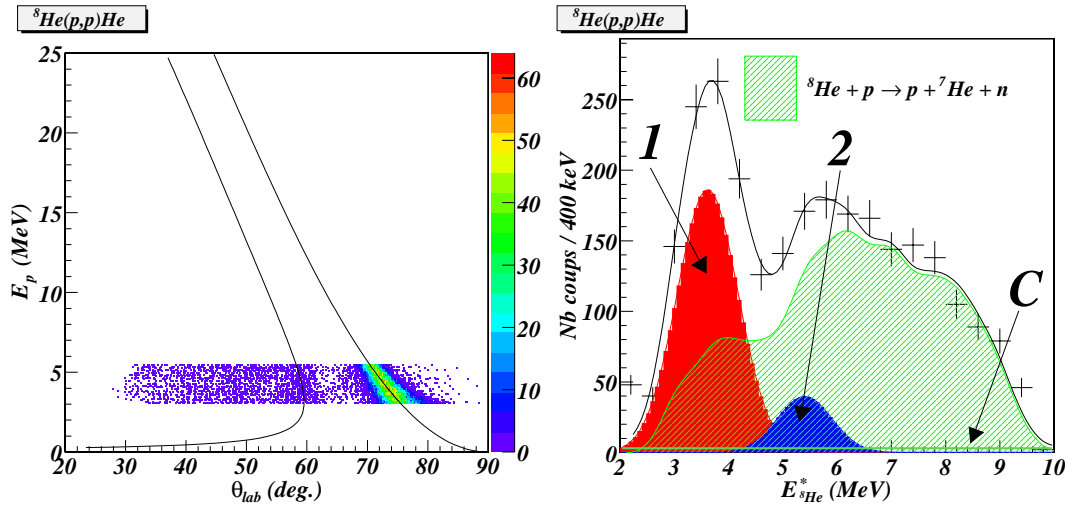


FIG. 3.33 – A gauche la zone cinématique considérée pour effectuer l'ajustement et à droite, le spectre en énergie d'excitation de l' ${}^8\text{He}$ obtenu grâce à la réaction ${}^8\text{He}(p,p){}^8\text{He}$. Les différentes contributions de l'ajustement final (ligne noir continue) sont représentées : 1et : les états excités résonants de l' ${}^8\text{He}$, paramétrisés par des gaussiennes ; C : fond dû à la présence de carbone dans la cible de polypropylène ; et la contribution de l'espace des phases ${}^8\text{He} + p \rightarrow p + {}^7\text{He} + n$ (zone hachurée).

sont présentés dans le tableau 3.6 et sont robustes, quelle que soit la tranche en angle centre de masse considérée.

Etat	Position (MeV)	σ_{exp} (MeV)
Fondamental	-0.053 ± 0.004	0.423 ± 0.004
Premier état	3.62 ± 0.048	0.54 ± 0.05
Deuxième état	5.37 ± 0.19	0.5 ± 0.2

TAB. 3.6 – Paramètres (position et largeur expérimentale (σ)) de l'état fondamental et des deux résonances de l' ${}^8\text{He}$ obtenus avec l'ajustement présenté sur la figure 3.33 (les erreurs sont données en $LMH/2$)

Les largeurs intrinsèques des deux résonances ainsi que les erreurs systématiques sont évaluées de la même manière que précédemment pour les ${}^6,{}^7\text{He}$.

Le résultat final est présenté dans le tableau 3.7.

Etat	Position (MeV)	Γ (MeV)
0^+	-0.05 ± 0.05	0.
2^+	3.62 ± 0.09	0.3 ± 0.2
?	5.4 ± 0.4	0.3 ± 0.6

TAB. 3.7 – Paramètres (position et largeur intrinsèque (Γ)) du fondamental et des deux résonances de l' ${}^8\text{He}$ obtenus avec l'ajustement présenté sur la figure 3.33 (les erreurs sont données en $LMH/2$)

Nous constatons que ces résultats sont en accord avec ceux de [Kor93] qui a observé un premier état à $3.57 \pm 0.12\text{MeV}$, $\Gamma = 0.5 \pm 0.35\text{MeV}$ et un possible deuxième entre 5 et 6 MeV.

La présence de cette seconde résonance peut être encore confirmée par une analyse du mur de plastiques en tenant compte du nombre de détecteurs touchés. Le mur étant sensible aux neutrons, nous pouvons ajouter une condition sur le nombre de détecteurs touchés. En requérant un ${}^4\text{He}$ ou un ${}^6\text{He}$ et au moins 3 détecteurs touchés dans le mur en plus en coïncidence avec un proton dans MUST, nous obtenons le spectre en énergie d'excitation de la figure 3.34. Malgré la faible

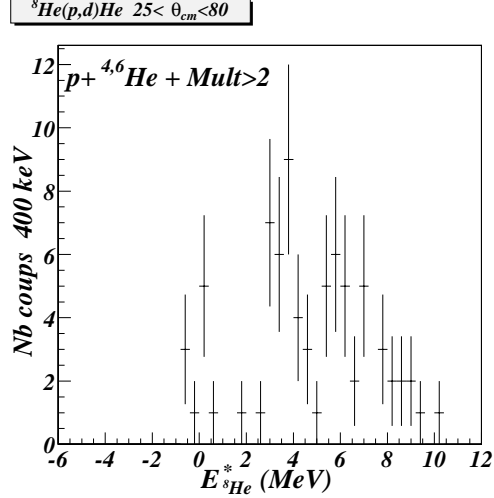


FIG. 3.34 – Spectre en énergie d'excitation de l' ${}^8\text{He}$ obtenu avec un proton dans MUST en coïncidence avec un ${}^4\text{He}$ ou un ${}^6\text{He}$ et au moins 3 détecteurs touchés dans le mur de plastiques.

statistique due à la très faible sensibilité du mur aux neutrons, nous observons

clairement l'état à 3.6 MeV et un deuxième état semble apparaître autour de 6 MeV . Nous pouvons nous demander pourquoi une telle condition semble privilégier les états résonants et élimine l'espace des phases. Pour cela tournons-nous vers la cinématique calculée des neutrons (fig. 3.35) quand ils proviennent de la décroissance d'un état résonant ou alors directement de l'espace des phases. Nous constatons qu'il est alors fort probable que le mur soit plus sensible aux neutrons issus de la décroissance d'un état résonant, car la couverture géométrique du plastique ($\theta < 27^\circ$) est suffisamment grande pour couvrir le cône d'émission et leur énergie est suffisamment petite pour que l'efficacité de détection ne soit pas trop mauvaise (l'efficacité de détection diminue quand l'énergie des neutrons augmente). Nous avons vérifié que l'introduction de coupures en énergie et en angle sur les neutrons issus de l'espace des phases ne produit pas les pics observés sur le spectre en énergie d'excitation, mais en change seulement légèrement la forme.

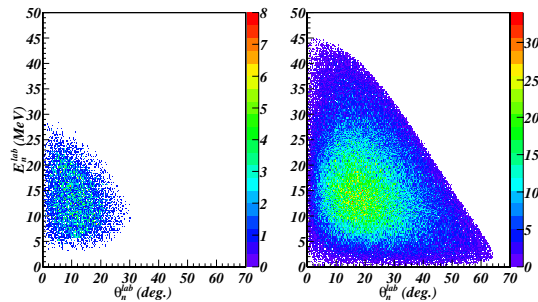


FIG. 3.35 – Cinématiques calculées des neutrons issus de la décroissance des états résonants ${}^8\text{He}_{3.6 \text{ MeV}}^*$, ${}^7\text{He}$ et ${}^6\text{He}_{1.8 \text{ MeV}}^*$ (à gauche), des calculs d'espace des phases.

3.6 Distributions angulaires

Maintenant que les sources de fond sont comprises et maîtrisées, nous pouvons extraire les distributions angulaires associées à chaque réaction.

3.6.1 principe de calcul

Une distribution angulaire à l'angle θ est définie par la formule :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N_{det}(\theta)}{N_{inc}N_{cible}\Delta\Omega(\theta)} \quad (3.1)$$

où

- θ est l'angle de diffusion.
- $N_{det}(\theta)$ le nombre de particules diffusées à cet angle
- N_{inc} le nombre de particules incidentes sur la cible
- N_{cible} le nombre de sites diffuseurs dans la cible
- $\Delta\Omega(\theta)$ l'angle solide couvert par la détection pour l'angle θ .

Nous effectuons la mesure dans le repère du laboratoire. Il est donc nécessaire de passer dans le repère du centre de masse. Pour cela nous utilisons les calculs de cinématique et le jacobien défini dans l'annexe A :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta^*) = \text{Jacobien}(\theta^*) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \quad (3.2)$$

où θ est l'angle de diffusion dans le laboratoire et θ^* celui dans le centre de masse.

Pour obtenir la distribution angulaire associée à chaque réaction, la procédure est la suivante :

- nous sélectionnons les événements associés à la réaction voulue, soit par un contour sur la cinématique, soit par une coupure sur l'énergie d'excitation du noyau considéré.
- nous définissons des tranches en angle θ^* . Le pas de ces tranches est variable suivant la réaction considérée.
- à chaque tranche en θ^* est associée :
 - la tranche en θ dans le laboratoire.
 - la couverture angulaire $\Delta\Omega(\theta)$
 - le jacobien $\text{Jacobien}(\theta^*)$
- dans chaque tranche, nous comptons le nombre d'événements N_{det} .
- nous connaissons N_{cible} et comptons N_{inc}

d'où l'évaluation de la distribution angulaire suivant les équations 3.1 et 3.2.

3.6.2 Efficacité de détection et temps mort

Jusqu'à maintenant, nous avons considéré que nos détecteurs ont une efficacité de 100%, et une électronique parfaite sans temps mort, ce qui est bien entendu un cas idéal. Nous devons donc corriger la distribution angulaire en conséquence. Nous mesurons N_{det} en détectant une particule légère dans MUST en coïncidence avec un 8He reconstruit sur la cible et une particule lourde dans le mur de plastiques, et N_{inc} en détectant une particule lourde dans le mur de plastiques en coïncidence avec un 8He reconstruit sur la cible. L'équation 3.1 devient alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N_{det}\varepsilon_{CATS}\varepsilon_{Mur}(1 - T_m^{inc})}{N_{inc}\varepsilon_{CATS}\varepsilon_{Mur}N_{cible}\varepsilon_{MUST}(1 - T_m^{det})\Delta\Omega}$$

où :

- ε_{CATS} est l'efficacité de reconstruction de l'ensemble CATS1 et CATS2.
- ε_{Mur} est l'efficacité du mur de plastiques (lattes et Faraday).
- ε_{MUST} est l'efficacité de l'ensemble MUST.

- T_m^{inc} est le temps mort pour l'acquisition des événements associés au faisceau incident.
- T_m^{det} est le temps mort pour l'acquisition des événements associés à une particule légère dans MUST.

Les valeurs de T_m^{inc} et T_m^{det} sont déterminées ensembles lors de la prise de données et sont identiques. Nous avons pu le vérifier en calculant, pour chaque détecteur, le rapport entre le nombre de déclenchement et le nombre de déclenchement avec acquisition sur bande. La valeur de ce rapport est indépendante du détecteur considéré. Nous constatons alors que les $(1 - T_m^{dif,inc})$, ε_{CATS} et ε_{Mur} se simplifient.

3.6.3 Evaluations des erreurs

Aux erreurs statistiques se superposent des erreurs systématiques liées aux conditions expérimentales et au traitement des données.

L'incertitude sur N_{cible} liée à celle sur l'épaisseur de la cible est de 5%.

L'angle solide $\Delta\Omega(\theta)$ dépend principalement de la position des détecteurs MUST, que nous ne connaissons qu'à quelques dixièmes de degrés près (incertitude sur la position de chaque détecteur de la colonne combinée à l'incertitude de 0.2° sur la position de la couronne dans la chambre). Ceci prend toute son importance quand l'angle solide varie rapidement, ce qui concerne les bords des détecteurs. Grâce à notre programme de simulation, nous avons évalué une erreur de 5%.

L'erreur sur N_{inc} provient des efficacités de reconstruction sur cible ε_{CATS} et de détection du mur ε_{Mur} . Or ces deux quantités se simplifient, l'erreur restante est donc purement statistique.

L'incertitude sur ε_{MUST} qui exprime la perte des événements passés par l'interpiste dépend de la configuration propre de chaque Si à pistes et de l'algorithme utilisé pour identifier ces événements (deux pistes contiguës touchées, c'est-à-dire dont l'énergie est supérieure à 350 keV, cette valeur pouvant légèrement varier suivant les modules et les pistes). ε_{MUST} varie entre 91 et 95% suivant le module. Ces valeurs sont inférieures à la fraction de surface d'un détecteur couverte par l'interpistes (15%), ce qui s'explique par le fait que même si la particule passe par l'interpiste, les charges sont la plupart du temps collectées par une seule des deux pistes adjacentes. Il faut que la particule passe dans la zone centrale de l'interpiste pour que la charge soit répartie sur les deux pistes [Mare98]. Une erreur de 3% a été considérée.

La valeur de N_{det} dépend des différentes coupures appliquées pour sélectionner l'éjectile lourd dans le mur de plastiques et les particules légères dans le premier et le deuxième étage de MUST, ainsi que des étalonnages en angle et en énergie des modules. Les pas angulaires, de l'ordre de quelques degrés pour reconstruire les distributions angulaires, sont bien supérieurs à la résolution intrinsèque de 0.5° de l'ensemble MUST, CATS 1 et 2. Il faut cependant tenir compte de l'élargissement angulaire et en énergie lors de la traversée de la cible par la particule légère

qui peuvent augmenter cette valeur au-delà du degré. Ces élargissements sont d'autant plus importants que la cible est épaisse et l'énergie de la particule petite. Il est donc nécessaire d'utiliser des cibles minces pour les particules de basse énergie (quelques centaines de keV à quelques MeV). Une erreur de l'ordre de 2% [Jou01] a été considérée.

L'identification du mur de plastique est rendue difficile par les mauvaises résolutions en énergie ($\Delta E/E \approx 8\%$) et temporelle (1.7 ns) de l'ensemble et par le fait que, pour un même éjectile, plusieurs détecteurs plastiques peuvent être déclenchés (diffusion sur le Faraday, ou proche du bord d'une latte et induit des signaux sur les deux lattes adjacentes). Cependant, les contours appliqués sont si larges que l'erreur estimée reste faible comparée aux autres sources d'erreurs. L'erreur estimée est de l'ordre du %.

Une dernière source d'incertitude est la moyenne effectuée sur le Jacobien $Jacobien(\theta^*)$ qui prend toute son importance lorsque celui-ci varie rapidement. Cette incertitude dépend de la réaction considérée et du pas angulaire choisi. Cependant, elle n'excédera pas 10% même dans le cas le plus défavorable.

3.6.4 Diffusion élastique

Après avoir effectué un contour sur la zone correspondant à la diffusion élastique sur la matrice énergie-angle correspondant à la cinématique, nous comptons simplement le nombre de coups dans chaque tranche angulaire.

$^{13}\text{C}(p, p)$

Pour valider notre procédure de reconstruction de la section efficace différentielle, nous avons utilisé les données acquises avec un faisceau pinceau de ^{13}C sur la cible de protons. Pour cette prise de données, nous n'avons pas utilisé les détecteurs de faisceau CATS afin de ne pas les endommager car ils ne peuvent supporter une intensité de faisceau supérieure à quelques 10^5 particules par seconde et encore moins avec un faisceau pinceau très localisé. Pour limiter les erreurs systématiques dues à la méconnaissance de la position et de l'angle d'incidence du faisceau sur la cible, nous n'avons utilisé que l'énergie du proton pour reconstruire l'angle de diffusion dans le repère du centre de masse. Nous avons éliminé les détecteurs externes pour lesquels l'angle solide ne possède pas de plateau (voir figure 3.18) et est donc très dépendant des paramètres du faisceau incident.

La figure 3.36 présente la distribution angulaire obtenue ici, comparée à des données de la littérature [Wel78] obtenues en cinématique directe à des énergies voisines. L'accord entre nos données et celles de la littérature est très satisfaisant.

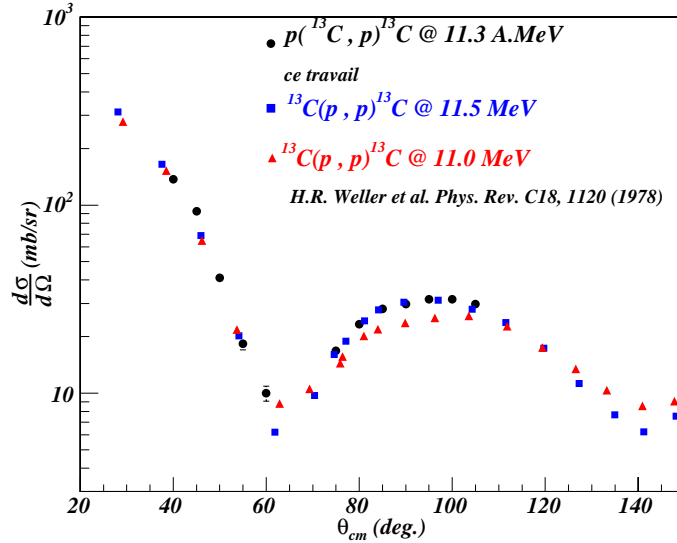


FIG. 3.36 – Distribution angulaire expérimentale de la diffusion élastique $^{13}\text{C} + p$ à 11.3 A.MeV en cinématique inverse comparée aux données en cinématique directe de la littérature à 11.0 MeV et 11.5 MeV.

$^8\text{He}(p, p)$

Nous avons appliqué ce même algorithme aux données ^8He sur proton correspondant à la diffusion élastique. Pour les angles intermédiaires entre 30° et 90° centre de masse, nous avons utilisé les données sur la cible de 8.25 mg/cm^2 .

Les angles $\theta^* < 30^\circ$ qui correspondent aux protons de plus basse énergie ont été reconstruits grâce aux événements acquis avec la cible mince de 1.48 mg/cm^2 . La faible épaisseur de cette cible limite les élargissements en énergie et en angle. L'énergie minimum initiale pour qu'un proton possède encore une énergie d'au moins 500 keV (seuil de détection de MUST) après avoir traversé la totalité de la cible, est de 2.4 MeV ($\theta^* = 25^\circ$) pour la cible de 8.25 mg/cm^2 alors qu'elle est de 1.1 MeV ($\theta^* = 18^\circ$) pour celle de 1.48 mg/cm^2 . Ainsi pour des protons d'énergie inférieure à cette valeur, nous ne pouvons espérer reconstruire la section efficace car une partie de ces protons ne traverse pas la cible et sont perdus.

Enfin, nous avons reconstruit les grands angles dans le centre de masse ($\theta^* > 90^\circ$) en identifiant les protons dans le troisième étage en CsI de MUST. Le CsI n'étant pas étalonné en énergie, nous avons seulement utilisé l'information angulaire fournie par le premier étage de MUST pour reconstruire l'angle de diffusion dans le centre de masse θ^* (pour le calcul, consulter l'annexe A).

Pour estimer le fond dû à la présence de carbone dans la cible, nous n'avons pu utiliser directement les données obtenues avec la cible de carbone à cause de la contamination en protons. Nous avons donc utilisé la partie droite de la

cinématique, c'est-à-dire le même algorithme avec $\theta = \theta - 3^\circ$. Le fond induit par la présence de carbone dans la cible est négligeable devant la distribution angulaire de la diffusion élastique et aucune soustraction n'a été effectuée.

3.6.5 Diffusion inélastique et transferts

Pour ces réactions, le fond à soustraire n'est plus négligeable et est tel qu'il est difficile à soustraire après coup. Nous avons donc appliqué la procédure de l'ajustement pour l'analyse des spectres en énergie d'excitation définie dans le paragraphe 3.5.2 sur chaque tranche angulaire en centre de masse. Nous obtenons

$$N_{det}(\theta^*) = \sqrt{2\pi}I(\theta^*)\sigma(\theta^*)N$$

où I est la constante de normalisation de la gaussienne de l'état, σ son écart type et N une constante liée au nombre de canaux par MeV utilisée pour dessiner le spectre.

La procédure d'ajustement sur les spectres en énergie d'excitation, nous permet aussi d'évaluer la distribution angulaire du fond et notamment de la contribution due à l'espace des phases. Cependant, nous ne pouvons l'appliquer directement car la variation de l'angle solide en fonction de l'énergie d'excitation est trop grande pour pouvoir en considérer une valeur moyenne. Aux tranches angulaires, nous ajoutons des tranches en énergie d'excitation. Nous calculons $N_{det}(\theta^*, E^*)$ en intégrant le nombre de coup sous la courbe d'espace des phases pour chaque tranche. Nous obtenons ainsi la section efficace doublement différentielle :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_{\delta,\gamma,\text{He}}^*}(\theta^*)$$

qu'il suffit alors d'intégrer sur l'énergie d'excitation, pour avoir la distribution angulaire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta^*) = \int_0^\infty \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE^*}(\theta^*)dE^*$$

Les bornes de l'intégrale peuvent varier afin d'évaluer la contribution du fond sur un endroit particulier du spectre tel que sous les résonances.

Nous avons ainsi évalué la distribution angulaire du fond dû à la cassure de l' ^8He en $^7\text{He} + n$ sous le pic du 2^+ , les bornes ayant été fixées à $\pm 2\sigma$ autour de la valeur moyenne du pic.

La figure 3.37 présente les distributions angulaires pour :

- (a) la diffusion élastique (ronds noirs), inélastique (ronds blancs) vers le 2^+ à 3.6 MeV et la contribution due à l'espace des phases sous le 2^+ à $\pm 2\sigma$ (triangles)
- (b) le transfert d'un neutron vers l'état fondamental de l' ^7He
- (c) le transfert de deux neutrons vers le fondamental de l' ^6He (ronds noirs) et son premier état excité 2^+ à 1.8 MeV (ronds blancs).

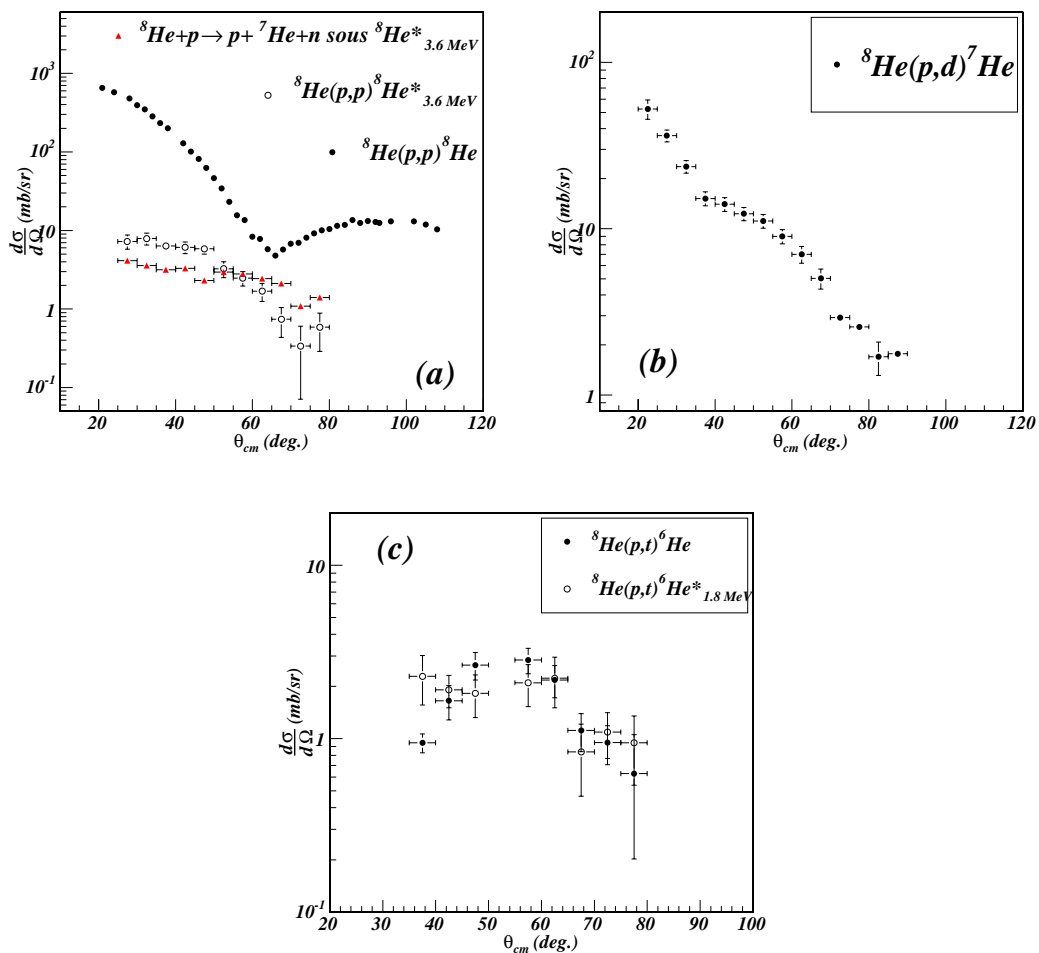


FIG. 3.37 – Distributions angulaires expérimentales de la diffusion élastique et inélastique (a), du transfert de un neutron (b) et de deux neutrons (c) (pour commentaire, voir texte).

Chapitre 4

Interprétation des données

Dans ce chapitre, nous présentons l'analyse réalisée sur les distributions angulaires expérimentales. Dans un premier temps, nous introduirons les différents formalismes utilisés pour étudier les réactions de diffusion élastique et inélastique et les réactions de transfert. En comparant les courbes calculées par ces différents modèles avec les données, nous obtiendrons des informations sur la structure de l' ${}^8\text{He}$ et nous verrons la complexité de son mécanisme de réaction sur une cible aussi simple que le proton.

4.1 Les différents formalismes utilisés

4.1.1 Diffusion élastique

Pour décrire une réaction nucléaire entre deux noyaux de masse A_1 et A_2 , il faudrait écrire l'équation de Schrödinger pour chaque nucléon plongé dans un potentiel créé par les $A_1 + A_2 - 1$ autres nucléons. On obtient alors un système de $N = A_1 + A_2$ équations que l'on ne sait en général pas résoudre.

Le modèle optique

Dans le cadre du modèle optique [Hod71], ce problème à N corps est remplacé par le problème à 1 corps : une particule de masse μ (masse réduite du système) plongée dans un potentiel $V(r)$ (r distance séparant les centres de masse des deux noyaux) qui remplace les interactions entre les différents nucléons. Il s'agit donc de résoudre l'équation :

$$H\psi = \left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta + V\right)\psi = E\psi \quad (4.1)$$

où $\mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$ est la masse réduite du système.

Dans la région asymptotique, les solutions de l'équation 4.1 sont la somme d'une onde plane incidente et d'une onde sphérique diffusée par le potentiel :

$$\psi = (e^{ikz} + f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r}) \quad (4.2)$$

où z est l'axe de propagation du faisceau incident, $k = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar}$ le nombre d'onde, et $f(\theta)$ l'amplitude de diffusion qui contient la dépendance au potentiel V .

La section efficace différentielle est reliée à l'amplitude de diffusion par la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f(\theta)|^2 \quad (4.3)$$

Considérons le cas simple d'une particule sans spin dans un potentiel central sphérique $V(r)$. La solution la plus générale de l'équation 4.1 est de la forme [Jac70] :

$$\psi = \sum_l B_l f_l(kr) P_l(\cos \theta) \quad (4.4)$$

avec P_l les polynômes de Legendre et $f_l(kr)$ satisfaisant l'équation : :

$$\frac{d^2 f_l}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{df_l}{dr} + \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V(r)) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] f_l = 0 \quad (4.5)$$

Dans le cas d'un potentiel $V=0$, nous obtenons l'onde plane incidente :

$$e^{ikz} = \sum_l i^l (2l+1) j_l(kr) P_l(\cos \theta) \quad (4.6)$$

où $j_l(kr)$ sont les fonctions sphériques de Bessel satisfaisant l'équation 4.5 avec $V(r) = 0$; elles ont pour comportement asymptotique :

$$j_l(kr) \rightarrow \frac{1}{kr} \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right) \quad (4.7)$$

Ainsi la fonction f_l obtenue pour un potentiel non nul doit vérifier :

$$f_l(kr) \rightarrow \frac{1}{kr} \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l\right) \quad (4.8)$$

où δ_l est appelé le déphasage dû au potentiel. On a donc :

$$\psi = \sum_l B_l P_l(\cos \theta) \frac{1}{kr} \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l\right) \quad (4.9)$$

et

$$e^{ikz} = \sum_l P_l(\cos \theta) i^l (2l+1) \frac{1}{kr} \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right) \quad (4.10)$$

En utilisant la relation :

$$\sin x = \frac{e^{ix} - e^{-ix}}{2i}$$

on obtient pour $f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} = \psi - e^{ikz}$:

$$f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r} = \sum_l \frac{P_l(\cos\theta)}{2ikr} [e^{i(kr - \frac{l\pi}{2})}(B_l e^{i\delta_l} - i^l(2l+1)) - e^{-i(kr - \frac{l\pi}{2})}(B_l e^{-i\delta_l} - i^l(2l+1))]$$

En identifiant les coefficients devant e^{-ikr} à 0, et devant e^{ikr} à $f(\theta)/r$, on obtient :

$$B_l = i^l(2l+1)e^{i\delta_l} \quad (4.11)$$

et

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l P_l(\cos\theta)(2l+1)(e^{2i\delta_l} - 1) \quad (4.12)$$

Potentiel d'interaction nucléon-noyau

Le potentiel optique est un potentiel moyen qui caractérise l'interaction du nucléon incident avec tous les nucléons de la cible :

$$U(\vec{r}) = \int \rho(\vec{r}') v(\vec{r}'') d\vec{r}' \quad (4.13)$$

où $v(\vec{r}'')$ est l'interaction nucléon-nucléon, et \vec{r} , \vec{r}' et \vec{r}'' sont respectivement les vecteurs entre le nucléon incident et le centre du noyau, entre le centre du noyau et un de ses nucléons et entre un des nucléons du noyau et le nucléon incident (figure 4.1). La courte portée de l'interaction nucléon-nucléon conduit à une forme du potentiel proche de celle de la densité du noyau.

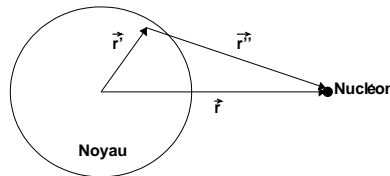


FIG. 4.1 – Distances considérées pour le calcul du potentiel d'interaction nucléon-noyau.

Afin de prendre en compte les pertes de flux engendrées par les processus non élastiques (diffusions inélastiques, réactions de transfert ...), on introduit une partie imaginaire au potentiel d'interaction qui est responsable de l'absorption d'une partie du flux incident.

$$U = V + iW \quad (4.14)$$

Les caractéristiques du potentiel U dépendent à la fois de la structure des noyaux impliqués dans la réaction et de l'énergie.

• *Potentiels phénoménologiques*

Les premières analyses de diffusion élastique ont été effectuées avec un potentiel en forme de puits carré, qui a ensuite été remplacé par une forme physiquement plus réaliste proposée par Woods et Saxon [Woo54] :

$$U(r) = (U + iW)f(r)$$

avec

$$f(r) = \frac{1}{e^{\frac{r-R}{a}} + 1} \quad (4.15)$$

où R est le rayon noyau-noyau ($R \approx r_o(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, $r_o = 1.25 \text{ fm}$) et a la diffusivité ($a \approx 0.65 \text{ fm}$). Dans le cas de la diffusion nucléon-noyau, le rayon R est pris égal au rayon du noyau ($r_o A^{1/3}$).

En ce qui concerne la partie imaginaire du potentiel, elle est souvent prise comme la dérivée du potentiel Woods Saxon afin de reproduire le processus d'absorption qui a lieu essentiellement à la surface du noyau. En effet, le principe de Pauli réduit considérablement les possibilités de collision nucléon-nucléon dans le noyau ; l'absorption a donc essentiellement lieu à la surface du noyau.

Deux autres termes sont à ajouter :

- par analogie avec le potentiel spin-orbite inclus dans le modèle en couches pour décrire le noyau, on introduit un potentiel spin-orbite qui traduit l'interaction entre le spin \vec{s} du nucléon et son moment orbital \vec{l} . Tout comme le potentiel imaginaire, le potentiel spin-orbite est important à la surface du noyau, mais ceci pour une autre raison : dans la matière nucléaire uniforme, il n'existe aucun point de référence pour le moment orbital. Or pour un noyau, de taille finie, la densité nucléaire est en première approximation uniforme à l'intérieur du noyau. La forme de ce potentiel est alors :

$$V_{SO}(r) \propto \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (4.16)$$

où $f(r)$ est la fonction Woods-Saxon (équation 4.15).

- comme nous considérons des objets portant une charge électrique, il est nécessaire de tenir compte de l'interaction coulombienne via le potentiel coulombien :

$$\begin{aligned} V_C(r) &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \text{ pour } r \geq R_{ch} \\ &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_{ch}} \left(3 - \frac{r^2}{R_{ch}^2} \right) \text{ pour } r \leq R_{ch} \end{aligned}$$

où R_{ch} est défini comme le rayon de charge des deux noyaux de charge Z_1 et Z_2 .

Nous avons ainsi la forme générale du potentiel optique pour l'étude des diffusions nucléon-noyau et noyau-noyau ; il est la somme d'un potentiel de volume, d'un potentiel de surface, d'un potentiel spin-orbite et d'un potentiel coulombien.

Plusieurs études ont été menées afin de pouvoir décrire une large gamme de données de diffusion élastique à partir d'un même potentiel nucléon-noyau. Dans chacune de ces études, des hypothèses sont formulées sur la forme du potentiel et la dépendance de ses différents termes suivant des paramètres qui dépendent du nombre de masse et de charge des noyaux et de l'énergie. Ces paramètres sont ensuite ajustés de manière à reproduire un ensemble de données.

Une des premières paramétrisations efficaces dans la description de données nucléon sur noyau valable pour les noyaux de masse $A > 40$ fut réalisée par Becchetti et Greenlees [Bec69] sur des données mesurées pour des énergies incidentes $E < 50 \text{ MeV}$. Une amélioration considérable en terme d'ajustement de moindre carré fut obtenue avec la paramétrisation CH89 calculée par R. Varner et collaborateurs [Var91]. Le potentiel CH89 fut ajusté sur des données concernant des noyaux de masse 40 à 209, des énergies protons de 16 à 65 MeV et des énergies neutrons de 10 à 26 MeV. Ce même potentiel fut aussi utilisé pour décrire des noyaux légers instables tels que ${}^6\text{He}$ et ${}^{11}\text{Be}$. Les sections efficaces différentielles ont pu être reproduites avec succès à condition que la partie réelle ou imaginaire du potentiel soit renormalisée [Cor97]. Les deux types de renormalisation diffèrent pour les grands angles de diffusion dans le centre de masse, angles qui n'ont pu être mesurés dans ces expériences. Ainsi aucun choix quant à la renormalisation de la partie réelle ou imaginaire n'a pu être effectué. Des mesures plus étendues en angles ont permis de conclure que la partie réelle du potentiel devait être réduite [Lap98]. Une renormalisation de 0.8 sur ce potentiel conduit à une bonne description des données [Lap01]. Cette renormalisation nécessaire pour des noyaux faiblement liés résulte d'effets de couplages avec les autres voies de réactions, non pris en compte dans le formalisme utilisé. V. Lapoux et collaborateurs ont montré que dans le cadre de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p, p){}^6\text{He}$ à 38.3 A.MeV , ces effets de couplages pouvaient être simulés par l'introduction d'un potentiel de polarisation de surface [Lap01].

- *Potentiels d'interaction nucléon-noyau microscopiques*

Le potentiel d'interaction nucléon-noyau peut être déterminé de manière microscopique en tenant compte des caractéristiques de structure du noyau. D'après l'équation 4.13, il est possible de calculer un potentiel optique à partir de la densité de matière nucléaire du noyau et de l'interaction nucléon-nucléon. Il est alors possible de tester différentes densités obtenues grâce à différents modèles de structure nucléaire.

Dans cette approche, le potentiel JLM (Jeukenne, Lejeune et Mahaux) [Jeu74, Jeu77, Jeu77-2] s'est révélé particulièrement utile pour reproduire une large gamme

de données de diffusion nucléon sur noyau pour des énergies $E < 160 \text{ MeV}$. Ce potentiel complexe est construit à partir de l'interaction nucléon-nucléon à cœur dur de Reid [Rei68] dans l'approximation de Bruckner-Hartree-Fock [Jeu77]. Jeukenne, Lejeune et Mahaux ont ainsi obtenu un potentiel optique dans la matière nucléaire infinie qui dépend seulement de la densité de la matière nucléaire et de l'énergie de la réaction. A partir de ce potentiel dans la matière infinie, le potentiel nucléon-noyau peut être déduit. Il est composé des termes suivants :

- une terme isoscalaire attractif complexe qui correspond à la matière nucléaire infinie symétrique ($N=Z$)

$$U_0(\rho, E) = V_0(\rho, E) + iW_0(\rho, E)$$

où ρ est la densité de la matière nucléaire et E l'énergie de la réaction.

- un terme isovectoriel résultant de la différence entre le nombre de neutrons et de protons :

$$U_1(\rho, E) = \pm\alpha(V_1(\rho, E) + iW_1(\rho, E)) \text{ avec } \alpha = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$$

où ρ_n et ρ_p sont les densités de neutrons et de protons,

les signes + et - sont respectivement appliqués pour la diffusion d'un neutron et d'un proton sur un noyau.

- un terme de correction coulombienne dans le cas de la diffusion d'un proton. Dans ce cas le proton incident subit le potentiel coulombien V_C créée par les Z protons du noyau de masse A ;

$$\begin{aligned} V_C(r) &= \frac{Ze^2}{r} \text{ pour } r \geq R_{ch} \text{ avec } e^2 = 1.44 \text{ MeV}\cdot\text{fm} \\ &= \frac{Ze^2}{2R_{ch}} \left(3 - \frac{r^2}{R_{ch}^2}\right) \text{ pour } r \leq R_{ch} \end{aligned}$$

où $R_{ch} = 1.123A^{1/3} + 2.35A^{-1/3} - 2.07A^{-1}$.

Il faudrait ajouter ce terme au potentiel optique, cependant, ce dernier étant non local et dépendant de l'énergie, il est pris en compte en remplaçant E par $E - V_C$ avec V_C défini ci-dessus.

Le potentiel calculé dans la matière nucléaire est donc :

$$U(\rho, E) = [V_0(\rho, E) \pm \alpha V_1(\rho, E)] + i[W_0(\rho, E) \pm \alpha W_1(\rho, E)]$$

Par commodité pour l'inclusion dans les codes, Jeukenne, Lejeune et Mahaux ont fourni une paramétrisation de $V_0(\rho, E)$, $V_1(\rho, E)$, $W_0(\rho, E)$ et $W_1(\rho, E)$ en somme de polynômes dépendant de l'énergie et de la densité [Jeu77-2, Leu80].

Le passage dans la matière nucléaire finie, c'est-à-dire au noyau, est effectué en utilisant l'Approximation de Densité Locale (LDA) : on suppose que le potentiel

optique du noyau au point \vec{r} , où la densité de matière est $\rho(\vec{r})$, est le même que dans la matière nucléaire infinie ayant la densité $\rho_0 = \rho(\vec{r})$. Nous obtenons donc :

$$V_E(\vec{r}) + iW_E(\vec{r}) = V(\rho(\vec{r}), E) + iW(\rho(\vec{r}), E)$$

et le potentiel $U(\rho, E)$ devient $U(\vec{r}, E)$.

Pour tenir compte de la portée finie de l'interaction nucléon-nucléon, ce potentiel $U(r, E)$ est convolué avec une distribution gaussienne qui modélise la portée de l'interaction :

$$\mathcal{U}(\vec{r}, E) = \frac{1}{(t\sqrt{\pi})^3} \int U(\vec{r}', E) e^{-\frac{(\vec{r}-\vec{r}')^2}{t^2}} d\vec{r}'$$

où t reflète la portée finie de l'interaction nucléaire. Dans la version originale du potentiel JLM, la valeur de t était fixée à 1.2 fm. Cette valeur fut réévaluée par Mellema et collaborateurs [Mel83] qui montrèrent que $t = 1$ fm donnait un meilleur accord avec les données expérimentales.

Ce potentiel permet de reproduire une large gamme de données de diffusion élastique proton-noyau et neutron-noyau pour les noyaux stables [Mel83, Pet85, Pet93]. Bien que ce potentiel soit sans paramètre libre, Petler et al. ont montré que le potentiel imaginaire devait être renormalisé par le facteur $\lambda_w = 0.8$ pour reproduire les données de diffusion élastique des noyaux légers stables [Pet85]. Afin de vérifier la validité du potentiel JLM à des énergies d'une dizaine de MeV/nucléon, nous avons effectué des calculs de diffusion élastique pour le noyau stable de ^{13}C pour lequel nous disposons de données de diffusion élastique sur une large gamme en énergie prises en cinématique directe (données de la littérature) et inverse (cf § 3.6.4). Les densités utilisées pour le calcul de potentiel JLM sont de deux types :

- phénoménologique construite à partir de fonction de Fermi à deux paramètres pour les densités de proton et neutron ajustées pour reproduire les rayons carrés moyens donnés par Satchler et Love [Sat79],
- issue de calculs Hartree-Fock incluant les corrélations (HF+BCS).

La figure 4.2 présente à la fois les deux types de densités de matière utilisées, ainsi que les comparaisons des calculs aux données prises en cinématique directe et inverse.

Tout comme pour l'analyse des données de diffusion élastique de ^{12}C sur protons [Jou01], l'accord entre les données et les calculs pour des angles allant jusqu'à 80° dans le centre de masse, même pour les énergies qui nous concernent de l'ordre de la dizaine de MeV est remarquable. Le désaccord observé pour les grands angles dans le centre de masse est dû à des effets de couplage qui ne sont pas pris en compte dans le formalisme décrivant la diffusion élastique ni dans le potentiel JLM.

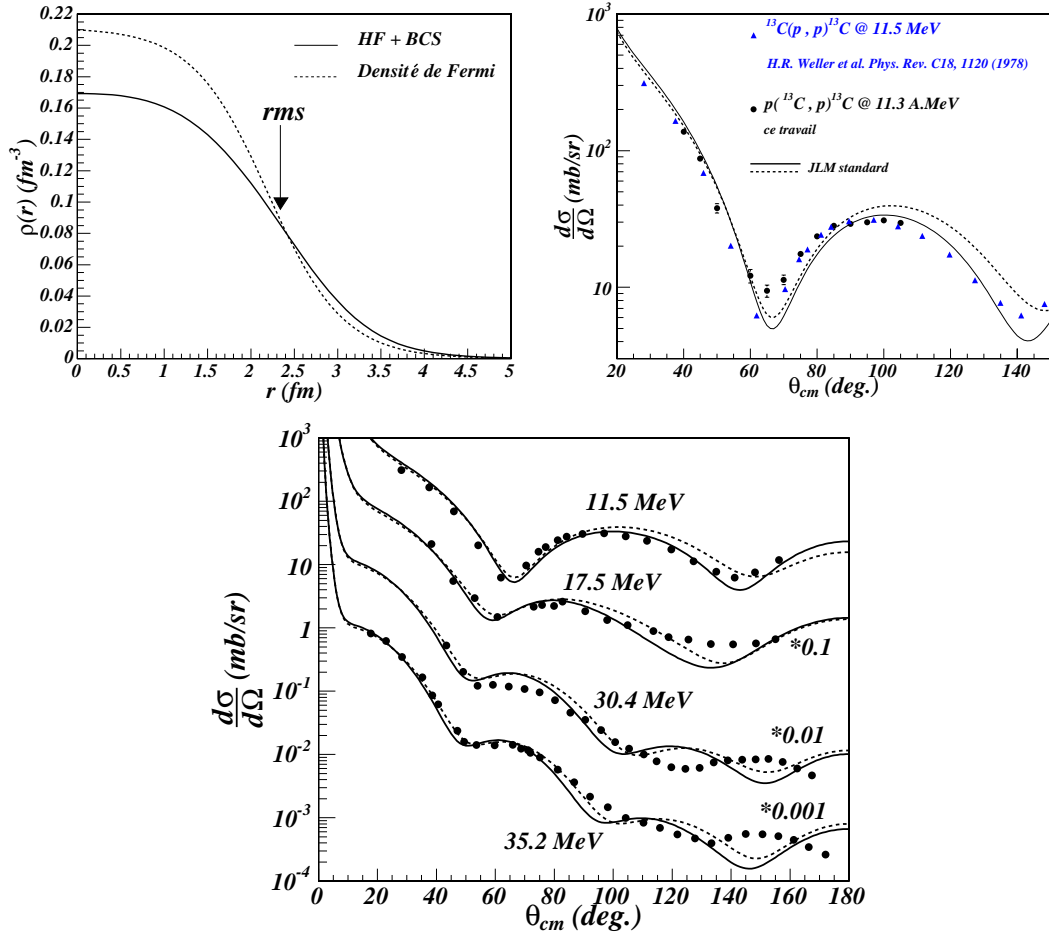


FIG. 4.2 – Densités de matière de l’état fondamental du ^{13}C utilis es pour les calculs JLM (normalisation standard) et calculs JLM comparés aux données aux énergies 11.5 et 17.5 MeV [Wel78], 30.4 MeV [Gre72], et 35.2 MeV [Fab80].

4.1.2 Diffusion inélastique et réactions de transfert

Approximation de Born des ondes distordues (DWBA)

Considérons une réaction $A + a \rightarrow B + b$. La section efficace associée à cette réaction s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\alpha}{k_\beta} \frac{1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \sum_{M_B, M_b, M_A, M_a} |T_{\alpha\beta}|^2$$

où

- α et β sont respectivement relatifs à la voie d'entrée $A + a$ et la voie de sortie $B + b$ de la réaction,
- $\mu_{\alpha,\beta}$ sont les masses réduites des systèmes $A + a$ et $B + b$,
- $M_{A,a,B,b}$ les nombres quantiques magnétiques des noyaux A,a,B et b,
- $I_{A,a}$ les spins du projectile et de la cible A et a,
- $k_{\alpha,\beta}$ les nombres d'onde de la voie d'entrée et de sortie qui traduisent le mouvement relatif des deux noyaux : $E_i = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2\mu_i}$ avec $i = \alpha, \beta$.
- $T_{\alpha\beta}$, l'élément de matrice de transition associé à la réaction

L'hamiltonien du système peut s'écrire indépendamment dans la voie d'entrée ou dans la voie de sortie :

$$\begin{aligned} H &= H_A + H_a + K_{Aa} + V_{Aa} \\ &= H_B + H_b + K_{Bb} + V_{Bb} \end{aligned}$$

où $H_{A,a,B,b}$ sont les hamiltoniens internes de chaque particule, $K_{Aa,Bb}$ les opérateurs d'énergie cinétique pour le mouvement relatif des particules dans les voies d'entrée et de sortie, et $V_{Aa,Bb}$, l'interaction totale entre A et a ou B et b. Il est alors utile de décomposer le potentiel V suivant

$$V_{Aa} = U_{Aa} + W_{Aa}$$

$$V_{Bb} = U_{Bb} + W_{Bb}$$

où $U_{Aa,Bb}$ est le potentiel qui décrit la diffusion élastique de A sur a et B sur b respectivement et $W_{Aa,Bb}$ est le potentiel responsable de la transition de la voie d'entrée α vers la voie de sortie β . W est aussi appelé interaction résiduelle.

Définissons :

- ψ_{Aa}^\pm et ψ_{Bb}^\pm , les fonctions propres de H,
- $\phi_A, \phi_a, \phi_B, \phi_b$, respectivement les fonctions d'onde état propres des hamiltoniens H_A, H_a, H_B, H_b associées aux énergies propres $\epsilon_A, \epsilon_a, \epsilon_B, \epsilon_b$,
- les fonctions d'ondes χ_{Aa} et χ_{Bb} sont telles que :

$$(K_{Aa} + U_{Aa}) | \chi_{Aa}^\pm \rangle = E_{Aa} | \chi_{Aa}^\pm \rangle$$

$$(K_{Bb} + U_{Bb}) | \chi_{Bb}^\pm \rangle = E_{Bb} | \chi_{Bb}^\pm \rangle$$

avec $E_{Aa} = E - \epsilon_A - \epsilon_a$ et $E_{Bb} = E - \epsilon_B - \epsilon_b$. Elles sont appelées ondes distordues car elles tiennent compte des distorsions de l'onde plane incidente par le potentiel U associé à la diffusion élastique.

L'élément de matrice $T_{\alpha\beta}$ se calcule de manière exacte et équivalente en considérant l'hamiltonien exprimé dans la voie d'entrée α (forme prior) ou dans la voie de sortie β (forme post) :

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta} &= \langle \psi_{Bb}^- | W_{Aa} | \phi_A \phi_a \chi_{Aa}^+ \rangle \text{ forme prior} \\ &\quad \langle \phi_B \phi_b \chi_{Bb}^- | W_{Bb} | \psi_{Aa}^+ \rangle \text{ forme post} \end{aligned}$$

Les fonctions propres ψ^\pm peuvent être développées en série de Born :

$$\psi_{Aa}^+ = \sum_{n=0}^{\infty} (G_{Aa}^+ W_{Aa})^n \chi_{Aa}^+ \phi_A \phi_a$$

où G_{Aa} est le propagateur de Green de l'onde distordue pour le potentiel U_{Aa} :

$$G_{Aa}^\pm = \frac{1}{E - (H_A + H_a + K_{Aa} + U_{Aa}) \pm i\epsilon}$$

Dans l'approximation de Born des ondes distordues (DWBA), on ne conserve que le premier terme de la série d'où pour l'élément de matrice :

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta} &= \langle \phi_B \phi_b \chi_{Bb}^- | W_{Aa} | \phi_A \phi_a \chi_{Aa}^+ \rangle \\ &\quad \langle \phi_B \phi_b \chi_{Bb}^- | W_{Bb} | \phi_A \phi_a \chi_{Aa}^+ \rangle \end{aligned}$$

Les termes d'ordres supérieurs de la série décrivent des processus à diffusions multiples pour lesquels le potentiel agit plus d'une fois.

Ce formalisme suppose que :

- le processus qui conduit de $A + a$ vers $B + b$ est en une étape : dans le cas d'une réaction de transfert, toutes les particules à l'exception de celle transférée restent dans leur état initial (le cœur est inerte),
- la fonction d'onde décrivant le mouvement relatif des partenaires dans la réaction est correctement décrit par un potentiel optique,
- le processus dominant est la diffusion élastique ; le processus considéré (diffusion inélastique ou réaction de transfert) est suffisamment faible devant la diffusion élastique pour pouvoir être traité comme une perturbation.

• *Diffusion inélastique*

Pour la diffusion inélastique, la réaction devient $A + a \rightarrow A^* + a$ et l'élément de matrice se simplifie :

$$T_{\alpha\beta} = \langle \phi_{A^*} \chi_{A^*a}^- | W | \phi_A \chi_{Aa}^+ \rangle$$

soit encore

$$T_{\alpha\beta} = \int \chi_{A^*a}^-(\vec{k}_\beta, \vec{r}) \langle \phi_{A^*} | W | \phi_A \rangle \chi_{Aa}^+(\vec{k}_\alpha, \vec{r}) d\vec{r}$$

W est alors le potentiel de transition de l'état fondamental vers l'état excité qui dépend des caractéristiques de structure du noyau. S'il n'a pas de dépendance en moment, il commute avec les fonctions d'ondes du système et nous obtenons :

$$\langle \phi_{A^*} | W | \phi_A \rangle = \int \rho_{\alpha\beta}^{tr}(\vec{r}^j) W(\vec{r}, \vec{r}^j) d\vec{r}^j$$

où \vec{r} et \vec{r}^j sont définis sur la figure 4.1 et $\rho_{\alpha\beta}^{tr}(\vec{r}^j)$ est la densité de transition de l'état α à l'état β :

$$\rho_{\alpha\beta}^{tr}(\vec{r}) = N_A \int \phi_{A^*}^*(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_{N_A}) \phi_A(\vec{r}, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_{N_A})$$

N_A désigne le nombre de nucléons du noyau A.

Ainsi pour calculer la section efficace différentielle de la diffusion inélastique, il est nécessaire de connaître le potentiel de transition W et la densité de transition $\rho_{\alpha\beta}^{tr}$.

Potentiel de transition

Dans une approche macroscopique de l'excitation du noyau, on considère que le potentiel d'interaction nucléon-noyau $U(r)$ suit la déformation de la surface du noyau [Hod71, Ala96]. On développe le potentiel suivant un développement de Taylor autour de $R = R_0$:

$$U(r - R(\theta, \phi)) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\delta R)^n}{n!} \frac{d^n}{dr^n} U(r - R_0)$$

où

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\mu=+\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \phi) \right)$$

avec R_0 le rayon de la sphère correspondante et θ, ϕ les angles sphériques. L'ordre le plus bas du développement est associé au potentiel optique usuel, utilisé pour décrire la diffusion élastique, alors que les ordres supérieurs sont responsables des excitations inélastiques.

Comme pour la diffusion élastique, nous utilisons le potentiel JLM pour les calculs de diffusions inélastiques. Le potentiel de transition est construit à partir du potentiel optique calculé pour la diffusion élastique suivant [Pig86] :

$$U_{tr}(\rho, E) = \left(1 + \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) \frac{U(\rho, E)}{\rho}$$

A nouveau l'approximation de densité locale est appliquée afin d'obtenir le potentiel $U_{tr}(\vec{r}, E)$ qui est ensuite convolué avec une gaussienne pour tenir compte de la portée finie de l'interaction :

$$\mathcal{U}_{tr}(\vec{r}, E) = \frac{1}{(t\sqrt{\pi})^3} \int \rho^{tr}(\vec{r}^j) U_{tr}(\vec{r}^j, E) e^{-\frac{(\vec{r}-\vec{r}^j)^2}{t^2}} d\vec{r}^j$$

Il correspond alors au potentiel noté W précédemment.

A partir des densités de transition neutrons et protons $\rho_n^{tr}(r)$ et $\rho_p^{tr}(r)$ de l'état fondamental vers l'état excité considéré, nous pouvons obtenir des quantités macroscopiques M_n et M_p , appelés éléments de matrice de transition neutron et proton, significatives des contributions des neutrons et des protons à l'excitation [Ber79, Ala98] :

$$M_{n,p} = \int \rho_{n,p}^{tr}(r) r^{\lambda+2} dr$$

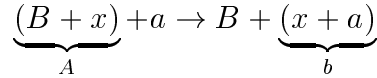
La distribution angulaire de diffusion inélastique dépend à la fois de M_n et de M_p . Cependant, si on possède des mesures d'excitation coulombienne, processus qui ne conduit qu'à l'excitation des protons du noyau, M_p s'obtient à partir du $B(E\lambda)$ suivant :

$$B(E\lambda, J_i \rightarrow J_f) = e^2 \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} |M_p|^2$$

où J_i et J_f désignent les spins respectif de l'état fondamental et de l'état excité considéré.

- *Réactions de transfert*

Considérons la réaction de transfert $A+a \rightarrow B+b$ où une particule x est transférée du noyau A au noyau a :



Si les potentiels V_{Aa} et V_{Bb} peuvent être écrits comme une somme d'interaction à deux corps :

$$V_{Aa} = \sum_{i \in A} \sum_{j \in a} v_{ij} \text{ et } V_{Bb} = \sum_{i \in B} \sum_{j \in b} v_{ij}$$

nous pouvons décomposer les potentiels V_{Aa} et V_{Bb} suivant $V_{Aa} = V_{Ba} + V_{xa}$ et $V_{Bb} = V_{Bx} + V_{Ba}$ pour obtenir :

$$W_{Aa} = V_{xa} + V_{Ba} - U_{Aa} \approx V_{xa} \text{ et } W_{Bb} = V_{Bx} + V_{Ba} - U_{Bb} \approx V_{Bx}$$

Le terme V_{Ba} commun aux deux interactions est appelé potentiel rémanent de la réaction. Dans une première approche, on peut négliger les termes $V_{Ba} - U_{Aa}$ et $V_{Ba} - U_{Bb}$ afin d'obtenir les interactions résiduelles V_{xa} et V_{Bx} [Sat83].

Voies de réactions couplées (Coupled Reaction Channels : CRC)

L'approche DWBA n'est valable que quand la réaction étudiée est faible par rapport à la diffusion élastique et qu'un traitement en perturbation est justifié. Plusieurs voies de réactions peuvent contribuer et ne pas être négligeables devant le processus de diffusion élastique. Le traitement en perturbation n'est alors plus

possible et on utilise une approche dite en voies de réactions couplées. Définissons les différentes voies de réactions possibles.

$$A + a \rightarrow \begin{cases} A + a & (\alpha) \\ B + b & (\beta) \\ C + c & (\gamma) \end{cases}$$

La fonction d'onde ψ est développée sur les différentes partitions de masse α , β et γ définies ci-dessus. Chaque partition correspond à une voie de réaction possible et dans chaque partition plusieurs états sont accessibles. Par exemple, α correspond aux diffusions élastique et inélastique, β au transfert d'un nucléon avec différentes énergies d'excitation, et γ au transfert de deux nucléons :

$$\psi = \sum_i \phi_{\alpha i} \chi_{\alpha i} + \sum_j \phi_{\beta j} \chi_{\beta j} + \sum_k \phi_{\gamma k} \chi_{\gamma k}$$

avec $\phi_{\alpha i} = \phi_{A i} \phi_{a i}$, $\phi_{\beta j} = \phi_{B j} \phi_{b j}$, $\phi_{\gamma k} = \phi_{C k} \phi_{c k}$

De la même manière que dans l'approche DWBA, nous pouvons écrire l'hamiltonien H du système sur chaque partition :

$$(H - E)\psi = 0 \quad (4.17)$$

avec

$$H = H_\alpha + T_\alpha + V_\alpha = H_\beta + T_\beta + V_\beta = H_\gamma + T_\gamma + V_\gamma$$

et

$$H_\alpha \phi_{\alpha i} = \varepsilon_{\alpha i} \phi_{\alpha i} \quad H_\beta \phi_{\beta j} = \varepsilon_{\beta j} \phi_{\beta j} \quad H_\gamma \phi_{\gamma k} = \varepsilon_{\gamma k} \phi_{\gamma k}$$

Le potentiel V se décompose en un potentiel optique U et un potentiel résiduel W :

$$V_\alpha = U_\alpha + W_\alpha \quad V_\beta = U_\beta + W_\beta \quad V_\gamma = U_\gamma + W_\gamma$$

Considérons un état m de la partition α et projetons l'équation 4.17 sur cet état, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \langle \phi_{\alpha m} | H - E | \phi_{\alpha m} \chi_{\alpha m} \rangle &= - \sum_{i \neq m} \langle \phi_{\alpha m} | H - E | \phi_{\alpha i} \chi_{\alpha i} \rangle \\ &= - \sum_j \langle \phi_{\alpha m} | H - E | \phi_{\beta j} \chi_{\beta j} \rangle \\ &= - \sum_k \langle \phi_{\alpha m} | H - E | \phi_{\gamma k} \chi_{\gamma k} \rangle \end{aligned}$$

qui peut se réécrire en choisissant l'interaction résiduelle W_α :

$$\begin{aligned} (\varepsilon_{\alpha m} + T_\alpha + U_\alpha - E) \chi_{\alpha m} &= \\ - \sum_{i \neq m} \langle \phi_{\alpha m} | W_\alpha | \phi_{\alpha i} \chi_{\alpha i} \rangle & \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \sum_j \langle \phi_{\alpha m} | W_\alpha | \phi_{\beta j} \chi_{\beta j} \rangle \\
& - \sum_k \langle \phi_{\alpha m} | W_\alpha | \phi_{\gamma k} \chi_{\gamma k} \rangle \\
& - (T_\alpha + U_\alpha + \varepsilon_{\alpha m} - E) \sum_j \langle \phi_{\alpha m} | \phi_{\beta j} \chi_{\beta j} \rangle \\
& - (T_\alpha + U_\alpha + \varepsilon_{\alpha m} - E) \sum_k \langle \phi_{\alpha m} | \phi_{\gamma k} \chi_{\gamma k} \rangle
\end{aligned}$$

Le premier terme de cette équation couple les états de la partition α et correspond à la diffusion inélastique de l'état m . Les deuxième et troisième termes couplent la partition α à β et γ et correspondent à des réactions de transfert à partir de l'état m . Les deux derniers termes restent du fait de la non orthogonalité des différentes partitions.

Si nous procédons de la même manière pour tous les états de chaque partition, nous obtenons un système d'équations intégral-différentielles, qui nous permet de calculer les fonctions d'ondes χ .

Facteur de forme et facteur spectroscopique

Que ce soit dans le formalisme DWBA ou CRC, nous retrouvons la quantité $\langle \phi_B \phi_b | W | \phi_A \phi_a \rangle$, souvent appelée facteur de forme, cette dernière jouant un rôle essentielle dans l'interprétation de la réaction. Un aspect de cet élément de matrice est le recouvrement des fonctions d'ondes (ϕ_a, ϕ_b) et (ϕ_A, ϕ_B).

On définit le facteur spectroscopique $S_{l,j}(B, x|A)$ comme la probabilité que le système A dans l'état ϕ_A soit composé de l'ensemble de nucléons x avec le moment orbital angulaire et total l et j par rapport au noyau B dans l'état ϕ_B [Sat83]. On développe ϕ_A sur la base des états propres $\phi_B I_B M_B T_B T_{zB}$ du cœur contenant B nucléons ($A = B + x$) :

$$\begin{aligned}
\phi_{A I_A M_A T_A T_{zA}}(\zeta_A) &= \frac{1}{N} \sum_{j t A I_A M_A T_A T_{zA}} \phi_{B I_B M_B T_B T_{zB}}(\zeta_B) \phi_{B j m t t_z}^A(1 \dots x) \\
&\times \langle I_B M_B j m | I_A M_A \rangle \\
&\times \langle T_B T_{zB} t t_z | T_A T_{zA} \rangle
\end{aligned}$$

où

- $I_A M_A T_B M_B$ moment angulaire total et sa projection pour les noyaux A et B,
- $T_A T_{zA} T_B T_{zB}$ isospin et sa projection des noyaux A et B,
- j et m moment angulaire total et sa projection de l'ensemble de nucléons x relativement à B,
- t, t_z isospin de l'ensemble des x nucléons,
- $\zeta_{A,B}$ coordonnées internes de A et B,

- 1 ... x représentent les coordonnées des x nucléons,
- $\phi_{Bjmtt_z}^A(1...x)$ décrit le comportement du groupe de x nucléons,
- le facteur de normalisation N vaut :

$$N = \sqrt{\frac{N_A!}{(N_A - N_x)!N_x!}}$$

avec N_A et N_x sont respectivement le nombre de nucléons constituant le noyau A et l'ensemble de nucléons x.

Les coefficients $\langle I_B M_B j m | I_A M_A \rangle$ et $\langle T_B T_z B t t_z | T_A T_z A \rangle$ sont respectivement les coefficients de Clebsch-Gordan de couplage de spin C_{spin} et d'isospin C_{iso} correspondant à la réaction $A \rightarrow B + x$. Le recouvrement entre ϕ_A et ϕ_B devient alors :

$$\langle \phi_B | \phi_A \rangle = \frac{1}{N} \sum_{jt} \phi_{Bjmtt_z}^A(1...x) C_{spin} C_{isospin}$$

Le facteur spectroscopique correspondant est défini par :

$$S = \int |\phi_{Bjmtt_z}^A(1...x)|^2 d1...x$$

Il est relié à l'amplitude spectroscopique A par : $A = \sqrt{C^2 S}$ avec $C = C_{iso}$.

Dans la littérature, la notation du facteur spectroscopique peut aussi désigner la quantité $C^2 S$; c'est cette convention que nous allons adopter par la suite.

Couplages au continuum

Dans la région des noyaux légers riches en neutrons que nous considérons, les noyaux sont souvent faiblement liés et ne possèdent que quelques états liés (un ou deux) et des états résonants. Les effets dus à la cassure du noyau, c'est à dire les excitations possibles vers le continuum et les états résonants, doivent être pris explicitement en compte dans la description du mécanisme de réaction. Ces effets peuvent être simulés soit par une renormalisation du potentiel optique qui décrit la diffusion élastique, soit par l'ajout à ce dernier d'un potentiel dit de polarisation [Lap01].

Une autre approche est cependant possible : la méthode CDCC [Aus87] permet d'inclure de manière explicite la cassure coulombienne et nucléaire, les couplages continuum-continuum et les interactions après cassure du noyau entre les différents fragments ou entre les fragments et la cible.

Cette approche n'est actuellement possible que pour des projectiles modélisés par un modèle à deux corps ($d = n + p$, ${}^6Li = \alpha + d$, ${}^7Li = \alpha + t$). Des travaux sont en cours afin d'étendre la méthode aux noyaux à trois corps tels que les noyaux Borroméens (6He et ${}^{11}Li$) [AIK03].

La méthode CDCC approxime l'équation de Schrödinger à trois corps (cible et projectile composé de deux corps) comme un système d'équations couplées. Les

états du projectile considérés incluent les états liés, résonants et une représentation du continuum, ce dernier étant divisé en tranches en moment et en moment angulaire (discrétisation du continuum). La solution du système d'équations couplées est obtenu avec la décomposition en ondes partielles usuelle.

Cette méthode a été utilisé pour les premières fois lors de l'analyse de réaction impliquant la cassure du deuton [Raw80, Aus87]. Elle fut aussi appliquée pour étudier l'influence de la cassure des noyaux faiblement liés tels que ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ [Sak87], ${}^6\text{He} \rightarrow \alpha + 2n$ [Rus01], ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be} + p$ [Nun04] et ${}^{11}\text{Be} \rightarrow {}^{10}\text{Be} + n$ [Tak03, Kee04] sur les processus de diffusion élastique, de transfert et de fusion.

Dans la suite de ce manuscrit, les différents calculs sont réalisés avec les codes :

- de Franck Dietrich (LLNL-Livermore) pour le calcul du potentiel JLM et de la diffusion élastique nucléon- noyau avec ce dernier,
- TAMURA [Tam71] pour le calcul de la diffusion inélastique calculée grâce au formalisme DWBA avec les potentiels JLM,
- FRESKO [Tho88] version FRXY1.1h pour les calculs CDCC et en voies couplées. N. Keeley, dans la continuité de son travail sur l'analyse des réactions de transfert [Kee04], a développé la procédure de calcul avec FRESKO pour l'analyse des différentes réactions et réalisé la majeure partie des calculs et tests nécessaires.

4.2 Diffusion élastique ${}^8\text{He}(p, p)$

4.2.1 Densités

Afin de tester les modèles concernant l' ${}^8\text{He}$, nous avons utilisé les densités issues :

- du modèle à plusieurs corps COSMA [Zhu94],
- du modèle Hartree-Fock incluant les corrélations [Sag92]
- et du modèle en couches sans coeur [Nav02, Nav03].

La figure 4.3 présente les densités de protons, de neutrons et de matière pour ces trois modèles. Les caractéristiques de chacune sont récapitulées dans le tableau 4.1.

	$\langle r^2 \rangle_{\text{protons}}^{1/2} \text{ fm}$	$\langle r^2 \rangle_{\text{neutrons}}^{1/2} \text{ fm}$	$\langle r^2 \rangle_{\text{matière}}^{1/2} \text{ fm}$	REF
COSMA	1.69	2.74	2.52	[Zhu94]
SAGAWA	1.95	2.67	2.51	[Sag92]
Navrátil	2.00	2.59	2.46	[Nav03]

TAB. 4.1 – Caractéristiques des densités utilisées pour tester la structure de l' ${}^8\text{He}$.

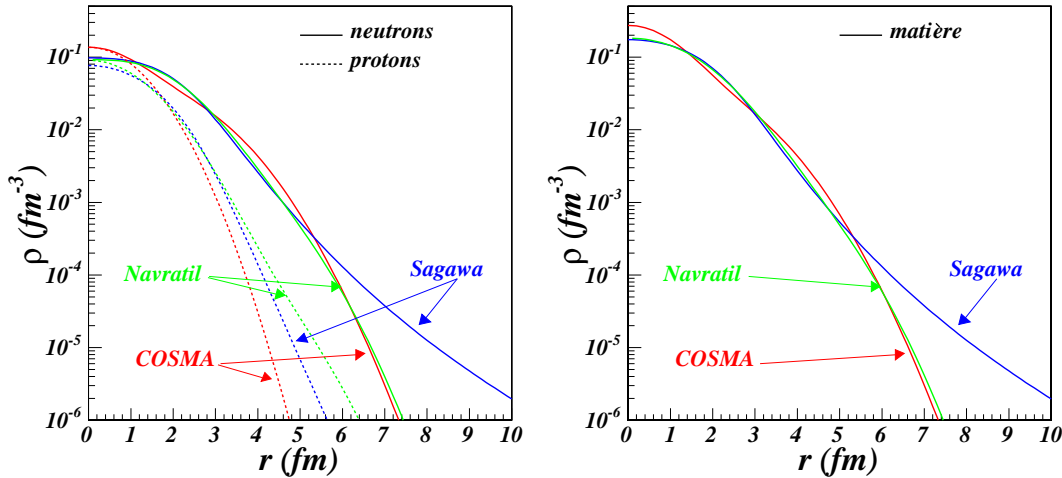


FIG. 4.3 – Distributions de densités de l' ${}^8\text{He}$ calculées par les différents modèles : à gauche, les densités de protons et neutrons, à droite, les densités de matière.

4.2.2 potentiel JLM

L'analyse des sections efficaces différentielles de la diffusion élastique ${}^6\text{He}(p, p)$ mesurées à différentes énergies (25 $A.MeV$ à Dubna, 38.5 $A.MeV$ à GANIL et 71 $A.MeV$ à Riken) par V. Lapoux et al. [Lap01] a montré que le potentiel JLM avec la normalisation standard pour les noyaux légers ($\lambda_v = 1.$, $\lambda_w = 0.8$) ne permet pas de bien reproduire les données concernant ce noyau léger faiblement lié ($S_{2n} = 0.975$ MeV). Pour obtenir une bonne description, il est aussi nécessaire de normaliser la partie réelle du potentiel par $\lambda_v = 0.8$. Cette renormalisation peut être interprétée comme la conséquence d'un potentiel de polarisation complexe produit par les couplages aux continuum dûs à la faible énergie de liaison de l' ${}^6\text{He}$. Lors de cette étude, les données de diffusion élastique ${}^8\text{He}$ sur proton à 32, 66 et 72 $A.MeV$ ont été analysées avec le potentiel JLM couplé à la densité COSMA. A 72 $A.MeV$, le calcul reproduit les données à condition que la partie réelle du potentiel soit renormalisée par $\lambda_v = 0.8$. Pour les énergies plus basses à 32 et 66 $A.MeV$, la qualité des données permet seulement de conclure que les données sont en accord avec une telle renormalisation.

La figure 4.4 présente les sections efficaces calculées dans l'approche JLM avec les trois jeux de densités, à 15.6 et 72 $A.MeV$, comparées aux données existantes à ces énergies. Nous avons considéré la normalisation standard pour les noyaux légers $\lambda_w = 0.8$ et la renormalisation de la partie réelle du potentiel adaptée pour les noyaux faiblement liés $\lambda_v = 0.8$.

Bien que les trois densités permettent de reproduire les données à 72 $A.MeV$, aucune ne permet de reproduire la distribution angulaire à 15.6 $A.MeV$. Nous avons effectué une recherche sur les paramètres $\lambda_{v,w}$ afin de reproduire au mieux

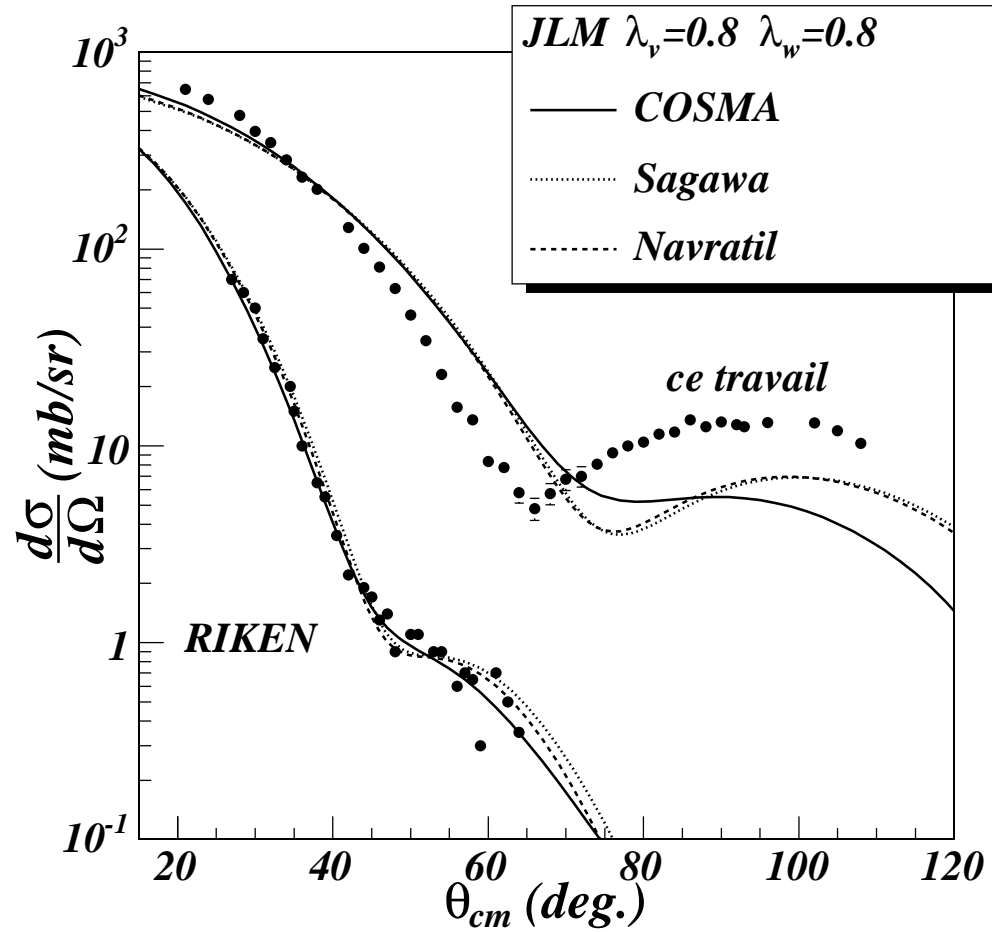


FIG. 4.4 – Comparaison entre les données de diffusion élastique de l' ${}^8\text{He}$ sur proton à 15.6 A.MeV et 72 A.MeV [Kor93] et le calcul avec le potentiel JLM normalisé pour les noyaux légers exotiques ($\lambda_v = 0.8$ et $\lambda_w = 0.8$) [Lap01].

les données. Cependant, il s'est avéré impossible de reproduire à la fois l'augmentation de la section efficace pour les petits angles dans le centre de masse ($\theta^* < 40^\circ$) et la position et profondeur du premier minimum. Nous présentons ici le résultat de la recherche ne prenant pas en compte les points pour lesquels $\theta^* < 40^\circ$. Les paramètres obtenus, associés à chacune des densités, sont récapitulés dans le tableau 4.2, et les sections efficaces associées sont présentées dans la figure 4.5.

	λ_v	λ_w
COSMA	1.04	1.16
SAGAWA	1.13	1.07
Navrátil	1.11	1.06

TAB. 4.2 – Valeurs des paramètres de normalisation du potentiel JLM qui permettent la meilleure reproduction des données de diffusion élastique à 15.6 A.MeV .

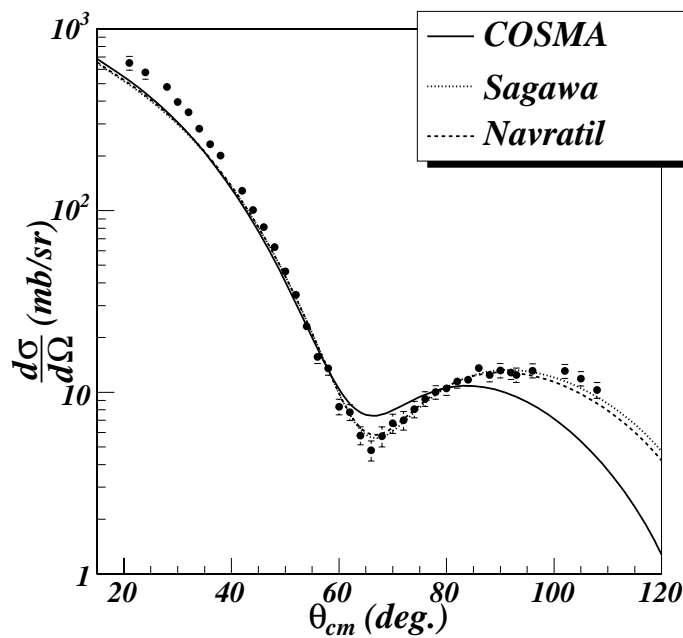


FIG. 4.5 – Résultat de la recherche sur les paramètres λ_v et λ_w de normalisation du potentiel JLM sur la distribution angulaire de la diffusion élastique à 15.6 A.MeV .

Pour les trois densités, nous constatons une augmentation des deux paramètres qui nous permet alors une bonne description du premier minimum excepté dans le cas de la densité dite COSMA.

L'effet des couplages qui doivent augmenter à mesure que l'énergie de la réaction diminue, ne peut, à 15.6 $A.MeV$, être simplement reproduit par une renormalisation du potentiel adaptée pour des énergies supérieures. Il est nécessaire de prendre en compte ces couplages de façon plus réaliste via une approche en voies couplées.

4.3 diffusion inélastique vers l'état 2^+ à 3.6 MeV de 8He

Pour analyser la diffusion inélastique, nous avons utilisé les densités de l'état fondamental et de transition prédites par le modèle en couches sans cœur [Nav02, Nav03] couplées au potentiel standard JLM utilisé dans le formalisme de la DWBA. Les densités utilisées sont présentées sur la figure 4.6. Dans ce calcul le premier état excité de 8He est un état 2^+ à 3.73 MeV d'énergie d'excitation. Les densités de transition correspondent à des valeurs de M_n et M_p de 2.98 fm^2 et 0.22 fm^2 respectivement, soit un B(E2) de 0.25 $e^2.fm^4$ (cf § 4.1.2 pour les conventions).

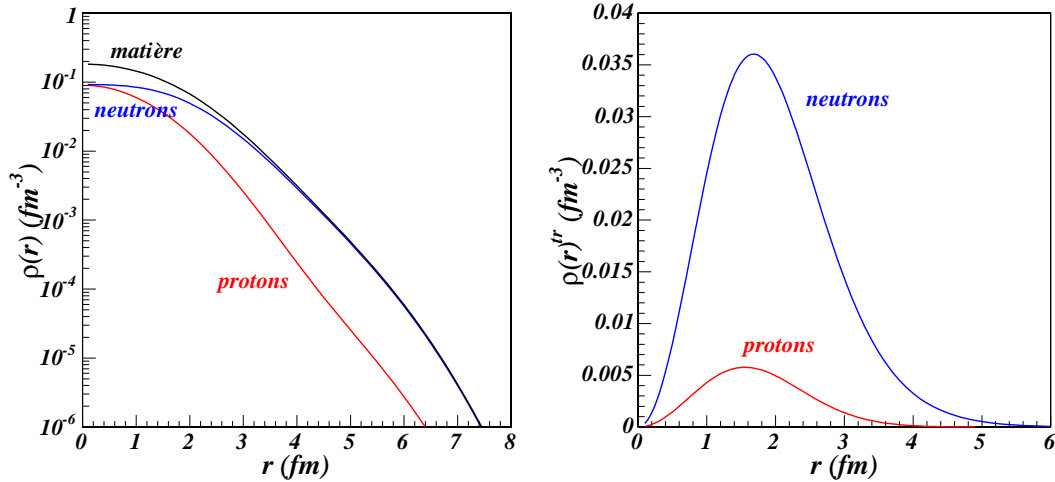


FIG. 4.6 – Densités de l'état fondamental et de transition vers le premier état excité de 8He .

Nous avons effectué les calculs aux deux énergies pour lesquelles il existe des données. La figure 4.7 présente les résultats de ces calculs comparés aux données. A 15.6 $A.MeV$ nous avons effectué le calcul avec la normalisation adaptée pour les noyaux légers exotiques ($\lambda_v = \lambda_w = 0.8$) et avec la normalisation permettant la meilleure reproduction des données de diffusion élastique. Nous constatons que, que ce soit à 72 ou à 15.6 $A.MeV$, l'accord entre les calculs et les données

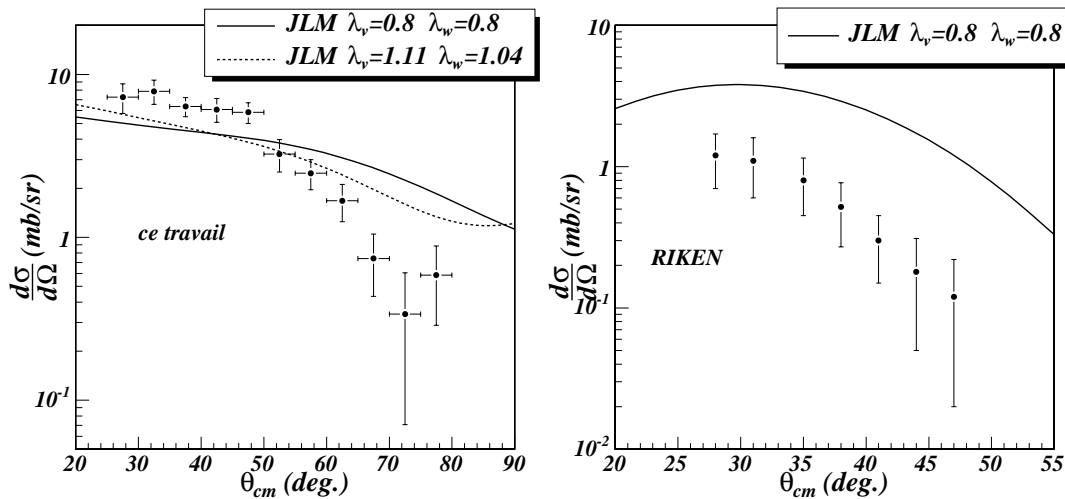


FIG. 4.7 – Comparaison entre les données de diffusion inélastique vers le premier état excité à 3.6 MeV de l' ${}^8\text{He}$, à 15.6 A.MeV (à gauche) et 72 A.MeV [Kor93] (à droite) et le calcul DWBA avec le potentiel JLM.

est mauvais. A 72 A.MeV, la forme de la courbe calculée semble bonne mais les données sont surestimées par presque un ordre de grandeur. A 15.6 A.MeV, la forme de la courbe ne reproduit pas les données, mais la normalisation est correcte. Nous constatons sur ces données, les mêmes caractéristiques que sur les données de diffusion élastique : une augmentation de la section efficace aux petits angles et un premier minimum plus marqué. Les paramètres ajustés sur la diffusion élastique améliorent la reproduction de cette tendance sans en expliquer l'amplitude.

Tout comme pour la diffusion élastique, les effets des couplages aux continuum et autres voies de réaction jouent un rôle sur le processus de diffusion inélastique. Il est nécessaire de comprendre comment jouent les couplages afin d'obtenir une bonne description du mécanisme de réaction avant de pouvoir conclure sur la validité des densités de transition calculées pour l' ${}^8\text{He}$.

4.4 Transfert de 1 neutron ${}^8\text{He}(p, d){}^7\text{He}$

La section efficace de la réaction de transfert vers l'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$ est si importante que nous pouvons nous attendre à ce qu'elle joue un rôle important dans l'analyse des autres voies de réaction (diffusion élastique et inélastique). Dans un premier temps, nous avons effectué un calcul en voies couplées dans l'approximation de Born (CCBA) [Aus87, Ise83] afin d'extraire le facteur spectroscopique pour le "pick-up" d'un neutron vers le fondamental de l' ${}^7\text{He}$. Ensuite nous avons étudié les effets du couplage sur les diffusions élastique et inélastique.

4.4.1 Facteur spectroscopique

Afin d'obtenir le facteur spectroscopique pour le transfert d'un neutron vers l'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$, nous avons effectué une série de calculs en voies couplées dans l'approximation de Born (CCBA) [Ise83, Aus87] en utilisant le code FRESCO [Tho88]. La méthode utilisée ici est identique à celle décrite pour l'analyse des réactions (d,p) dans [Kee04], testée sur des données utilisant des noyaux stables (${}^{12}\text{C}(d,p){}^{13}\text{C}$) et appliquée sur le noyau exotique ${}^{11}\text{Be}$ (${}^{10}\text{Be}(d,p){}^{11}\text{Be}$). Le schéma du calcul est présenté sur la figure 4.8.

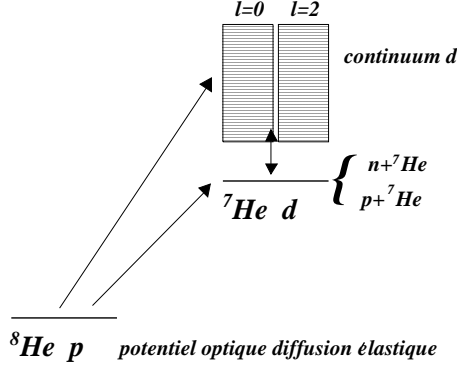


FIG. 4.8 – Schéma du calcul CCBA.

Il y a environ 30 ans, il a été montré que la cassure du deuton joue un rôle important lors des réactions de transfert (d,p) ou (p,d) [Har71]. Pour modéliser la cassure du deuton, nous utilisons la méthode CDCC d'une manière similaire à celle développée dans [Raw80, Yah82]. La fonction d'onde du deuton est calculée à partir du potentiel de Reid à cœur doux [Rei68]. Les moments angulaires relatifs n-p sont limités à $l = 0, 2$ d'après Yahiro et collaborateurs [Yah82] qui ont montré que les contributions des moments angulaires $l = 1, 3$ et 4 sont négligeables. Le continuum du deuton est discrétisé en tranches en moment de $\Delta k = 0.125 \text{ fm}^{-1}$ [Yah82] jusqu'à $k_{max} = 0.5 \text{ fm}^{-1}$. Les couplages entre les différents moments angulaires l du système n-p et entre les différentes tranches en moment du continuum sont calculées avec le potentiel de Reid.

Cette analyse nécessite les potentiels $p+{}^8\text{He}$ pour la voie d'entrée et $d+{}^7\text{He}$ pour la voie de sortie. Pour la voie d'entrée, nous avons considéré la paramétrisation issue du potentiel phénoménologique CH89 [Var91] modifiée à partir d'un ajustement sur les données élastiques. Pour la voie de sortie, nous avons considéré un potentiel du type Watanabe [Wat58] généré par la convolution simple des potentiels $p+{}^7\text{He}$ et $n+{}^7\text{He}$. Ces potentiels ne pouvant bien évidemment pas être mesurés car mettant en jeu un noyau non lié, nous avons considéré différents potentiels :

- CH89 à la fois pour les potentiels $p+{}^7\text{He}$ et $n+{}^7\text{He}$ (CH89)
- Koning et Delaroche [Kon03] pour les potentiels $p+{}^7\text{He}$ et $n+{}^7\text{He}$ (KD)

- Wilmore et Hodgson [Wil64] pour $p+{}^7\text{He}$ et Perey [Per63] pour $n+{}^7\text{He}$ (WHP)

L'étape du transfert est traitée par un calcul DWBA dans la forme usuelle "prior" pour une réaction (p, d) .

Le calcul nécessite aussi les recouvrements (p/d) et $({}^7\text{He}/{}^8\text{He})$. Le potentiel de liaison du neutron pour le recouvrement p/d est donné par l'interaction à coeur doux de Reid [Rei68] contenant la composante de l'état D pour l'état fondamental du deuton. Pour le recouvrement ${}^8\text{He}/{}^7\text{He}$ nous avons utilisé un potentiel Woods-Saxon avec les valeurs standards de $R_0 = r_0 A^{1/3} \text{ fm}$ avec $r_0 = 1.25 \text{ fm}$ et $a = 0.65 \text{ fm}$.

La région angulaire significative pour extraire le facteur spectroscopique est située entre 5° et 30° dans le centre de masse. Dans cette région, les sections efficaces calculées sont indépendantes du choix du potentiel pris pour la voie d'entrée ou de sortie.

Nous avons vérifié que les couplages vers le premier état excité de l' ${}^8\text{He}$ sont faibles, comme attendu, compte tenu des données de diffusion inélastique et la faible valeur de la section efficace du processus par rapport à celle du transfert d'un neutron vers l'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$.

La figure 4.9 présente le résultat des différents calculs comparé à nos données à 15.6 A.MeV et à celles existantes dans la littérature à 50 A.MeV [Kor99].

Les facteurs spectroscopiques extraits pour chaque potentiel et chaque énergie sont récapitulés dans le tableau 4.3.

Potential	$E = 15.6 \text{ A.MeV}$	$E = 50.0 \text{ A.MeV}$
CH89	4.4	4.4
KD	4.4	4.0
WHP	4.4	4.6

TAB. 4.3 – Facteurs spectroscopiques obtenus suivant le potentiel de la voie de sortie.

Pour un choix donné du potentiel de sortie, nous avons fait varier le rayon du potentiel de liaison du système $n+{}^7\text{He}$ de $r_0 = 1.0$ à 1.5 fm ce qui introduit une variation de 20% sur la valeur du facteur spectroscopique extrait. En tenant compte de toutes les sources d'erreur, nous obtenons une valeur de $C^2S = 4.4 \pm 1.3$. Cette valeur est compatible avec des données prises à Dubna pour la même réaction à 25 A.MeV . Le modèle en couche simple prédit un facteur $C^2S = 4.0$ pour le transfert "pick-up" d'un neutron à partir d'une sous-couche p3/2 pleine. Notre mesure est donc cohérente avec la présence de quatre neutrons dans une sous-couche p3/2 qui est alors remplie.

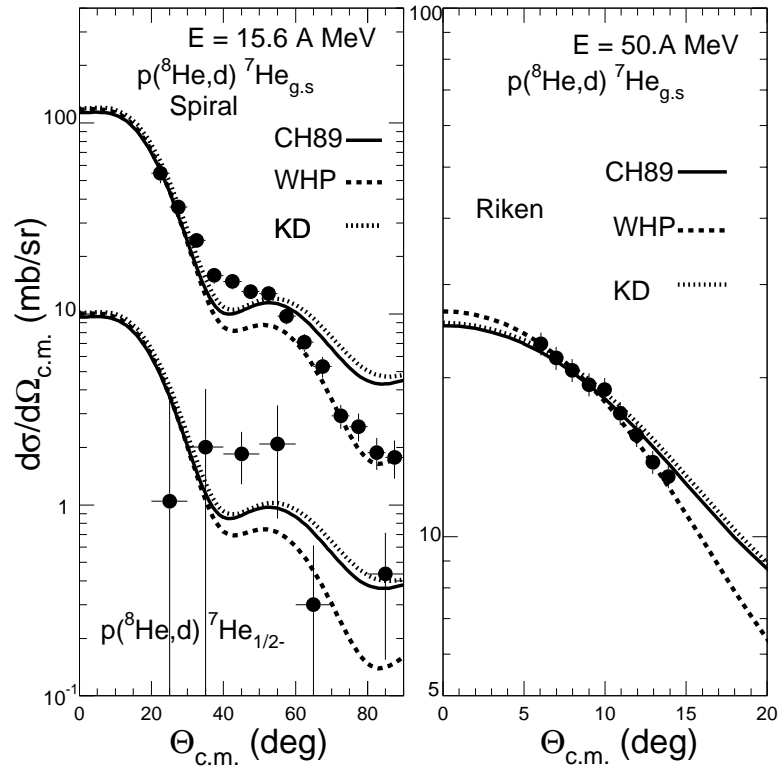


FIG. 4.9 – Distributions angulaires à 15.6 MeV et 50 A.MeV [Kor99] de la réaction $^8\text{He}(p,d)^7\text{He}_{3/2-}$ comparées aux différents calculs CCBA.

4.4.2 Couplage avec la diffusion élastique

Maintenant, nous effectuons le même calcul que précédemment en y ajoutant les couplages vers la diffusion élastique. Le schéma du calcul est représenté sur la figure 4.10. Pour ce calcul, on a considéré le potentiel JLM convolué avec

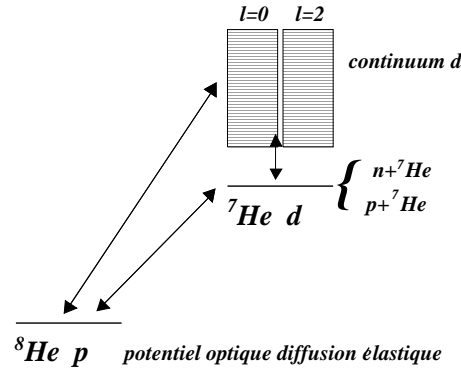


FIG. 4.10 – Schéma du calcul en voies couplées (CRC).

les densités dites Navrátil, avec sa normalisation standard pour les noyaux légers ($\lambda_v = 1$, $\lambda_w = 0.8$) pour la voie d'entrée ${}^8\text{He}+p$ et le potentiel Koning et Delaroche (KD) pour calculer le potentiel $d+{}^7\text{He}$ de la voie de sortie. La figure 4.11 présente les résultats de ce calcul comparé aux données pour la diffusion élastique et le transfert. La valeur du facteur spectroscopique obtenue ici est très proche de celle extraite avec des potentiels phénoménologiques. Afin de visualiser les effets des couplages, on a aussi représenté pour la diffusion élastique le résultat d'un calcul effectué avec le modèle optique incluant le potentiel utilisé pour ${}^8\text{He}+p$.

L'effet des couplages à la réaction de transfert d'un neutron sur la diffusion élastique est alors une augmentation de la section efficace pour les petits angles dans le centre de masse et un déplacement du premier minimum qui devient plus prononcé. Ces tendances sont celles observées sur les données.

On a réalisé une recherche sur les paramètres λ_v , λ_w et λ_{SOv} . Le meilleur accord avec les données de diffusion élastique est obtenu pour des valeurs de 1.05, 0.2 et 1.05 pour λ_v , λ_w et λ_{SOv} respectivement. La partie imaginaire doit être réduite car une partie de l'absorption est prise en compte explicitement dans le formalisme. Elle est cependant non nulle car toutes les voies de réaction de sont pas prises en compte. Le facteur spectroscopique doit être réduit de 25% mais reste dans la barre d'erreur de la valeur extraite avec un calcul CCBA ($C^2S = 4.4 \pm 1.3$). Ainsi quasiment sans renormaliser la partie réelle du potentiel JLM et en diminuant sa partie imaginaire, comme attendu compte tenu du formalisme utilisé, la majeure partie des points expérimentaux peuvent être reproduits. Seuls les très grands angles dans le centre de masse de la diffusion élastique ne sont pas

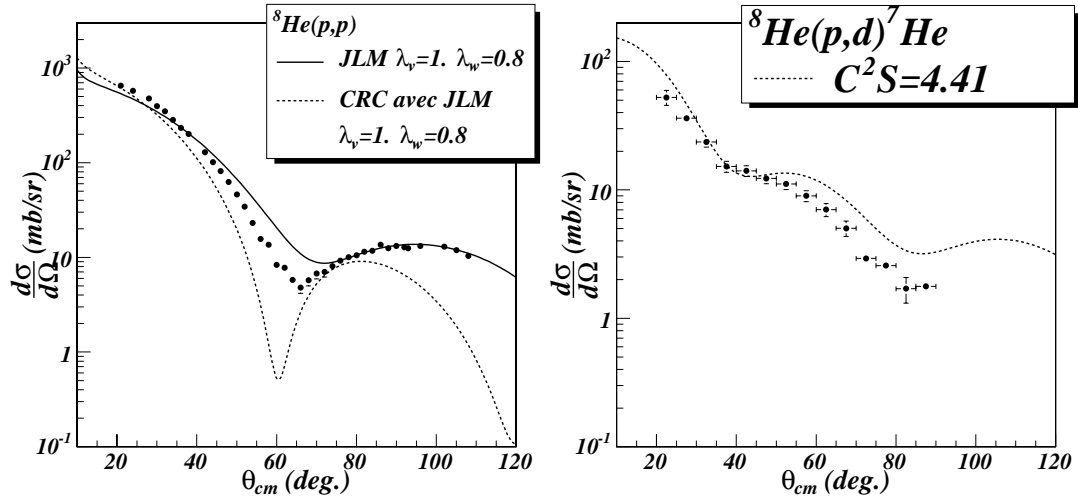


FIG. 4.11 – Sections efficaces différentielles calculées pour la diffusion élastique et le transfert de 1 neutron comparées aux données expérimentales.

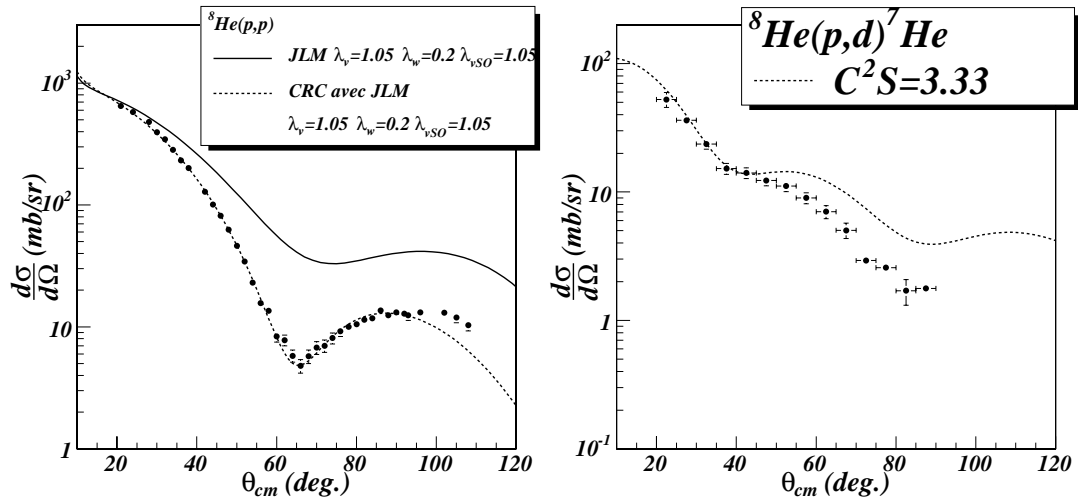


FIG. 4.12 – Sections efficaces différentielles calculées pour la diffusion élastique et le transfert de 1 neutron comparées aux données expérimentales.

bien reproduits, tout comme les grands angles ($\theta_{cm} > 45^\circ$) pour le transfert d'un neutron.

4.4.3 Couplage avec les diffusions élastique et inélastique

Afin de compléter notre étude, on ajoute au calcul précédent les couplages avec le premier état excité de l' ^8He à 3.6 MeV via les densités de transition calculées par P. Navratil. Le schéma du calcul est présenté sur la figure 4.13.

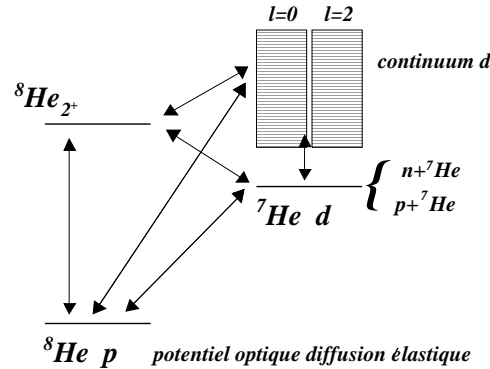


FIG. 4.13 – Schéma du calcul CRC incluant les couplages au premier état excité de l' ^8He .

Il est nécessaire de renormaliser le potentiel dans la voie d'entrée et notamment de réduire encore la partie imaginaire par rapport à celle utilisée dans le calcul précédent. L'hypothèse la plus simple consiste à appliquer les mêmes renormalisations pour le potentiel $^8\text{He}^* + p$. Le calcul qui nous permet de reproduire le mieux les données à l'heure actuelle est obtenu avec les paramètres $\lambda_v = 0.98$ et $\lambda_w = 0.02$ (cf fig. 4.14), c'est à dire quasiment sans renormaliser la partie réelle et en supprimant la partie imaginaire du potentiel. L'effet sur la réaction de transfert est minime et ne change pas le facteur spectroscopique extrait précédemment.

En ce qui concerne la diffusion inélastique, nous retrouvons cette même tendance à surestimer les données qu'avec le calcul réalisé avec les mêmes densités et le formalisme de la DWBA à 72 A.MeV (cf fig. ??). Il semblerait donc que les densités de transition couple trop fortement l'état excité à l'état fondamental. Cependant, des tests supplémentaires sont nécessaires avant de pouvoir valider ou non les densités de transition utilisées dans le calcul et d'extraire les facteurs M_n et M_p de la transition. Notamment, le calcul n'inclut pas les couplages vers les états excités de l' ^7He pour lesquels il est possible que le recouvrement avec le premier état excité de l' ^8He soit important.

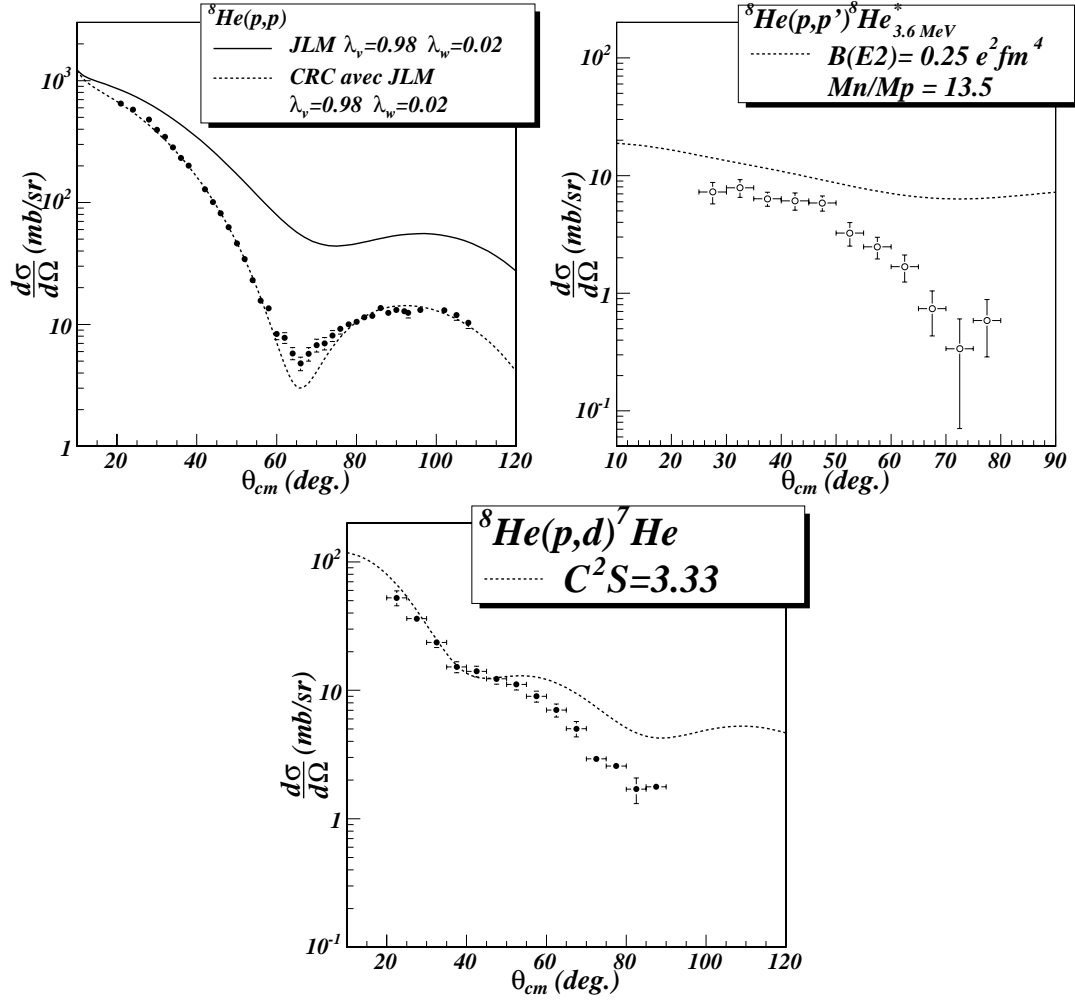


FIG. 4.14 – Sections efficaces différentielles calculées pour les diffusions élastique et inélastique et le transfert de 1 neutron comparées aux données expérimentales.

4.5 Transfert de 2 neutrons ${}^8\text{He}(p, t){}^6\text{He}$

L'analyse de cette réaction est plus délicate compte tenu de la complexité des processus mis en jeu. Le processus à deux étapes avec un transfert séquentiel des deux neutrons doit être pris en compte dans le calcul. Des études systématiques des différents potentiels utilisés et notamment ceux mettant en jeu des noyaux non liés pour lesquels des mesures directes sont impossibles doivent être menées. Une telle étude a été entreprise afin d'extraire le facteur spectroscopique de la configuration $t+t$ dans l' ${}^6\text{He}$ à partir de la réaction de transfert de deux neutrons ${}^6\text{He}(p, t){}^4\text{He}$ à 25 *A.MeV* [Gio03]. La difficulté d'extraire des facteurs spectroscopiques fiables sans une étude complète et approfondie des différentes voies de réactions et de tous les potentiels mis en jeu a été montrée.

Cependant, nous possédons un jeu de données (diffusion élastique, inélastique, transfert de un et deux neutrons) toutes à la même énergie, nous permettant de réaliser les calculs dans les meilleures conditions actuellement possibles. Ces calculs sont en cours.

En conclusion de ce chapitre, dans un premier temps, nous avons analysé les distributions angulaires de diffusion élastique et inélastique avec le formalisme classique du modèle optique et de la DWBA. Cette étude nous a montré que les effets de couplages ne peuvent être simplement introduits par une renormalisation du potentiel comme il est possible de le faire pour des énergies supérieures à la dizaine de MeV/nucléon, énergie à laquelle nous avons réalisé nos mesures. Il s'est avéré nécessaire de prendre en compte ces couplages explicitement dans le formalisme via des calculs en voies couplées avec discrétisation du continuum du deuton. Ces calculs nous ont permis de reproduire avec succès la diffusion élastique et d'extraire un facteur spectroscopique de 4.4 ± 1.3 pour le "pick-up" d'un neutron de l' ${}^8\text{He}$, valeur en accord avec une sous-couche $p3/2$ remplie par quatre neutrons. L'analyse de la diffusion inélastique est en cours afin d'extraire des informations sur les facteurs M_n et M_p de la transition de l'état fondamental de l' ${}^8\text{He}$ vers son premier état excité.

Conclusions et perspectives

Afin d'étudier la structure du noyau exotique ${}^8\text{He}$, nous avons réalisé au GANIL une mesure de diffusion élastique et inélastique d'un faisceau d' ${}^8\text{He}$ sur une cible de protons. L'objectif de l'expérience était l'étude des résonances de basse énergie de ce noyau pour lesquelles peu d'information existent, et la mesure des distributions angulaires associées à la diffusion élastique et inélastique vers le premier état excité de l' ${}^8\text{He}$. Le dispositif optimisé pour ces réactions nous a aussi permis de mesurer les réactions de transfert d'un et de deux neutrons vers les noyaux ${}^7\text{He}$ et ${}^6\text{He}$. Le premier faisceau SPIRAL d' ${}^8\text{He}$ produit à 15.6 A.MeV , était envoyé sur une cible de polypropylène de 8.25 mg/cm^2 . L'intensité du faisceau augmenta progressivement lors de la prise de données pour atteindre une valeur de $1.4 \cdot 10^4$ particules par seconde. Les huit télescopes MUST détectaient les particules chargées légères de recul (protons, deutons et tritons) en coïncidence avec l'éjectile lourd (${}^{4,6,8}\text{He}$) détecté dans un ensemble de six lattes de scintillateurs plastiques. Les deux détecteurs de faisceau CATS permettaient de reconstruire événement par événement la position et l'angle d'incidence du faisceau sur la cible.

A partir des données brutes recueillies lors de la prise de données, nous avons reconstruits les paramètres utiles à la reconstruction des observables physiques qui sont ici les spectres en énergie d'excitation et les distributions angulaires. Ces paramètres sont principalement l'angle de diffusion de la particule légère chargée et son énergie, qui permettent par masse manquante de calculer l'énergie d'excitation du partenaire lourd et l'angle de diffusion dans le repère du centre de masse.

Afin de bien comprendre les différents effets introduits sur les données par le dispositif expérimental et de pouvoir conduire une analyse cohérente des spectres en énergie d'excitation, nous avons écrit un programme de simulation. Ce dernier nous a permis de reproduire les différents effets observés dans les données et de calculer les paramètres nécessaires à l'analyse des données pour obtenir les observables voulues. Ce programme, écrit en C++, a été conçu de manière à pouvoir être facilement adapté pour les autres expériences de la collaboration MUST. Il peut aussi bien être utilisé pour préparer une expérience et simuler les résultats attendus et choisir au mieux la géométrie, que pour analyser une expérience disposant de données.

Durant le traitement des données, nous avons rencontré quelques difficultés, ces dernières concernant à la fois les télescopes MUST et le mur de scintillateurs plastiques. Pour ce type d'expérience la position des détecteurs MUST dans la chambre doit être connue avec une précision de l'ordre de 0.5 mm . Or la procédure de mesure du positionnement des détecteurs dans la chambre à réaction ne permettait pas d'atteindre la précision nécessaire ; seule la position de quatre des huit modules MUST a pu être mesurée avec la précision nécessaire ; la position des quatre modules restant étant déduite par la géométrie de la mécanique supportant l'ensemble. Il fut alors nécessaire d'établir un algorithme basé sur les données physiques et une réaction de référence connue, ici la diffusion élastique, pour ajuster la position des détecteurs. Ceci nécessite plusieurs mois de travail. Il existe maintenant un nouveau dispositif de repérage qui permet de mesurer avec précision, quelle que soit la configuration des télescopes, leur positionnements relatifs et absolus dans la chambre, évitant ainsi les problèmes liés à l'absence de repérage de certains modules dont le positionnement repose alors sur la mécanique. Une seconde difficulté réside dans l'étalonnage du second étage de MUST en SiLi qui dépend de l'étalonnage du premier étage, lui-même étalonné avec une source alpha 3 pics ne permettant pas de couvrir toute la gamme en énergie. Là encore, nous avons réussi à résoudre les problèmes mais encore au prix d'une analyse longue et minutieuse. Des tests préliminaires ont montré qu'il était possible de placer la source alpha derrière le SiLi. Cette procédure combinée avec des mesures avec un générateur d'impulsion devrait simplifier la vie du thésard MUST. Une dernière difficulté fut la mauvaise identification dans le mur de plastiques, dont la résolution en énergie pour les énergies considérées combinée avec une résolution temporelle insuffisante des CATS (référence temporelle pour la mesure du temps de vol) ne permet pas de séparer les différents isotopes d'Helium. Une analyse globale seule a donc pu être effectuée.

Les résolutions atteintes sur les spectres en énergie d'excitation avec notre dispositif varient entre 600 keV et 1 MeV suivant la réaction étudiée et les paramètres expérimentaux considérés (épaisseur de la cible et énergie de la particule légère de recul). Les états observés pour les trois noyaux sont en accord avec les données de la littérature. Nous indiquons la présence d'un premier état excité dans l' ${}^7\text{He}$ à 0.9 MeV et nous donnons aussi pour la première fois la position d'un second état excité de l' ${}^8\text{He}$ à 5.4 MeV, état dont la présence était soupçonnée par Korshennikov et collaborateurs [Kor93]. Pour les états le permettant, nous avons extrait les distributions angulaires associées. Nous avons ainsi obtenu lors d'une même prise de données, un large ensemble de données cohérentes concernant l' ${}^8\text{He}$.

Dans un premier temps, nous avons analysé les distributions angulaires de diffusions élastique et inélastique avec le formalisme classique du modèle optique et de la DWBA. Cette étude nous a montré que les effets de couplages aux autres voies de réactions ne peuvent être simplement introduits par une renormalisation du potentiel comme il est possible de le faire pour des énergies supérieures à la

dizaine de MeV/nucléon, énergie à laquelle nous avons réalisé nos mesures. Il s'est avéré nécessaire de prendre en compte ces couplages explicitement dans le formalisme via des calculs en voies couplées (CRC) avec discrétisation du continuum du deuton (CDCC). Ces calculs nous ont permis de reproduire avec succès la diffusion élastique et d'extraire un facteur spectroscopique de 4.4 ± 1.3 pour le "pick-up" d'un neutron de l' ^8He , valeur en accord avec une sous-couche $p3/2$ remplie par quatre neutrons.

Une telle analyse nécessite d'être très prudent avec les potentiels utilisés pour décrire les différentes voies de réaction. La connaissance des différentes distributions angulaires de diffusion élastique à la bonne énergie permet de minimiser les sources d'incertitudes sur les paramètres du modèle. Ainsi, la mesure lors d'une même expérience des différentes voies de réactions permet de minimiser les incertitudes dues à la méconnaissance des différents potentiels.

Dans l'optique de pouvoir mesurer lors d'une même prise de données les différentes voies de réactions et optimiser ainsi à la fois le temps de faisceau et de traitement des données, une collaboration entre le SPhN/CEA-Saclay, l'IPN d'Orsay et le GANIL a conçu MUST2. Ce détecteur est fortement inspiré de MUST et profite de l'expérience acquise sur ce dernier. Il est lui aussi composé de trois étages, un Si à pistes double faces de dimension $10 * 10 \text{ cm}^2$, un second étage composé de SiLi segmenté et un troisième étage en CsI lui aussi segmenté. L'ensemble composé de six télescopes couvrira un angle solide multiplié par trois par rapport à celui couvert par les 8 télescopes MUST. Il sera plus compact grâce à l'utilisation d'une électronique de type ASIC qui réduit considérablement le volume occupé par l'électronique à l'arrière de chaque télescope et le nombre de câbles et de connecteurs.

Le couplage de MUST et de MUST2 permettra de couvrir une large gamme angulaire afin de mesurer lors de la même prise de données les diffusions élastique et inélastique et les différentes réactions de transfert.

En outre, compte tenu des qualités optiques des faisceaux radioactifs actuels, les ensembles MUST et MUST2 doivent être couplés à des détecteurs de faisceau qui permettent de mesurer événement par événement la position et l'angle d'incidence du faisceau sur la cible. Le Service de Développement des Détecteurs (SED) et le SPhN du CEA-Saclay travaillent en collaboration sur la future génération de détecteurs de faisceau. Ces détecteurs doivent être capables de supporter une plus grande intensité de particules, limitée à quelques 10^5 avec les détecteurs actuels CATS. Leur résolution temporelle sera inférieure à la ns pour tous les ions fournissant ainsi une référence en temps pour tous les autres détecteurs ; la résolution temporelle des CATS lors de l'expérience était de 1.7 ns . Ils disposeront en outre d'une électronique plus rapide adaptée à celle de MUST2.

Pour les noyaux plus lourds pour lesquels la densité d'états excités liés est bien supérieure à la résolution du dispositif même en utilisant des cibles minces, il sera possible de coupler MUST2 avec le multidétecteur germanium 4π Exogam détectant les γ de décroissance des noyaux excités augmentant ainsi la résolution

en énergie du dispositif expérimental. Au lieu des quelques centaines de keV obtenus sur les spectres en énergie d'excitation avec l'ensemble CATS-MUST, la résolution pourra descendre à quelques dizaines de keV voir quelques keV.

Ces différents détecteurs sont des outils adaptés pour les différents faisceaux radioactifs disponibles actuellement notamment avec les dispositifs SPIRAL et REX-ISOLDE, ainsi que pour les futures générations de faisceaux préparées par les projets SPIRAL2, qui permettra d'étudier les fragments de fission, et à plus long terme EURISOL.

Annexes

Annexe A

Cinématiques à deux corps

Cette annexe présente les calculs de cinématique à 2 corps qui nous ont été utiles lors du traitement des données.

Notations

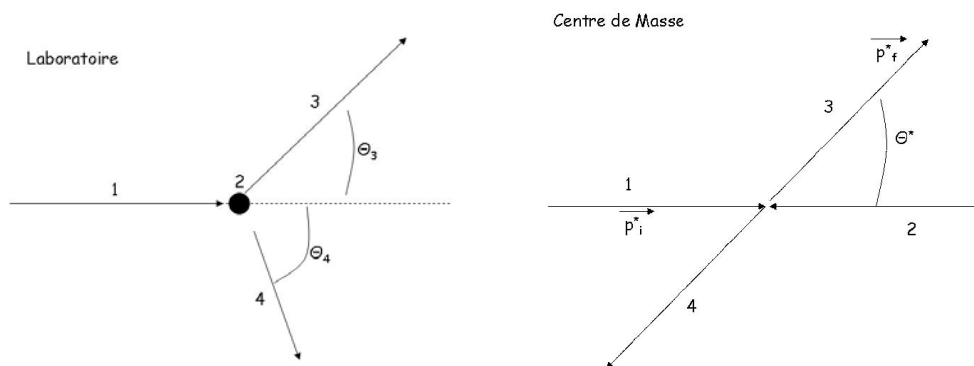


FIG. A.1 – Notation à gauche dans le laboratoire, à droite dans le centre de masse.

Dans toute la suite les notations seront les suivantes :

- 1 désigne le faisceau (dans notre cas 8He)
- 2, la cible (proton)
- 3, l'éjectile (8He , 7He ou 6He)
- 4, le recul (proton, deuton ou triton)
- E , l'énergie totale (énergie cinétique et énergie de masse)
- T , l'énergie cinétique
- m_i , la masse de la particule i
- \vec{p}_i , l'impulsion de la particule i

- *, indique que la quantité est exprimée dans le référentiel du centre de masse (et non pas le caractère excité de la particule, comme dans le reste du manuscrit).

Nous connaissons m_1 , T_1 (paramètres du faisceau), m_2 (cible) et m_4 (recul). Nous mesurons T_4 et θ_4 et en déduisons m_3 , θ^* .

Pour passer du référentiel du laboratoire à celui du centre de masse, nous utilisons le boost de Lorentz avec :

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

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

ce qui nous donne :

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

$$p_i^* = \frac{p_1 m_2}{\sqrt{(T_1 + m_1 + m_2)^2 - p_1^2}}$$

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

Energie d'excitation de la particule 3

Ici supposons que le noyau 3 est dans un état excité d'énergie E_3^{exc} , c'est à dire :

$$m_3 = m_3^0 + E_3^{exc}$$

où m_3^0 est la masse du noyau 3 dans son état fondamental.

Si nous connaissons les paramètres T_4 et θ_4 , nous pouvons calculer m_3 et en déduire l'énergie d'excitation de la particule 3. La conservation de l'impulsion donne :

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_3 + \vec{p}_4$$

d'où

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

or

$$E_3^2 = p_3^2 + m_3^2$$

qui combinée à la conservation de l'énergie,

$$T_1 + m_1 + m_2 = T_3 + m_3 + T_4 + m_4$$

donne :

$$m_3^2 = [T_1 + m_1 + m_2 - (T_4 + m_4)]^2 - p_3^2$$

soit encore :

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

Angle dans le centre de masse

En écrivant le boost de Lorentz de passage du référentiel du laboratoire à celui du centre de masse pour la particule 4, nous obtenons :

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

et $\theta^* = \theta_3^* = \pi - \theta_4^*$ (avec $0 < \theta_4^* < \pi$)

De la même façon, à partir de l'angle de diffusion θ^* dans le centre de masse, il est possible de déduire les paramètres des particules 3 et 4 dans le référentiel du laboratoire :

$$\begin{aligned} T_3 &= \gamma \sqrt{p_f^{*2} + m_3^2} + \beta \gamma p_f^* \sin \theta^* \\ \cos \theta_3 &= \frac{p_f^*}{p_3} \cos \theta^* \\ \sin \theta_3 &= \frac{\beta \gamma \sqrt{p_f^{*2} + m_3^2} + \gamma p_f^* \sin \theta^*}{p_3} \end{aligned}$$

On obtient T_4 et θ_4 en remplaçant θ^* en $\pi - \theta^*$ dans les équations précédentes.

Jacobien

Les distributions angulaires sont calculées pour l'éjectile noté ici 3. Nous calculons donc le jacobien pour cette particule.

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

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

avec

$$\tau = \frac{\beta \sqrt{p_f^{*2} + m_3^2}}{p_f^*}$$

Cas particuliers : diffusion élastique

Pour la diffusion élastique, nous avons $m_3 = m_1$ et $m_4 = m_2$. La connaissance d'un seul paramètre permet de reconstruire les autres.

Connaissant θ_4 :

$$T_4 = \frac{2m_2}{\left(\frac{T_1 + m_1 + m_2}{p_1 \cos \theta_4}\right)^2 - 1}$$

Connaissant T_4 :

$$\cos \theta_4 = \frac{T_1 + m_1 + m_2}{p_1} \sqrt{\frac{T_4}{2m_2 + 1}}$$

Annexe B

Espace des phases

L'objet de cette annexe est de fournir au lecteur motivé les équations nécessaires pour effectuer des calculs de cinématiques à plusieurs corps, plusieurs voulant dire plus que deux ! Le cadre général de ce type de calcul de cinématique à plusieurs corps est développé dans [Nyb68]. Les équations issues de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, ainsi obtenues, n'étant, dans la majorité des cas, non solubles de manière analytique, nous utilisons un programme de simulation Monte Carlo. Les équations essentielles du programme sont données dans les paragraphes suivants. Dans toute la suite de cette annexe, nous négligerons les variables de spin dont les effets sont en général petits [Ada61] et détaillés dans [Nyb68].

B.1 Définition

Considérons une réaction de particules élémentaires avec n particules dans l'état final. Chaque particule est décrite par son quadrivecteur $q_i = (\vec{p}_i, iE_i)$ pour lequel $q_i^2 = -m_i^2$ où m_i est la masse de la particule au repos, avec :

$$\sum_{i=1}^n q_i = Q \text{ avec } Q = (\vec{p}, iE)$$

La probabilité que la réaction produise la $i^{\text{ème}}$ particule dans l'état dq_i s'écrit, mis à part les facteurs de normalisation [Hag63] :

$$d^{4n} P_n = d^{4n} R_n H$$

où H est le facteur dynamique et R_n l'espace des phases qui exprime la conservation de l'énergie et de l'impulsion et fixe les masses lors de la réaction, décrit par :

$$d^{4n} R_n = d^4 q_1 d^4 q_2 \dots d^4 q_n \delta^4 \left(\sum_{i=1}^n q_i - Q \right) \prod_{j=1}^n \delta(q_j^2 + m_j^2) \quad (\text{B.1})$$

Cette quantité étant invariante par transformation de Lorentz, elle est appelée espace des phases invariant de Lorentz.

Utilisons une propriété importante de la fonction de Dirac δ :

$$\int f(x)\delta(g(x))dx = \left[f(x) \left| \frac{\partial g(x)}{\partial x} \right| \right]_{x=x_0} \text{ où } g(x_0) = 0 \quad (\text{B.2})$$

ainsi

$$\int \delta(q_i^2 + m^2)(dq_i)_4 = \frac{1}{2E_i}$$

Exprimons B.1 dans le référentiel du centre de masse des n particules où $\vec{p} = \vec{0}$ et intégrons sur la 4^{ème} composante de tous les q_i , nous obtenons :

$$d^{3n}R_n = \frac{d^3\vec{p}_1}{2E_1} \frac{d^3\vec{p}_2}{2E_2} \dots \frac{d^3\vec{p}_n}{2E_n} \delta^3\left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i\right) \delta\left(\sum_{i=1}^n E_i - E\right) \quad (\text{B.3})$$

B.2 Espace des phases à deux particules

Calculons l'espace des phases pour deux particules 1 et 2 de masse m_1 et m_2 dans l'état final. D'après B.3, nous avons :

$$R_2 = \int \int \frac{d^3\vec{p}_1}{2E_1} \frac{d^3\vec{p}_2}{2E_2} \delta^3(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) \delta(E_1 + E_2 - E)$$

Ce qui devient après intégration sur $d^3\vec{p}_2$:

$$R_2 = \int \frac{d^3\vec{p}_1}{4E_1 E_2(p_1)} \delta(E_1 + E_2(p_1) - E)$$

soit encore

$$R_2 = \int \frac{1}{4E_1 E_2(p_1)} p_1^2 dp_1 d\cos\theta_1 d\varphi_1 \delta(E_1 + E_2(p_1) - E)$$

Comme les deux particules sont émises de manière isotrope dans l'espace, nous pouvons intégrer sur θ_1 et φ_1 ce qui donne le facteur 4π

$$R_2 = \int \frac{4\pi}{4E_1 E_2(p_1)} p_1^2 dp_1 \delta(\sqrt{p_1^2 + m_1^2} + \sqrt{p_1^2 + m_2^2} - E)$$

en utilisant B.2 avec

$$f(p_1) = \frac{\pi p_1^2}{E_1 E_2(p_1)}$$

et

$$g(p_1) = \sqrt{p_1^2 + m_1^2} + \sqrt{p_1^2 + m_2^2} - E$$

nous obtenons :

$$R_2 = \frac{\pi(p_1)_0}{E} \quad (\text{B.4})$$

où

$$(p_1)_0 = \frac{\sqrt{(E^2 - (m_1 + m_2)^2)(E^2 - (m_1 - m_2)^2)}}{2E} \quad (\text{B.5})$$

qui peut se réécrire :

$$(p_1)_0 = \sqrt{\left(\frac{E^2 + m_2^2 - m_1^2}{2E}\right)^2 - m_2^2} \quad (\text{B.6})$$

B.3 Espace des phases à n particules

Pour $n > 2$, le calcul de R_n dans l'espace énergie-impulsion (\vec{p}, E) nécessite de calculer des intégrales sur $3n$ variables non indépendantes et dont les limites ne sont pas triviales. Afin d'éviter ces inconvénients, changeons de représentation, et utilisons la représentation en masse invariante.

B.4 Distribution en masse invariante

La masse invariante $M_{i\dots j}$ des particules $i\dots j$ est définie par :

$$M_{i\dots j}^2 = -(q_i + \dots + q_j)^2$$

$$M_{i\dots j}^2 = (E_i + \dots + E_j)^2 - (\vec{p}_i + \dots + \vec{p}_j)^2$$

Notons la masse invariante des particules 1 à k d'un ensemble de n particules : ${}_k^n M^2$ et \mathcal{R}_k le référentiel du centre de masse des particules 1 à k .

La masse invariante est un scalaire de Lorentz, elle prend toujours la même valeur quelque soit le référentiel. Elle est donc très utile car il n'y a alors aucune difficulté à passer de référentiel du laboratoire à celui du centre de masse.

Utilisons la relation $\delta(x - y) = \int dz \delta(x - z) \delta(z - y)$ qui donne :

$$\delta^4\left(\sum_{i=1}^n q_i - Q\right) = \int d^4 Q_k \delta^4\left(\sum_{i=1}^k q_i - Q_k\right) \delta^4\left(Q_k - Q + \sum_{i=k+1}^n q_i\right)$$

afin de développer l'équation B.1 :

$$R_n(Q; m_1, \dots, m_n) = \int \delta^4\left(\sum_{i=1}^k q_i - Q_k\right) \prod_{j=1}^k \delta(q_j^2 + m_j^2) d^4 q_j$$

$$d^4 Q_k \delta^4\left(Q_k + \sum_{i=k+1}^n q_i - Q\right)$$

$$\prod_{j=k+1}^n \delta(q_j^2 + m_j^2) d^4 q_j$$

La seule intégration sur une quadrivecteur à ne pas avoir de relation de couche de masse est Q_k . Cependant, nous pouvons écrire :

$$1 = \int d_k^n M^2 \delta(Q_k^2 + {}^n_k M^2)$$

soit

$$\begin{aligned} R_n(Q; m_1, \dots, m_n) &= \int d_k^n M^2 \delta^4\left(\sum_{i=1}^k q_i - Q_k\right) \prod_{j=1}^k \delta(q_j^2 + m_j^2) d^4 q_j \\ &\quad \delta^4\left(Q_k + \sum_{i=k+1}^n q_i - Q\right) \delta(Q_k^2 + {}^n_k M^2) d^4 Q_k \prod_{j=k+1}^n \delta(q_j^2 + m_j^2) d^4 q_j \end{aligned}$$

c'est à dire

$$R_n(Q; m_1, \dots, m_n) = \int d_k^n M^2 R_k(Q_k; m_1, \dots, m_k) R_{n-k+1}(Q; m_{k+1}, \dots, m_n, {}^n_k M) \quad (\text{B.7})$$

ce qui implique :

$$\frac{dR_n}{d_k^n M^2} = R_k(\vec{0}, {}^n_k M; m_1, \dots, m_k) R_{n-k+1}(\vec{0}, E; m_{k+1}, \dots, m_n, {}^n_k M)$$

qui est la formule générale pour une distribution en masse invariante de k-particules dans un espace des phases de n particules. Elle est le produit de deux fonctions :

- R_k = probabilité que les k particules aient une énergie totale ${}^n_k M$ dans \mathcal{R}_k
- R_{n-k+1} = probabilité que les n-k particules plus une de masse ${}^n_k M$ aient une énergie totale E dans le référentiel \mathcal{R}_n .

Ainsi $dR_n/d_k^n M^2$ exprime la probabilité que toutes les particules aient l'énergie E et que les k premières particules aient une énergie ${}^n_k M$.

En écrivant successivement dans l'équation B.7, $k = n - 1$, $k = n - 2 \dots$ et en remarquant que ${}^n_n M = E$ dans \mathcal{R}_n , nous obtenons la relation :

$$\begin{aligned} R_n(\vec{0}, E; m_1, \dots, m_n) &= \int d_{n-1} {}^n M d_{n-2} {}^n M \dots d_2 {}^n M \prod_{i=2}^{n-1} 2 \int d_i {}^n M \\ &\quad \prod_{i=2}^n R_2(\vec{0}, {}^n_i M; m_i, {}^n_{i-1} M) \end{aligned}$$

Or $R_2(\vec{0}, {}^n_i M; m_i, {}^n_{i-1} M)$ est l'espace des phases à deux particules de masses m_i et ${}^n_{i-1} M$ ayant pour énergie totale ${}^n_i M$ dans leur référentiel du centre de masse, d'où d'après B.4 et B.6 :

$$R_2(\vec{0}, {}^n_i M; m_i, {}^n_{i-1} M) = \frac{\pi p_i}{{}^n_i M}$$

où

$$p_i({}^n M, {}_{i-1}{}^n M, m_i) = \sqrt{\left(\frac{{}^n M^2 + m_i^2 - {}_{i-1}{}^n M^2}{2 {}^n M}\right)^2 - m_i^2}$$

Soit encore :

$$R_n(\vec{0}, E; m_1, \dots, m_n) = \frac{2^{n-2} \pi^{n-1}}{E} \int d_{n-1}{}^n M d_{n-2}{}^n M \dots d_2{}^n M \prod_{i=2}^n p_i({}^n M, {}_{i-1}{}^n M, m_i) \quad (\text{B.8})$$

Les limites d'intégration dans B.8 ne sont pas indépendantes car les masses invariantes doivent vérifier la relation :

$${}_{k-1}{}^n M + m_k \leq {}_k{}^n M \leq {}_{k+1}{}^n M - m_{k+1} \quad (\text{B.9})$$

Ainsi nous disposons d'une formule pour calculer la distribution en masse invariante pour chaque n. Cependant, que ce soit dans la représentation énergie-impulsion, ou en masse invariante, il est nécessaire de calculer des intégrales dont les limites ne sont pas triviales, ni indépendantes et donc qui ne peuvent être calculées de manière analytique. Mais la simplicité de ces formules rend leur calcul numérique simple. Les équations B.8 et B.9 sont simples à calculer numériquement par tirage aléatoire. En outre, conjuguer ces formules aux effets des systèmes de détection d'une expérience peut souvent se révéler une opération impossible, ce qui n'est plus le cas par une méthode Monte Carlo.

B.5 Simulation Monte Carlo

La méthode Monte Carlo permet de générer un échantillon d'événements qui suit n'importe quelle distribution que l'on peut écrire. Les événements ainsi générés peuvent être utilisés pour tester un programme d'analyse, où alors introduits dans un programme de simulation de la détection afin de comprendre et identifier les événements ambigus par exemple. Ainsi la méthode Monte Carlo nous permet d'étudier des déviations dans les données par rapport à l'espace des phases. Plusieurs programmes ont été écrits pour générer l'espace des phases. Nous indiquons ici la procédure utilisée par la classe Root TGenPhaseSpace que nous avons utilisée.

B.5.1 Algorithme

Il est possible d'arranger n-2 nombres r_k tirés au hasard tels que :

$$0 < \dots < r_{k-1} < r_k < r_{k+1} < \dots < 1$$

en posant $r_1 = 0$ et $r_n = 1$, nous avons :

$${}_k{}^n M = \sum_{i=1}^k m_i + r_k (E - \sum_{i=1}^n m_i)$$

où ${}^n_1M = m_1$ et ${}^n_nM = E$; chaque n_kM satisfaisant ainsi la condition B.9.

Ainsi nous avons généré un événement physiquement possible où l'énergie et l'impulsion sont conservées [Kop61]. Cependant à chaque événement doit être attribué un poids w suivant B.8 pour représenter l'espace des phases.

$$w = \frac{2^{n-2}\pi^{n-1}}{E} \prod_{i=2}^n p_i({}^n_iM, {}^n_{i-1}M, m_i)$$

où $p_i({}^n_iM, {}^n_{i-1}M, m_i)$ est l'impulsion de la $i^{\text{ème}}$ particule de masse m_i dans \mathcal{R}_i . Le poids est maximum quand chaque p_i est maximum, c'est à dire que dans chaque \mathcal{R}_i les $i - 1$ particules peuvent être assimilées à une seule particule dont la masse est la somme des $i - 1$ masses :

$$w_{max} = \frac{2^{n-2}\pi^{n-1}}{E} \prod_{i=2}^n p_i(E - \sum_{j=i+1}^n m_j, \sum_{j=1}^{i-1} m_j, m_i)$$

Si l'on désire un échantillon d'événement tous de même poids 1, on utilise la méthode de réjection :

- à chaque événement on associe une variable aléatoire r entre 0 et 1
- si $r > w/w_{max}$, on rejète l'événement
- si $r \leq w/w_{max}$, on accepte l'événement avec le poids 1.

L'état final est alors complètement défini par les $(n-2)$ masses invariantes et $(2n-2)$ angles, ce qui constitue bien $3n-4$ variables indépendantes ($3n$ pour chaque composante de \vec{p}_i ($i = 1..n$), et -4 pour la conservation de l'énergie impulsion).

Pour choisir les variables angulaires, on se place dans \mathcal{R}_k , on obtient θ_k et φ_k (angles du repère sphérique) qui définissent l'orientation du système des k particules par tirage aléatoire dans l'angle solide $d \cos \theta_k d\varphi_k$. On applique cette rotation aux $(k-1)$ particules, et on a donc ainsi toutes les impulsions des k particules exprimées dans \mathcal{R}_k . Par étapes successives, on obtient les n impulsions des n particules dans \mathcal{R}_n . Pour l'espace des phases, les distribution en $\cos \theta_k$ et φ_k sont isotropiques.

L'algorithme de calcul est résumé sur la figure B.1. Donc pour chaque événement, nous avons les quadrivecteurs q_i de chaque particules dans le référentiel du laboratoire.

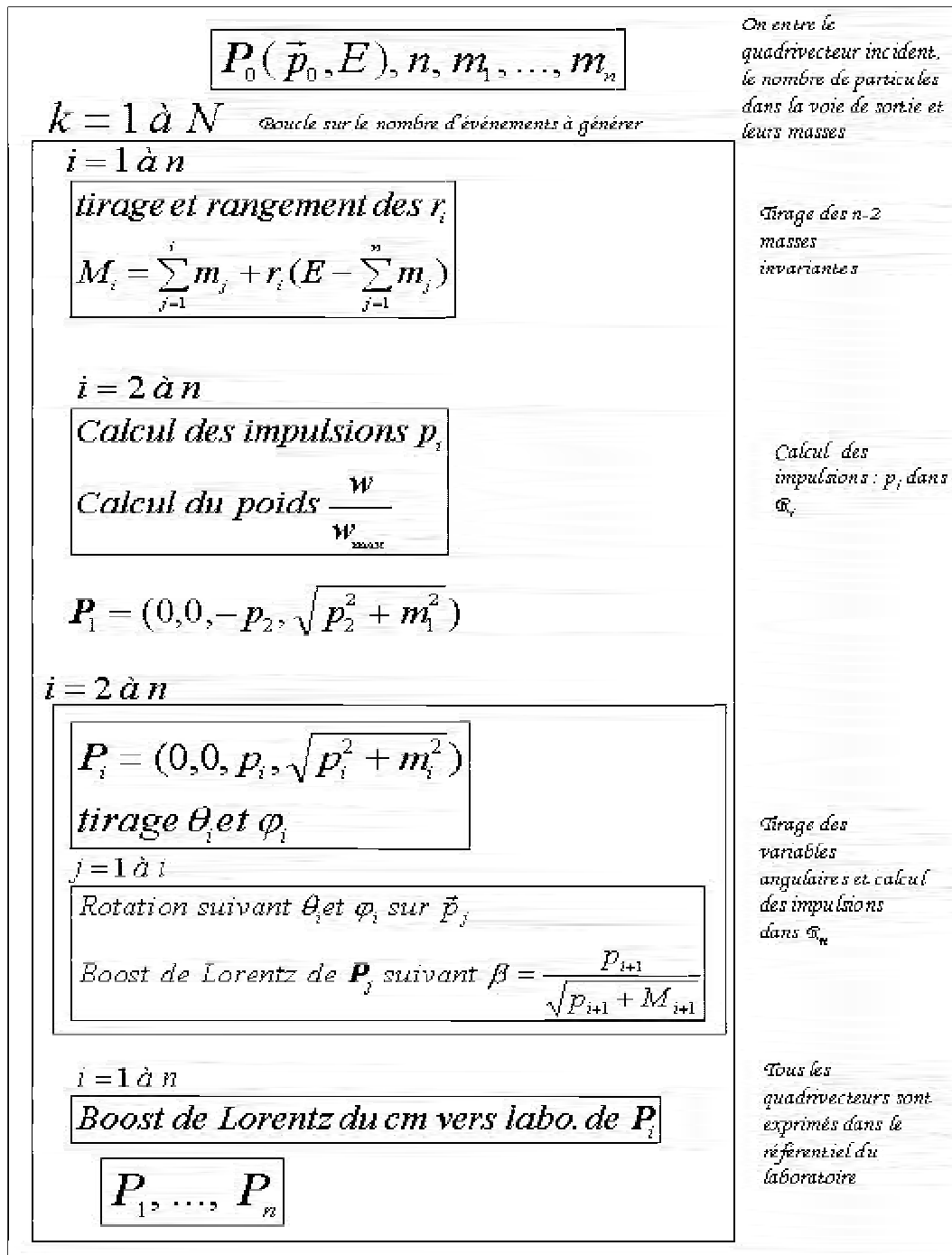


FIG. B.1 – Algorithme du calcul d'espace des phases

Annexe C

Reconstruction d'un événement

CATS

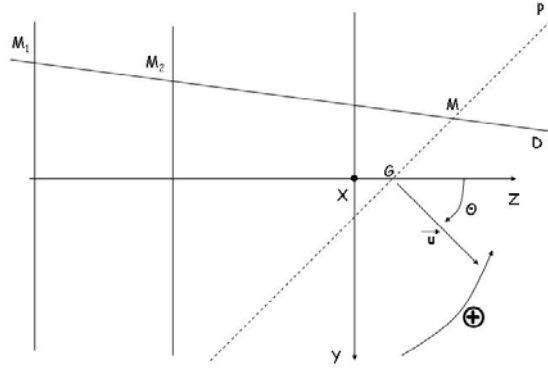


FIG. C.1 – Schéma du principe de reconstruction de la position sur la cible, projection dans le plan YOZ

Les équations suivantes donnent les coordonnées du point $M(X, Y, Z)$ d'intersection de la droite D passant par les points $M_1(X_1, Y_1, Z_1)$ et $M_2(X_2, Y_2, Z_2)$ avec le plan P défini par le point $G(X_G, Y_G, Z_G)$ et le vecteur normal $\vec{u}(0, \sin \theta, \cos \theta)$

$$\begin{cases} X = X_1 - \frac{A}{C}(-Y_1 \sin \theta + (Z_1 - Z_G) \cos \theta) \\ Y = \cos \theta [Y_1 \cos \theta + (Z_1 - Z_G) \sin \theta - \frac{B}{C}(-Y_1 \sin \theta + (Z_1 - Z_G) \cos \theta)] \\ Z = \sin \theta [Y_1 \cos \theta + (Z_1 - Z_G) \sin \theta - \frac{B}{C}(-Y_1 \sin \theta + (Z_1 - Z_G) \cos \theta)] + Z_G \end{cases}$$

avec

$$\begin{aligned}
A &= X_2 - X_1 \\
B &= (Y_2 - Y_1) \cos \theta + (Z_2 - Z_1) \sin \theta \\
C &= -(Y_2 - Y_1) \sin \theta + (Z_2 - Z_1) \cos \theta
\end{aligned}$$

Les détecteurs Cats fournissent les coordonnées des points M_1 et M_2 . On obtient le point d'interaction du faisceau avec la cible $C(X_C, Y_C, Z_C)$ en posant $Z_G = u$ où u est une variable aléatoire comprise entre $\pm \frac{\epsilon}{2}$ et $\theta = \theta_{cible} = -45^\circ$.

MUST

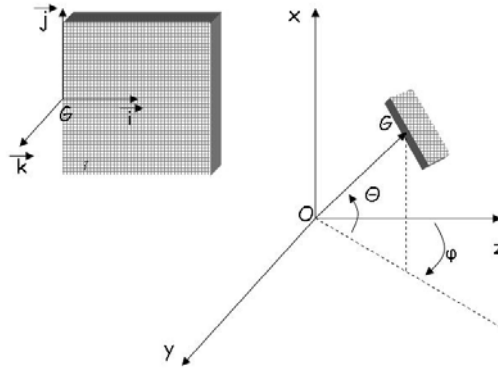


FIG. C.2 – Schéma des notations associées à Must. Dans ce cas $\theta > 0$ et $\varphi < 0$.

Chaque module est repéré par un vecteur \vec{OG} normal au module et par son repère propre noté $R_{Must}(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$

$$\vec{OG} = \begin{pmatrix} z_{det} \sin \theta \\ -z_{det} \cos \theta \sin \varphi \\ z_{det} \cos \theta \cos \varphi \end{pmatrix}_{lab}$$

$$\vec{i} = \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix}_{lab} \quad \vec{j} = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \sin \varphi \\ -\sin \theta \cos \varphi \end{pmatrix}_{lab} \quad \vec{k} = \begin{pmatrix} -\sin \theta \\ \cos \theta \sin \varphi \\ -\cos \theta \cos \varphi \end{pmatrix}_{lab}$$

où $z_{det} = \|\vec{OG}\|$ et θ et φ sont définis sur le schéma C.2.

Pour chaque module, les paramètres (a_x, b_x) et (a_y, b_y) permettent de passer du numéro de la piste touchée ($piste_x, piste_y$) au point $M(x_{must}, y_{must})$ dans le

repère propre au module R_{Must} :

$$\begin{aligned}x_{must} &= a_x piste_x + b_x \\y_{must} &= a_y piste_y + b_y\end{aligned}$$

On obtient \overrightarrow{OM} dans R_{lab} en appliquant :

$$\begin{aligned}\overrightarrow{OM} &= \overrightarrow{OG} + \overrightarrow{GM} \\ \overrightarrow{GM} &= x_{must}\vec{i} + y_{must}\vec{j}\end{aligned}$$

d'où

$$\overrightarrow{OM} = \begin{pmatrix} z_{det} \sin \theta + y_{must} \cos \theta \\ -z_{det} \cos \theta \sin \varphi + x_{must} \cos \varphi + y_{must} \sin \theta \sin \varphi \\ z_{det} \cos \theta \cos \varphi + x_{must} \sin \varphi - y_{must} \sin \theta \cos \varphi \end{pmatrix}$$

Événement

Les détecteurs CATS nous donnent les coordonnées du point d'interaction du faisceau avec un noyau de la cible C ainsi que le vecteur $\overrightarrow{C_1C}$, MUST le type de particule, le point M et E_{Si} et E_{SiLi} .

Nous reconstruisons :

- l'angle de diffusion θ_{diff} avec

$$\cos \theta_{diff} = \frac{\overrightarrow{C_1C} \cdot \overrightarrow{CM}}{\|\overrightarrow{C_1C}\| \|\overrightarrow{CM}\|}$$

- la distance parcourue par la particule dans la cible

$$d_{cible} = \frac{\frac{e}{2} - (-Y_C \sin \theta_{cible} + Z_C \cos \theta_{cible})}{-\sin \theta_1 \sin \varphi_1 \sin \theta_{cible} + \cos \theta_1 \cos \theta_{cible}}$$

où e , épaisseur de la cible, θ_1 et φ_1 , angles sphériques de \overrightarrow{CM}

- l'énergie totale à l'entrée du détecteur MUST $E_{MUST} = E_{Si} + E_{SiLi} + E_{ZonesMortes}$
- en fonction de d_{cible} , E_{MUST} , l'énergie initiale de la particule avant perte d'énergie dans la cible E_{tot}
- l'énergie d'excitation de l'éjectile (cf Annexe A)
- l'angle associé à la réaction dans le référentiel du centre de masse (cf Annexe A)

Autres petits calculs utiles

Nous pouvons calculer la distance parcourue par la particule dans chaque étage de Must.

$$d_{Si} = e_{Si} \frac{\|\vec{OG}\| \|\vec{CM}\|}{\vec{OG} \cdot \vec{CM}}$$

où e_{Si} est l'épaisseur intrinsèque du module dont la valeur dépend du module mais tourne autour de $300 \mu m$.

Annexe D

Tables de pertes d'énergie

De l'utilisation des tables de pertes d'énergie.

Définition

Les tables sont des fichiers sous la forme

E (MeV) range (cm)

où E est l'énergie du proton incident et range, la distance parcourue par ce proton d'énergie E dans le matériau donné. Elles sont données pour différents matériaux, silicium, polypropylène, Aluminium, CsI. La figure D.1 présente la distance parcourue par des protons dans le Silicium en fonction de leur énergie.

Pour utiliser ces tables avec d'autres particules que le proton, nous appliquons la relation [Sky67] :

$$r_i = r_p \frac{A_i}{A_p} E^{B_i - B_p}$$

où i p,d,t,³He ou ⁴He A et B sont les coefficients du tableau D.1

Noyau	A	B
¹ H	13.27	1.74
² H	8.48	1.72
³ H	6.96	1.68
³ He	1.90	1.66
⁴ He	1.61	1.65

TAB. D.1 – Coefficients A et B pour les particules légères chargées pour passer des protons aux autres particules.

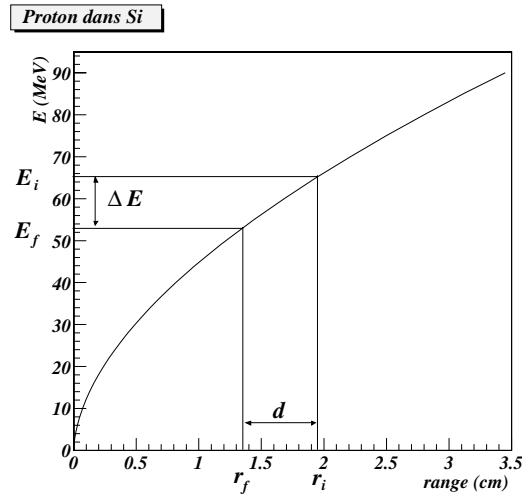


FIG. D.1 – Distance parcourue (range) par des protons dans du Silicium en fonction de leur énergie E .

Construction de la courbe $\Delta E - E$

A partir de ces tables, nous pouvons reconstruire la courbe de l'énergie déposée dans une épaisseur d de matériau en fonction de l'énergie incidente de la particule.

Nous supposons une énergie E_i initiale de la particule avant d'entrer dans la matériau. A E_i est associé une distance de parcours r_i comme indiqué sur la figure D.1. Or la particule ne traverse que la distance d ($d < r_i$ car sinon $\Delta E = E_i$), il lui reste donc la distance $r_f = r_i - d$ à parcourir pour que son énergie soit nulle ; cette distance r_f étant elle même associée à l'énergie E_f , la particule a déposé $E_i - E_f = \Delta E$ dans l'épaisseur d de matériau. Le schéma D.2 illustre tout ceci.

En faisant varier E_i , nous obtenons une courbe $\Delta E - E$ pour une épaisseur donnée d de matériau. La figure D.3 montre le résultat de ce calcul pour des protons dans 300 μm de Si.

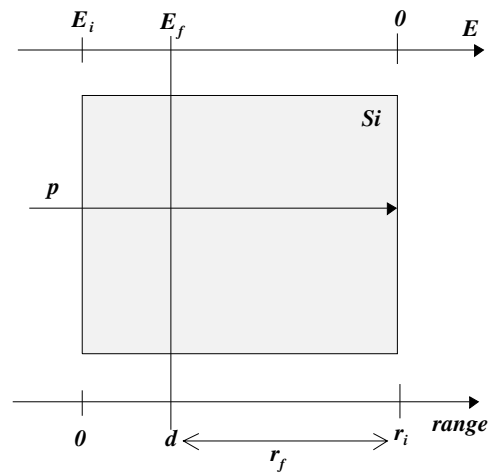


FIG. D.2 – Distance parcourue (range) par des protons dans du Silicium en fonction de leur énergie E .

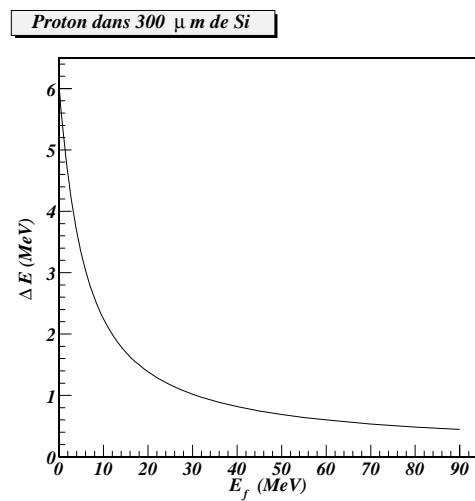


FIG. D.3 – Energie déposée ΔE en fonction de l'énergie restante E_f en sortie d'un proton dans $300 \mu m$ de Si.

Bibliographie

Références

- [Ada61] R.K. Adair, *Some considerations concerning Final-State Interactions and the reaction $K_2^0 + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+ + \pi^0$* , Rev. Mod. Phys. **33** (1961) 406.
- [Ada65] R.K. Adair, *Problems in the Analyses of Final-State Resonances*, Rev. Mod. Phys. **37** (1965) 473.
- [Ala96] N. Alamanos et P. Roussel-Chomaz, *Recent results on elastic and inelastic scattering*, Ann. Phys. Fr.**21** (1996) 601.
- [Ala98] N. Alamanos, F. Auger, B.A. Brown et A. Pakou, *Inelastic proton scattering and nuclear structure towards the drip lines*, J. Phys. G**24** (1998) 1541.
- [AlK96] J.S. Al-Khalili, J.A. Tostevin et I.J. Thompson, *Radii of halo nuclei from cross section measurements*, Phys. Rev. C**54** (1996) 1843.
- [AlKh96] J.S. Al-Khalili et J.A. Tostevin, *Matter radii of light halo nuclei*, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 3903.
- [AlK98] J.S. Al-Khalili et J.A. Tostevin, *Few-body calculations of proton- $^6,^8\text{He}$ scattering*, Phys. Rev. C**57** (1998) 1846.
- [AlK03] J.S. Al-Khalili et F.M. Nunes, *Reaction models to probe the structure of light exotic nuclei*, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.**29** (2003) R89.
- [Alk97] G.D. Alkhazov 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.
- [Alk02] G.D. Alkhazov et al., *Nuclear Matter Distributions in ^6He and ^8He nuclei form differential cross sections for small angle proton elastic scattering at intermediate energy*, Nucl. Phys. A**712** (2002) 269.
- [Arn87] E. Arnold et al., *Nuclear spin and magnetic moment of ^{11}Li* , Nucl. Phys. A**197** (1987) 311.
- [Arn92] E. Arnold et al., *Quadrupole moment of ^{11}Li* , Phys. Lett. B**281** (1992) 16.
- [Aus87] N. Austern, Y. Iseri, M. Kamimura, M. Kawai, G. Rawitscher, M. Yahiro, *Continuum-discretized coupled-channels calculations for three-body models of deuteron-nucleus reactions*, Phys. Rep. **154** (1987) 125.
- [Ajz88] F. Ajzenberg-Selove *Energy levels of light nuclei $A=5-10$* , Nucl. Phys. A**490** (1988) 1

- [Bar88] F.C. Barker, E.K. Warburton, *The beta-decay of ^8He* , Nucl. Phys. A**487** (1988) 269.
- [Bec69] F.D. Becchetti, Jr. et G.W. Greenlees, *Nucleon-nucleus optical-model parameters, $A < 40$, $E > 50$ MeV*, Phys. Rev. **182** (1969) 1190.
- [Bec76] F.D. Becchetti et al., *Response of plastic scintillator detectors to heavy ions, $Z \leq 35, e \leq 170$ MeV*, Nucl. Instr. and Meth. **138** (1976) 93.
- [Ber79] A.M. Bernstein, V.R. Brown et V.A. Madsen, *Isospin decomposition of nuclear multipole matrix elements from decay rates of mirror transitions : test of values obtained with hadronic probes*, Phys. Rev. C**42** (1979) 425.
- [Ber81] A.M. Bernstein, V.R. Brown et V.A. Madsen, *Neutrons and proton transition matrix elements and inelastic hadron scattering*, Phys. Lett. B**103** (1981) 255.
- [Blu99] Y. Blumenfeld et al., *MUST : A silicon strip detector array for radioactive beam experiments*, Nucl. Instr. and Meth. A**421** (1999) 471.
- [Bohl99] H.G. Bohlen et al., *Spectroscopy of exotic nuclei with multi-nucleon transfer reactions*, Prog. Part. Nucl. Phys. **42** (1999) 17.
- [Bohl01] 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.
- [Bol70] D. Bollini et al., *Accurate position determination of particle trajectories using plastic scintillator counters*, Nucl. Instr. and Meth. **81** (1970) 56.
- [Bor86] M.J.G. Borge, M. Epherre-Rey-Campagnolle, D. Guillemaud-Mueller, B. Jonson, M. Langevin, G. Nyman, C. Thibault et la collaboration ISOLDE, *Beta-delayed triton emission in the decay of ^8He* , Nucl. Phys. A**460** (1986) 373.
- [Bor93] M.J.G. Borge, L. Johannsen, B. Jonson, T. Nilsson, G. Nyma, K. Riisager, O. Tengblad, K. Wilhelmsen Rolander, *Study of charged particles emitted in the β -decay of $^6,^8\text{He}$* , Nucl. Phys. A**560** (1993) 664.
- [Bri75] I. Brissaud, L. Bimbot, Y. Le Bornec, B. Tatischeff et N. Willis, *Use of Glauber approximation at low energy*, Phys. Rev. C**11** (1975) 1532.
- [Cau02] E. Caurier, P. Navrátil, W.E. Ormand, J.P. Vary, *Ab initio shell model for $A = 10$ nuclei*, Phys. Rev. C**66** (2002) 024314.
- [Cor97] M.D. Cortina-Gil et al., *Proton elastic scattering on light neutron-rich nuclei*, Phys. Lett. B**401** (1997) 9.
- [Chu95] L.V. Chulkov, C.A. Bertulani et A.A. Korshennikov, *Proton scattering by ^8He and neutron halo effects*, Nucl. Phys. A**587** (1995) 291.
- [Dor94] P.J. Dortmans et K. Amos, *Density-dependent effective interactions*, Phys. Rev. C**49** (1994) 1309.
- [Del03] F. Delaunay, *Structure des états du ^{11}Be excités par la réaction $d(^{10}\text{Be}, p)^{11}\text{Be}$* , Thèse de doctorat 2003, Université Paris VI.

- [Ege02] P. Egelhof et al., *Nuclear-matter distributions of halo nuclei from elastic proton scattering in inverse kinematics*, Eur. Phys. J. A **15** (2002) 27.
- [Ege03] P. Egelhof, *Probing the halo structure of exotic nuclei by direct reactions with radioactive beams*, Nucl. Phys. A **722** (2003) 254c.
- [Fab80] E. Fabrici, S. Micheletti, M. Pignanelli, F.G. Resmini, R. De Leo, G. D'Erasmus et A. Pantaleo, *Proton elastic scattering on light nuclei. II. Nuclear structure effects*, Phys. Rev. C **21** (1980) 844.
- [Fed93] D.V. Fedorov, A.S. Jensen et K. Riisager, *General properties of halos*, Phys. Lett. B **312** (1993) 1.
- [Fedo93] D.V. Fedorov et A.S. Jensen, *Efimov effect on coordinate space Faddeev equations*, Phys. Lett. B **312** (1993) 1.
- [Fed94] D.V. Fedorov, A.S. Jensen et K. Riisager, *Three-body halos : Gross properties*, Phys. Rev. C **49** (1994) 201. *Three-body halos. II. From two- to three-body asymptotics*, Phys. Rev. C **50** (1994) 2372.
- [Gio03] L. Giot, *Etude de la fonction d'onde de ^6He par la réaction de transfert $^6\text{He}(p,t)^4\text{He}$: contribution de la configuration à deux tritons*, Thèse de doctorat 2003, Université de Caen.
- [GMT] *A C size electronics for DAQ at GANIL*,
http://www.ganil.fr/gip/electronique/ng63p26_gb.html
- [Gre72] P.D. Greaves, V. Hnizdo, J. Lowe et O. Karban, *Elastic and inelastic scattering of 30.4 MeV polarised protons by $^{12,13}\text{C}$, ^{16}O and ^{54}Fe* , Nucl. Phys. A **179** (1972) 1.
- [Hag63] R. Hagedorn, *Relativistic Kinematics*, W.A. Benjamin, Inc., New York 1963, p80.
- [Han87] P.G. Hansen et B. Jonson, *The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei*, Europhys. Lett. **4** (1987) 409.
- [Har71] J.D. Harvey et R.C. Johnson, *Influence of breakup channels on the analysis of deuteron stripping reactions*, Phys. Rev. C **3** (1971) 636.
- [Hod71] P.E. Hodgson, *Nuclear Reactions and Nuclear Structure*, Clarendon Press, Oxford (1971).
- [Ike92] K. Ikeda, *Structure of neutron rich nuclei : a typical example of the nucleus ^7Li* , Nucl. Phys. A **538** (1992) 355c.
- [Ise83] Y. Iseri, M. Yahiro et M. Nakano, *Investigation of adiabatic approximation of deuteron-breakup effect on (d,p) reactions*, Prog. Theor. Phys. **69** (1983) 1038.
- [Iwa00] Y. Iwata et al., *Dissociation of ^8He* , Phys. Rev. C **62** (2000) 064311.
- [Jac70] D.F. Jackson, *Nuclear reactions*, Methuen & Co LTD (1970).

- [Jan66] J.F. Janni et al., *Calculations of energy loss, pathlength, straggling, multiple scattering, and the probability of inelastic nuclear collisions for 0.1 to 1000 MeV protons*, Air Force systems command, Kirtland air force base, New Mexico (September 1966).
- [Jen00] A.S. Jensen et K. Riisager, *Towards necessary and sufficient conditions for halo occurrence*, Phys. Lett. B **480** (2000) 39.
- [Jeu74] J.-P. Jeukenne, A. Lejeune et C. Mahaux, *Optical-model potential in nuclear matter from Reid's hard core interaction*, Phys. Rev. C **10** (1974) 1391.
- [Jeu77] J.-P. Jeukenne, A. Lejeune et C. Mahaux, *Microscopic calculation of the symmetry and Coulomb components of the complex optical-model potential*, Phys. Rev. C **15** (1977) 10.
- [Jeu77-2] J.-P. Jeukenne, A. Lejeune et C. Mahaux, *Optical-model potential in finite nuclei from Reid's hard core interaction*, Phys. Rev. C **16** (1977) 80.
- [Jou01] C. Jouanne et al., *Etude de la structure des isotopes de carbone déficients en neutrons : ^{10}C et ^{11}C . Diffusions élastiques et inélastiques sur cible de protons*, Thèse de doctorat 2001, Université ParisVI.
- [Kar00] S. Karataglidis, P.J. Dortmans, K. Amos et C. Bennhold, *Alternative evaluations of halos in nuclei*, Phys. Rev. C **61** (2000) 024319.
- [Kee02] N. Keeley, K.W. Kemper, K. Rusek, *Fusion calculations for the $^6,7\text{Li} + ^{16}\text{O}$ systems*, Phys. Rev. C **65** (2002) 014601.
- [Kee04] N. Keeley, N. Alamanos et V. Lapoux, *Comprehensive analysis method for (d,p) stripping reactions*, Phys. Rev. C **69** (2004) 064604.
- [Kha00] E. Khan, *Diffusion de protons sur les noyaux instables ^{20}O , ^{30}S , ^{34}Ar : étude expérimentale et développement de modèles microscopiques self-consistants*, Thèse de doctorat 2000, Université Paris VII.
- [Khan00] E. Khan and al., , Phys. Lett. B **517** (2000) 45.
- [Kop61] G.I. Kopilov, *A method for the calculation of the statistical weights and distributions in theory of multiple production*, Sov. Phys. JETP **12** (1961) 761.
- [Kob89] T. Kobayashi, S. Shimoura, I. Tanihata et al., *Electromagnetic dissociation and soft giant dipole resonance of the neutron-drip-line nucleus ^{11}Li* , Phys. Lett. B **232** (1989) 51.
- [Kon03] A.J. Koning et J.P. Delaroche, *Local and global nucleon optical model from 1 keV to 200 MeV*, Nucl. Phys. A **713** (2003) 231.
- [Kor93] A.A. Korshennikov et al., *Experimental study of $^8\text{He}+p$ elastic and inelastic scattering*, Phys. Lett. B **316** (1993) 38.
- [Kor95] A.A. Korshennikov et al., *Spectroscopy of ^{12}Be and ^{13}Be using a ^{12}Be radioactive beam*, Phys. Lett. B **343** (1995) 53.
- [Kor96] A.A. Korshennikov et al., *Spectroscopy of the halo nucleus ^{11}Li by an experimental study of $^{11}\text{Li}+p$ collisions*, Phys. Rev. C **53** (1996) 537.

- [Kor97] A.A. Korshennikov et al., *Scattering of radioactive nuclei ${}^6\text{He}$ and ${}^3\text{H}$ by protons : Effect 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.
- [Lag01] A. Lagoyannis, F. Auger, A. Musumarra, N. Alamanos, E.C. Pollacco, A. Pakou et al., *Probing the ${}^6\text{He}$ halo structure with elastic and inelastic proton scattering*, Phys. Lett. B **518** (2001) 27.
- [Lap98] V. Lapoux, *Etude des diffusions élastiques de faisceaux radioactifs de ${}^{10,11}\text{Be}$ et ${}^6\text{He}$ sur des cibles de protons et carbone aux énergies du GANIL*, Thèse de doctorat 1998, Université Paris XI.
- [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.
- [Lap03] V. Lapoux et al., *Structure of light exotic nuclei ${}^6,8\text{He}$ and ${}^{10,11}\text{C}$ from (p, p') reactions*, Nucl. Phys. **A722** (2003) 49c.
- [Lau95] Kwong Lau, Jorg Pyrlik, *Optimization of centroid-finding algorithms for cathode strip chambers*, Nucl. Instr. and Meth. **A366** (1995) 298.
- [Lec02] J.-L. Lecouey, *Etude des systèmes non liés ${}^{16}\text{B}$ et ${}^{13}\text{Be}$* , Thèse de doctorat 2001, Université de Caen.
- [Leu80] A. Lejeune, *Low-energy optical model potential in finite nuclei from Reid's hard core interaction*, Phys. Rev. **C21** (1980) 1107.
- [Leo] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag.
- [Lich98] R. Lichtenthäler et al., *A simulation of the temperature distribution in the SPIRAL target*, Nucl. Instr. and Meth. B **140** (1998) 415.
- [Mark01] K. Markenroth, M. Meister et al., *${}^8\text{He}$ - ${}^6\text{He}$: a comparative study of nuclear fragmentation reactions*, Nucl. Phys. **A679** (2001) 462.
- [Mare98] F. Maréchal, *Diffusion de protons par des noyaux instables : Etudes des réactions ${}^{40}\text{S}(p, p')$ et ${}^{43}\text{Ar}(p, p')$, développement du système de détection MUST*, Thèse de doctorat 1998, Université Paris XI.
- [Marq02] F.M. Marques Moreno, *Etats moléculaires, Halos : Expérience et Théorie*, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 2002, Les Noyaux Exotiques, Un autre regard sur la structure nucléaire.
- [Mei02] M. Meister et al., *Evidence for a New Low-Lying Resonance State in ${}^7\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 102501.
- [Meis02] M. Meister et al., *${}^8\text{He}$ - ${}^6\text{He}$: a comparative study of electromagnetic fragmentation reactions*, Nucl. Phys. **A700** (2002) 3.

- [Mel83] S. Mellema, R.W. Finlay, F.S. Dietrich et F. Petrovich, *Microscopic and conventional optical model analysis of fast neutron scattering from $^{54,56}\text{Fe}$* , Phys. Rev. C**28** (1983) 2267.
- [Mel84] S. Mellema, R.W. Finlay, F.S. Dietrich et F. Petrovich, *Isvector effects in nucleon inelastic scattering in a density-dependent folding model*, Phys. Rev. C**28** (1984) 2385.
- [Mor02] A.M. Moro, R. Crespo, F. Nunes, I.J. Thompson, *^8B breakup in inelastic and transfer reactions*, Phys. Rev. C**66** (2002) 024612.
- [Nav98] P. Navrátil et B.R. Barrett, *Large basis shell model calculations for p-shell nuclei*, Phys. Rev. C**57** (1998) 3119.
- [Nav02] P. Navrátil et W. Erich Ormand, *Ab Initio shell model calculations with three-body effective interactions for p-shell nuclei*, Phys. Rev. Lett.**88** (2002) 152502.
- [Nav03] P. Navrátil, communication privée.
- [Neu02] S.R. Neumaier et al., *Small-angle proton elastic scattering from the neutron-rich isotopes ^6He and ^8He , and from ^4He , at 0.7 GeV in inverse kinematics*, Phys. Rev. Lett.**88** (2002) 102501.
- [Nil95] T. Nilsson et al., *Dissociation of ^8He into $^6\text{He}+n + X$ et 240 MeV/u*, Nucl. Phys. A**583** (1995) 795.
- [Nil96] T. Nilsson et al., *^6He and neutron momentum distributions from ^8He in nuclear break-up reactions at 240 MeV/u*, Nucl. Phys. A**598** (1996) 418.
- [Nun03] F.M. Nunes, *Probing the halo structure*, C. R. Physique**4** (2003) 389.
- [Nun04] F.M. Nunes, A.M. Mukhamedzhanov, C.C. Rosa, B. Irgaziev, *Insight into continuum couplings*, Nucl. Phys. A**736** (2004) 255.
- [Nyb68] P. Nyborg et O. Skjeggestad, *Notes on Phase Space, Kinematics and Multiparticle systems*, M. Nikolić, Gordon and Breach (1968) p33.
- [Oer95] W. von Oertzen et al., *Nuclear structure studies of very neutron-rich isotopes of $^7-^{10}\text{He}$, $^9-^{11}\text{Li}$ and $^{12-14}\text{Be}$ via two-body reactions*, Nucl. Phys. A**588** (1995) 129.
- [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.
- [Ott99] S. Ottini-Hustache et al., *CATS a low pressure multiwire proportionnal chamber for secondary beam tracking at GANIL*, Nucl. Instr. and Meth. A**431** (1999) 476.
- [Pet85] J.S. Petler, M.S. Islam, et R.W. Finlay, *Microscopic optical model analysis of nucleon scattering from light nuclei*, Phys. Rev. C**32** (1985) 673.
- [Pet93] F. Petrovich, S.K. Yoon, M.J. Threapleton, R.J. Philpott, J.A. Carr, F.S. Dietrich, L.F. Hansen, *Consistent folding model description of nucleon elastic*,

- inelastic, and charge-exchange scattering from ${}^6,{}^7\text{Li}$ at 25-50 MeV*, Nucl. Phys. **A563** (1993) 387.
- [Per63] F.G. Perey, *Optical model analysis of proton elastic scattering in the range of 9 to 22 MeV*, Phys. Rev. **131** (1963) 745.
- [Pie01] S.C. Pieper, V.R. Pandharipande, R.B. Wiringa et J. Carlson, *Realistic models of pion-exchange three-nucleon interactions*, Phys. Rev. **C64** (2001) 014001.
- [Pig86] M. Pignanelli, S. Micheletti, R. De Leo, S. Brandenburg et M.N. Harakeh, *Nuclear matter density effects in monopole transitions*, Phys. Rev. **C33** (1986) 40.
- [Pit00] S. Pita, *Réactions de transfert d'un nucléon induites par un faisceau de ${}^{11}\text{Be}$: étude de la structure des noyaux exotiques ${}^{11}\text{Be}$ et ${}^{10}\text{Li}$* , Thèse de doctorat 2000, Université Paris VI.
- [Raw80] G.H. Rawitscher et S.N. Mukherjee, *Second-order breakup corrections to elastic deuteron-Nickel scattering between 13 and 80 MeV*, Nucl. Phys. **A342** (1980) 90.
- [Ray81] J. Raynal, *Recurrence relations for distorted-wave Born approximation Coulomb excitation integrals and their use in couple channel calculations*, Phys. Rev. **C23** (1981) 2571.
- [Rei68] Roderick. V. Reid, Jr. *Local phenomenological nucleon-nucleon potentials (Reid's hard core)*, Ann. Phys. **50** (1968) 411.
- [Rii94] K. Riisager, *Nuclear halo states*, Rev. Mod. Phys. **66** (1994) 1105.
- [Rii00] K. Riisager, D.V. Fedorov et A.S. Jensen *Quantum halos*, Europhys. Lett. **49** (2000) 547.
- [Rog04] G.V. Rogachev et al., *Analog states of ${}^7\text{He}$ 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*, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 2002, Les Noyaux Exotiques, Un autre regard sur la structure nucléaire.
- [Rus01] K. Rusek, K.W. Kemper, R. Wolski, *${}^6\text{He}$ interaction with protons*, Phys. Rev. **C64** (2001) 044602.
- [Sag92] H. Sagawa, *Density distributions of halo nuclei*, Phys. Lett. **B286** (1992) 7.
- [Sak87] Y. Sakuragi, *Energy and target dependence of projectile breakup effect in inelastic scattering of ${}^6\text{Li}$* , Phys. Rev. **C35** (1987) 2161.
- [Sat79] G.R. Satchler et W.G. Love, *Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering*, Phys. Rep. **55** (1979) 183.
- [Sat80] G.R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions*, The Macmillan Press LTD (1980).

- [Sat83] G.R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Clarendon press, Oxford University Press 1983.
- [Sky67] D.J. Skyrme, *The passage of charged particles through silicon*, Nucl. Instr. and Meth. **57** (1967) 61.
- [Ste02] S.V. Stepanov et al., *24.5 A.MeV ${}^6\text{He}+p$ elastic and inelastic scattering* Phys. Lett. B**542** (2002) 35.
- [Sto67] R.H. Stokes and P.G. Young, *New isotope of Helium : ${}^7\text{He}$* , Phys. Rev. Lett. **18** (1967) 611.
- [Tak03] M. Takashina, S. Takagi, Y. Sakuragi, Y. Iseri, *Continuum-discretized coupled-channels study of the ${}^{11}\text{Be} \rightarrow {}^{10}\text{Be} + n$ breakup on ${}^{11}\text{Be}$ elastic scattering*, Phys. Rev. C**67** (1997) 037601.
- [Tam71] T. Tamura, W.R. Coker et F. Rybicki, *Distorted wave Born approximation for nuclear reactions*, Comp. Phys. Comm.**2** (1971) 94.
- [Tan85] I. Tanihata et al., *Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes*, Phys. Lett. B**160** (1985) 380.
- [Tani85] I. Tanihata et al., *Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region*, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2676. Phys. Lett. B**206** (1988) 592.
- [Tan03] I. Tanihata, R.Kanungo, *Halo and skin nuclei*, C. R. Physique **4** (2003) 437.
- [Ter04] G.M. Ter-Akopian et al., *Radioactive ion beam research made in Dubna*, Nucl. Phys. A**734** (2004) 295.
- [Tho88] I.J. Thompson, *Coupled channels methods for nuclear physics*, Comput. Phys. Rep. **7** (1988) 167.
- [Til02] D.R. Tilley et al., *Energy levels of light nuclei $A = 5, 6, 7$* , Nucl. Phys. A**708** (2002) 3.
- [Tos97] J.A Tostevin et al., *Elastic and quasielastic scattering of ${}^8\text{He}$ from ${}^{12}\text{C}$* , Phys. Rev. C**56** (1997) 2929.
- [Tri77] R.E. TRibble, J.D. Cossairt, D.P. May et R.A. Kenefick, *Mass of ${}^8\text{He}^{2+}$* , Phys. Rev. C**16** (1977) 1835.
- [Vil01] A.C.C. Villari, *The accelerated ISOL technique and the SPIRAL project*, Nucl. Phys. A**693** (2001) 465.
- [Var91] R.L. Varner, W.J. Thompson, T.L. McAbee, E.J. Ludwing et T.B. Clegg, *A global nucleon optical model potential*, Phys. Rep. **201** (1991) 57.
- [Wat58] S. Watanabe, *High energy scattering of deuterons by complex nuclei*, Nucl. Phys. **8** (1958) 484.
- [Wel78] H.R. Weller, J. Szücs, P.G. Ikossi, J.A. Kuehner, et D.T. Petty, *Elastic scattering of polarized protons from ${}^{13}\text{C}$ for $9.1 < E_p < 18.4\text{MeV}$* , Phys. Rev. C**18** (1978) 1120.

- [Wep00] S.P. Weppner, O. Garcia et Ch. Elster, *Sensitivities of the proton-nucleus elastic scattering observables of ${}^6\text{He}$ and ${}^8\text{He}$ at intermediate energies*, Phys. Rev. C**61** (2000) 044601.
- [Wil64] D. Wilmore et P.E. Hodgson, *The calculation of neutron cross-sections from optical potentials*, Nucl. Phys. **55** (1964) 673.
- [Wir00] R.B Wiringa, S.C. Pieper, J. Carlson, V.R. Pandharipande, *Quantum Monte Carlo of $A=8$ nuclei*, Phys. Rev. C**62** (2000) 014001.
- [Wir02] R.B Wiringa and 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 25MeV/n energy*, Phys. Lett. B**467** (1999) 8.
- [Wol02] R. Wolski et al., *Interaction of ${}^8\text{He}$ nuclei with α particles and protons at a beam energy of 26 MeV/n*, Nucl. Phys. A**701** (2002) 29c.
- [Woo54] R.D. Woods et D.S. Saxon, *Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering*, Phys. Rev**95** (1954) 577.
- [Wur97] J. Wurzer et H.M. Hofmann, *Structure of the helium isotopes ${}^4\text{He}$ - ${}^8\text{He}$* , Phys. Rev. C**55** (1997) 688.
- [Yah82] M. Yahiro, M. Nakano, Y. Iseri, M. Kamimura, *Coupled-Discretized-Continuum-Channels method for deuteron breakup reactions based on three-body model*, Prog. Theo. Phys.**67** (1982) 1467.
- [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.
- [Zhuk93] M.V. Zhukov et B.V. Danilin, *${}^6\text{He}$ beta decay to the alpha+d channel in a three-body model*, Phys. Rev. C**47** (1993) 2937.
- [Zhu94] M.V. Zhukov, A.A. Korshennikov et M.H. Smedberg., *Simplified $\alpha + 4n$ model for the ${}^8\text{He}$ nucleus*, Phys. Rev. C**50** (1994) R1.

Résumé :

Les réactions directes de diffusions élastique et inélastique d'un faisceau d' ${}^8\text{He}$ sur une cible de protons ont été mesurées au GANIL. Le premier faisceau d' ${}^8\text{He}$ produit par le dispositif SPIRAL à une énergie de 15.6 A.MeV a été envoyé sur une cible de protons. Le dispositif expérimental était composé de l'ensemble des huit télescopes MUST pour la détection des particules légères de recul, d'un ensemble de six lattes de scintillateurs plastiques pour la détection des éjectiles lourds et de deux détecteurs de faisceaux CATS pour la reconstruction événement par événement de la position et de l'angle d'incidence du faisceau sur la cible. Ce dispositif a aussi permis de mesurer les réactions de transfert d'un neutron vers l' ${}^7\text{He}$ et de deux neutrons vers l' ${}^6\text{He}$. Les spectres en énergie d'excitation des ${}^{6,7,8}\text{He}$ ont été mesurés ainsi que les distributions angulaires associées à chaque voie de réaction. Les états observés pour les trois noyaux sont en accord avec les données de la littérature. Nous indiquons la présence d'un premier état excité dans l' ${}^7\text{He}$ à 0.9 MeV et nous donnons aussi pour la première fois la position d'un second état excité de l' ${}^8\text{He}$ à 5.4 MeV , état dont la présence était seulement suggérée par une expérience précédente. Des calculs CCBA ont permis d'extraire un facteur spectroscopique de 4.4 ± 1.3 pour le transfert d'un neutron de l' ${}^8\text{He}$ vers l' ${}^7\text{He}$, valeur en accord avec une sous-couche $p_{3/2}$ fermée pour l' ${}^8\text{He}$. Pour l'analyse des distributions angulaires de diffusion élastique et inélastique, il s'est avéré nécessaire de prendre en compte explicitement dans le formalisme via des calculs en voies couplées les couplages à la réaction de transfert d'un neutron.

Abstract :

The elastic and inelastic scattering of an ${}^8\text{He}$ beam on a proton target have been measured at GANIL. The first ${}^8\text{He}$ beam produced by the SPIRAL facility at an energy of 15.6 A.MeV impinged on a proton target. The experimental setup was composed by the eight telescopes MUST array dedicated to the mesure of the light charged particles, by a scintillator plastic wall for the detection of heavy projectile, and by two beam tracking detectors CATS for the measure event by event of the incident position and angle of the beam on the target. This setup allowed also to measure the one and two neutron transfer reactions ${}^8\text{He}(p, d){}^7\text{He}$ and ${}^8\text{He}(p, t){}^6\text{He}$. The excitation energy spectrum for ${}^{6,7,8}\text{He}$ and the angular distributions associated to each reaction have been measured. The observed excited states are in agreement with the data of the literature. We indicate the presence of a first excited state for ${}^7\text{He}$ at 0.9 MeV and we give for the first time the position of a second excited state in ${}^8\text{He}$ at 5.4 MeV ; the presence of such state was just suggested in a previous experiment. CCBA calculations allowed to extract a spectroscopic factor of 4.4 ± 1.4 for the pick-up of one neutron from ${}^8\text{He}$ to ${}^7\text{He}$. This value is in agreement with a closed $p_{3/2}$ sub-shell for ${}^8\text{He}$. To analyse the angular distributions for elastic and inelastic scattering, it was necessary to take into account in the formalim use to describe the reactions, via coupled channels reactions calculations, the couplings to the one neutron transfer reaction.

Mots Clés :

- physique nucléaire
- structure nucléaire
- diffusion élastique
- diffusion inélastique
- réactions de transfert
- noyaux à halos
- peaux de neutrons