Etude des corrélations dans les noyaux légers riches en neutrons

G. Normand

▶ **To cite this version:**

G. Normand. Etude des corrélations dans les noyaux légers riches en neutrons. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2004. Français. NNT : . tel-00008393

HAL Id: tel-00008393
https://theses.hal.science/tel-00008393

Submitted on 8 Feb 2005

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

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

Université de Caen / Basse-Normandie
Laboratoire de Physique Corpusculaire
U.F.R. De Sciences

École Doctorale : SIMEM

(Structure, Information, Matière Et Matériaux)

Thèse

présentée par

Guillaume NORMAND

et

soutenue

le 26 Octobre 2004

en vue de l'obtention du

Doctorat de l'Université de Caen

Spécialité : Constituants élémentaires

(Arrêté du 25 Avril 2002)

Étude des corrélations dans les noyaux légers riches en neutrons

Jury :

Monsieur Bertram Blank, Directeur de recherche CNRS, CENBG Bordeaux

Monsieur Yorick Blumenfeld, Directeur de recherche CNRS, IPN Orsay (Rapporteur)

Monsieur Christian Le Brun, Directeur de recherche CNRS, LPSC Grenoble (Rapporteur)

Monsieur Jean-François Lecolley, Professeur, LPC Caen (Directeur de thèse)

Monsieur Nigel Orr, Chargé de recherche CNRS, LPC Caen

10 janvier 2005

Les certitudes sont autant de servitudes

Remerciements

Les résultats présentés dans cette thèse sont le fruit d'un véritable travail de groupe au quotidien. Je tiens à remercier Nigel et Miguel, sans qui ce travail n'aurait pas été réalisé. Merci pour tout, et en particulier les discussions de physique très ouvertes et les explications de tous ordres et à toutes heures (avant cinq heures quand même). Merci pour m'avoir laissé une grande liberté et m'avoir permis d'explorer et d'exploiter les idées qui s'égaraient dans mon esprit et ne voulaient donc plus en sortir. Je tiens aussi à souligner la grande qualité des relations humaines et l'ambiance détendue, qui font toute la différence entre calvaire et plaisir.

Ce travail s'est appuyé également sur les thèses réalisées par Marc et le "monumental" Jean-Luc. Ce dernier eut la malchance d'être en dernière année alors que je débutais. Mon ignorance concernant le calibrage alliée à son incapacité à garder le silence nous mena à de nombreux échanges concernant les arcanes de cette occupation aussi préliminaire qu'indispensable. Merci Jean-Luc pour tes explications beaucoup plus claires que tu ne semblais le croire. J'ai beaucoup apprécié les discussions très variées concernant tout et n'importe quoi (surtout n'importe quoi), et plus encore les nombreux fous rires au cours desquels l'expression pleurer de rire prenait tout son sens.

Merci à Jean-François pour avoir été mon directeur de thèse officiel auprès des instances autorisées, palliant ainsi la situation de sans-papier des immigrés australien et espagnol du groupe. Les conseils de laboratoire furent agréablement agrémentés par tes expressions aussi imagées que parlantes. Merci également à Yorick qui en tant que rapporteur dût lire l'intégralité de ce petit document, et garda pourtant sourire et intérêt. Merci à Bertram pour avoir effectué une parenthèse dans ses vacances pour présider le jury de belle manière.

Merci également aux membres de la collaboration qui ont participé aux expériences, et notamment Wilton qui tenta de m'expliquer les règles du cricket (je n'ai pas bien compris : c'est un sport ?), Martin qui après une nuit d'expérience, me demanda si je voulais un café, et vit à mon regard que j'avais dû interpréter sa demande en termes beaucoup plus techniques. Merci à Nick qui me rassura malgré tout à plusieurs reprises sur mon anglais, et à Steven qui participa joyeusement à un échange de missives humouristico-scientifiques, mais dont je ne comprenais pas un mot "prononcé" en début de thèse, et qui à la fin semblait parler une vraie langue avec de vrais mots dedans. Merci à Francis, Louise, Nobby, Neil etc... et Virginie qui, lors de ses séjours à Caen, dût subir mes blagues pour rançon des réponses aux questions que j'avais en mon temps posées à Jean-Luc. J'ai bien peur pour elle qu'elle n'ait fini par s'y habituer, ce qui n'est pas bon signe d'un strict point de vue psychiatrique.

Merci à toute l'équipe technique du LPC, et notamment à Joël et Jean-Marc, habitués des horaires matinaux, Laurent et Thierry pour leur bonne humeur malgré leur inquiétant état d'électroniciens, David qui me permit de sauver des fichiers temporaires en partance pour la Russie, Gilles etc... Merci à Christiane qui connaît le secret du défoliant pour les jungles administratives et Catherine qui donna des ailes à mes couriers urgents. Merci à Laurent sans qui cette thèse aurait peut-être était écrite à la main et Thierry qui

me dépana toujours avec diligence (moyen de transport contemporain de certains feus serveurs).

Je tiens à saluer tous ceux avec qui j'ai pu échanger des idées et surtout rire. Bernard, enthousiaste en diable, Jean qui va chercher des malades hors du labo alors qu'il suffirait de faire le tour des bureaux et Oscar qui s'occupe d'un piège à étudiant(e ?)(s). Gilles, hyperactif même au repos, qui parvint à pratiquer 15 sports dans la même journée. Merci pour ton aide logiciel. Et puisque j'ai commencé avec un des joueurs professionnels (mais champion de France amateur...) de disque-golf du LPC, autant compléter la très sympathique équipe du piège avec Guillaume, Alain, Mustapha, Pierre, Xavier, Thomas, Marc, Etienne et François. Remerciements particuliers à Daniel, colocataire du bureau au moment de la rédaction, et dont la bonne humeur et la discrétion furent les garants de conditions d'écritures très confortables.

Merci à Denis pour avoir relu les premières pages de la thèse alors qu'elles n'étaient encore qu'à l'état de spaghettis et nous avoir bien fait rire en envoyant Jean-Luc à la baille, et à Lydie pour m'avoir fourni 2-3 références à des moments très opportuns. Je salue toute la joyeuse bande des pauses café (sans café) et des repas (avec olives), dont je n'ai pas encore cité les Olivier(s) (est-ce bien raisonnable d'arriver à 14 H du matin ? (pour ceux qui ne les connaîtraient pas, je plaisante)), Emmanuel (non, Zidane ne reviendra pas, et non, je n'ai pas 10 centimes (d'euro en plus !)), Dominique (notre Ronaldo du basket, pour les genoux au moins), Daniel (cette thèse contient zéro lambeau de root), Stéphane (atteint (tout court), mais aussi d'une grave dyslexie faisant confondre GANIL et LPC), Nathalie (alias... non, je ne me serais pas permis voyons)) et Jean-Claude (qui blague plus vite que son ombre).

Je salue tous ceux que j'ai eu la chance de rencontrer au cours de ces 3 ans, dont Mickael et Bertille chimiste et biologiste perdus sur les bancs de l'IAE, Nicolas et Sandrine naufragés de la pause (courage, après l'orage vient... la gadoue, non, le beau temps bien sûr : bonne continuation), Jacques, qui me priva d'une adresse email digne de ce nom (attention, double sens caché), Marie-Laure qui, bien qu'ayant squatté mon bureau de temps en temps, conserva un souvenir suffisament bon pour m'adresser encore la parole lors de nos diverses rencontres au hasard de conférences ou de pots de thèses. Je salue, encore tout essouflé, les deux grimpeuses alpestres qui me firent sentir par leur allure de montée que je vivais dans les plaines, ainsi que les touristes de Valencia, Chabouh, Céline, Roman et Elena qui rendirent ce séjour fort agréable, sans oublier Tamara qui me fit le plaisir de comprendre mon shakespearien langage même sur de non scientifiques sujets. Il est quelques instants passés sur ces terres que je n'oublierai pas. Je salue toute l'équipe de barjots que nous avions constituée pour les Doctoriales, et en particulier Vincent, sociologue haut en couleur, très crédible en pêcheur du cru, et Aurélie pour sa gentillesse. Quelques larmes de rire furent versées au cours de notre fameux projet économique, et il est difficile d'en vouloir aux officiels chargés de juger les différents travaux d'avoir créé un prix spécial de la mise en scène hors catégorie pour nous, puisque notre point fort résidait surtout en un clip vidéo impayable, et donc par définition économiquement positivement surréaliste.

La joyeuse horde de thésards mérite amplement sa place en ces lignes. Parmi ceux

qui n'ont pas déjà été cité, il y a Adina, Loredana, Pierre, Benoît, Imma, Camille, ou encore Carmen, amatrice d'art, Jimmy, alias le théorique trésorier d'une très remuante association dont Vincent (expert en cuisine et en pingouin (et non en cuisine à base de pingouin)) et Matthieu constituent les deux autres mousquetaires. Matthieu eu l'idée saugrenue de passer sa thèse à la même époque que moi, nous nous soutînmes donc durant la dernière ligne qui oublia parfois d'être droite. Il me permit par ailleurs de réaliser un superbe ace au cours d'une partie que je perdis de justesse 6-0 6-0. Mais il n'y a aucune gloire à retirer de cette leçon, puisque même Aymeric, forme placide et imperturbable de thésard, m'a également pulvérisé à ce jeu d'un autre âge et sans intérêt. L'un et l'autre louant le même bureau, ils eurent à subir deux fois plus de mes âneries, je salue donc leurs talents d'acteurs me faisant croire que je ne les dérangeais pas. Hisham dût subir le même sort que Virginie, mais mes blagues accompagnant mes réponses embrumées ne l'empêchèrent pas de venir courir, bien qu'il ne soit pas sportif puisqu'il est footballeur. Un autre cobureautier (encore un) me fit le plaisir de venir gambader dans les prés. Le dénommé François découpa bien au passage trois ou quatre promeneurs avec son sabre, mais toujours proprement et poliment.

Je ne risquais pas d'omettre le tandem infernal constitué par Anne-Marie et Aurélie, possédant toutes les deux un sens de la répartie humoristique très appréciable, non plus que Lynda dont la gentillesse n'as d'égale que... j'allais écrire quelque chose de méchant et donc faux comme je le fais traditionnellement après chaque compliment, il faut bien rire, mais pas cette fois, je n'ai pas envie de tempérer ma remarque (mais ça me démange quand même). Ironie de la tectonique des bureaux, le très calme Aymeric fut remplacé lors des derniers mois par Beyhan, dont le prénom signifie en Swahili "qui peut monter cinq fois les escaliers à mains nues avant que je n'ai gravi cinq marches (mais bon, je suis plus doué pour les descendre en un seul morceau)" (C'est une langue étonnamment concise). Bien que vive d'esprit, Beyhan ne semble pas avoir assimilé qu'elle possède des poumons et non des branchies (il est vrai que la confusion est aisée) : faire une pause des membres inférieurs ou supérieurs n'est pas censé nous asphixier contrairement aux requins (tu n'as pourtant rien de commun avec ces bestiaux). Nathalie avait au contraire très bien saisi la nuance, et soutint mon initiative de prévoyance des risques liés à nos activités, consistant à afficher sur notre porte : "idée reçue n° 5 : le travail, c'est la santé", avec la photo d'un simili bûcheron écrasé sous un arbre. Elle m'accueillit donc très gentiment dans son bureau et égaya mes journées de rires et de bombardements de boules de papier. Elle réalisa le tour de force de rire à toutes mes "animations spectaculaires" au point que je me suis posé la question de savoir si elle était normale. La réponse est non, et c'est tant mieux. Merci pour les discussions dépaysantes sur l'art ou la philosophie, et tout le reste.

Je n'oublie pas tous ceux que j'ai cotoyés au cours de mes années universitaires, dont Bertrand qui vogue d'île en île, Valéry qui ne passa l'agrégation que pour avoir un maximum de temps pour le tennis, Steeve, le pilote supersonique qui dénonça d'un tag à la craie les cours sponsorisés par une marque de spiritueux, Benoît qui se cassa une jambe juste pour rencontrer une charmante étudiante en médecine et Nicolas, talentueux boxeur qui prolongea les sacrées parties de rigolade initiées avec tous ces furieux en m'accompagnant à l'école d'ingénieur. Ecole qui en ses murs recellait quelques personnalités tout

aussi plaisantes, tel Eric, cofondateur de notre club du "free-style", mais qui frôla l'exclusion en m'avouant avoir dormi à plusieurs reprises dans son labo (pas à moitié fou, non ?). Et, bien sûr, comment passer à coté de Gwenal le Barbare, venu des sauvages contrées bretonnes, binôme indispensable et complémentaire, grand pourfendeur des inégalités : "viva la revolución !", en tout cas, viva l'evolución.

Enfin, merci à mes parents, sans qui cette thèse aurait été écrite sur des papyrus [1], horez cent doutent aité pluss dyphicile à lyre, et aurait été fêtée sous un pont avec une olive par personne, à Stéphane et Florence pour, notamment, les vacances campagnardes, et Solweig pour ses inventions poétiques et humoristiques rafraîchissantes.

[1] La version papyrus couleur de cette thèse est disponible sur le site http ://tel.ccsd.cnrs.fr/.

Avant-propos

Il n'y a rien d'intéressant, seulement des êtres qui s'intéressent

Par définition, un avant-propos est hors de propos : celui-ci constitue une très brève incursion dans le champ du pourquoi. Pourquoi réaliser une thèse sur les corrélations dans les noyaux exotiques légers riches en neutrons ? Il y a en réalité trois niveaux dans cette question. Le premier se situe à un niveau personnel, et pour le cas présent, il n'est pas utile de s'étendre sur le sujet autrement qu'en indiquant que le plaisir n'est pas loin de la réponse. Le second niveau concerne la science : quel est l'intérêt de ce travail pour la communauté scientifique. Des éléments de réponses apparaîtront tout au long du chapitre d'introduction. Enfin, le dernier niveau, qui est en fait à la base de tout actuellement, peut s'énoncer de façon abrupte : quel est l'intérêt d'une telle recherche pour la société. Évidemment, nous dépassons ici le cadre d'une seule thèse, puisque ce genre de question s'applique au minimum à un pan entier d'une discipline.

La réponse n'est assurément pas simple, mais la question mérite d'être posée, puisqu'elle met en cause l'existence même de ce genre d'étude. L'argument le plus entendu est probablement celui des retombées possibles dans le domaine des applications, comme l'énergie ou la médecine pour la physique nucléaire. Il est certe valable, mais parfois l'occurence de tels débouchés est bien peu probable. Nous pouvons également avancer qu'il y a un intérêt intrinsèque à mieux connaître la nature, mais cela est vrai de tous les domaines scientifiques, or les moyens humains et financiers ne sont pas inépuisables, il faut donc faire des choix. Cela peut consister à tout faire avec peu, à fixer des priorités sans arrêter le reste pour autant, ou enfin à concentrer toutes les forces sur certains domaines que la société juge essentiel, comme la médecine. Le premier choix serait absurde voire révoltant, car il y a des domaines prioritaires, comme celui cité précédemment. Reste à savoir lequel, du deuxième ou du troisième choix, est le plus pertinent. Il y a plusieurs arguments en faveur du second, mais je n'en exposerais que deux.

Un domaine scientifique est confronté à certaines questions, et met en œuvre des réponses souvent originales pour y répondre, formant en cela une certaine culture scientifique qui produit des fruits conceptuels ou méthodologiques uniques, bien que souvent inassimilables directement par le reste de la société. Mais pour franchir certains murs d'incompréhension, il est parfois nécessaire d'utiliser des chemins détournés, qui passent par les idées developpées dans des disciplines cousines, proches ou éloignées. Autrement dit, les disciplines scientifiques qui pourraient apparaître non essentielles, alors qu'elles ne sont que non prioritaires, sont autant d'éléments d'une biodiversité intellectuelle qui est vitale pour toutes les disciplines scientifiques, car chacune permet la naissance d'idées particulières qui peuvent souvent, via une certaine adapation, se révéler féconde dans d'autres domaines de la recherche. Encore faut-il, il est vrai, que ces jardins soient perméables aux échanges. Nous aurons l'occasion dans ce travail de rencontrer de telles greffes, de telles mutations, puisqu'une technique employée à l'origine pour évaluer la taille des étoiles sera employée ici pour sonder la taille des noyaux. La créativité est ainsi faite qu'elle

ne produit de meilleurs et plus abondants résultats qu'à la condition de s'exprimer sur un maximum de terrains qui soient accessibles entre eux par des ponts. Préserver une seule niche écologique, et il ne subsistera qu'un écosystème terriblement pauvre et fragile, menacé au premier changement. Ce qui est vrai pour la vie biologique l'est aussi pour la vie de l'esprit. Les disciplines scientifiques provisoirement non prioritaires ne sont pas des réserves mais des viviers, ce sont des couleurs de constrastes qui permettent aux couleurs dominantes de mieux ressortir, et réciproquement d'ailleurs, car à l'instar de cette fameuse figure en noir et blanc qui représente une sorcière ou une jeune femme selon que notre esprit considère le blanc ou le noir comme constituant le fond du dessin, l'enrichissement entre disciplines n'est pas à sens unique, et les priorités ne sont pas éternelles, mais gardons-nous bien de dire qui est la sorcière actuellement si nous craignons la chaleur [2]...

Après cette petite incartade aux pays des sorcières et aux frontières de la science, nous ne poserons plus aucune question portant sur le pourquoi, et nous n'aborderons plus que le comment... Pourquoi ? Parce que la chaîne des pourquoi, posés radicalement, mène dans un sens directement à la métaphysique et conduit, dans le sens opposé, à l'éthique au sens vaste et premier du terme, dont les paragraphes précédents faisaient à l'évidence partie.

[2] Aucune sorcière n'a été maltraitée au cours de cette thèse.

Table des matières

Table des figures **17**

Liste des tableaux **25**

1 Les noyaux exotiques légers très riches en neutrons **27**
1.1 De l'intérêt de la frivolité . . . 27
1.1.1 Objet du sujet . . . 27
1.1.2 Composition de l'exposé . . . 29
1.2 Éléments de structure nucléaire . . . 30
1.2.1 Contexte général . . . 30
1.2.1.1 Une physique du noyau . . . 30
1.2.1.2 Définitions et ordres de grandeurs . . . 31
1.2.1.3 Un monde quantique . . . 32
1.2.2 Approches théoriques . . . 33
1.2.2.1 L'interaction nucléaire . . . 33
1.2.2.2 Modèle en couches et couplage spin-orbite . . . 34
1.2.2.3 Modèles à quelques corps et corrélations . . . 36
1.2.3 Approches expérimentales . . . 38
1.2.3.1 Sonder les noyaux . . . 38
1.2.3.2 Mécanismes de réaction . . . 38
1.2.3.3 Créer et détecter . . . 41
1.2.4 Les observables . . . 42
1.2.4.1 Sections efficaces . . . 42
1.2.4.2 Distribution angulaire des neutrons . . . 42
1.2.4.3 Distributions en moment . . . 43
1.2.4.4 Énergie relative et corrélations . . . 43
1.3 Problématique(s) . . . 47
1.3.1 États non-liés et inversion de couches : l'^{7}He, l'^{9}He et le ^{10}Li . . . 49
1.3.1.1 États non-liés . . . 49
1.3.1.2 Inversion de couche . . . 50
1.3.2 Noyaux à halo et corrélations neutron-neutron : l'^{6}He . . . 52
1.3.2.1 Cerner le halo . . . 52
1.3.2.2 Structure du continuum de l'^{6}He . . . 55
1.3.2.3 Corrélations neutron-neutron . . . 56

1.3.3 Résonance et corrélations neutron-neutron : l'^{5}H 59
1.3.3.1 Résonance à trois corps 59
1.3.3.2 Les résultats expérimentaux 59
1.3.4 Recherche du tétraneutron 61

2 Les expériences **63**
2.1 Introduction 63
2.2 Choix et principes 63
2.3 Production des faisceaux d'intérêt 66
2.3.1 Production des faisceaux primaires 66
2.3.2 Sélections des noyaux par le spectromètre LISE 66
2.3.3 Les cibles et les faisceaux d'intérêts 67
2.4 Caractérisation des faisceaux incidents 68
2.4.1 Plaques parallèles 68
2.4.2 Chambres à dérive 69
2.5 Détection des fragments chargés 70
2.5.1 Détecteurs silicium à pistes 70
2.5.2 Détecteurs à iodure de césium 70
2.6 Détection des neutrons 71
2.6.1 Principe de la détection 72
2.6.2 Efficacité de détection 74
2.6.3 Diaphonie 74
2.6.4 Optimisation de la configuration géométrique des modules DEMON 76
2.7 Le système d'acquisition 79

3 Étalonnage des détecteurs et analyse des données **81**
3.1 Introduction 81
3.2 Les détecteurs de faisceau 82
3.2.1 Chambres à dérive 82
3.2.2 Plaques parallèles 84
3.3 Le télescope 85
3.3.1 Détecteurs silicium à pistes 85
3.3.2 Détecteurs à iodure de césium 89
3.3.3 Identification des particules chargées 89
3.3.3.1 Cas d'une particule 89
3.3.3.2 Cas de deux particules 94
3.4 DEMON 95
3.4.1 Le temps de vol 95
3.4.2 Discrimination neutron/gamma 96
3.4.3 Calibrage en énergie 97
3.4.3.1 Méthode traditionnelle 99
3.4.3.2 Nouvelle méthode 102
3.4.3.2.1 Principe 102
3.4.3.2.2 Simulations 104

3.4.3.2.3 Étalonnage automatique . . . 107
3.4.4 Énergie des neutrons . . . 108
3.4.5 Résolution du problème de la diaphonie . . . 110
3.4.6 Test de l'efficacité : mesure de la section efficace ^{11}Be → ^{10}Be + n . . . 110
3.5 Reconstruction de la cinématique . . . 111
3.6 Simulation du dispositif expérimental par le code SILLAGE . . . 113
3.6.1 Éléments pris en compte . . . 113
3.6.2 Paramètres d'entrée et variables de sortie . . . 115
3.6.3 Validation . . . 115

4 Études des systèmes non liés ^{10}Li et ^{9}He **119**
4.1 Introduction . . . 119
4.2 Modèle théorique . . . 120
4.3 L'état fondamental de l'^{7}He : une validation des méthodes . . . 124
4.3.1 Introduction . . . 124
4.3.2 Efficacité et résolution . . . 125
4.3.3 Distributions angulaire et en moments . . . 127
4.3.4 Spectres en énergie . . . 128
4.3.4.1 Spectre . . . 128
4.3.4.2 Mélange d'événements à deux particules . . . 129
4.3.4.3 Spectres des différentes réactions . . . 131
4.4 La structure basse énergie du ^{10}Li . . . 133
4.4.1 Introduction . . . 133
4.4.2 Efficacité et résolution en énergie de décroissance . . . 135
4.4.3 Masse invariante ^{A}Li + n . . . 136
4.4.3.1 ^{7,8,9,10}Li . . . 136
4.4.3.2 Spectres en énergies du ^{10}Li . . . 138
4.4.4 Comparaison au modèle - Interprétation . . . 140
4.5 La structure basse énergie de l'^{9}He . . . 142
4.5.1 Introduction . . . 142
4.5.2 Efficacité et résolution en énergie de décroissance . . . 144
4.5.3 Spectres en énergie . . . 145
4.5.4 Influence du paramètre d'impact sur le spectre en énergie . . . 147
4.5.5 Comparaison aux modèles - Interprétation . . . 150
4.6 Conclusion . . . 155

5 Étude de la cassure de l'^{6}He **157**
5.1 Introduction . . . 157
5.1.1 Position du problème . . . 157
5.1.2 Expérience . . . 158
5.1.3 Théorie . . . 160
5.2 Sélection des noyaux ayant interagi dans la cible . . . 162
5.2.1 Soustraction des données en l'absence de cible . . . 162
5.2.2 Sélection des événements . . . 163

5.3 Efficacité et résolution en énergie de décroissance . . . 168
5.4 Distributions en moments et en angle pour l'^{6}He. . . . 171
5.5 Spectres en énergie . . . 172
5.5.1 Spectres de l'^{5}He . . . 172
5.5.1.1 Données alpha-n . . . 172
5.5.1.2 Données alpha-n-n . . . 176
5.5.2 Spectres en énergie et mélange d'événements à trois particules de l'^{6}He . . . 177
5.5.2.1 Mélange d'événements à trois particules . . . 177
5.5.2.2 Spectres en énergie . . . 178
5.6 Conclusion . . . 182

6 Corrélations neutron-neutron dans l'^{6}He 185
6.1 Introduction . . . 185
6.2 Méthodes . . . 187
6.2.1 Fonctions de corrélation mono et bi-dimentionnelles . . . 187
6.2.2 Masses invariantes normalisées mono et bi-dimentionnelles . . . 192
6.3 Déconvolution spatio-temporelle : influence du passage par la résonance ^{5}He 194
6.3.1 Considérations énergétiques . . . 194
6.3.2 Corrélation angulaire alpha-neutron . . . 195
6.3.2.1 Événements alpha-n . . . 197
6.3.2.2 Événements alpha-n-n . . . 199
6.3.3 Représentation de Dalitz et fonction de corrélation bidimentionnelle 202
6.3.4 Interprétation . . . 206
6.4 Distance relative neutron-neutron par l'interférométrie d'intensité . . . 206
6.4.1 Distance neutron-neutron . . . 206
6.4.2 Variation en fonction du paramètre d'impact . . . 207
6.4.2.1 Énergie de décroissance . . . 207
6.4.2.2 Fonctions de corrélations . . . 209
6.4.3 Interprétation . . . 212
6.5 Distance relative neutron-neutron par la masse invariante réduite . . . 216
6.5.1 Comportement de la masse invariante réduite . . . 216
6.5.2 Distance neutron-neutron . . . 218
6.5.2.1 Hypothèse d'une distance neutron-neutron unique . . . 218
6.5.2.2 Hypothèse d'une distance neutron-neutron non unique . . 224
6.5.2.2.1 Création du fond . . . 224
6.5.2.2.2 Application aux données obtenues sur la cible de plomb . . . 226
6.5.2.2.3 Application aux données obtenues sur cible de carbone . . . 226
6.5.3 Variation en fonction de l'énergie de décroissance . . . 228
6.5.4 Degré d'asymétrie de la masse invariante . . . 230
6.5.5 Interprétation . . . 233

6.6 Corrélations angulaires entre les neutrons. 234
6.7 Conclusion 237

7 Étude de l'^{5}H **239**
7.1 Introduction 239
7.1.1 Position du problème 239
7.1.2 Expérience 240
7.1.3 Théorie 242
7.2 Efficacité et résolution en énergie de décroissance 244
7.3 Spectres en énergie 246
7.3.1 Spectres de l'^{4}H 246
7.3.2 Spectre brut et mélange d'événements à trois particules de l'^{5}H . . 249
7.3.3 Paramètres de la résonance 250
7.3.4 Comparaison aux modèles théoriques 251
7.4 Étude des corrélations neutron-neutron 255
7.4.1 Interférométrie d'intensité 255
7.4.2 Méthode de la masse invariante réduite 255
7.4.3 Interprétation 259
7.5 Conclusion 261

8 Interaction entre 4 neutrons : le tétraneutron **263**
8.1 Introduction 263
8.1.1 La quête expérimentale 264
8.1.2 Ce que la théorie n'exclut pas 264
8.1.3 Première indication expérimentale 267
8.2 Nouvelle recherche 269
8.2.1 Résultats 269
8.2.2 Vérification des données 272
8.2.3 Interprétation 274
8.2.4 Comparaison aux autres voies 276
8.3 Conclusion 279

9 Conclusions et perspectives **281**
9.1 États de l'^{7,9}He et du ^{10}Li 281
9.2 Continuum de l'^{6}He et distance neutron-neutron 283
9.3 État de l'^{5}H et distance neutron-neutron 286
9.4 Le tétraneutron 287

Annexe **291**

A Coordonnées de Jacobi et harmoniques hypersphériques **291**
A.1 Coordonnées de Jacobi 291
A.2 Expansion sur les harmoniques hypersphériques 293

Bibliographie **295**

Table des figures

1.1 Représentation schématique de la séquence de niveaux à une particule calculée pour les noyaux stables, montrant les fermetures de couche. 35
1.2 Mécanismes de réaction. 40
1.3 Représentations de Dalitz. Simulations de la décroissance du ^{14}Be. 45
1.4 Fonctions de corrélations $C_{nn}(q)$. 46
1.5 Carte des noyaux très légers et des résonances. 47
1.6 Énergie de liaison vis-à-vis du premier seuil d'émission de neutron(s) S_{xn} pour les isotopes d'H et d'He. 48
1.7 Différences entre l'énergie des états $1/2^-$ et $1/2^+$ et l'énergie de séparation d'un neutron pour les isotones N = 7. 51
1.8 Rayons d'interaction des isotopes d'He, Li, Be et B calculés à partir des sections efficaces d'interaction. 53
1.9 Probabilité de densité pour l'état fondamental de l'^{6}He en fonction des distances n-n et cœur-nn. 57
1.10 Spectres en énergie du système t + n + n. 60
1.11 Indication expérimentale en faveur d'un tétraneutron. PID en fonction de E_p / E_n pour la réaction (^{14}Be,X + n). 62

2.1 Schéma du dispositif expérimental. 65
2.2 Photographie de la chambre à réaction. 66
2.3 Vue schématique du spectromètre LISE 67
2.4 Disposition des chambres à dérive. 69
2.5 Relation entre la lumière émise et le dépôt d'énergie dans un module DEMON 73
2.6 Efficacité d'un module DEMON en fonction de l'énergie du neutron pour un seuil de 0,5 MeVee. 74
2.7 Schéma indiquant les variables utilisées pour l'optimisation de la configuration géométrique de DEMON. 76
2.8 Répartition des configurations en fonction du pourcentage de diaphonie après filtre et du nombre d'événements retenu après filtre. 77
2.9 Configuration retenue pour les expériences. Vue de la cible et vue de dessus des murs de détecteurs. 78
2.10 Configuration du multidétecteur DEMON retenue. 78

3.1 Image des masques éclairés par le faisceau sur les chambres à dérive. 82

3.2 Étalonnage des positions X et Y de la CàD$_2$. 83
3.3 Profil du faisceau sur les chambres à dérive. 83
3.4 Spectre en temps de vol des ions incidents. 85
3.5 Exemple de lignes formées par les 3 sources alpha pour une piste. 86
3.6 Noyaux présents dans le faisceau de calibration pour l'expérience sur le ^{11}Be. 86
3.7 Spectre en position pour une piste de silicium pour le faisceau d'^{6}He. . . . 87
3.8 Image du masque placé devant la CàD$_2$ sur les détecteurs silicium pour le faisceau d'^{6}He. 88
3.9 Signal d'une extrémité de piste. 88
3.10 Relation entre la lumière et l'énergie déposée dans les CsI pour un faisceau d'^{6}He. 89
3.11 Énergie déposée dans les 2 silicium en fonction de l'énergie déposée dans le Csi pour le faisceau d'^{6}He sur cible de carbone. 90
3.12 Énergie déposée dans les deux silicium en fonction de l'énergie déposée dans le CsI pour le faisceau de ^{11}Be sur cible de carbone. 91
3.13 Énergie déposée dans les deux silicium en fonction de l'énergie déposée dans le CsI pour les événements du faisceau d'^{6}He produits en l'abscence de cible. 92
3.14 Énergie déposée dans les deux silicium en fonction de l'énergie déposée dans le CsI pour un faisceau d'^{6}He sur cible de carbone. 93
3.15 Spectres PID construit à partir des deux silicium et du CsI pour l'^{6}He. . . 93
3.16 Énergie déposée dans les deux silicium en fonction de l'énergie déposée dans le CsI pour la réaction $^{12}\mathrm{Be} \rightarrow {}^6\mathrm{He} + {}^4\mathrm{He} + 2\mathrm{n}$. 95
3.17 Temps de vol avant et après étalonnage d'un module DEMON. 96
3.18 Forme schématique du signal correspondant à la lumière émise par un module DEMON en fonction de la nature de la particule. 98
3.19 Charge lente en fonction de la charge totale collectée. 98
3.20 Effets de la discrimination n/γ sur le spectre en temps de vol. 99
3.21 Spectre en charge obtenu avec une source de ^{22}Na. 100
3.22 Courbe de calibration en énergie à partir de la méthode traditionnelle utilisant les sources et les cosmiques. 101
3.23 Comparaison de la méthode traditionnelle de la calibration en charge avec les données dans le plan charge totale vs énergie neutron. 102
3.24 Résultats de la nouvelle méthode de calibration en charge. 103
3.25 Résultats de la nouvelle méthode de calibration en charge : représentation dans le plan $\mathrm{E}_n(TOF)$ vs Q_{totale}. 104
3.26 Énergie déposée en MeVep en fonction de l'énergie cinétique des neutrons pour différents types de réaction dans le scintillateur. 105
3.27 Énergie déposée en MeVep en fonction de l'énergie des neutrons pour différents nombres d'interactions dans le module. 106
3.28 Énergie déposée en MeVep en fonction de l'énergie neutron en MeV pour les données et la simulation. Projection sur l'axe signal lumineux de tranche en énergie neutrons pour les données et la simulation. 107

3.29 Spectres en énergie cinétique des neutrons en coïncidence avec un α ou un triton pour un faisceau d'^{6}He sur cible de carbone. 109
3.30 Distribution angulaire des neutrons issus de la réaction ^{11}Be $\rightarrow$ ^{10}Be + n à 41 Mev/nucléon sur cible de plomb et de carbone. 112
3.31 Distance en centimètres entre les différents éléments du dispositif expérimental. 113
3.32 Simulation de la résolution du dispositif expérimental en énergie de décroissance pour le système ^{6}He + n. Comparaison des programmes de simulations. 116

4.1 Simulation de l'efficacité du disposistif expérimental pour la réaction ^{12}Be$\rightarrow$ ^{6}He + n. 126
4.2 Simulation de la résolution pour l'énergie de décroissance du système ^{6}He + n. 126
4.3 Distribution angulaire des neutrons pour la réaction C(^{12}Be, ^{6}He + n)X. . 127
4.4 Spectres en moments du système ^{6}He + n à partir de la réaction et en énergie des neutrons (données et simulations) pour la réaction C(^{12}Be, ^{6}He + n)X. 128
4.5 Spectre en énergie de décroissance du système ^{6}He + n pour un faisceau de ^{12}Be sur une cible de carbone avec le fond combinatoire pour différentes itérations. 129
4.6 Spectres en énergie de décroissance pour le système ^{6}He + n pour différentes réactions. 132
4.7 Résultat du χ^2 / N pour la réaction C_{111}(^{12}Be, ^{6}He + n)X en fonction de la proportion de l'état à 1 MeV. 133
4.8 Schéma de niveau expérimental du ^{10}Li. 134
4.9 Simulations de la résolution en énergie de décroissance du système ^{9}Li + n et de l'efficacité du dispositif expérimental. 136
4.10 Spectres en énergie de décroissance des systèmes ^{6,7,8,9}Li + n. 137
4.11 χ^2 / N en fonction de la longueur de diffusion a_s de l'état s virtuel pour la réaction C(^{12}Be, ^{9}Li + n). 138
4.12 Moments p_z, p_x, p_y des systèmes ^{6,7,8,9}Li + n. 139
4.13 Spectres en énergie de décroissance pour le système ^{9}Li + n pour différents faisceaux et différentes cibles. 139
4.14 Ajustement d'un état état s virtuel sans fond combinatoire pour l'énergie de décroissance du système ^{9}Li + n. 140
4.15 χ^2 / N en fonction de la longueur de diffusion a_s de l'état s virtuel. 141
4.16 Ajustement d'un état s virtuel avec un fond combinatoire pour l'énergie de décroissance du système ^{9}Li + n. 141
4.17 χ^2 / N en fonction de la longueur de diffusion a_s de l'état s virtuel. 142
4.18 Schémas de niveau expérimental et théorique de l'^{9}He. 143
4.19 Résolution en énergie de d écroissance et efficacité du dispositif expérimental pour le syst ème ^{8}He + n. 145

4.20 Distributions en énergie de décroissance du système ^{8}He + n pour différents faisceaux et cibles. . . . 146
4.21 Comparaison des spectres en énergie du système ^{8}He + n à partir des faisceaux de ^{12}Be et ^{11}Be sur cible de carbone. . . . 146
4.22 Énergie de décroissance du système ^{8}He + n obtenu à partir de la réaction ^{12}C(^{12}Be, ^{8}He + n)X. . . . 147
4.23 Schéma des angles α et β. . . . 148
4.24 Angle α en fonction de l'énergie de décroissance du système ^{8}He + n. . . . 149
4.25 Angle α en fonction de l'énergie de décroissance du système ^{9}Li + n obtenue à partir d'un faisceau de ^{12}Be sur une cible de carbone. . . . 150
4.26 Formes des distributions en énergie pour des états s virtuels et une résonance p. . . . 151
4.27 Ajustement d'un état s virtuel avec $a_s = 0$ fm sans fond combinatoire pour l'énergie de décroissance du système ^{8}He + n. . . . 152
4.28 χ^2 / N en fonction de la longueur de diffusion a_s pour les ajustements présentés dans la figure 4.27. . . . 152
4.29 Ajustement d'un état s virtuel avec $a_s = 0$ fm avec un fond combinatoire pour l'énergie de décroissance du système ^{8}He + n. . . . 153
4.30 χ^2 / N en fonction de la longueur de diffusion a_s pour les ajustements présentés dans la figure 4.29. . . . 153
4.31 Ajustement d'une résonance $\ell = 1$ avec $E_r = 400$ keV et $\Gamma = 700$ keV avec un fond combinatoire pour l'énergie de décroissance du système ^{8}He + n. . . . 154
4.32 χ^2 / N en fonction de la position de la résonance ($\ell = 1$) pour les ajustements présentés dans la figure 4.31. . . . 154

5.1 Schéma de niveau de l'^{6}He. . . . 159
5.2 Distributions théoriques en énergie de l'excitation E1 (état 1^-). . . . 161
5.3 PID pour l'^{6}He sur cible de carbone et de plomb. . . . 163
5.4 Hyperboles dans le plan E_{Si}− E_{CsI} et PID pour les différentes sélections d'événements. . . . 164
5.5 Spectre en angle β (faisceau - fragment chargé) pour les cibles de carbone et plomb. . . . 165
5.6 Effets des différentes coupures pour sélectionner les événements. . . . 166
5.7 Distributions en énergie de décroissance sur cible de carbone et de plomb. . . . 167
5.8 Distributions angulaires des neutrons en coïncidences avec l'α (cible de carbone). . . . 168
5.9 Simulation de l'efficacité du dispositif expérimental pour le système α + n + n. . . . 169
5.10 Comparaison entre simulations (tirets) et expériences (croix) pour l'angle β pour les cibles de carbone et de plomb. . . . 170
5.11 Résolutions en énergie de décroissance du dispositif expérimental pour le système α + n + n. . . . 170
5.12 Spectres en moments parrallèle (z) et transversal (x,y) du système α + n + n. . . . 171

5.13 Distribution angulaire des neutrons issus de la réaction ^{6}He + C. 172
5.14 Distribution angulaire des neutrons issus de la réaction ^{6}He + Pb. 173
5.15 Spectres en énergie de décroissance du système α + n pour différentes réactions. 174
5.16 Comparaison des spectres théoriques et expérimentaux pour le système α + n. 175
5.17 Spectres en énergie de décroissance pour le système α + n à partir des év énements triples ^{4}He + n + n pour les cibles de carbone et de plomb et en l'abscence de cible. 177
5.18 Spectres en énergie de décroissance du système α + n + n sur cible de carbone et de plomb. 179
5.19 Mélange d'événements sur les données sans cible. 179
5.20 Spectres en énergie de décroissance pour le système α + n + n une fois le fond combinatoire soustrait. 180
5.21 Spectres en énergie du système α + n + n : comparaison simulation-expérience. 182

6.1 Schéma de la cassure séquentielle de l'^{6}He. 187
6.2 Fonction de corrélation $C_{nn}(q)$. 189
6.3 Représentation schématique de la construction des fonctions de corrélation $C_{nn}(q)$. 191
6.4 Schéma représentant q_T e q_L. 191
6.5 Simulation de la fonction de corrélation à deux dimensions $C_{nn}(q_T,q_L)$. . . 192
6.6 Représentation de Dalitz. 194
6.7 Schéma énergétique de décroissance de l'^{6}He. 195
6.8 Corrélations angulaires α-n. 196
6.9 Distributions en $\cos(\omega_{\alpha n})$ pour les événements α + n pour les cibles de carbone et de plomb (coïncidences doubles). 198
6.10 Distributions en $\cos(\omega)$ pour les événements α + n + n pour les cibles de carbone et de plomb (coïncidences triples). 200
6.11 Distributions en $\cos(\omega_{\alpha n})$ pour les événements α+ n + n sur les cibles de carbones et de plomb en fonctions de coupures en énergie de décroissance pour le système α+ n + n. 201
6.12 Représentations de Dalitz ($m^2_{\alpha n}$ vs m^2_{nn}) pour la cassure de l'^{6}He. 203
6.13 Simulations de la décroissance de l'^{6}He avec passage par l'^{5}He pour différentes largeurs de cette résonance. 203
6.14 Fonction de corrélation bidimentionnelle $C_{nn}(q_T,q_L)$. 204
6.15 Projections suivant les deux axes de la fonction de corrélation bidimentionnelle $C_{nn}(q_T,q_L)$ (données expérimentales). 205
6.16 Projections suivant les deux axes de la fonction de corrélation bidimentionnelle $C_{nn}(q_T,q_L)$ (simulations). 205
6.17 Fonction de corrélation $C_{nn}(q)$ avec l'ensemble des données. 207
6.18 Variation du spectre en énergie de décroissance du système α + n + n en fonction du paramètre d'impact sur cible de carbone. 208

6.19 Variation du spectre en énergie de décroissance du système α + n + n en fonction du paramètre d'impact sur cible de plomb. 208
6.20 Variation de la fonction de corrélation en fonction du paramètre d'impact sur cible de carbone. 209
6.21 Variation de la fonction de corrélation en fonction du paramètre d'impact sur cible de plomb. 210
6.22 Distance neutron-neutron en fonction de l'angle α par la méthode de la fonction de corrélation. 212
6.23 C_{nn}(q) pour la cible de carbone pour différentes coupures en angle α et en énergie de décroissance du système α + n + n. 213
6.24 C_{nn}(q) pour la cible de carbone pour différentes coupures en angle α et en énergie de décroissance du système α + n + n. 213
6.25 Distributions théoriques des distances nn et αn pour les différents états du continuum de l'^{6}He. 215
6.26 Masse invariante m^2_{nn} sur cible de Pb et de C en fonction de différentes coupures en angle et en énergie. 217
6.27 Masse invariante m^2_{nn} (cible de plomb). 219
6.28 Variation de la minimisation du χ^2/ N pour m^2_{nn} en fonction de la proportion de passage par une résonance ^{5}He (décroissance en deux étapes) pour la cible de plomb. 220
6.29 Masse invariante $m^2_{\alpha n}$ (cible de plomb). 220
6.30 La même chose que la 6.32 est représentée, mais dans le cas d'une décroissance purement séquentielle. 221
6.31 La même chose que pour la figure 6.29 est représentée, mais pour une décroissance purement séquentielle. 222
6.32 Masse invariante m^2_{nn} (cible de carbone). 222
6.33 Variation de la minimisation du χ^2/ N pour m^2_{nn} en fonction de la proportion de passage par une résonance ^{5}He (décroissance en deux étapes) pour la cible de carbone. 223
6.34 Masse invariante $m^2_{\alpha n}$ (cible de carbone). 223
6.35 Distributions en m^2_{nn} à partir du mélange d'événements. 224
6.36 Distributions en m^2_{nn} à partir du mélange d'événements pour la cible de plomb : effet d'une coupure en énergie, et simulations. 225
6.37 Masse invariante m^2_{nn} (cible de plomb) avec utilisation de la distribution obtenue avec mélange d'événements. 227
6.38 Masse invariante m^2_{nn} (cible de carbone) avec utilisation de la distribution obtenue avec mélange d'événements. 227
6.39 Variation de la minimisation du χ^2/ N pour m^2_{nn} en fonction de la proportion de passage par une résonance ^{5}He (décroissance en deux étapes) pour la cible de carbone en utilisant le fond combinatoire. 228
6.40 Variation du χ^2/N en fonction de la distance neutron-neutron avec la méthode de la masse invariante : influence de coupures en énergie. 229

6.41 Variation de l'asymétrie évaluée par $\frac{\Delta N}{N}$ en fonction de l'énergie relative du système α + n + n et de l'angle β avec cible de carbone. 231
6.42 Variation de l'asymétrie évaluée par $\frac{\Delta N}{N}$ en fonction de l'énergie relative du système α + n + n et de l'angle β (à droite) avec cible de plomb. 231
6.43 Simulation des variations de l'asymétrie évaluée par $\frac{\Delta N}{N}$ pour le carbone et le plomb en fonction de l'énergie relative du système α + n + n et de l'angle β, avec et sans filtre expérimental. 232
6.44 Variation de l'asymétrie évaluée par $\frac{\Delta N}{N}$. Comparaison entre les données expérimentales et les simulations. 233
6.45 Distribution en cos(ω_{nn}) pour 3 noyaux (^{6}He, ^{5}H, ^{11}Li). Comparaison à une distribution isotrope. 235
6.46 Distribution en cos(ω_{nn}) pour 3 noyaux (^{6}He, ^{5}H, ^{11}Li). Comparaison à des simulations utilisant une distribution en cos(ω_{nn}) du type 1 + B cos$^2\omega_{nn}$ + C (3cos$^2\omega_{nn}$-1)^2 avant le filtre expérimental. 235
6.47 Distribution en cos(ω_{nn}) pour l'^{6}He sur cible de carbone avec $\alpha > 7°$ et $\alpha < 1°$ 237

7.1 Schéma de niveaux expérimentaux et théoriques de l'^{5}H. 241
7.2 Simulation de l'efficacité du dispositif expérimental en énergie de décroissance des systèmes t + n + n et t + n. 245
7.3 Simulation de la résolution en énergie de décroissance du dispositif expérimental pour les systèmes t + n + n et t + n 245
7.4 Spectre en énergie du système ^{3}H + n : comparaison avec une Breit-Wigner après passage par le filtre expérimental. 248
7.5 Spectres en énergie de décroissance du système t + n. 249
7.6 Énergie de décroissance de l'^{5}H (cible de carbone) et mélange d'événements. 250
7.7 Énergie de décroissance de l'^{5}H (cible de carbone). Ajustement du fond combinatoire et de la résonance. 251
7.8 Spectre en énergie du système t + n + n. Comparaison des résultats précédents. 252
7.9 Spectre en énergie de décroissance du système t + n + n avec (pointillés)), et sans filtre anti-diaphonie (continu). 253
7.10 Spectres en énergie de décroissance pour le système t + n + n : comparaison entre notre m élange d'événements et la courbe théorique pour une onde plane. 254
7.11 Spectres en énergie de décroissance du système t + n + n : comparaison entre données et théorie. 254
7.12 Fonction de corrélation obtenue à partir des événements t + n + n. 256
7.13 Représentations de Dalitz. : masses invariantes réduite m^2_{tn} et m^2_{nn} pour l'^{5}H. 256
7.14 Variation du χ^2 / N en fonction de la distance neutron-neutron dans le système t + n + n. 257
7.15 Représentation de Dalitz : masse invariante réduite m^2_{nn} en utilisant un fond combinatoire. 258

7.16 Représentation de Dalitz : masse invariante réduite m^2_{tn} en utilisant un fond combinatoire. 258
7.17 Spectres théoriques extraits de [Gri04] pour l'^{5}H. 260

8.1 Spectre en énergie des neutrons en coïncidence avec les deux α. 270
8.2 Spectres en énergie de décroissance pour le système $\alpha + \alpha$ avec la cible de C_{111}. 271
8.3 Même figure que précédemment pour la cible de C_{183}. 271
8.4 Spectres $E_d(^8Be)$ en fonction de E_p/E_n et E_p/E_n en fonction de E_n. 273
8.5 E_p/E_n pour les voies ^{8}Be et ^{9}Be. 273
8.6 Spectres en énergie de décroissance du système $\alpha + \alpha$ + n. 275
8.7 Énergie de décroissance du système ($\alpha + \alpha +$ ^{4}n) et énergie des neutrons : différences cinématiques entre neutron et tétraneutron. 276
8.8 E_{proton}/ $E_{neutron}$ pour différentes réactions. 277
8.9 Proportion d'événements avec E_p / E_n >1,45 en fonction du nombre de neutrons susceptibles d'arriver dans DEMON. 278
8.10 Distributions en énergie des neutrons pour les différentes voies de réactions. 279

9.1 Efficacités et résolutions en énergie de décroissance pour le système ^{8}He + n pour différentes configurations. 282
9.2 Spectres en énergie de décroissance des systèmes ^{8}He + n + n et ^{9}Li + n + n et asymétrie de la masse invariante. 285
9.3 Schéma d'une étoile à neutron 289

A.1 Configurations possibles pour les systèmes à trois et quatre corps pour une description à partir des coordonnées de Jacobi. 293

Liste des tableaux

1.1 Isospin des principaux noyaux étudiés au cours de ce travail. 38

2.1 Voies de réactions étudiées à partir du faisceau d'^{6}He à 30 MeV/nucléon (E378). 63
2.2 Voies de réactions étudiées à partir du faisceau de ^{11}Be à 41 MeV/nucléon (E334). 64
2.3 Voies de réactions étudiées à partir du faisceau de ^{12}Be à 41 MeV/nucléon (E334). 64
2.4 Faiceaux et cibles utilisés. 68
2.5 Liste des réactions possibles entre un neutron et le NE213. Les sections efficaces sont données pour des neutrons de 24 MeV. 72
2.6 Coefficients permettant le passage entre lumière et énergie déposée dans un module. 73

3.1 Energies des photons émis par les sources d'étalonnage. 100

4.1 Energies de liaisons effectives et structures des états fondamentaux du ^{11}Be et du ^{12}Be 120
4.2 Energies des résonances des systèmes coeur + neutron. 122
4.3 Etats dans l'^{7}He. 125
4.4 Etats observés dans le ^{10}Li. 134
4.5 Niveaux d'énergie des Li par rapport aux seuils d'émission d'un neutron ([Tie02],[Ajz88] et [Che00]). L'état à 0,7 MeV pour le ^{8}Li passe par un ^{7}Li excité. 137
4.6 Etats observés dans l'^{9}He. 142
4.7 Niveaux d'énergie des résonances de l'^{9}He [Tie98]. 144
4.8 Assignations théoriques spin-parité des deux premiers états de l'^{9}He 144

5.1 Niveaux d'énergie expérimentaux des états de l'^{6}He à partir du seuil alpha + n +n (pour les énergies inférieures à 10 MeV). 159
5.2 Niveaux d'énergie théoriques de l'^{6}He à partir du seuil alpha + n + n. . . 161

6.1 Paramètre de la fonction de corrélation angulaire. 199

6.2 Distances neutron-neutron pour l'^{6}He excité selon les conditions d'obtention des événements. Les points d'interrogations signalent des problèmes de normalisation. 211
6.3 Distance neutron-neutron de l'^{6}He excité selon les conditions d'obtention des événements pour la cible de carbone). 229
6.4 Paramètres de la fonction de corrélations angulaires neutron-neutron. . . . 236

7.1 Résultats expérimentaux pour les états de l'^{5}H par rapport au seuil t + n + n. 240
7.2 Prévisions théoriques pour les états de l'^{5}H par rapport au seuil t + n + n (énergies et largeurs en MeV). 243
7.3 Etats de l'^{4}H [Tie92]. 246
7.4 Poids des différentes configurations pour l'^{6}He et l'^{5}H (pourcentage) 259

8.1 Etats du ^{8}Be et du ^{9}Be. 270
8.2 Simulations de faibles statistiques. 274

Chapitre 1

Les noyaux exotiques légers très riches en neutrons

1.1 De l'intérêt de la frivolité

1.1.1 Objet du sujet

Les atomes ne sont pas les particules les plus élémentaires, puisqu'ils sont constitués de noyaux et d'électrons. De même nous savons à présent que les noyaux sont consitués de nucléons, les neutrons et les protons, et que ceux-ci sont consitués de quarks. Cependant, la chromodynamique quantique (QCD) développée pour les particules en interaction forte que sont les quarks utilise des systèmes d'équations très complexes, au point que nous sommes dans l'impossibilité actuelle de construire un objet composé comme un neutron ou un proton à partir de cette théorie. Il s'agit donc de définir quels degrés de liberté sont importants pour les objets que nous voulons étudier. La notion d'énergie est ici essentielle, car aux énergies de quelques dizaines de MeV auxquelles nous nous placerons, le concept de nucléon conserve tout son sens, mais à des énergies beaucoup plus hautes, la structure en quarks devient incontournable.

Le fait de pouvoir dissocier l'étude des nucléons de celle des quarks justifie l'existence de la physique nucléaire comme science distincte de la physique des particules, même si elles sont évidemment en étroite relation. La physique nucléaire considère des objets femtométriques formant le cœur des atomes, les noyaux, constitués de nucléons, les neutrons et les protons, que nous pouvons étudier individuellement ou collectivement de façon expérimentale et théorique.

Nous nous intéresserons plus particulièrement dans cette thèse aux corrélations dans les noyaux légers très riches en neutrons. Nous entrerons dans le détail par la suite, mais notons déjà qu'une corrélation est une relation réciproque entre deux objets. C'est donc un concept dont le champ d'application est très large et s'applique à de nombreux domaines. En physique nucléaire, ce concept est à rapprocher avec celui d'interaction, et plus précisément l'interaction nucléaire forte. Autrement dit en termes courants, il s'agit de la force qui relie deux nucléons mais, dans les noyaux, chaque nucléon interagit en général

avec plusieurs autres nucléons, voire tous les nucléons du noyau, rendant le problème fort complexe, mais permettant par là même une diversité de phénomènes et de structures surprenante. Parmi les corrélations, nous nous attacherons plus particulièrement à celles situées au delà du champ moyen, c'est-à-dire à celles pour lesquelles seulement quelques nucléons interviennent, et non pas tous.

L'un des lieux privilégiés pour observer ces corrélations particulières est la zone des noyaux légers riches en neutrons. Ils présentent des propriétés particulières par rapport aux noyaux stables, comme la formation d'un halo de neutrons autour d'un "cœur" pour certains. Il s'agit de neutrons dont la probabilité de présence est grande en dehors de la portée de l'interaction des autres nucléons. Ceux-ci sont appelés cœur en ce sens que contrairement aux neutrons formant le halo, ils forment un ensemble de densité analogue à celle des noyaux stables. Un des intérêts de ces noyaux à la limite ou au delà de la stabilité vis-à-vis de l'émission de nucléons, c'est-à-dire quand l'interaction nucléaire n'est plus assez forte pour lier ensemble les nucléons, est qu'ils permettent d'étudier les corrélations entre seulement deux ou trois ensembles de nucléons relativement bien séparés énergétiquement voire spatialement. Cette position proche de la limite de stabilité fait que ces noyaux n'existent pas sur la Terre. L'intérêt expérimental de ces noyaux légers est que les accélérateurs de noyaux sont à présent capables d'en produire de grandes quantités.

L'étude des noyaux peu ou presque liés a donc été rendue possible, et permet de compléter notre vision des noyaux qui prenait sa source dans nos connaissances des noyaux stables. En se plaçant autour de la frontière d'existence des noyaux, des phénomènes liés à l'absence de liaison des nucléons, tels que les états résonants, apparaissent. Il peut s'agir d'interactions entre un cœur et un neutron par exemple, qui ont un comportement se rapprochant de celui d'un noyau lié pendant un temps relativement court. La description des caractéristiques de ces états résonants est un test fort pour les modèles.

Au cours de ce travail nous nous sommes intéressés plus particulièrement à l'apparition de ces états résonants dans les noyaux non liés riches en neutrons comme l'^{7}He, l'^{9}He et le ^{10}Li. L'objectif est de mieux connaître la structure de ces noyaux évanescents, ce qui devrait permettre également de mieux appréhender d'autres noyaux comme le ^{11}Li. En effet, celui-ci est un noyau à halo de deux neutrons, qui est décrit par des modèles à trois corps, or ils ont besoin pour ce faire de connaître l'interaction entre le ^{9}Li constituant le cœur et un neutron.

Nous avons également étudié les corrélations entre les deux neutrons formant le halo de l'^{6}He, via la distance moyenne séparant ces deux neutrons éloignés du cœur du noyau de façon inhabituelle, et nous nous sommes intéressés par là même au processus de réaction permettant cette étude. Les méthodes mises en œuvres pour mesurer ces distances intra-nucléaires pourront servir à l'étude d'autres systèmes présentant des caractéristiques similaires que sont les noyaux borroméens qui, comme l'^{6}He, présentent deux neutrons et un cœur qui sont liés quand ils sont tous les trois ensembles, mais dont aucun sous-système binaire n'est lié. Ce phénomène n'intéresse pas seulement la physique nucléaire, mais également la physique atomique ou la physique des agrégats.

Avec l'^{5}H, les deux problématiques précédentes ont été réunies, puisqu'il présente des caractéristiques similaires à l'^{6}He, à l'exception notable qu'il n'est pas lié dans son état

fondamental : il s'agit pour nous, outre les corrélations neutron-neutron, de savoir quelles sont les caractéristiques de ce noyau qui sont actuellement l'objet d'intenses recherches aux conclusions apparemment contradictoires.

Enfin, après l'étude des corrélations entre un neutron et un cœur, puis entre deux neutrons et un cœur, la recherche de corrélation entre trois ou surtout quatre neutrons était naturelle. La découverte d'un tétraneutron lié constituerait un réel problème, et donc une avancée, pour les modèles nucléaires existants, mais même la découverte d'une résonance entre ces quatre neutrons, c'est-à-dire une interaction marquée ne menant pas pour autant à la liaison du système, serait déjà riche d'enseignements à la fois sur la forme de l'interaction nucléaire et sur la structure des systèmes à petit nombre de corps. La présente étude s'inscrit dans les tentatives pour observer un tel phénomène.

Toutes les études de cette thèse portent donc sur un sujet qui pourrait se résumer par un nom : la frivolité. Nous avons en effet étudié des noyaux *très légers* dont les propriétés découlent du fait qu'ils sont *peu ou pas liés*. Ils forments des résonances correspondant à la formation d'états métastables. Tout l'objet du travail consiste à tenter de comprendre les corrélations énergétiques, appelées résonances, entre les corps composant ces noyaux, ainsi que les corrélations spatiales entre certains de ces corps.

1.1.2 Composition de l'exposé

Après cette première approche très générale, il semble indispensable de contextualiser ce travail de façon plus précise car, comme nous l'avons évoqué, il n'a de sens que dans une problématique plus large, et s'inscrit dans un ensemble de résultats. Pour ce faire, l'introduction a été divisée en trois parties. Après quelques éléments de structure nucléaire très généraux, nous évoquerons différentes théories et méthodes expérimentales. Ces deux premières étapes ont été orientées afin de faciliter l'introduction des problématiques qui seront présentées dans ce travail. Nous aborderons ensuite celui-ci proprement dit.

Les lecteurs auront des profils sans doute différents, et des modes de lectures différents. C'est pourquoi, après l'incontournable présentation des expériences et des calibrages, où l'accent a été mis sur ce qui était nouveau, cette thèse n'est pas scindée en deux parties : résultats et interprétations. Il est apparu plus pratique pour un lecteur à la recherche de résultat(s) sur un problème précis, de regrouper ce qui concernait un même noyau dans un seul chapitre. Le risque d'un tel choix est de rendre les comparaisons entre noyaux plus délicates à introduire, mais celles qui nous ont paru pertinentes ont pour but de s'appuyer sur un noyau pour parler d'un autre. Ce déséquilibre dans la comparaison a permis, espérons-le, de conserver l'équilibre de l'exposé.

Cette remarque nous permet d'introduire le choix de l'ordre de la présentation. Lors de la présentation du sujet, nous avons vu que se dégagait naturellement un ordre, avec les corrélations cœur-neutron, puis cœur-neutron-neutron, et enfin n-n-n-n. Nous avons suivi cet ordre, qui se prêtait également parfaitement bien à un exposé progressif des méthodes employées. Les chapitres présentant les résultats s'appuient donc sur les méthodes et les vérifications exposées au cours des précédents. Ne sont expliquées dans chacun que les méthodes non employées auparavant.

1.2 Éléments de structure nucléaire

Cette partie n'est exaustive sur aucun sujet, elle n'a pour objet que d'apporter un minimum d'informations permettant de situer l'environnement dans lequel évolue ce travail. Étant donné la richesse du domaine, une thèse n'est qu'une courte phrase et, hors contexte, une phrase est plus porteuse de contresens que de sens.

1.2.1 Contexte général

1.2.1.1 Une physique du noyau

Avant de nous plonger dans la structure nucléaire, nous allons faire un court détour par la physique nucléaire en général, mais de façon orientée vers la structure. Le phénomène de la radioactivité a été découvert à la fin du XIX^{ème} siècle par Becquerel et les Curie, mais c'est en 1911 que Rutherford découvre le noyau atomique, puis en 1919 qu'il découvre que tous les noyaux possèdent un ou des protons. En 1932 Chadwick découvre le neutron, qui diffère du proton par son absence de charge. Nous verrons lors du dernier chapitre concernant le tétraneutron que des liens aussi bien théoriques qu'expérimentaux subsistent entre ces premières découvertes et des sujets de recherche actuels.

Heisenberg introduira par la suite l'idée d'une symétrie entre protons et neutrons : l'isospin. Cette symétrie consiste en une rotation dans l'espace des charges, autrement dit elle consiste à changer un proton en neutron et inversement. Cette parenté entre neutron et proton trouve une de ses illustrations dans les noyaux miroirs dont l'un possède un nombre de protons égal au nombre de neutrons de l'autre et un nombre de neutrons égal au nombre de protons de cet autre noyau. Il apparaît qu'ils ont pratiquement la même structure en énergie, ou la même masse, traduisant la quasi invariance de l'interaction nucléaire par rapport à l'isospin. Le concept d'isospin sera réemployé par Gell-Man dans sa théorie des quarks. Les quarks et les gluons qui les lient constituent actuellement la théorie de l'interaction forte, mais elle ne permet pas pour l'instant de comprendre totalement à partir de ces entités élémentaires la structure des nucléons ni leurs interactions.

Cependant, les neutrons et les protons sont des concepts qui se révèlent pertinents du fait du découplage important qui semble s'opérer entre la structure interne et individuelle des nucléons et les propriétés des noyaux (au même titre que les électrons par rapport au noyau). Cette simplification du problème est loin d'épuiser la difficulté du sujet constituée par l'étude des noyaux atomiques. En effet, les nucléons qui forment un noyau interagissent les uns avec les autres, et l'approximation d'un champ moyen comme pour les électrons en physique atomique devient plus délicate, puisque ce champ dans lequel évoluent les nucléons est créé par eux et est intense. Surgit donc l'archétype du problème à N corps à grand nombre de degrés de liberté, particulièrement difficile à traiter théoriquement. A cela s'ajoute la forme de l'interaction elle-même qui, comme nous l'avons vu, n'est pas complètement connue. Ces éléments font qu'il n'existe pas une théorie en physique nucléaire, mais différents modèles réalisant différentes approximations, et valables dans certains domaines de masse, d'énergie... Ces modèles reproduisent un très grand nombre de données, mais n'ont souvent qu'un faible pouvoir prédictif.

Devant les problèmes rencontrés, plusieurs domaines d'intérêt ont émergé, comme autant de voies privilégiées pour comprendre les noyaux. Citons entre autre l'étude de la matière nucléaire (transition de phase, densité, "température"...), la recherche de noyaux super-lourds, l'astrophysique nucléaire (vie des étoiles, nucléosynthèse...) et, ce qui nous intéresse plus particulièrement ici, la structure nucléaire. La structure nucléaire est en elle-même un vaste domaine, qui s'attache à comprendre l'agencement spatial et énergétique des nucléons dans les noyaux.

1.2.1.2 Définitions et ordres de grandeurs

Quelques ordres de grandeurs permettront de situer le cadre dans lequel s'effectuent ces recherches. Le noyau est un système lié de neutrons et de protons par l'interaction forte dont la portée est de l'ordre du fermi, soit 10^{-15}m. L'énergie de liaison est en fait la résultante de deux interactions : l'interaction nucléaire forte, et l'interaction électromagnétique qui agit sur les protons du fait de leur charge positive. La somme des masses des constituants à l'état libre (non liés) d'un noyau est supérieure à la masse de ce noyau. Cette différence constitue, suivant la correspondance énergie-masse énoncée par Einstein, $E = mc^2$, l'énergie de liaison du système E_B. Si celle-ci est positive, le noyau est lié (sous réserve qu'il n'existe pas de partition(s) plus stable(s) de cette ensemble de nucléons), sinon il ne l'est pas.

E_B est une énergie concernant l'ensemble du noyau, mais nous utiliserons plutôt S_{xn} qui est l'énergie nécessaire pour arracher x neutrons au noyau. Si cette énergie est négative, cela veut dire que dans son état de plus basse énergie (fondamental), le noyau n'émettra pas de neutron(s) spontanément si nous ne considérons que les deux interactions évoquées. Si cette différence est positive, le ou les neutrons en question ne sont pas liés, mais dans ce second cas, la classification distingue deux nouvelles catégories. Il y a les noyaux presques liés qui présentent un ou des états résonants dont certaines caractéristiques sont proches des états liés, et les autres. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce délicat sujet. Les noyaux que nous étudierons sont situés juste en deçà ou au delà de cette limite de stabilité.

Les énergies en jeu sont exprimées en $\text{MeV} = 10^6\text{eV} = 1{,}602.10^{-13}$J. Un MeV représente l'énergie cinétique d'une particule de charge élémentaire accélérée par une différence de potentiel de un volt. L'énergie de liaison moyenne d'un nucléon est de l'ordre de 8 MeV. A l'échelle humaine, c'est une énergie très petite, mais ramenée à l'échelle des noyaux, il s'agit d'une énergie considérable. Pour s'en rendre compte, il suffit de considérer que quelques kilos de matière fournissent l'énergie produite par une centrale nucléaire en un an.

Cette concentration d'énergie est rendue possible par le nombre considérable de noyaux présents dans un kilo de matière. La taille des noyaux varie de 1 fm pour les plus légers à 7 fm pour les plus lourds, mais il ne s'agit pas là d'une règle stricte de correspondance taille-nombre de nucléons, comme nous le verrons en abordant la notion de halo pour l'^{6}He. Les noyaux ont donc une taille 100 000 fois plus petite qu'un dix millionnième de millimètres. Leur densité s'élève à 10^{15}g/cm^3, soit plusieurs centaines de milliards de tonnes par cm^3. Avec une telle densité appliquée à la Terre, nous pourrions la placer dans notre main, mais comme un noyau occupe un espace très petit dans un atome, la matière

atomique est beaucoup moins dense que la matière nucléaire.

Noyaux liés ne veut pas dire stables et encore moins éternels. Si certains noyaux ont une durée de vie au moins égale à l'âge de l'univers, les noyaux dit exotiques ont des existences plus brèves, de l'ordre de quelques centaines de millisecondes comme l'^{6}He. Ces noyaux sont dit exotiques car du fait de leur courte durée de vie, ils n'existent pas sur Terre mais seulement dans les étoiles : il faut donc les créer dans les accélérateurs pour les étudier. Au delà de ces noyaux à courte durée de vie mais stables vis-à-vis de l'émission de nucléons, il existe également, comme nous l'avons vu, des état résonants qui sont instables vis-à-vis de cette émission, comme l'^{9}He. Leurs durées de vie sont de l'ordre de 10^{-21}s, et nous ne parlerons de noyaux en ce qui les concerne que par extension de langage. Les temps des réactions sont également de cet ordre. Si nous prenons comme définition d'existence un temps de vie supérieur au temps nécessaire à un nucléon possédant une énergie cinétique de 8 MeV pour traverser le noyau, ce qui correspond à une durée de vie de 10^{-22} s, il existerait environ 6000 noyaux, dont seulement 250 sont stables, le reste constituant les noyaux radioactifs, dont moins de 3000 ont déjà été observés.

La limite du côté de l'augmentation du nombre de protons pour un nombre de neutrons constant est déjà atteinte expérimentalement sur une large gamme de masse, mais pas la limite de l'augmentation du nombre de neutrons à nombre de protons constant, car ils s'étendent sur une région plus grande. Cependant pour les noyaux possédant peu de nucléons, cette limite a été atteinte, rendant possible notre étude des noyaux légers très riches en neutrons. Nous nous intéresserons en effet à des noyaux qui ont comme caractéristique de présenter un nombre de neutrons particulièrement grand par rapport aux noyaux les plus stables. Nous étudierons ainsi les isotopes les plus lourds, comme l'^{5}H qui possède quatre neutrons, à comparer à l'hydrogène qui n'en possède pas, ou encore l'^{9}He qui possède 7 neutrons et deux protons, à comparer à l'hélium le plus stable qui ne possède que deux protons et deux neutrons.

1.2.1.3 Un monde quantique

La physique nucléaire de par les dimensions temporelle, spatiale ou énergétique, est loin de notre monde ordinaire, mais le saut n'est pas seulement quantitatif, il est également qualitatif quant aux phénomènes susceptibles de se manifester. La physique nucléaire se situe à une échelle où le monde est quantique : c'est un monde de quanta, de quantités discrètes. Cela ne signifie pas que toutes les notions de physique appliquées à des échelles plus grandes perdent tout sens. Ainsi la minimisation de l'énergie totale d'un système pour parvenir à l'état le plus stable conserve sa pertinence pour comprendre des phénomènes aussi exotiques que l'apparition des déformations de certains noyaux. Mais certains phénomènes en physique nucléaire sont impossibles à expliquer sans faire appel aux concepts de la mécanique quantique.

Vers le milieu du XX^{ème} siècle, l'idée que les nucléons se placent sur des couches quantiques situées à des énergies particulières et repérées par des nombres quantiques, comme les électrons dans l'atome, a commencé à émerger. Il est apparu également qu'il existait des différences d'énergie importantes entre certaines couches. Il faut en effet fournir une énergie particulièrement grande pour arracher certains nucléons aux noyaux, autrement

dit, certain noyaux sont particulièrement stables. Ce phénomène connu sous le nom de nombre magique a été découvert par Goeppert-Mayer et Jensen.

Nous serons amenés dans notre étude des isotones N =7 que sont l'^{9}He et le ^{10}Li à parler d'inversion de couche qui est, comme nous le verrons, liée au couplage entre deux nombres quantiques d'un nucléon, dit couplage spin-orbite. Là encore la mécanique quantique est incontournable, puisque le concept même de spin est né de la mécanique quantique et n'a pas d'équivalent en mécanique classique.

Les décroissances via l'émission d'une particule alpha illustrent également l'influence de la mécanique quantique dans les noyaux, puisque ce phénomène observé par Rutherford a été expliqué par Gamow grâce à l'effet tunnel, c'est-à-dire par le passage d'une particule à travers une barrière de potentiel, chose totalement interdite en mécanique classique. C'est le principe d'incertitude d'Heisenberg reliant le temps et l'énergie qui permet de violer ainsi pendant un certain temps la conservation classique de l'énergie. La même idée est à l'œuvre pour l'existence des noyaux à halo tel que l'^{6}He comme nous le verrons par la suite. Enfin, nous verrons également toute l'importance du principe d'exclusion de Pauli qui interdit à deux nucléons d'un même noyau de posséder les mêmes nombres quantiques, notamment lorsque nous aborderons la possiblité d'existence d'un tétraneutron.

1.2.2 Approches théoriques

L'objectif de cette partie n'est pas d'effectuer une zoologie complète et approfondie des nombreuses approches théoriques, mais seulement de donner quelques éléments permettant de mieux situer l'intérêt des problématiques qui seront exposées par la suite.

1.2.2.1 L'interaction nucléaire

Le but est de parvenir à une vue unifiée des noyaux, mais comme nous l'avons déjà dit, nous ne savons pas à l'heure actuelle construire un nucléon à partir de la chromodynamique quantique, c'est-à-dire à partir des quarks et des gluons.

Une approche consiste à utiliser une interaction effective qui permet de calculer les propriétés moyennes de l'ensemble de nucléons qui constitue un noyau. Il existe plusieurs paramétrisations de cette interaction (de portée nulle (de type Skyrme) ou de portée finie (de type Gogny)) qui permettent d'obtenir une bonne reproduction des données.

Les modèles ab initio constituent une approche alternative. Ils utilisent l'interaction nue qui sert à traiter l'interaction directe nucléon-nucléon. Celle-ci peut être séparée en deux parties. L'une, fortement répulsive, d'une portée inférieure à 0,4 fm, est appelée cœur dur, elle peut être interprétée comme l'impossibilité pour les quarks de s'interpénétrer, et la seconde, entre 1 et 2 fm environ, est attractive. Pour les noyaux de masse supérieure à 2, ces modèles utilisent en plus une interaction à trois corps afin d'obtenir la bonne énergie de liaison. Cet ajout n'est pas négligeable puisqu'il se situe à hauteur d'environ 30 % pour l'^{4}He, 40 % pour l'^{6}He et 50 % pour l'^{8}He ([Pat99], [Wir00]). Il n'existe pas de données expérimentales directes concernant l'interaction NNN, mais l'étude de systèmes à trois corps comme les noyaux à halo, voir le tétraneutron pour une éventuelle interaction NNNN, pourraient constituer des laboratoires privilégiés. Ces modèles sont appliqués

jusqu'à des noyaux de masse ~ 12 à l'heure actuelle. Étudier expérimentalement des systèmes avec un fort excès de neutron comme l'^{7}He, l'^{9}He ou le ^{10}Li permet de contraindre plus sévèrement ces modèles.

1.2.2.2 Modèle en couches et couplage spin-orbite

L'interaction nucléaire gouverne les noyaux, mais cela n'indique pas directement comment ces édifices complexes s'agencent en structure, notamment en raison de la difficulté analytique à traiter le problème à N corps en interaction.

Une approximation permettant de contourner la difficulté consistait à considérer le noyau comme une goutte liquide, en utilisant une formule semi empirique donnant l'énergie de liaison des noyaux. Cependant cette approximation est trop grossière pour décrire les noyaux légers et certains phénomènes, comme l'existence de halos ou d'états quasi-moléculaires qui violent les principes de limite nette de matière, de densité uniforme ou d'homogénéité proton-neutron contenus dans le modèle de la goutte liquide. Les noyaux très légers riches en neutrons constituent un domaine où ce modèle n'est donc plus applicable. Il existe cependant des évolutions de ce modèle, comme le modèle de la gouttelette, dans lequel les protons et les neutrons n'ont plus à avoir la même surface ni la même compréssibilité [Mye74].

Un autre phénomène met à mal l'idée d'une goutte liquide classique, mais cette fois pour tous les noyaux : pour certains nombres particuliers de neutrons ou et de protons, il apparaît que l'énergie de liaison du noyau, l'énergie de séparation du proton ou du neutron le moins lié, ou l'énergie du premier niveau excité sont particulièrement grands. Pour les noyaux stables, ces nombres "magiques" sont 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126. Lorsque le nombre de protons ou et de neutrons est égal à l'un de ces nombres dans un noyau, la couche est dite fermée. Ce phénomène est très bien décrit si nous considérons que, à l'instar des électrons dans l'atome, les protons et les neutrons se placent sur des couches quantiques : c'est le modèle en couches.

Celui-ci s'appuie sur le mouvement à particules indépendantes qui peut s'établir grâce au principe d'exclusion de Pauli qui défavorise les collisions entre nucléons. En effet, l'énergie cinétique moyenne des nucléons dans le noyau est de l'ordre de 20 MeV, ce qui est relativement faible, entrainant les nucléons étant entrés en collision vers des états de basse énergie également, mais ces états sont déjà occupés par les autres nucléons, et par conséquent sont interdits, d'où un grand libre parcours moyen avant collision. Cette idée va à l'encontre de l'idée considérant que les nucléons interagissent fortement entre eux, mais présente l'avantage, notamment, de reproduire les nombres magiques.

La répulsion à courte portée de l'interaction nucléon-nucléon (NN) associée au principe d'exclusion de Pauli permet donc au régime de particules indépendantes de s'établir. Les nucléons interagissent essentiellement par la partie attractive de l'interaction, qui varie beaucoup moins brutalement que la partie répulsive, d'où l'établissement d'un potentiel moyen dans lequel chaque nucléon évolue de façon indépendante. Cela justifie la notion d'une interaction effective où le cœur dur peut être traité approximativement. L'équation de Schrödinger dans un espace de Hilbert complet se ramène alors à la résolution d'un Hamiltonien effectif dans un espace à un corps. L'interaction NN effective est reliée au

champ moyen par l'approximation de Hartree-Fock [Rin80]. Les interactions à deux corps sont remplacées par un potentiel moyen.

Les niveaux à une particule peuvent être obtenus à partir des solutions de l'équation de Schrödinger. Ces niveaux sont caractérisés par des nombres quantiques : n qui est le nombre quantique principal égal au nombre de noeuds de la fonction d'onde plus 1, ℓ qui est le moment angulaire orbital, m_ℓ qui est sa projection sur l'axe de référence et enfin m_s qui est la projection sur ce même axe du spin, ou moment intrinsèque. En utilisant un potentiel attractif à une particule V(r) de type oscillateur harmonique apparaissent déjà les trois premiers nombres magiques, mais ce type de potentiel est une approximation trop grossière et il faut apporter des corrections à ce potentiel pour reproduire l'ensemble des nombres magiques.

L'introduction du terme de spin-orbite $V_{\ell s}(r)$ constitue une telle correction ([May49] et [Hax49]). La forme de ce potentiel est généralement :

$$V_{\ell s}(r) = V_{\ell s}\vec{\ell}.\vec{s}\frac{1}{r}\frac{\partial f(r)}{\partial r} \tag{1.1}$$

où $V_{\ell s}$ fixe la force de ce potentiel, $f(r)$ est une fonction radiale de type Wood-Saxon. Ce couplage de type $V_{ls}\vec{\ell}.\vec{s}$ entre le moment angulaire orbital et le spin permet de lever la dégénérescence des niveaux de moment angulaire total $j = \ell \pm 1/2$. Ce potentiel diminue l'énergie des orbites $j = \ell + 1/2$ par rapport aux orbites $j = \ell$ - 1/2. La séquence d'orbitales obtenue pour les premiers niveaux est représentée sur la figure 1.1. L'introduction de ce couplage de spin-orbite provient de l'existence d'un terme spin-orbite dans l'interaction NN, le lien entre les deux étant réalisé notamment par le modèle du champ moyen relativiste. Nous verrons que la variation du terme de spin-orbite constituera l'une des problématiques abordées, par l'intermédiaire de l'^{9}He et du ^{10}Li.

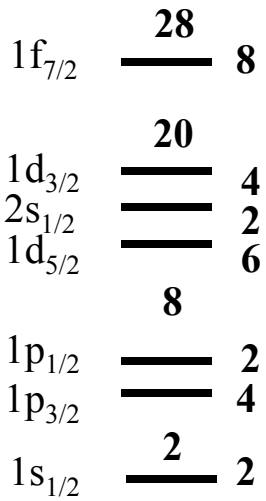

FIG. 1.1 – Représentation schématique de la séquence de niveaux à une particule calculée pour les noyaux stables, montrant les fermetures de couche.

Si ce modèle, considérant des orbitales à une particule dans un potentiel central, est bien adapté aux noyaux ayant 0 ou 1 nucléon de valence, c'est-à-dire au delà d'une couche fermée sphérique, il est en revanche nécessaire de tenir compte des corrélations entre les nucléons de valence quand ceux-ci sont deux ou plus. Soit il faut introduire les corrélations d'appariement dans les modèles comme dans la méthode Hartree-Fock-Bogolyoubov (HFB) [Rin80], soit il faut introduire des corrélations générales comme dans le modèle en couches.

L'espace de Hilbert dans lequel viennent se ranger les nucléons est donc composé d'un cœur inerte, d'un espace de valence contenant un ou des nucléons en interaction, et d'un espace externe composé d'orbitales vides. Le choix de l'espace de valence est essentiel. Pour les noyaux faiblement liés, il est important de tenir compte du continuum. On introduit la notion d'états intrus qui sont des états déformés pour lesquels la base standard n'est pas celle de ses états propres : il faut alors opérer un mélange de configurations, avec des nucléons dans une orbitale supérieure en énergie dans le modèle utilisé. C'est ce qui explique pourquoi de nombreuses expériences tentent de déterminer la proportion de tel et tel état dans l'état fondamental d'un noyau.

1.2.2.3 Modèles à quelques corps et corrélations

Le modèle en couches s'appuie sur l'idée d'un champ moyen, mais pour les noyaux très légers, cette notion devient délicate en raison du petit nombre de constituants. Malgré les succés de cette approche, il existe des observations expérimentales ne pouvant se comprendre sans l'introduction explicite des corrélations dans les noyaux. La vision du noyau comme un liquide quantique à cause de la délocalisation des fonctions d'onde doit maintenant composer avec l'idée d'une nature granulaire des noyaux au sein desquels des groupes de nucléons se formeraient.

L'existence de "molécules nucléaires", avec des particules alphas "reliées" entre elles par des neutrons ([Oer97], [Cho03] et [Fre03]) comme dans le ^{9}Be commence également à être mise en évidence, laissant penser à la possibilité d'une quasi-molécule ou en poussant l'idée à l'extrême, à une polymérisation nucléaire. La possibilité de pré-existence d'amas de nucléons à l'intérieur des noyaux est, comme nous le verrons, à la base de l'idée de rechercher le tétraneutron via des réactions de cassure. La présence des clusters dans les noyaux pourrait être à la base de l'explication de différentes radioactivités comme l'alpha, ou même de nouvelle forme de radioactivité, comme la radioactivité di-proton découverte lors d'une expérience récente [Bln03].

De nouveaux types de corrélations sont attendus comme le pairing ou le quartetting. Le pairing isovectoriel (T = 1), c'est-à-dire un proton et un neutron avec des spins parallèles qui pourraient former des condensats de deutérons, ou des condensats de particules α (quartetting), sont deux éventualités envisagées. Si ces nouveaux éléments n'ont pas encore été observés, le pairing isoscalaire (T = 0), soit deux neutrons ou deux protons avec des spins antiparallèles, est par contre un effet déjà bien connu. Une théorie utilisant la notion de champ moyen peut tenir compte des corrélations d'appariemment comme le pairing, comme dans la méthode HFB, mais en revanche, ce n'est plus le cas pour un phénomène aussi atypique que la formation d'un halo.

Les noyaux à halo borroméen sont l'archétype de la présence de corrélations, puisque ces noyaux possèdent un cœur entouré de deux neutrons, et aucun sous-système binaire n'est lié alors que le système ternaire l'est. De plus, ces trois éléments étant situés à une distance relativement grande les uns des autres par rapport à la portée de l'interaction, comme nous le verrons avec l'^{6}He, l'idée d'un champ moyen uniforme perd tout sens.

Le parti pris des modèles à peu de corps est de se concentrer sur les clusters et leurs interactions, limitant ainsi leurs zones de prédictions à certains phénomènes seulement, mais ces derniers constituent toute l'originalité du domaine, comme le halo, pour lequel la fonction d'onde est considérée comme le produit de la fonction d'onde d'un cœur par la fonction d'onde de deux neutrons. Il existe plusieurs modèles dont les méthodes sont exposées dans la référence [Zhu93] notamment. Parmi elles, la méthode des harmoniques hypersphériques (HH) utilisant une fonction d'onde factorisable en partie hyperradiale et hyperangulaire de façon analogue aux parties radiale et angulaire du problème à deux corps. L'hyperrayon ρ et l'hypermoment angulaire K jouent des rôles comparables à la distance relative r_{12} et au moment cinétique ℓ. Cette méthode a été employée dans plusieurs travaux que nous serons amenés à évoquer par la suite, c'est pourquoi une brève présentation a été réalisée dans l'annexe A.

Parmi les autres approches, citons le modèle de la coordonnée génératrice (GCM) utilisant l'interaction NN et l'oscillateur harmonique comme base. Les fonctions d'ondes sont à N corps, mais les clusters sont introduits à la main. Au contraire, pour la dynamique moléculaire antisymétrisée (AMD), les nucléons sont localisés et les clusters apparaissent naturellement [Kan02]. Cette méthode utilise une base de fonctions d'ondes individuelles antisymétrisées, dont la partie spatiale est de type gaussien, avec une interaction à deux corps entre les particules. La position de ces fonctions d'onde spatiales est laissée libre, et la méthode fait varier ces positions jusqu'à atteindre un minimum en énergie. Enfin, il existe des calculs ab initio, qualifiés ainsi seulement parce qu'ils utilisent des calculs qui partent des meilleures paramétrisations de l'interaction NN, comme CD Bonn ou Argonne V_{18} [Wir95] qui sont ajustées à partir de milliers de données de diffusion élastique. Mais ces ajustements nécessitent une quarantaine de paramètres, prenant en compte des termes de spin, d'isospin, de tenseur, de spin–orbite, de charge, de moment quadratique : ces modèles ne sont donc "ab initio" que relativement à la connaissance partielle actuelle de l'interaction NN. A cela s'ajoute, comme nous l'avons vu, à l'utilisation d'un potentiel à trois corps NNN, dont certains modèles essayent de se passer en modifiant l'interaction NN. Parmi ces modèles ab initio, citons la méthode Monte Carlo quantique (QMC) [Koo97], qui a l'avantage par rapport à AMD d'utiliser des fonctions d'onde plus réalistes que la forme gaussienne [Kan95]. Ces modèles parviennent à résoudre le problème à N corps non relativiste avec des interactions NN réalistes jusqu'à des noyaux de masse ~ 12 pour l'instant.

Tous ces modèles tentent de décrire la structure des noyaux, mais nous n'avons jamais accès directement à ces derniers, ce n'est que par l'intermédiaire d'une décroissance ou d'une réaction que nous pouvons étudier expérimentalement la structure nucléaire, et donc infirmer ou confirmer ce que prédisent les différents modèles. Mais les modèles décrivant les noyaux, et les modèles décrivant les réactions ont longtemps été développés séparément,

or l'un ne va pas sans l'autre, surtout pour des noyaux très peu liés voire pas du tout. Ainsi par exemple le problème de la formation de l'^{5}H est rarement traité par les modèles, ce n'est que très récemment qu'un modèle avec source (MWS) [Gri04] a tenté de tenir compte du mode de formation, car il pourrait s'avérer, comme nous le verrons par la suite, que les propriétés apparentes, c'est-à-dire observées, de l'^{5}H, dépendent justement du mode de formation.

1.2.3 Approches expérimentales

1.2.3.1 Sonder les noyaux

Comme nous venons de le voir, il n'y a que deux façons d'accéder à des informations sur les noyaux : observer leur décroissance, ou provoquer une réaction nucléaire. L'interaction faible gouvernant les décroissances β fait partie des études possibles, de même que la détermination de périodes, de masses, ou de spin-parité par exemple. Il est possible d'alimenter des niveaux d'énergie du noyau ${}_{N-1,Z+1}$X ou, si l'état peuplé est situé à une énergie supérieure à l'énergie de séparation d'un neutron, d'obtenir par émission d'un neutron dit retardé le peuplement d'états dans le noyau ${}^{A-1}_{N-1,Z+1}$X. L'un des intérêts d'utiliser la décroissance comme voie d'étude est qu'il est possible de s'affranchir ainsi des mécanismes de réaction.

En utilisant des réactions nucléaires, nous allons pouvoir faire tourner les noyaux en leur transférant du moment angulaire, les exciter, les casser et obtenir ainsi éventuellement des édifices nucléaires avec un rapport entre le nombre de protons et le nombre de neutrons particulièrement loin de la stabilité, autrement dit un isospin $T_z = (N-Z)/2$ important. Dans notre étude, ce sont les réponses à des conditions extrêmes d'isospin qui seront particulièrement explorées, comme l'indique le tableau 1.1.

Noyau	^{10}Li	^{9}He	^{7}He	^{6}He	^{5}He	^{5}H	^{4}H	^{4}n
T_Z	2	5/2	3/2	1	1/2	3/2	1	2

TAB. 1.1 – Isospin des principaux noyaux étudiés au cours de ce travail.

1.2.3.2 Mécanismes de réaction

Lorsqu'un noyau est projeté sur un autre, divers mécanismes peuvent survenir en fonction des noyaux, de l'énergie cinétique et du paramètre d'impact de la réaction. Le paramètre d'impact est défini par la distance mesurée perpendiculairement à la trajectoire du faisceau séparant le centre du projectile et le centre du noyau cible au minimum d'approche. Deux grandes familles de réactions peuvent être distinguées, bien qu'aucune barrière franche ne les sépare : les réactions avec formation d'un noyau composé et les réactions directes. Dans le premier cas, les deux noyaux fusionnent, de telle manière qu'un autre noyau est produit, vivant suffisamment longtemps pour que l'énergie d'excitation soit répartie sur l'ensemble des nucléons. Dans le second cas, les noyaux initiaux conservent leur identité et approximativement leur vitesse, même s'ils peuvent être excités ou perdre voire

échanger des nucléons. Pour notre étude, et aux énergies faisceaux utilisées de quelques dizaines de MeV/nucléon [Sat83], seules les réactions directes nous intéresseront.

Parmi les réactions directes, plusieurs phénomènes sont susceptibles de se produire. Si les noyaux ne sont pas excités au cours de la réaction, il s'agit d'une diffusion élastique, qui peut permettre de connaître le profil de densité du noyau et le potentiel d'interaction. Si les noyaux sont excités, il s'agit d'une diffusion inélastique. Ce type de diffusion excite surtout les état collectifs et permet d'explorer les états 2^+ par exemple. Il peut y avoir également un transfert de nucléons entre les deux noyaux. Ces réactions de transfert permettent notamment l'étude de la structure en particule indépendante et permettent d'avoir accès aux facteurs spectroscopiques, c'est-à-dire au recouvrement entre les fonctions d'onde de l'état fondamental du noyau initial et les états du noyau final [Kor01], [Blu02].

Notre étude porte sur des noyaux peu ou pas liés, qui par conséquent se cassent facilement et, par ailleurs, nous verrons que notre étude des corrélations dans l'^{6}He nécessite une détection individuelle des deux neutrons du halo : nous avons donc utilisé des réactions dites de cassure aboutissant à un ensemble de fragments du noyau que nous voulons étudier. Le noyau peut se casser en plusieurs fragments parce qu'il aura été excité dans son continuum, c'est-à-dire au delà de ses niveaux d'énergie liés. Dans le cas d'un noyau comme l'^{6}He, le premier niveau excité n'est déjà plus lié.

Il existe différentes façons pour un noyau de se casser. La figure 1.2 illustre les mécanismes qui aboutissent à cette cassure dans le cas de l'^{6}He. N'ont pas été représentés les processus pour lesquels le cœur ou un des neutrons du halo était "absorbés" par la cible.

Il peut y avoir absorption nucléaire de nucléons, en l'occurence un proton pour obtenir l'^{5}H, mais ce peut être également un ou des neutrons pour obtenir l'^{9}He à partir du ^{12}Be par exemple. Il y aura diffraction nucléaire si le paramètre d'impact est un peu plus grand et que les deux noyaux se frôlent suffisament près pour qu'un ou des nucléons du noyau d'intérêt ressentent l'interaction nucléaire de l'autre noyau, les nucléons en question seront déviés, en général à grand angle.

Enfin, il peut y avoir dissociation nucléaire, si le paramètre d'impact est petit, ou bien dissociation coulombienne si le paramètre d'impact est plus grand, étant donné que l'interaction coulombienne est à longue portée. La dissociation coulombienne intervient lorsque le noyau reçoit une énergie d'excitation supérieure à son énergie de liaison, par l'intermédiaire de photons virtuels créés par le champ coulombien de la cible. En réalité, les réactions ne sont ni purement coulombiennes ni purement nucléaires en général, ce qui entraîne des interférences que les modèles doivent prendre en compte.

Il est possible de faire varier la proportion des deux interactions dans le processus de réaction, puisque l'interaction coulombienne varie en Z^2. Autrement dit, pour les cibles légères la partie nucléaire domine et, pour les cibles lourdes, c'est la partie coulombienne. De même, les grands paramètres d'impact, qui se traduisent par de petits angles de sortie pour les fragments, favorisent la partie coulombienne. A la limite et au delà de l'angle d'effleurement, seule l'interaction coulombienne intervient étant donnée la très courte portée de l'interaction nucléaire.

Dans notre étude de l'^{7}He, l'^{9}He et du ^{10}Li, la réaction utilisée consistera en la perte de proton(s) et ou de neutron(s) d'un noyau comme le ^{11}Be ou le ^{12}Be. Le fait de pouvoir

peupler ainsi des états résonants de façon significative a été mis en évidence lors de la fragmentation d'un faisceau d'^{18}O sur cible de carbone [Kry93]. L'examen des systèmes ^{6}He + n et ^{9}Li + n a montré que des états de l'^{7}He et du ^{10}Li avaient été peuplés. Le même processus sera employé pour former l'^{5}H à partir de l'^{6}He. Dans le cas de l'étude de l'^{6}He, il s'agit de casser le noyau initial par diffusion inélastique, suivant la partition la plus probable énergétiquement, autrement dit α + n + n et non une cassure du cœur, c'est-à-dire ici de la particule α. Pour le tétraneutron, c'est également la cassure d'un noyau en ses constituants ^{8}Be + 4n qui constituera la voie étudiée dans ce travail. Pour toutes ces réactions, nous avons utilisé des cibles de carbone et de plomb, afin de faire varier l'importance des deux interactions.

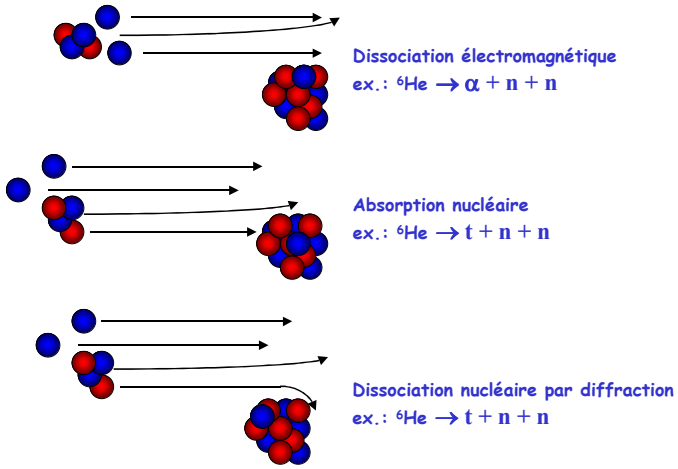

FIG. 1.2 – Mécanismes de réaction.

Les modèles décrivant les réactions doivent prendre en compte plusieurs phénomènes, comme l'accélération des particules chargées par la cible après la réaction, l'excitation éventuelle du cœur ou le moment transféré lors de la réaction [Gol74]. Un autre phénomène est particulièrement important pour notre étude : les interactions dans l'état final (FSI). Dans le cas de la cassure de l'^{6}He, les fragments peuvent interagir après la dissociation, et en particulier les deux neutrons. Nous verrons que ce phénomène sera à la base de notre étude. Après l'excitation du noyau au dessus de son énergie de liaison lors de la réaction, deux alternatives s'offrent a priori au noyau pour se désexciter dans le cas de l'^{6}He : soit les trois fragments, l'α et les deux neutrons, se séparent simultanément, soit l'un des neutrons se dissocie avant l'autre (décroissance séquentielle), pouvant alors éventuellement former un état résonant de l'^{5}He. Nous serons par la suite amenés à examiner en détail quelle voie est préférentiellement choisie.

Les modèles opèrent différentes approximations selon les cas, l'une des plus utilisées est l'approximation eikonale qui utilise comme trajectoire des nucléons des lignes droites. Il a été montré que, même pour des faisceaux à 20 MeV/nucléon, cette approximation reste

valable [Esb01]. L'approximation soudaine est également souvent employée. Elle suppose que la réaction a lieu suffisamment rapidement pour que les degrés de liberté internes n'aient pas le temps d'entrer en jeu en se réorganisant. Autrement dit, la vitesse interne des nucléons dans le noyau est suffisamment faible par rapport à la vitesse du faisceau pour que, pendant la réaction, ils puissent être considérés comme gelés. Ceci est d'autant plus vrai pour les noyaux à halo comme l'^{6}He, puisque l'extention spatiale des neutrons du halo est particulièrement grande, ce qui implique, selon le principe d'incertitude de Heisenberg, que leur moment est plus faible que celui des autres nucléons.

1.2.3.3 Créer et détecter

Le choix d'un type de réaction est déterminé par ce que nous voulons observer, mais certains problèmes viennent se greffer sur ce choix. Le premier d'entre eux provient de la production des noyaux que nous voulons étudier car, comme nous l'avons déjà vu, ils sont exotiques et il faut donc les créer dans des accélérateurs. Cela signifie que l'étude de ces noyaux se réalise en cinématique inverse : contrairement aux études avec les noyaux stables, c'est dans le faisceau et non dans la cible que le noyau étudié sera. La production des faisceaux énergétiques de noyaux exotiques est relativement récente, puisqu'elle a débuté il y a une quarantaine d'années.

Deux méthodes sont utilisées actuellement. La méthode de séparation des isotopes en ligne (ISOL) consiste à envoyer un faisceau stable sur une cible épaisse, créant ainsi des noyaux exotiques à l'intérieur de cette cible, comme à REX-ISOLDE par exemple. Ces noyaux exotiques sont alors extraits de la cible puis réaccélérés avant d'être envoyés sur une cible mince pour réaliser la réaction nucléaire de l'étude. La qualité des faisceaux est très bonne, ainsi que l'intensité, mais la production de chaque nouveau noyau exotique nécessite un travail coûteux. Cette méthode ne convient pas notamment aux espèces possédant une durée de vie inférieure à quelques millisecondes en raison du temps nécessaire à l'extraction de la cible épaisse. Pour l'instant, pour des raisons de coût, les énergies atteintes sont de quelques dizaines de MeV au plus.

La méthode de séparation en vol (IFS) est plus souple. Des noyaux stables sont envoyés sur une cible mince, les diverses réactions aboutissent à la création de multiples noyaux, dont des noyaux exotiques. Le faisceau est alors purifié grâce à différents filtres afin d'obtenir le noyau souhaité, mais il reste souvent des contaminants. La qualité optique du faisceau n'est pas aussi bonne que celle obtenue par la méthode précédente, mais il n'y a pas de problème de temps de vie, de Z, ni d'énergie, puisqu'il est possible de monter à 1 GeV/nucléon [Mue97]. C'est cette seconde méthode qui a était utilisée pour notre étude réalisée au GANIL, mais cela aurait pu tout aussi bien être la première. Il existe un projet hybride alliant les deux techniques, l'accélérateur d'isotopes rares (RIA) qui pourrait allier les avantages des deux, en utilisant une cible mince pour créer les noyaux exotiques, avant de les stopper dans un gaz d'hélium dont ils seront extraits rapidement avant d'être à nouveau accélérés.

Produire les noyaux exotiques n'est pas suffisant, car pour obtenir un nombre d'événements suffisant en un temps de faisceau raisonnable, il faut allier à une intensité de production maximale une section efficace pour la réaction qui nous intéresse qui soit, elle

aussi, significative. Notre étude porte sur des noyaux proches de la limite de liaison, or plus on s'éloigne de la vallée de stabilité, et moins l'intensité de production est importante, il est donc important d'utiliser une voie de réaction qui présente une grande section efficace. C'est précisément le cas pour les réactions de dissociation pour les noyaux que nous avons étudiés, comme l'^{6}He ($\sigma \sim$ 0,1 à 1 b), en raison de leur faible énergie de liaison. Un troisième facteur entre en ligne de compte pour obtenir un nombre d'événements suffisant : il s'agit du système de détection.

Pour détecter les fragments après la cassure du noyau, il est inutile de couvrir la totalité de l'angle solide puisque, du fait de la vitesse du faisceau, ils sont focalisés vers l'avant. Les études utilisant la cassure telle que la nôtre ont besoin, comme nous allons le voir dans la prochaine partie, de détecter l'ensemble des fragments soit, en l'occurrence, une ou deux particules chargées et un ou deux neutrons. Plusieurs problèmes dus à la nécessité de détecter trois particules en coïncidence, dont deux neutres, seront abordés par la suite. Ce que nous avons vu à propos des réactions laisse déjà entrevoir l'un d'entre eux : les neutrons détectés ne seront pas forcément ceux ayant formé l'état résonant que nous souhaitons étudier.

1.2.4 Les observables

Nous avons évoqué quelques unes des questions que nous nous posons sur les noyaux, puis les moyens nécessaires pour pouvoir interroger les noyaux. Nous allons à présent aborder ce qui fait le lien entre les deux, le langage commun aux hypothèses théoriques et aux réponses expérimentales, à savoir les obserbables : ce à partir de quoi le travail d'interprétation pourra tenter de remonter à la structure des noyaux. Les observables exposées ici seront utilisées lors de cette étude.

1.2.4.1 Sections efficaces

La première observable, la plus simple, est le nombre d'événements d'une classe de données : c'est la notion de section efficace σ. Elle se calcule comme suit :

$$\sigma \sim \frac{M\epsilon}{\rho N_A} \frac{N_{voie(i)}}{N_{incident}} \tag{1.2}$$

où M est la masse molaire de la cible en mg/mol, ρ la densité de la cible en mg/cm^2, N_A le nombre d'Avogadro, ε un coefficient permettant de tenir compte de l'efficacité, $N_{voie(i)}$ le nombre d'événements détectés dans la voie i, $N_{incident}$ le nombre de noyaux envoyés sur la cible. S'il y a des réactions dans les éléments de détection qui viennent bruiter la voie i, il faut soustraire aux comptages précédents des comptages effectués en l'absence de cible.

1.2.4.2 Distribution angulaire des neutrons

Les distributions angulaires constituent des observables plus riches en informations, puisqu'il s'agit en fait de sections efficaces différentielles. La distribution angulaire du noyau ou de ses fragments après réaction permet d'avoir accès à plusieurs informations

et constitue l'une des pierres angulaires des études par les réactions de transfert. Dans le cas des noyaux à halo par exemple, la distribution angulaire des neutrons provenant de la cassure du ^{9}Li présente une distribution beaucoup moins piquée et beaucoup plus faible aux petits angles que celle des neutrons provenant de la cassure du ^{11}Li, signant ainsi la présence d'un halo de neutrons dans le ^{11}Li [Ann91].

La section efficace différentielle pour les neutrons dans notre cas peut s'écrire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = k\frac{dN}{d\Omega} \tag{1.3}$$

où $\frac{dN}{d\Omega}$ est la distribution angulaire des neutrons, corrigée de l'efficacité intrinsèque des détecteurs. Le coefficient k vaut :

$$k = \frac{Mc_1c_2}{N_iN_Ax\rho} \tag{1.4}$$

avec N_i le nombre de noyaux incidents et x l'épaisseur de la cible. c_1 prend en compe la perte d'événements due à d'éventuelles sélections pour identifier correctement les noyaux et c_2 prend en compte l'efficacité des détecteurs de faisceaux. La section efficace totale correspondante s'en déduit :

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}d\Omega = 2\pi k \int \frac{dN}{d\Omega}\sin\theta d\theta \tag{1.5}$$

1.2.4.3 Distributions en moment

La mesure des distributions en moment des fragments chargés, et plus précisément la forme et la largeur de ces distributions, constitue un outil privilégié pour l'étude de la structure nucléaire loin de la stabilité [Orr97]. Ainsi par exemple dans les réactions de perte d'un neutron, la mesure des distributions en moment parallèle et transverse par rapport au faisceau, allié à des modèles de réaction, ont permis de connaître le moment ℓ du neutron arraché [Han03].

Pour un noyau à halo d'un neutron, le moment du cœur ne donne pas directement le moment du neutron arraché, car les composantes contenant les plus grands moments de la fonction d'onde du halo sont localisées surtout dans le cœur et ne peuvent donc pas être mesurées directement dans les réactions de cassure puisque à faible paramètre d'impact, le cœur sera détruit. Par conséquent, ce phénomène, appelé ombrage du cœur, doit être inclus dans les modèles pour pouvoir extraire la fonction d'onde du halo à partir de la mesure des distributions en moment des fragments résiduels [Han96].

Bien qu'à la base de ce travail, nous n'avons pas utilisé directement les distributions en moment, mais nous avons construit d'autres observables à partir d'elles.

1.2.4.4 Énergie relative et corrélations

L'énergie relative du système constitué par les fragments peut être reconstruite à partir des moments. Cette énergie relative E_r est qualifiée aussi d'énergie de décroissance E_d. L'énergie d'excitation E_x s'écrit :

$$E_x = E_d + S_{xn} \tag{1.6}$$

avec S_{xn} l'énergie de séparation des x neutrons les moins liés.

A partir de la conservation de l'énergie et du moment, et de l'équation relativiste :

$$E^2 = \mathrm{p}^2c^2 + m^2c^4 \tag{1.7}$$

il est possible de construire pour un système de particules un invariant relativiste, la masse invariante M_{inv}, ne dépendant donc pas du système de référence :

$$M_{inv}^2 = \left(\sum_{i=1}^{n} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_i\right)^2 \tag{1.8}$$

où E_i est l'énergie du fragment i ayant fait parti du système étudié avant décroissance et $\vec{p}_i$ son moment. Si une résonance existe entre certains ou tous les constituants, cela se traduit par un pic dans la distribution. La durée de vie est reliée à la largeur à mi-hauteur (FWHM). La forme de la distribution en énergie d'une résonance est de type Breit-Wigner ([Mat97], [Bre36]). Pour construire M_{inv}^2, il est donc nécessaire de détecter tous les constituants en coïncidence. Une autre approche consiste à utiliser la masse manquante qui, à partir d'une réaction du type A(B,X) résonance, ne nécessite de détecter que X, mais cette méthode ne donne pas accès aux corrélations des éléments de la résonance, ce qui constitue l'un des objectifs de ce travail. L'énergie de décroissance du système E_d s'obtient finalement en soustrayant à la masse invariante la masse des fragments :

$$E_d^2 = M_{inv}^2 - \left(\sum_{i=1}^{n} m_i\right)^2 c^2 \tag{1.9}$$

Il est également possible de construire la section efficace différentielle en énergie :

$$\frac{d\sigma}{dE_d} = \frac{k}{\varepsilon(E_d)} \frac{dN}{dE} \tag{1.10}$$

où ε(Ed) est l'efficacité en énergie de décroissance du dispositif expérimental. La section efficace totale s'écrit alors :

$$\sigma = k \int \frac{1}{\varepsilon(E_d)} \frac{dN}{dE_d} dE_d \tag{1.11}$$

Si le système forme un état résonant, le spectre en énergie peut s'interpréter grâce au formalisme de la matrice R [Lan58], utilisant une fonction de type Breit-Wigner :

$$\frac{d\sigma}{dE_d} = \sigma_0 \frac{\Gamma_\ell(E_d)}{(E_d - E_r)^2 + (\frac{\Gamma_\ell(E_d)}{2})^2} \tag{1.12}$$

où E_r est l'énergie de la résonance. Selon le moment ℓ de l'état formé, la dépendance en énergie de la largeur n'est pas la même. Ainsi pour $\ell = 0$:

$$\Gamma_{\ell=0} = \Gamma \sqrt{\frac{E_d}{E_r}} \tag{1.13}$$

Pour $\ell = 1$:

$$\Gamma_{\ell=1} = \Gamma \left(\frac{E_d}{E_r}\right)^{3/2} \frac{2E_r}{E_r + E_d} \frac{1 + \mu E_r R^2/\hbar^2}{1 + \mu E_d R^2/\hbar^2} \tag{1.14}$$

Où R est le rayon d'interaction et μ la masse réduite du système cœur + n. Enfin, pour $\ell = 2$:

$$\Gamma_{\ell=2} = \Gamma \left(\frac{E_d}{E_r}\right)^{5/2} \frac{2E_r}{E_r + E_d} \frac{9 + 6\mu E_r R^2/\hbar^2 + (2\mu E_r R^2/\hbar^2)^4}{9 + 6E_d R^2/\hbar^2 + (2\mu E_d R^2/\hbar^2)^4} \tag{1.15}$$

A partir des moments des fragments et de l'énergie de décroissance, il est possible de constuire des variables qui permettent de sonder les corrélations, comme les corrélations angulaires entre le neutron et le cœur dans une réaction de cassure d'un noyau à halo de deux neutrons. En effet, lorsque les deux neutrons sont émis séquentiellement et donc que l'un des neutrons est éjecté alors que le reste du noyau n'est pas touché ([Chl97] et [Chl97a]), le neutron restant et le cœur peuvent former un résidu qui n'est pas stable, et dont la décroissance présente des corrélations angulaires entre les deux fragments gouvernées par les nombres quantiques de l'état résonant formé par le résidu [Gar98].

Les corrélations entre les deux neutrons du halo des noyaux borroméens ou bien entre le cœur et un des neutrons peuvent également être étudiées grâce à la méthode de Dalitz de la masse invariante normalisée entre les sous-sytèmes binaires n-n et cœur-n ([Dal53] et [Mar01]) comme le montre la figure 1.3.

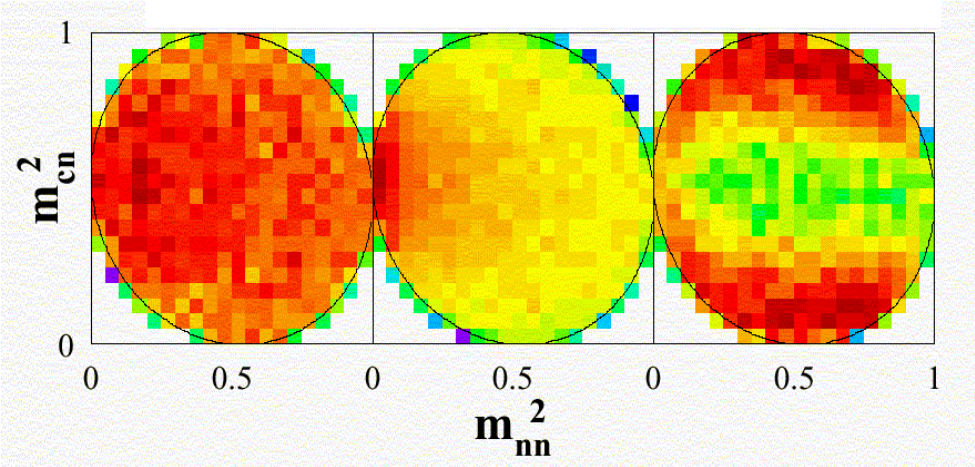

FIG. 1.3 – Représentations de Dalitz. Simulations pour la décroissance du ^{14}Be. A gauche, sans corrélation dans l'état final. Au centre, corrélations neutron-neutron. A droite, corrélations cœur - neutron. (figure extraite de [Orr02])

Enfin, la technique du mélange d'événements permet de mettre en évidence les interactions dans l'état final (FSI) [Ale98], et plus particulièrement les corrélations neutron-neutron grâce à la technique d'interférométrie d'intensité ([Zaj84], [Boa90] et [Mar00]), initialement développée pour l'interférométrie stellaire par Hanbury-Brown et Twiss ([Hab54]).

La figure 1.4 présente la fonction de corrélation neutron-neutron pour différentes configurations du halo. Les interactions dans l'état final sont prépondérantes comparé à la contribution due à la statistique de Fermi - Dirac dans tous les cas (a, b et c). La figure (d) montre que cette technique ne permet pas de distinguer entre une décroissance simultanée et une décroissance séquentielle si celle-ci intervient dans un temps de l'ordre de 50 fm/c.

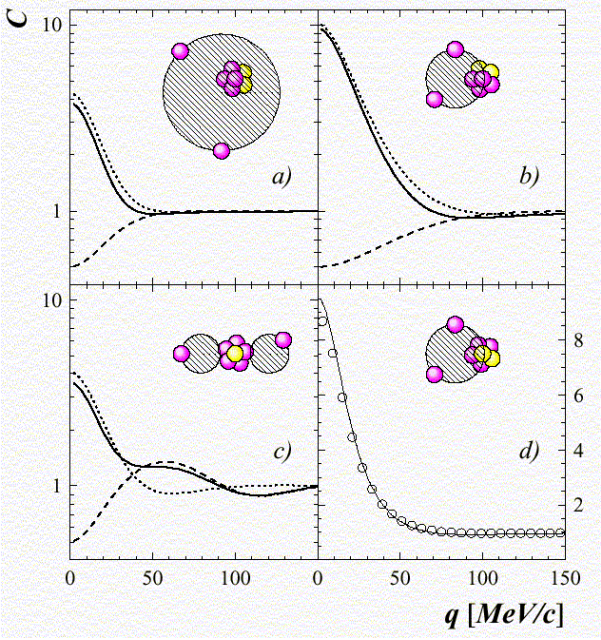

FIG. 1.4 – Fonctions de corrélations neutron-neutron C pour différentes configurations du halo. Les calculs sont basés sur une source gaussienne avec une taille σ de 6 fm (a), 3 fm (b) et deux sources de 2 fm séparées de 10 fm (c). La contribution de la statistique de Fermi-Dirac est indiquée par des tirets, et la contribution des interactions dans l'état final entre les deux neutrons par des points. (d) Comparaison entre une émission simultanée avec une taille de source de 3 fm (continu) et l'extension spatiotemporelle de 3 fm et 50 fm/c (cercles) (figure extraite de [Mar00]).

Ces techniques permettant d'étudier les corrélations et leurs variantes seront employées et exposées tout au long de ce travail dans les chapitres consacrés aux résultats. Elles nous serviront aussi bien à déterminer la position et la forme des résonances cœur + n pour l'^{7}He, l'^{9}He et le ^{10}Li ou cœur + n + n pour l'^{6}He et l'^{5}H, qu'à déterminer la distance relative entre les neutrons de ces deux derniers noyaux, ou encore à tenter de savoir si la décroissance de l'^{6}He* est séquentielle ou non.

1.3 Problématique(s)

La partie précédente nous a permis de dessiner le cadre dans lequel viennent s'insérer les problématiques abordées dans ce travail. Nous allons à présent exposer celles-ci de façon plus précise.

La présence des parenthèses de ce titre dépend de la distance à laquelle nous nous plaçons pour considérer les problèmes qui vont être abordés. La thématique générale est l'étude des corrélations dans les noyaux légers très riches en neutrons. En faisant un pas en avant, se dessinent plusieurs branches possibles. Nous aborderons ainsi dans un premier temps les résonances cœur-neutron avec l'^{7}He, l'^{9}He et le ^{10}Li, puis nous poursuivrons par le problème de la distance entre les neutrons de valence dans l'^{6}He*. En retirant un proton à ce noyau, nous parviendrons à l'^{5}H, qui d'une certaine façon, pourrait être considéré comme l'éventuel regroupement des deux problématiques précédentes : résonance, et corrélations neutron-neutron. Enfin, après avoir enlevé un proton, la tentation est grande de regarder ce qui se produit si nous en retirons un autre, pour aboutir à un élément purement neutronique comme le tétraneutron ou ^{4}n.

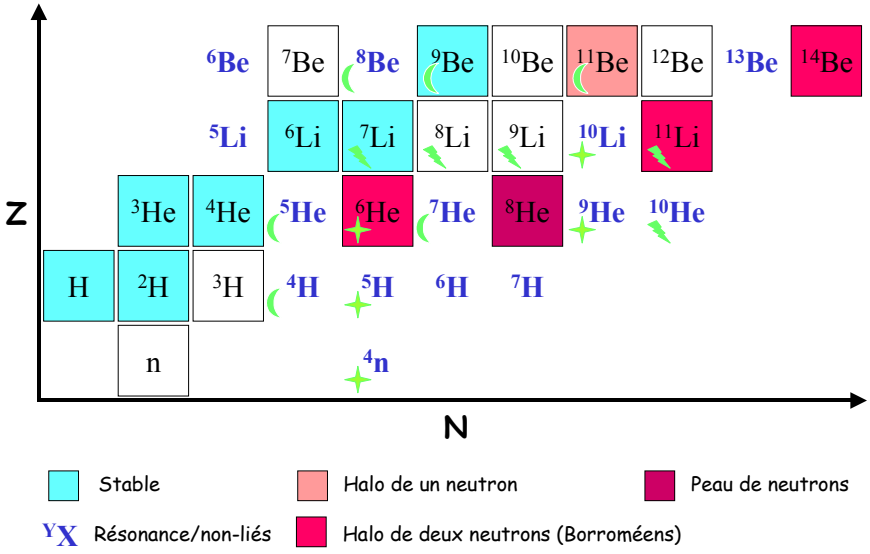

FIG. 1.5 – Carte des noyaux très légers et des résonances. Ceux constituant l'objet principal de notre étude sont marqués d'une étoile. Ceux marqués d'un croissant ont été étudiés pour les besoins de cet objet principal. Ceux marqués d'un éclair ne seront abordés que succintement.

La figure 1.5 présente la région des noyaux concernée. Il apparaît qu'outre les noyaux étudiés, nous avons également été amenés à étudier la structure d'autres noyaux, comme l'^{5}He ou l'^{4}H pour l'étude de l'^{6}He et l'^{5}H respectivement, ou le ^{8}Be et le ^{9}Be pour le ^{4}n.

La figure 1.6 présente les énergies de séparation de un, deux, trois ou quatre neutrons des différents noyaux.

La figure 1.6 permet également de visualiser ce qui peut être appelé l'anomalie de l'hélium [Ogl89]. La formule semi-empirique de masse [Kra88] indique que l'ajout d'un neutron devrait entrainer une décroissance de l'énergie de liaison du dernier neutron, or ce n'est pas le cas ici. En raison du pairing et des effets de couches, il faut traiter cette question en séparant les noyaux selon leur nombre pair ou impair de neutrons. Nous voyons que quasiment partout dans la carte des noyaux l'énergie de liaison diminue quand deux neutrons sont ajoutés, mais ce n'est pas le cas lorsque nous passons de l'^{6}He à l'^{8}He, ni lorsque nous passons de l'^{5}He vers l'^{7}He puis vers l'^{9}He, si nous admettons pour ce dernier le résultat de [Che01]. Il n'y a pas encore d'explication microscopique de ce phénomène : s'agit-il d'un problème purement quantitatif (nombre de neutrons/protons) ou qualitatif ? Il semble que ce phénomène existe également pour l'^{4}H et l'^{6}H ([Tie92] et [Tie02]). Il est permis de se demander si cette tendance ne verrait pas sa plus spectaculaire manifestation dans la formation d'un ^{4}n lié, ou formant une résonance à basse énergie.

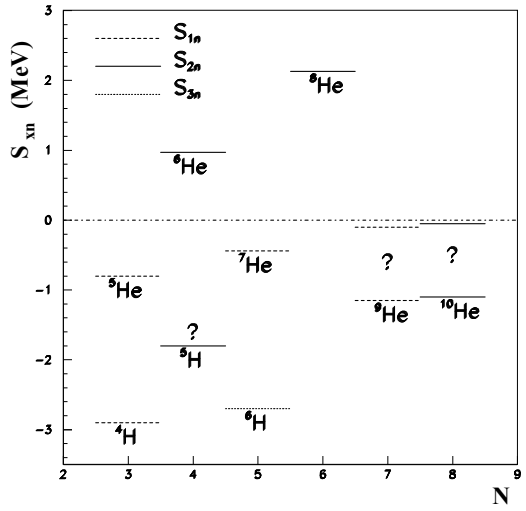

FIG. 1.6 – Énergie de liaison vis-à-vis du premier seuil d'émission de neutron(s) S_{xn} pour les isotopes d'H et d'He ([Oer95], [Ogl95], [Che01], [Tie02], [Aoy02]).

Conformément à ce que nous avions annoncé en expliquant la composition de l'exposé, les données numériques concernant la structure d'un noyau sont regroupées dans l'introduction du chapitre concernant ce noyau. Les paragraphes qui suivent visent donc seulement à exposer l'intérêt qu'il y avait à mener ce travail.

1.3.1 États non-liés et inversion de couches : l'^{7}He, l'^{9}He et le ^{10}Li

1.3.1.1 États non-liés

Comme le montre la figure 1.6, l'^{7}He, l'^{9}He et le ^{10}Li ne sont pas liés dans leur état fondamental. Pour autant, au dessus de la limite en énergie de liaison de leur nucléon, il apparaît dans certaines zones d'énergie E_r et sur une plage Γ des interactions aboutissant à un comportement ressemblant à un état lié : il s'agit d'états résonants. Les structures formées par les nucléons dans ces états sont désignées comme étant des noyaux, bien qu'elles ne soient pas liées. Pour comprendre le phénomène, prenons en compte seulement le mouvement relatif cœur-n : l'apparition d'un état résonant dépend de la forme du potentiel. Le neutron, s'il possède un moment cinétique ℓ par rapport au cœur, ressent un potentiel effectif [Joa65] :

$$V_{eff}(r) = V_N(r) + \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \tag{1.16}$$

où r est la distance cœur-neutron, μ la masse réduite et V_N le potentiel nucléaire créé par le cœur. Le second terme constitue la barrière centrifuge : plus ℓ est grand, plus celui-ci crée une barrière de potentiel positive, et plus la durée de vie de l'état est grande. Si $\ell = 0$ le continuum peut présenter également des structures, mais on parle alors d'état virtuel, car on ne peut plus considérer que le neutron soit piégé dans le potentiel du cœur.

A côté de ces définitions simples, notons que dans la théorie de la matrice R les résonances avec $\ell = 0$ sont les pôles complexes, et les états virtuels sont les pôles réels. D'après [Mcv68], l'appelation états *s* ou état virtuel dépend de la largeur : si elle est supérieure à quatre fois l'énergie de la résonance, il s'agit d'un état virtuel, mais d'autres définitions existent. La définition des résonances est surtout académique dans le cas où les résonances sont étroites, car l'énergie de la résonance est pratiquement la même quelle que soit la définition, mais pour les résonances très larges, c'est plus problématique, et nous pouvons même nous demander alors si le concept de résonance est encore pertinent. Nous verrons que dans les systèmes à trois corps, le problème est encore plus aigu.

Les états virtuels ont une structure plus large que les états résonants, et n'apparaissent que près du seuil d'émission neutron [Mcv68]. Cependant des résonances peuvent exister même si $\ell = 0$ dans des modèles prenant en compte l'excitation du cœur ([Bor69] et [Joa65]). La durée de vie des états résonants est reliée à leur largeur en énergie par la relation d'Heisenberg :

$$\Gamma\tau \approx \hbar \tag{1.17}$$

Les états résonants (virtuels ou non) peuvent être décrits comme des états de diffusion du neutron sur le cœur. La section efficace différentielle en énergie relative cœur-neutron (énergie de décroissance) E_d peut s'écrire :

$$\frac{d\sigma}{dE_d} = \frac{4\pi}{k_{rel}^2}\sin^2\delta(E_d) \tag{1.18}$$

où k_{rel} est le moment relatif cœur-neutron et δ le déphasage provoqué par le potentiel sur le neutron. Autour de E_d et sur une largeur Γ le déphasage est non négligeable, ce qui marque la présence d'une résonance, ayant la forme d'une fonction de type Breit-Wigner dont la formule est donnée par l'équation 1.12.

Pour les états virtuels, le déphasage varie plus lentement et, à basse énergie ($k_{rel} \rightarrow 0$) :

$$\delta \approx -a_s k_{rel} \tag{1.19}$$

Le coefficient a_s est la longueur de diffusion qui caractérise l'état virtuel. La distribution n'est plus une fonction de type Breit-Wigner, elle monte beaucoup plus vite près de $E_d = 0$, et est plus étalée dans sa redescente avec une longue traîne, rendant sa détection plus délicate [Han01]. Comme nous le verrons en exposant le modèle utilisé dans notre étude, a_s peut être relié à une énergie E_r.

L'étude expérimentale d'une telle structure, au delà de la limite de stabilité, est évidemment délicate, ne serait-ce que par la faiblesse des intensités des faisceaux, mais elle est également théoriquement encore mal maitrisée. Ainsi, notre intérêt pour l'^{7}He ne consistera pas seulement en son état fondamental bien connu fournissant un repère pour notre méthode, mais également en son premier état excité, que seule une expérience [Mei02a] et probablement une autre [Lec02] ont vu dans la même région, mais que les prédictions théoriques situent à une énergie plus élevée ([Wur97], [Nar98] et [Pie01]). De même, si l'existence d'un état à très basse énergie pour le ^{10}Li est maintenant bien établie, sa position précise et sa forme ne sont pas encore bien établies. Pour l'^{9}He, les choses sont encore moins arrêtées, puisque seule une expérience a vu un état s à très basse énergie [Che01]. Nous aurons l'occasion de revenir sur tous ces éléments dans le prochain chapitre.

Au delà de l'intérêt pour les modèles à pouvoir reproduire la structure de ces états résonants qu'il faut donc étudier expérimentalement, la connaissance de la structure du ^{10}Li à basse énergie présente la particularité d'être essentielle pour que les modèles puissent décrire le ^{11}Li, noyau à halo de deux neutrons, correctement [Thm94]. Par exemple, un calcul récent prévoit que l'état résonant du ^{10}Li dans son état fondamental ne peut pas être inférieur à 0,05 MeV, sinon le modèle ne donne pas la bonne distance entre les neutrons du halo dans le ^{11}Li [Yam04]. De façon générale, la structure des noyaux non-liés comme le ^{10}Li ou le ^{13}Be va influencer fortement la distribution en moment des neutrons et du cœur du noyau correspondant ([Kor94a], [Gar96], et [Bet98]).

1.3.1.2 Inversion de couche

Suivant la figure 1.7 qui présente l'évolution des niveaux d'énergie $1p_{1/2}$ ($1/2^-$) et $2s_{1/2}$ ($1/2^+$) pour les isotones N = 7, il existe une inversion entre ceux-ci par rapport au modèle en couches "naïf". Cette inversion apparaît pour le ^{11}Be ([Aum00] et [Win01]), et se poursuit pour le ^{10}Li et l'^{9}He [Sag93]. Même si nous avons vu que l'existence d'une résonance à très basse énergie pour l'^{9}He mérite confirmation, l'évolution globale semble claire.

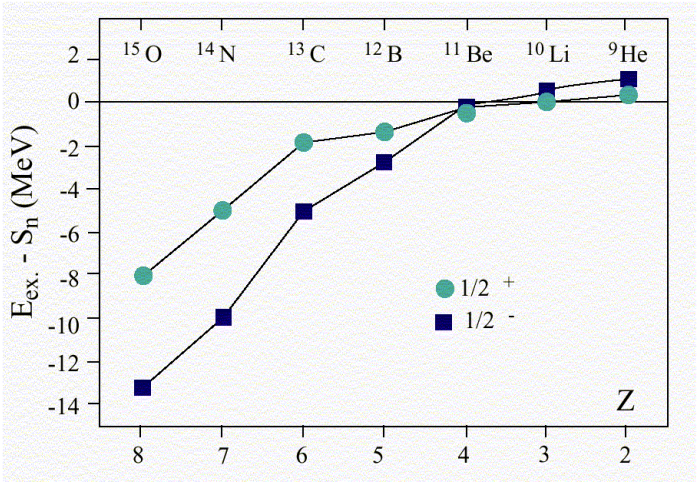

FIG. 1.7 – Différences entre l'énergie des états $1/2^-$ et $1/2^+$ et l'énergie de séparation d'un neutron pour les isotones N = 7 [Jos04].

L'évolution depuis le noyau riche en protons ^{15}O peut s'expliquer par plusieurs phénomènes si nous nous plaçons dans le cadre du modèle en couches. En allant vers les noyaux riches en neutrons, l'énergie de liaison des niveaux diminue que ce soit pour le $1/2^+$ ou le $1/2^-$, et cette énergie diminue plus vite pour l'état $1/2^-$, si bien qu'une inversion de niveau se produit. Depuis l'^{15}O, l'occupation de la couche $1p_{3/2}$ par les protons diminue, or les protons dans ce niveau ont un recouvrement spatial avec un neutron dans $1p_{1/2}$ important. La réduction du nombre de protons diminue donc les interactions résiduelles qui diminuent elles-même l'énergie de liaison des niveaux, or l'énergie du niveau du $1/2^-$ diminue plus vite que celle du $1/2^+$. Cependant l'interaction monopolaire proton-neutron dans le champ moyen n'est pas suffisante pour expliquer l'inversion dans le ^{11}Be notamment, et les calculs [Sag93] montrent que l'excitation quadrupolaire du cœur pour ce noyau, ainsi que le blocage dû au principe de Pauli jouent un rôle. Ce dernier effet dû à la présence du dernier neutron devrait entraîner l'inversion de parité également dans l'^{9}He, puisque l'énergie de liaison due à l'appariement est évaluée à 3,28 MeV en faveur de l'état $1/2^+$ pour ce noyau [Sag93].

A présent si nous raisonnons en terme d'interaction spin-orbite, nous avons vu que l'interaction nucléon-nucléon possédait un tel terme et que ce couplage entre le moment angulaire orbital et le spin permettait de lever la dégénérescence des niveaux de moment angulaire total $j = \ell \pm 1/2$. Étant donné que l'interaction forte est de courte portée, la forme du potentiel central est proche de la forme de la densité de matière. Par ailleurs, le potentiel spin-orbite est proche de la dérivée du potentiel central, or, près de la limite de stabilité, et plus encore au delà de cette limite, la densité de matière peut se revéler plus diffuse, le cas le plus extrême étant incarné par les noyaux à halo. Il est donc légitime de s'attendre à une chute du terme de spin-orbite dans la région des noyaux légers très riches en neutrons, tels que l'^{9}He et le ^{10}Li, pouvant entraîner une éventuelle modification de l'ordre des couches quantiques.

Pour confirmer cette vision des choses, il est important de s'assurer de l'existence d'un état à très basse énergie dans l'^{9}He, et de connaître sa nature. Pour cela nous utiliserons une réaction de cassure avec détection du cœur et du neutron. Se posera le problème des coïndences fortuites entre le cœur et un neutron n'ayant pas formé de résonance avec celui-ci, pouvant éventuellement créer des pics [For00].

1.3.2 Noyaux à halo et corrélations neutron-neutron : l'^{6}He

1.3.2.1 Cerner le halo

Le concept de halo hante de nombreuses sciences, des plus... brûmeuses, comme la météorologie, aux plus éthérées, comme l'astrophysique, en passant par la plus intime, la physique subatomique. La physique moléculaire et atomique ont les premières employé la notion de halo quantique, qui intéresse plus spécifiquement notre propos. Dans tous les cas, cela recouvre un même phénomène, à savoir qu'une zone diluée ou moins intense entoure une zone plus massive ou plus intense. Cette trans-disciplinarité du concept de halo quantique s'appuie sur le fait que des états de systèmes différents de par leur taille notamment, comme les atomes et les noyaux, peuvent présenter des caractères semblables lors même que leurs interactions proviennent de sources différentes [Esr96].

Les noyaux à halo sont, comme nous l'avons évoqué, des noyaux constitués d'un cœur présentant des caractéristiques spatiales conforment à son nombre de protons et de neutrons, et d'un ou deux nucléons dont l'extention spatiale de la fonction d'onde s'étend au delà de la zone classiquement permise. Il s'agit donc d'un phénomène purement quantique : l'effet tunnel. Dans le deuton, qui peut être considéré comme un halo de neutron et de proton [Han01], 50 % de la fonction d'onde se situe en dehors de la portée de l'interaction, et cette proportion est du même ordre de grandeur dans les autres noyaux à halo [Zhu93]. Il n'y a pas de définition du halo, mais il est relativement courant de considérer un noyau comme tel quand le ou les nucléons de valence passent justement plus de 50 % de leur temps dans la région interdite classiquement [Jen00].

Cette forte proportion de la fonction d'onde en dehors du potentiel se traduit par un rayon anormalement grand comparé aux autres noyaux. Ainsi le deuton possède un rayon carré moyen (r_{rms}) de 1,9 fm, tandis que pour l'^{4}He qui possède deux fois plus de nucléons, r_{rms} = 1,7 fm. Le volume occupé par les deux neutrons du halo du ^{11}Li est quant à lui aussi grand que celui occupé par le plomb qui compte 20 fois plus de nucléons. C'est à partir de cette caractéristique qu'en 1985, Tanihata [Tan88a] a découvert les noyaux à halo. En comptant la différence entre nombre de noyaux incidents sur une cible et nombre de noyaux transmis, le rayon d'interaction R_I a pu être déduit à partir de section efficace d'interaction σ_I :

$$\sigma_I = \pi(R_I^{Projectile} + R_I^{Cible}) \tag{1.20}$$

C'est ainsi qu'ont pu être obtenus les rayons d'interaction de différents noyaux (figure 1.8). Il apparaît que certains d'entre eux présentent une déviation par rapport à la ligne en pointillé représentant un rayon en $R_{int} = R_0 A^{1/3}$ qui décrit le comportement

général. Ces données ont depuis été confirmées par de nombreuses expériences [Alh02]. Deux explications étaient alors possibles : soit ces noyaux possédaient un rayon de matière anormalement grand, soit ils étaient extrêmement déformés. Cette seconde hypothèse a été écartée par des mesures de moment quadrupolaire, de spin et de moment magnétique [Bln92]. Plusieurs expériences ont par ailleurs montré que les protons n'étaient pas responsables de l'augmentation de la taille du noyau ([Arn87] et [Bln92]). En 1987, Hansen et Jonson [Han87] proposent l'hypothèse d'un halo de neutron(s) pour interpréter les résultats deTanihata [Tan85].

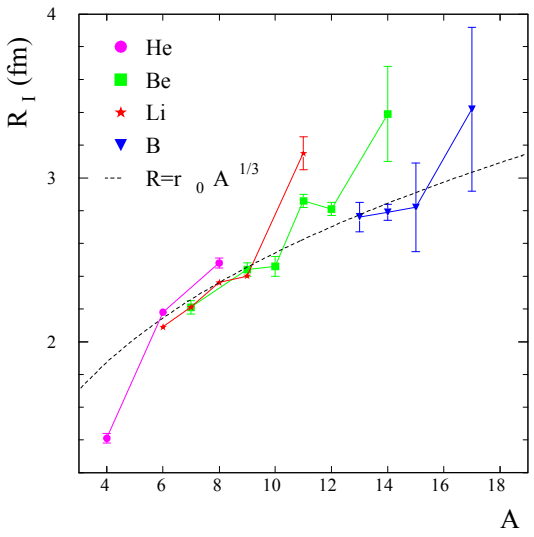

FIG. 1.8 – Rayons d'interaction des isotopes d'He, Li, Be et B calculés à partir des sections efficaces d'interaction ([Tan88a], [Oza94], [Tan88b], [Tan90]).

Plusieurs noyaux à halo d'un neutron ont été découverts, comme le ^{19}C, et le ^{11}Be, et le ^{8}B est maintenant considéré comme un halo d'un proton. Une autre famille a été découverte : les noyaux à halo de deux neutrons, que sont le ^{6}He, le ^{11}Li, le ^{14}Be et plus récemment le ^{17}B [Suz02]. Comme nous l'avons déjà vu, ces noyaux sont dits borroméens, car ils sont formés de trois corps (cœur + n + n) dont aucun sous-système n'est lié. Ce caractère borroméen se retrouve également dans le ^{9}Be, ou en physique moléculaire et en chimie [Jen04]. Dans le cas des noyaux à halo borroméens, les trois corps ne se recouvrent qu'à 50 % et la séparation est plus grande que la portée de l'interaction à deux corps. Le fait que ces édifices nucléaires soient liés est donc dû à un effet à trois corps. Les corrélations entre ces trois corps constituent une occasion unique pour tester les modèles à peu de corps et comprendre les phénomènes associés. La dilution spatiale du système permet également d'étudier l'interaction neutron-neutron dans le noyau dans un contexte de densité faible.

Les halos sont peu sensibles à la forme du potentiel d'interaction, puisqu'une partie importante de la fonction d'onde des neutrons est située en dehors. Cette propriété est

confirmée par la mesure des sections efficaces de perte de deux neutrons du halo σ_{-2n} et des sections efficaces d'interaction des noyaux à halo σ_I^{halo} et des noyaux cœurs $\sigma_I^{cœur}$ qui a permis d'établir la relation empirique suivante [Ogw92], qui s'appuie sur la théorie de Glauber faisant l'hypothèse que la fonction d'onde du système est factorisable en une partie cœur et une partie halo :

$$\sigma_I^{halo} = \sigma_I^{cœur} + \sigma_{-2n} \tag{1.21}$$

Cette relation vérifiée expérimentalement indique qu'il est possible de découpler le cœur et les neutrons du halo. Cette relation est valable également pour les noyaux à halo de un neutron.

Nous ne savons pas résoudre l'équation de Schrödinger pour plus de deux corps, mais la forme asymptotique exacte est connue [Mer74], or cette partie externe de la fonction d'onde est précisément la plus importante pour le phénomène du halo, puisque c'est dans cette région que se situe principalement les neutrons. La forme asymptotique de la fonction d'onde à trois corps peut s'écrire :

$$\Psi(\rho) \rightarrow \exp(-\frac{r}{\rho}) \tag{1.22}$$

avec

$$\rho = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu S_{2n}}} \tag{1.23}$$

où ρ est l'hyperrayon, qui est l'analogue de la distance relative entre deux corps mais pour trois corps (annexe A), μ est la masse réduite du système et S_{2n} est l'énergie de séparation des deux neutrons de valence. Lorsque celle-ci diminue, ρ augmente et la fonction d'onde décroit moins rapidement vers 0 pour les ρ grands. Le carré de la fonction d'onde, définissant la probabilité de présence des neutrons du halo, présente donc une traîne pour des distances relativement grandes par rapport au rayon attendu par la formule en $A^{1/3}$.

Les équations 1.22 et 1.23 montrent que la notion de halo est étroitement liée à celle de seuil énergétique, c'est la raison pour laquelle les halos apparaissent près de la limite de stabilité. En se rapprochant de celle-ci, l'énergie de liaison diminue, et l'importance relative des corrélations augmente. Pour que le halo puisse se développer, il ne faut pas que les nucléons qui le forment soient trop fortement liés, sinon ils restent confinés à l'intérieur du rayon nucléaire habituel.

Cette condition d'apparition du halo implique que les neutrons du halo doivent se trouver dans des états s ou p (pour un halo de un neutron) et s ou une superposition d'onde s et p pour un halo de deux neutrons, car plus le moment est élevé, et plus la barrière centrifuge B_ℓ devient importante [Jen00] :

$$B \propto \ell(\ell+1) \tag{1.24}$$

Plus ℓ est grand, plus les neutrons sont confinés à l'intérieur de ce potentiel. Du côté opposé en isospin, les halos de proton sont confrontés en plus à la barrière coulombienne, ce qui explique probablement la moindre importance de ce phénomène.

A la limite, si l'énergie de liaison de tous les sous-systèmes binaires tend vers 0, l'extention du système devient considérable : il s'agit des états Efimov [Efi70], qui sont dus à l'interaction effective de portée allant jusqu'à la somme des longueurs de diffusion associée aux sous-systèmes binaires (cette longueur étant de 16 fm pour deux neutrons). Il est alors possible pour le troisième corps de ressentir l'interaction des deux autres. Il n'y a pas de concentration de la fonction d'onde à l'intérieur de la zone d'interaction, mais propagation à longue distance de la corrélation. Il est possible d'établir une loi d'échelle entre énergie de liaison et taille du système :

$$\left\langle r^2 \right\rangle = f(E_S)_{E_S \to 0} \tag{1.25}$$

Cette relation, appelée loi d'échelle asymptotique, met en évidence le comportement "universel" des systèmes très faiblement liés, indépendamment de la forme de l'interaction, valable pour les noyaux et l'interaction forte mais aussi pour les dimers et trimers $(^4\mathrm{He})_2$ reliés par l'interaction de Van-der-Walls. Les halos peuvent exister également avec une interaction à longue portée, or la fonction d'onde est dans ce cas essentiellement à l'intérieur du potentiel. Cela signifie à nouveau qu'il s'agit essentiellement d'un phénomène de seuil [Lom03].

1.3.2.2 Structure du continuum de l'^{6}He

Nous avons donc vu que les noyaux à halo présentent de nombreuses différences par rapport aux noyaux stables. L'énergie de liaison du ou des derniers neutrons est beaucoup plus faible, leur rayon est plus grand, leur densité est plus faible, leurs protons et leurs neutrons ne sont pas distribués de façon homogène, leur isospin est grand. Toutes ces caractéristiques influencent la structure énergétique de ces noyaux. De nombreuses études théoriques, utilisant aussi bien le modèle en couches que les modèles construits sur les clusters ont été menées sur la structure des noyaux à halo et de l'^{6}He en particulier [Zhu93]. De nombreux modèles de réaction sont également utilisés, mais aucun ne prend en compte tous les éléments correctement ([Zhu93], [Han95], [Tan96], [Thm01], [Nun03] et [Jen04]).

L'^{6}He ne possède qu'un seul état lié, par 975 keV. Par conséquent, la spectroscopie de ce noyau consiste essentiellement à étudier la structure de son continuum. La première résonance au dessus de l'état fondamental de l'^{6}He est un état 2^+ dont la position et la largeur sont bien connues, à 0,824 MeV au dessus du seuil d'émission des neutrons [Ajz88]. En revanche, la structure du continuum au dessus de cette résonance est beaucoup moins bien déterminée. Les modèles utilisant les harmoniques hypersphériques (annexe A) prédisent un nombre important d'états [Dan98], provenant de différents modes d'excitations.

Elles distinguent les vraies résonances à 3 corps avec passage par $\pi/2$ du déphasage à 3 corps et des états pour lesquels le déphasage présente une augmentation jusqu'à $\pi/2$ pour certaines ondes partielles seulement, qui sont le plus souvent reliées à des états résonants ou virtuels dans les sous-systèmes à deux corps. Ces états sont parfois qualifiés d'excitations virtuelles à trois corps.

Pour l'^{6}He, ces modèles prédisent à basse énergie d'excitation (<10 MeV), outre l'état 2^+, un second état 2^+ ainsi qu'un état 1^+ et un état 0^+, tous les trois étant de véritables

résonances. Ces états possèdent des structures variées, comme par exemple les états 2^+ qui sont des mélanges de configurations avec des neutrons dans les états $p_{3/2}p_{3/2}$, $p_{1/2}p_{3/2}$, $s_{1/2}d_{5/2}$ et $s_{1/2}d_{3/2}$ tandis que l'état 1^+ serait essentiellement un état $p_{3/2}p_{1/2}$.

La structure particulière formée par les deux neutrons du halo peu liés au cœur α permet d'envisager des modes d'excitations particuliers comme une oscillation dipolaire entre ces deux neutrons et les nucléons du cœur. Les modèles prévoient l'existence de cette résonance dipolaire douce (SDR) qui est une excitation virtuelle à trois corps 1^-.

Parmi les quelques expériences ayant vu une structure dans le continuum au dessus de l'état 2^+, la plupart n'ont pu assigner de spin-parité de façon définitive [Jan96], ce qui n'est pas surprenant étant données les statistiques en jeu et que les états 1^-, 2_2^+, 0^+, 1^+ se recouvrent en grande partie de par leurs largeurs et leurs positions prévues par les modèles.

Finalement, aussi bien théoriquement qu'expérimentalement, le continuum de l'^{6}He en dehors de la résonance 2^+ est encore très mal connu. Notre étude sur cible de carbone et de plomb avec un faisceau d'^{6}He de 30 MeV/nucléon s'incrit dans ces efforts visant notamment à observer la résonance dipolaire douce.

1.3.2.3 Corrélations neutron-neutron

Diverses mesures de rayon ont été réalisées, menant notamment à un rayon de matière rms $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$= 2,48 ± 0,03 fm [Tan88a], et à diverses estimations de différence de rayon entre les protons et les neutrons [Zhu93], mais il s'agit de variables très intégrées, or connaître la configuration spatiale des neutrons dans le halo est important pour valider les modèles, car ceux-ci prédisent des structures particulièrement marquées. L'appariement des nucléons menant à favoriser la formation de paires avait amené à considérer le ^{11}Li comme un système à deux corps : un cœur et deux neutrons formant un dineutron [Han87], bien que cette configuration soit en contradiction avec le principe de Pauli. Cette vision avait l'avantage de réduire la question à un problème à 2 corps, mais des calculs plus complexes, ne faisant pas l'hypothèse d'une configuration dineutron, ont fourni des résultats remettant en cause cette idée première. La figure 1.9 présente la distribution des distances obtenues pour l'^{6}He dans son état fondamental d'après les calculs de [Zhu93]. Deux configurations émergent nettement. L'une dans laquelle la distance entre les deux neutrons est relativement faible, $r_{nn}^{rms} \sim 2{,}1$ fm et $r_{nn-alpha}^{rms} \sim 2{,}8$ fm, appelée configuration "dineutron", et l'autre pour laquelle la distance entre les deux neutrons est relativement grande, $r_{nn}^{rms} \sim 4{,}5$ fm et $r_{nn-alpha}^{rms} \sim 1{,}2$ fm, appelée configuration "cigare". Pour l'ensemble, le calcul donne $r_{nn}^{rms} \sim 5$ fm et $r_{nn-alpha}^{rms} \sim 4{,}5$ fm [Zhu93].

Plusieurs méthodes expérimentales ont été employées pour parvenir à sonder la distribution relative des neutrons du halo dans l'état fondamental. L'idée de base est que dans la configuration dineutron, la probabilité de transférer les deux neutrons doit être plus importante. La réaction de transfert de deux neutrons ^{6}He + ^{4}He [Oga99] a montré une augmentation de la section efficace aux angles arrières. L'interprétation s'est d'abord basée sur une réaction en une seule étape, pour conclure que la configuration dineutron était prépondérante. Cependant, après avoir testé l'hypothèse d'une réaction en deux étapes, avec un possible passage par l'état excité non lié 2^+, il est apparu que la première

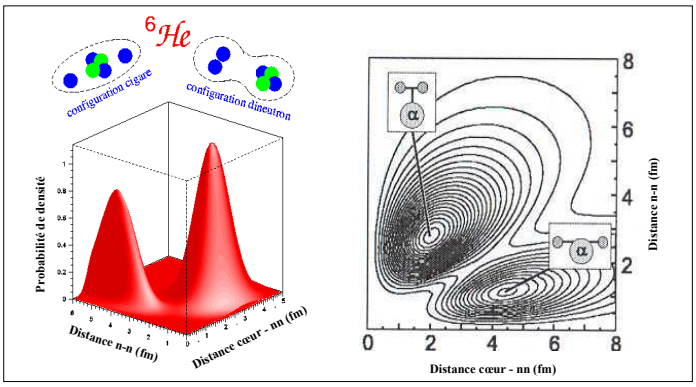

FIG. 1.9 – Probabilité de densité pour l'état fondamental de l'^{6}He en fonction des distances n-n et cœur-nn [Zhu93].

conclusion était prématurée. Les résultats ne sont pas aussi faciles à interpréter qu'espéré [Kro01], et l'information recueillie porterait finalement plus sur le processus réactionnel que sur les fonctions d'ondes elles-mêmes.

Une autre possibilité d'étude consiste à envoyer un proton avec une longueur d'onde suffisamment petite, $\lambda \sim 1$ fm à 40 MeV, pour qu'il puisse être capturé par une partie seulement des trois éléments du noyau à halo que sont les deux neutrons et le cœur. Non seulement ces captures produisent des noyaux différents, mais le rayonnement de freinage produit également des γ dont le maximum de la distribution dépend de la capture. Au cours de l'expérience [Sau01], aucune capture du type 2n(p, γ)t ou t(p, γ)α n'a été observée, signant l'absence de capture sur les configurations $\alpha - nn$ [Zhu93] et $t - t$ [Ara99]. La conclusion est que la configuration cigare est probablement la configuration dominante.

Le problème de ces deux techniques est qu'elles s'appuient sur des réactions dont les sections efficaces sont faibles. L'interférométrie d'intensité permet de palier à ce problème, car elle s'appuie sur les réactions de cassure, qui présentent de grandes sections efficaces de l'ordre du barn, cependant cette technique ne s'applique par définition qu'aux états non liés. Récemment, des calculs théoriques ont été menés sur la configuration spatiale de l'^{6}He dans ses états excités [Dan04], confortant l'intérêt d'une telle étude en montrant la grande sensibilité de la configuration spatiale aux différents états.

L'interférométrie d'intensité s'appuie sur un phénomène a priori handicapant pour notre étude. Après la cassure du noyau en ses différentes composantes, celles-ci interagissent de telles sortes que leurs moments sont modifiés et ne sont pas exploitables directement. Les deux neutrons du halo s'attireront d'autant plus par interaction nucléaire qu'ils seront proches au moment de la cassure. Connaissant la dépendance en distance relative de l'interaction entre les neutrons, nous pourrons remonter à cette distance.

La méthode, sur laquelle nous reviendrons plus en détails dans le chapitre 6, s'appuie donc sur l'expression de la section efficace en moment relatif des neutrons :

$$\sigma(q) \approx \sigma_0(q) \times \mid \int \Psi_{halo}(r)\Psi_s^*(a_{nn})d^3r \mid^2 \tag{1.26}$$

où $\sigma_0(q)$ est l'espace de phase, qui va être modifié par l'intégrale qui est le recouvrement suivant la distance relative entre la fonction d'onde initiale des deux neutrons du halo et leur fonction d'onde finale après réaction, caractérisée par la longueur de diffusion n-n a_{nn} qui est connue par des réactions telles que $\pi^- d \longrightarrow (nn)\gamma$.

L'interférométrie d'intensité a été utilisée pour le ^{11}Li, avec pour résultat $r_{nn}^{rms} \sim 13$ fm [Iek93], ce qui est beaucoup plus grand que ce qui était attendu. Par la suite, cette technique a été appliquée à l'^{6}He, le ^{11}Li et le ^{14}Be avec pour résultat $r_{nn}^{rms} \sim 6$ fm pour les trois systèmes [Mar00]. La différence entre les deux mesures s'explique par la prise en compte de corrélations résiduelles dans le second cas ([Zaj84] et [Mar00]).

Cependant ces dernières mesures souffraient d'une faible statistique, obligeant à conserver des événements qui ne provenaient pas de la cible, et elles s'appuyaient sur l'hypothèse d'un processus de réaction non séquentiel. Comme nous l'avons vu, l'interférométrie s'appuie sur les interactions dans l'état final. Celles-ci dépendent à la fois des caractéristiques de l'interaction, et de la distance entre les éléments interagissants. Cela signifie que si l'^{6}He excité décroît en émettant d'abord un neutron, puis un autre, la mesure sera faussée : nous obtiendrons une distance nn trop grande .

Des expériences portant sur l'^{6}He à 240 MeV ([Chl97], [Chl97a], [Ale98] et [Aum98]) montrent que le processus dominant passe par la formation d'une résonance ^{5}He, et donc par un processus d'émission séquentielle des neutrons du halo. En réalité, l'état du sous-sytème survivant n'est ni l'état fondamental, ni un état excité. L'analyse en terme de résonance vraie du sous-système binaire restant est alors fausse, puisque toutes les fonctions d'onde du continuum sont occupées, et pas seulement la résonance. La dépendance en énergie de type Breit-Wigner n'est pas obtenue. Cependant les résultats de ce genre de procédure sont souvent corrects car il existe un grand recouvrement entre le sous-sytème binaire après la réaction et la résonance du même sous-système, puisque l'interaction responsable d'une résonance est la même que celle à l'œuvre dans l'état lié du halo [Gar01]. Pour étudier ces problèmes de formation de résonance, la méthode utilisée est la corrélation angulaire existant entre la direction d'une résonance α+ n et la direction d'émission de ce neutron, qui est gouvernée par les nombres quantiques de l'état résonant ([Chl97] et [Chl97a]).

Le travail présenté sur l'^{6}He s'inscrit dans ces problématiques visant d'une part à déterminer les états à basse énergie autre que la résonance 2^+, et surtout d'autre part à sonder la configuration spatiale des neutrons du halo dans le continuuum de l'^{6}He en s'appuyant sur plusieurs méthodes, et en s'assurant de la nature séquentielle ou directe de la décroissance. D'autres noyaux que l'^{6}He pourraient présenter des caractéristiques analogues aux noyaux à halo uniquement dans des états excités, voir non liés. Le développement des techniques d'étude pour l'^{6}He excité constituerait alors des outils appréciables pour sonder expérimentalement ces noyaux.

1.3.3 Résonance et corrélations neutron-neutron : l'^{5}H

1.3.3.1 Résonance à trois corps

L'étude de l'^{5}H s'inscrit parfaitement dans la problématique des systèmes à petit nombre de corps, puisqu'il est constitué d'un triton et de deux neutrons, donc aucun sous-système n'est lié, comme pour l'^{6}He, mais même le système à trois corps ne l'est pas. L'étude de systèmes exotiques à peu de corps fournit des contraintes importantes sur les calculs à peu de corps comme l'approche Green-Function Monte Carlo (GFMC) ou l'approche des harmoniques hypersphériques ([Pie01] et [Gri04a]).

L'intérêt de l'^{5}H est qu'il présente un état résonant, mais la question se pose de savoir ce que peut être une résonance à trois corps. Les propriétés d'un état ne dépendent pas des conditions d'observation ni de la façon avec laquelle il a été produit. Pour des pics étroits une telle indépendance vis-à-vis des conditions peut être démontrée sous l'hypothèse que les fonctions d'onde sont concentrées dans une région où les interactions sont fortes [Gri04]. Mais pour les résonances larges (plusieurs MeV parfois), cette indépendance est remise en question. La formation de ces "états" larges peut venir d'une vitesse faible dans la région d'interaction et d'effet tunnel entre différentes voies plutôt que de réflexion sur une barrière de potentiel qui est, comme nous l'avons vu à propos des résonances cœur-neutron, l'explication avancée pour ces systèmes. Il est difficile dans le cas des résonances à trois corps larges de relier les résultats théoriques avec les observables expérimentales. Il faut tenir compte de trois éléments : la structure initiale du noyau à partir duquel sera formé l'^{5}H, le mécanisme de réaction, et enfin les interactions dans l'état final. Les modèles théoriques les plus récents commencent seulement à s'attaquer à ces problèmes complexes ([Gri04] et [Gri04a]). Cette nécessité d'avoir à disposition un bon modèle pour interpréter les résultats est rendue critique par la situation expérimentale pour le moins complexe.

1.3.3.2 Les résultats expérimentaux

De nombreuses expériences ont tenté de voir une résonance dans l'^{5}H. La figure 1.10 présente les résultats de trois des plus récentes. La figure du haut présente la distribution en énergie obtenue pour le système t + n + n à partir de la réaction p(^{6}He, 2p)^{5}H. Les caractéristiques de la résonance trouvée sont E_r = 1,7 MeV et Γ = 1,9 MeV [Kor01]. La figure du centre présente les résultats de la réaction ^{3}H(t, p)^{5}H, soit E_r = 1,8 MeV et Γ < 0,5 MeV, et enfin la figure du bas présente les résultats de la réaction ^{12}C(^{6}He,^{5}H)X : E_r = 3 MeV et Γ = 6 MeV ([Mei03a] et [Mei03b]). Autrement dit, les expériences ne sont d'accord ni sur la position, ni sur la largeur de la résonance de l'^{5}H.

Notre étude s'inscrit donc dans la nécessaire clarification concernant les caractéristiques de l'^{5}H. Dans le prolongement du travail concernant l'^{6}He, nous avons également entrepris l'étude des corrélations neutron-neutron dans l'^{5}H via la mesure de la distance relative de ces deux neutrons. Ce système à trois corps offre une occasion d'étudier l'interaction neutron-neutron en partant d'un système qui n'est plus lié dès l'origine, autrement dit nous n'avons pas à passer par un mécanisme de réaction entrainant l'excitation du noyau dans un état excité pour qu'il puisse se fragmenter, contrairement à l'^{6}He.

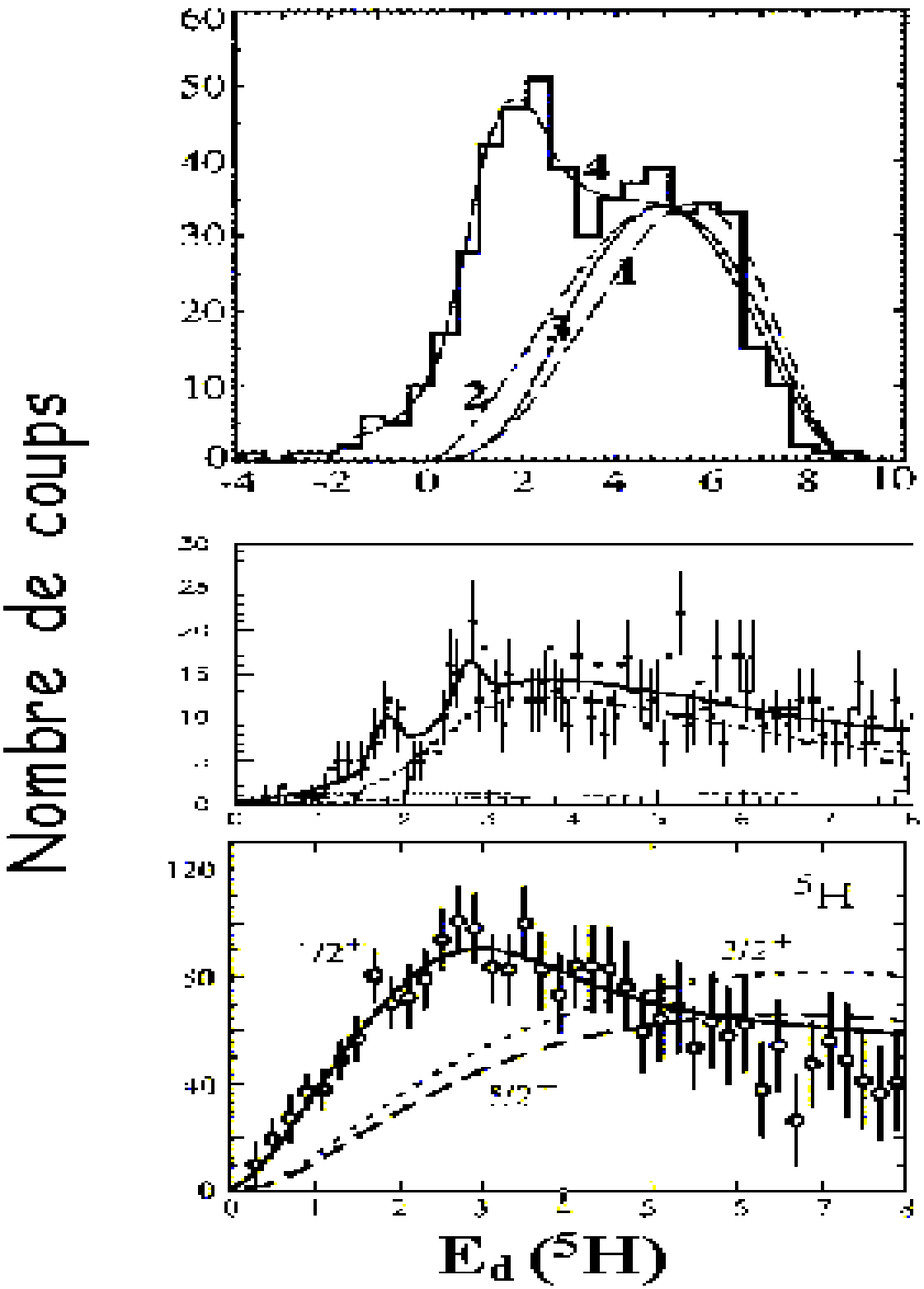

FIG. 1.10 – Spectres en énergie du système t + n + n. En haut : p(^{6}He, pp)^{5}H [Kor01]. Au milieu : ^{12}C(^{6}He, p)^{5}H [Goo03]. En bas : t(t, p)^{5}H [Mei03a].

1.3.4 Recherche du tétraneutron

La recherche d'un tétraneutron a débuté il y a plus de quarante ans, mais jusqu'à récemment, aucune expérience n'a obtenu de résultat concluant. L'intérêt pour la recherche d'un tel système a déjà été abordé précédemment, et apparaît assez clairement si nous considérons qu'aucun noyau neutre, possédant au moins deux neutrons, n'a jamais été observé. La découverte d'un tel édifice constituerait un test important pour les modèles théoriques qui, à l'heure actuelle, prédisent tous que les noyaux neutres ne peuvent être liés. Cependant, certains d'entre eux n'excluent pas la possibilité de l'existence d'une résonance à basse énergie. En tout état de cause, il est clair que les interactions NNN, voire NNNN, ne sont pas connues expérimentalement, et pas aussi contraintes que l'interaction NN, offrant ainsi la possibilité aux prédictions d'évoluer dans l'avenir.

Récemment, une expérience [Mar02a] a été réalisée à l'aide d'un faisceau de noyaux exotiques, l'idée étant non pas de créer un tétraneutron contrairement à beaucoup d'expériences précédentes, mais de l'extraire d'un noyau dans lequel il serait préformé. Il s'agissait d'un faisceau de ^{14}Be envoyé sur une cible de carbone. Le dispositif expérimental permettait de détecter en coïncidence un noyau chargé, ici le ^{10}Be et un, ou un ensemble, de neutron(s). Nous reviendrons en détail sur les expériences précédentes et sur cette expérience dans le chapitre consacré au tétraneutron, mais nous pouvons déjà voir sur la figure 1.11 les 6 événements interprétés comme des tétraneutrons qui ont relancé l'intérêt pour la recherche dans ce domaine.

La figure de gauche indique que ces 6 événements sont bien détectés en coïncidence avec un ^{10}Be, et qu'il n'y a pas d'événement au delà de la ligne verticale quand les autres fragments chargés ont été détectés. La figure du haut est une projection du spectre bidimentionnel sur l'axe E_p /E_n. Cette variable, lorsqu'elle est au-delà du trait vertical, indique que le dépôt d'énergie dans le détecteur de neutron par le noyau neutre est supérieure à l'énergie cinétique mesurée par temps de vol. Après avoir rejeté plusieurs autres hypothèses explicatives, la seule retenue est que ce noyau neutre n'est pas constitué d'un seul neutron, mais de plusieurs. Nous serons amenés à discuter s'il s'agit d'un tétraneutron lié ou d'une résonance. Dans ce dernier cas, cela constituerait toujours un résultat intéressant, puisqu'il s'agirait d'un laboratoire unique pour l'étude des corrélations entre quatre neutrons, sans l'interaction coulombienne pour compliquer les résultats.

Notre étude se place dans la continuité de celle qui a mené au résultat précédent, puisque le même dispositif expérimental a été utilisé. En revanche, nous sommes partis cette fois-ci du ^{12}Be, se fragmentant en $\alpha + \alpha + 4$n. Nous verrons que cette voie présente une caractéristique absente de la précédente expérience particulièrement intéressante pour notre étude.

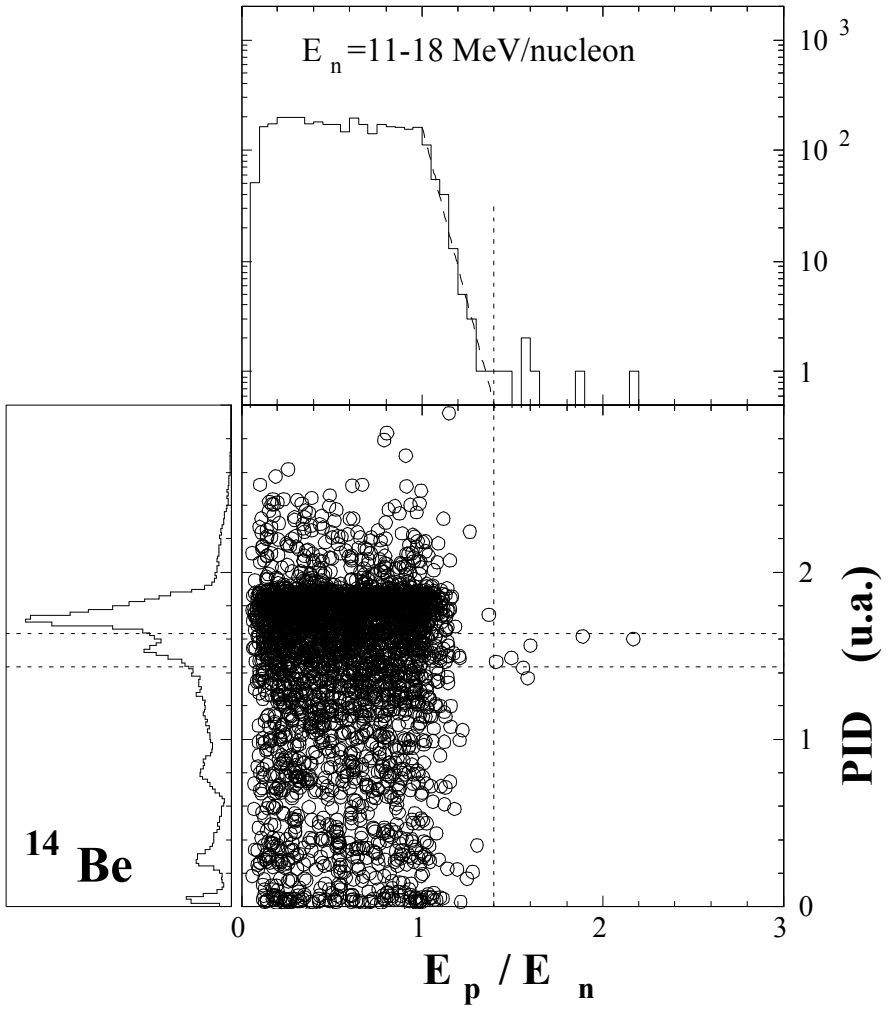

FIG. 1.11 – PID (IDentification des Particules) en fonction de E_p / E_n pour la réaction (^{14}Be, X + n). Le pic autour de PID $\sim$ 1,7 correspond aux fragments de ^{12}Be. La bande horizontale (ligne en pointillés) correspond à la région du PID comprenant les fragments de ^{10}Be [Mar02a].

Chapitre 2

Les expériences

2.1 Introduction

Les deux expériences présentées dans cette thèse se sont déroulées au GANIL, en juillet 2001 pour la première (E334), et en septembre 2001 pour la seconde (E378). Ce chapitre vise à présenter les moyens mis en œuvre pour produire et détecter les noyaux étudiés, assurant ainsi une vision d'ensemble du dispositif avant d'entrer dans les détails des calibrages dans le prochain chapitre et permettant, le cas échéant, de reproduire ces conditions expérimentales.

2.2 Choix et principes

Le choix d'une expérience est avant tout guidé par la physique que nous voulons étudier, mais sur cette volonté initiale viennent se greffer plusieurs contraintes : la disponibilité et l'intensité du faisceau pour le noyau de départ, la section efficace du processus étudié, les détecteurs disponibles et leurs performances.

Faisceau	Cibles	Fragments détectés	Systèmes étudiés
^{6}He	C/Pb	^{4}He + n + n	^{6}He
^{6}He	C/Pb	^{4}He + n	^{5}He
^{6}He	C/Pb	^{3}H + n + n	^{5}H
^{6}He	C/Pb	^{3}H + n	^{4}H

TAB. 2.1 – Voies de réactions étudiées à partir du faisceau d'^{6}He à 30 MeV/nucléon (E378).

Faisceau	Cibles	Fragments détectés	Systèmes étudiés
^{11}Be	C/Pb	^{10}Be + n	^{11}Be
^{11}Be	C/Pb	^{9}Li + n	^{10}Li
^{11}Be	C	^{8}He + n + n	^{10}He
^{11}Be	C/Pb	^{8}He + n	^{9}He
^{11}Be	C/Pb	^{6}He + n	^{7}He
^{11}Be	C/Pb	^{4}He + n	^{5}He
^{11}Be	C/Pb	^{4}He +^{4}He + 3n	empilement 3 n

TAB. 2.2 – Voies de réactions étudiées à partir du faisceau de ^{11}Be à 41 MeV/nucléon (E334).

Faisceau	Cible	Fragments détectés	Systèmes étudiés
^{12}Be	C	^{9}Li + n + n	^{11}Li
^{12}Be	C	^{9}Li + n	^{10}Li
^{12}Be	C	^{8}Li + n	^{9}Li
^{12}Be	C	^{7}Li + n	^{8}Li
^{12}Be	C	^{6}Li + n	^{7}Li
^{12}Be	C	^{8}He + n + n	^{10}He
^{12}Be	C	^{8}He + n	^{9}He
^{12}Be	C	^{6}He + n	^{7}He
^{12}Be	C	^{4}He + n	^{5}He
^{12}Be	C	^{4}He +^{4}He + 4n	^{4}n
^{12}Be	C	^{4}He +^{6}He + 2n	empilement 2 n

TAB. 2.3 – Voies de réactions étudiées à partir du faisceau de ^{12}Be à 41 MeV/nucléon (E334).

Notre étude porte sur des systèmes cœur + n + n (^{6}He et ^{5}H) ainsi que sur des systèmes cœur + n (principalement ^{7,9}He et ^{10}Li), obtenus par fragmentation en cinématique inverse. Pour remonter à des grandeurs concernant le noyau qui nous intéresse, il est nécessaire de connaître et donc de détecter l'énergie et la direction d'émission de tous les fragments, y compris celles des neutrons. Il s'agit donc d'une étude en cinématique complète.

L'expérience E378 a été réalisée spécifiquement en vue de l'étude de l'^{6}He. En revanche, l'expérience E334 a été réalisée en vue de l'étude du ^{12}Be et du ^{11}Be et constitue l'objet d'un autre travail [Pai04]. Les voies de réactions étudiées ici à partir des faisceaux de ^{12}Be et de ^{11}Be n'ont donc pas bénéficié d'une optimisation des caractéristiques du faisceau, cependant, les noyaux étudiés ayant tous un Z inférieur à celui du faisceau, nous verrons que cela nous a permis de travailler avec des données très peu bruitées par le faisceau. Les tableaux 2.1, 2.2 et 2.3 résument les voies de réactions qui ont été explorées au cours de ce travail.

La figure 2.1 présente une vue d'ensemble du dispositif expérimental. La chambre à réaction est une cuve cylindrique d'environ 1 m de diamètre (figure 2.2), et DEMON a

un encombrement de l'ordre de 3 m (x)* 2 m (y) avec un premier mur à environ 3 m de la cible et le quatrième à 6 m 50, et couvre ainsi un angle solide de ± 20° par rapport à la cible. La direction et l'énergie du faisceau étaient données par deux chambres à dérive de faisceaux et deux compteurs à avalanche à plaques parallèles. Après la réaction sur la cible, les fragments chargés sont détectés dans un télescope consituté de deux détecteurs silicium à piste et d'un mur de scintillateurs à iodure de césium, donnant ainsi l'énergie et la direction de ces fragments. Le multidétecteur DEMON constitué de scintillateurs liquides donnait l'énergie et la direction des neutrons. L'énergie des fragments étant de l'ordre de 0,25 v/c, ils étaient tous focalisés vers l'avant, d'où le placement des détecteurs.

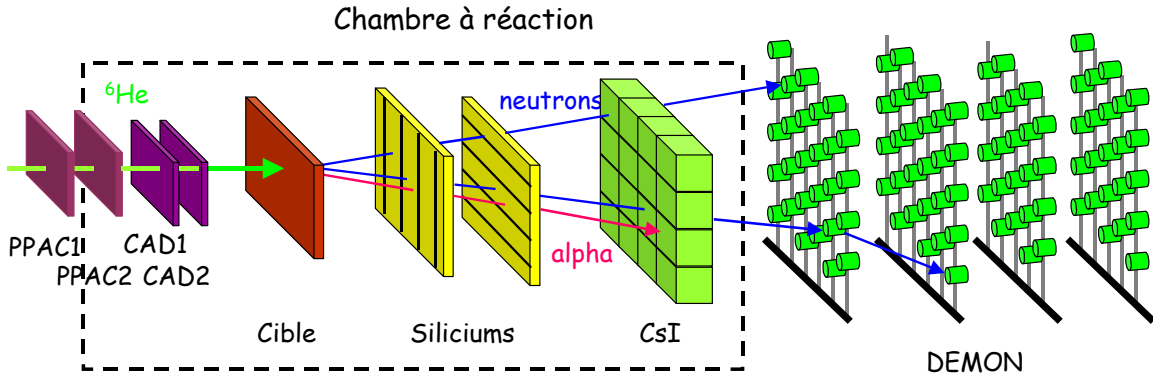

FIG. 2.1 – Schéma du dispositif expérimental.

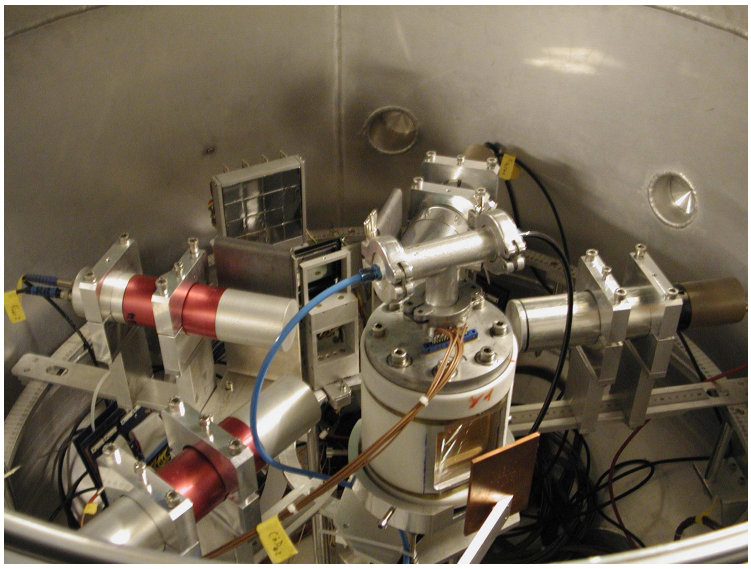

FIG. 2.2 – Photographie de la chambre à réaction. De bas en haut, l'alignement est composé du masque, du porte-cible, des deux Si, et des 16 CsI.

2.3 Production des faisceaux d'intérêt

2.3.1 Production des faisceaux primaires

Les noyaux exotiques auxquels nous nous intéressons sont par définition éloignés de la vallée de stabilité, ils ont donc un temps de vie inférieur à la seconde : il faut les produire et les étudier aussitôt après les avoir créés. Il n'est pas possible de faire des cibles de ces noyaux, nous devons travailler en cinématique dite "inverse", c'est-à-dire utiliser un faisceau de noyaux exotiques.

Pratiquement, un faisceau constitué d'un noyau stable est accéléré dans un premier cyclotron à secteurs séparés, en l'occurence l'^{18}O, qui est envoyé sur une feuille d'épluchage pour augmenter l'état de charge des ions, avant de l'accélérer à nouveau dans un second cyclotron. Le faisceau vient frapper une cible épaisse de ^{9}Be. Une large palette de noyaux plus ou moins exotiques est ainsi créée, avec des sections efficaces très variables, généralement d'autant plus faibles que les noyaux produits sont loin de la vallée de stabilité.

2.3.2 Sélections des noyaux par le spectromètre LISE

Parmi tous les noyaux apparus, un seul nous intéresse, il faut donc pouvoir les trier. C'est le rôle du spectromètre LISE (Ligne d'Ions Super Épluchés). Il s'agit d'un spectromètre doublement achromatique en angle et en position, ce qui signifie qu'au point focal image du spectromètre, la position du faisceau est indépendante de la position et de l'angle

d'entrée. Comme le montre le shcéma 2.3, il se compose de trois systèmes de sélection : deux dipôles magnétiques, un dégradeur achromatique et un filtre de Wien ([Lise]).

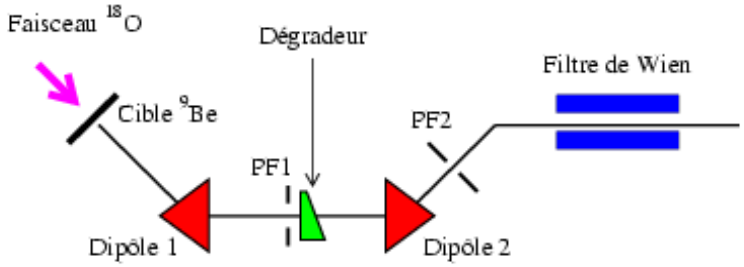

FIG. 2.3 – Vue schématique du spectromètre LISE

En réglant la rigidité magnétique Bρ_1 du premier dipôle, ρ étant ici le rayon de courbure du dipôle et B son champ magnétique, les fragments sont dispersés spatialement et ne sont conservés que ceux satisfaisant à l'égalité des forces magnétiques et centrifuges :

$$B\rho = \frac{Av}{q} \tag{2.1}$$

où A, v et q sont la masse, la vitesse et la charge électrique de l'ion. Un ensemble de fentes mobiles placées dans le plan focal PF1 permet de sélectionner le noyau voulu.

Les noyaux restants traversent ensuite le dégradeur achromatique qui effectue une nouvelle sélection en A^3/q^2[Ann87]. Pour deux noyaux de même nature, mais d'énergies différentes, le dégradeur va induire par sa géométrie asymétrique une perte d'énergie des fragments préservant l'achromatisme du spectromètre. Le second dipôle compense la dispersion du premier et la perte d'énergie dans le dégradeur et refocalise le faisceau au point focal PF2.

Enfin, un filtre de Wien composé d'un champ magnétique croisé par rapport à un champ électrique permet une selection en vitesse suivant la relation v = $\frac{E}{B}$. Seuls les fragments dont les forces électriques et magnétiques se compensent ne sont pas déviés. Dans notre cas, les deux premières sélections se sont avérées suffisantes, ce filtre n'a donc pas été utilisé.

2.3.3 Les cibles et les faisceaux d'intérêts

Les énergies et les cibles utilisées sont regroupées dans le tableau 2.4. Le choix de 30 MeV pour le faisceau d'^{6}He résulte d'un compromis entre les 40 MeV que nous aurions dû utiliser pour optimiser l'intensité, et une énergie plus basse nécessaire pour une expérience ayant eu lieu juste avant, et portant sur l'étude de la réaction de transfert ^{12}C(^{6}He,^{10}Be*).

Le choix des cibles de carbone et de plomb résulte de leur grande différence en Z. Comme nous l'avons vu dans l'introduction, une cible de plomb devrait privilégier le mécanisme de dissociation coulombienne, tandis que la cible de carbone devrait privilégier les

dissociations d'origine nucléaire (diffraction, absorption et cassure du cœur). La différence d'épaisseur pour les cibles utilisées avec l'^{6}He est telle que la perte d'énergie est identique dans les deux cas.

Faisceau	Cible$_{épaisseur}$ (mg/cm^2)	E$_{faisceau}$ (Mev/nucléon)	Intensité (pps)
^{6}He	C_{275} / Pb_{568}	30	3 10^4
^{11}Be	C_{111} / Pb_{568}	41	5,5 10^3
^{12}Be	C_{111} / C_{183}	41	1 10^4

TAB. 2.4 – Faiceaux et cibles utilisés.

L'énergie des faisceaux est calculée à partir de la valeur du Bρ en Tm du second dipôle :

$$B\rho_2 = \frac{\gamma m v}{Ze} \tag{2.2}$$

où e est la charge électrique élémentaire, m la masse du noyau et $\gamma = (1\text{-}\frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$. L'énergie cinétique s'écrit donc :

$$T = \sqrt{(ZBe\rho_2)^2c^2 + m^2c^4} - mc^2 \tag{2.3}$$

2.4 Caractérisation des faisceaux incidents

La grande émittance et la gamme en énergie des faisceaux exotiques produits imposent l'utilisation de détecteurs permettant de caractériser cinématiquement chaque noyau incident.

2.4.1 Plaques parallèles

Les plaques parallèles (PPAC pour "Parallel Plate Avalanche Counter") sont des détecteurs à gaz à localisation. Nous avons utilisé le modèle "EXO-SET" réalisé au LPC. Dans notre cas, elles ne servaient qu'à mesurer deux temps de vol en vue de connaître l'énergie du faisceau et sélectionner le type de noyaux. L'intérêt d'avoir deux temps de vol réside dans la redondance permettant de palier à un problème avec l'un deux. Les temps étaient mesurés :

- entre une PPAC placée en D4 (PPAC0), au plan focal de LISE et une autre placée dans la salle d'expérience (PPAC1)
- et entre la PPAC0 et la radiofréquence du cyclotron.

Les PPAC sont constituées de deux feuilles de mylar de 2,5 μm d'épaisseur entre lesquelles circule de l'isobutane à une pression de 10 millibars. Une feuille de mylar aluminisée placée dans le plan médian constitue la cathode, et deux autres feuilles les anodes composées d'une centaine de pistes à localisation chacune.

Lorsqu'un ion traverse le gaz, celui-ci est ionisé le long de la trajectoire, et sous l'effet du champ électrique régnant entre la cathode et les anodes, les électrons libérés se trouvent accélérés, ionisant d'autres molécules, si bien que le signal initial est multiplié par 10^7.

La cathode donne un signal rapide qui est utilisé comme signal temporel. La mesure du temps de vol de l'ion incident permet à la fois de connaître son énergie, et de discriminer les espèces présentes (A/Z différents) dans le faisceau en utilisant l'approximation classique de la formule 2.2 :

$$t_{vol} \propto \frac{m}{ZB\rho_2} \tag{2.4}$$

2.4.2 Chambres à dérive

Pour l'^{6}He, les chambres à dérive ont une plus grande efficacité de détection que les plaques parallèles, d'où l'utilisation de ces chambres pour mesurer les positions de passage du faisceau afin d'en déduire les angles d'incidence et les positions sur la cible. Le dispositif utilisé comprenait 8 chambres réparties en deux groupes. Le premier (CàD1) était situé 15 cm derrière la PPAC1, et le second (CàD2) à 54 cm du premier. Dans chaque groupe, deux chambres fournissent une localisation en X et les deux autres, placées à 90° par rapport aux deux autres, une localisation en Y (voir schéma 2.4). Le dispositif est donc redondant, permettant d'accentuer l'efficacité et mettant à l'abri d'un disfonctionnement d'une des chambres.

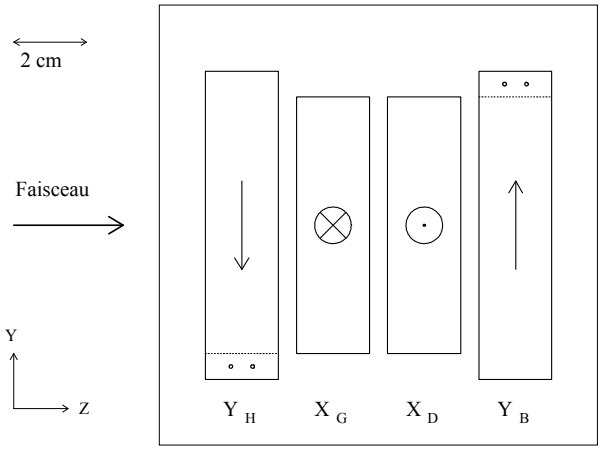

FIG. 2.4 – Disposition des chambres à dérive. Les flèches indiquent le sens et la direction de dérive des électrons.

Chaque chambre est remplie d'un gaz, l'isobutane, à une pression de 20 mbar. L'une des parois de la chambre constitue la cathode, et un fil placé du côté opposé fait office d'anode. Une grille de Frisch complète le dispositif [Mac98].

Lorsqu'un ion traverse la chambre, le gaz est ionisé. Les électrons libérés dérivent à vitesse constante dans le gaz. Le signal créé à l'anode par le déplacement des électrons qui ont passé la grille de Frisch sert de stop à un convertisseur temps amplitude, dont le signal start a été déclenché par le passage du noyau dans la PPAC1. La différence de temps entre

les deux signaux est reliée au temps de dérive des électrons, et donc à la distance entre le point de passage dans la chambre et le fil anodique.

2.5 Détection des fragments chargés

Nous voulons connaître l'énergie et la direction des fragments chargés. Pour ce faire, nous avons utilisé un télescope constitué de deux détecteurs silicium à pistes résistives, donc sensibles en position, et d'un mur de 16 détecteurs à iodure de césium dopés au thallium (CsI(Tl)), l'ensemble étant fourni par la collaboration britannique CHARISSA. Le télescope est placé sous vide ($\simeq 10^{-4,-5}$mbar) dans une chambre à réaction. Pour la disposition de ces éléments, voir la figure 2.1. L'identification des fragments est réalisée par la méthode ΔE-E qui sera explicitée au prochain chapitre.

Le fragment chargé est arrêté dans l'un des CsI. La somme des énergies perdues dans celui-ci et dans les deux silicium fournit l'énergie totale du fragment. Les deux silicium fournissent deux positions, X et Y, chacun étant sensible à une direction. Grâce aux chambres à dérives, nous connaissons également la position dans le plan XY de la réaction : nous pouvons donc en déduire la direction du fragment. Connaissant son énergie et sa direction, nous pouvons déduire le moment du fragment.

2.5.1 Détecteurs silicium à pistes

Chacun des deux détecteurs (5*5 cm) est constitué de 16 pistes de silicium comportant un dépôt résistif qui se comporte comme un diviseur de charge. Lorsqu'un ion traverse le détecteur, il y a création de paires électrons-trous. Les signaux collectés à chaque extrémité de la piste la plus proche sont inversement proportionnels à la distance entre l'ion et l'extrémité de la piste considérée. Il est donc possible de savoir où l'ion est passé dans la direction de l'axe des pistes. L'énergie déposée est donnée par la somme des signaux des deux extrémités. Comme l'indique la figure 2.1, les deux siliciums sont placés dans des directions croisées, afin de connaître X et Y. Outre le repérage de la position sur une piste, qui offre une résolution de l'ordre de 1 %, il est également possible de repérer la position dans la direction perpendiculaire à la précédente grâce au numéro de piste, mais la résolution n'est alors que de 3 mm.

2.5.2 Détecteurs à iodure de césium

Le détecteur à iodure de césium est un scintillateur solide constitué d'un cristal de 2,5 cm d'épaisseur. Son épaisseur a été optimisée pour permettre à la fois l'arrêt total des fragments chargés, et ne pas absorber trop de neutrons [Lab99a]. La face d'entrée de chacun des 16 CsI mesure 2,5×2,5 cm^2, cette faible taille étant rendue possible par les masses et les énergies cinétiques en jeu, qui focalisent les fragments vers l'avant. Les 16 détecteurs formaient un mur compact de 4×4 détecteurs (voir figure 2.1). Chacun possède son électronique propre.

L'emploi de Csi plutôt que d'un troisème étage de silicium pour arrêter le fragment chargé a été dicté par le fait que le Z du CsI est beaucoup plus important que le Z du silicium. Il faut moins d'atomes de Cs et de I pour arrêter le fragment que d'atomes de Si. Il y aura donc moins de neutrons arrêtés dans ce troisième étage en CsI que s'il était en Si.

L'utilisation d'un mur de petits détecteurs plutôt que d'un seul grand détecteur permet d'employer des intensités a priori 4 fois plus grandes, puisque 4 détecteurs supportent le flux de particules n'ayant pas interagi dans la cible et provenant directement du faisceau. Une autre possibilité consistait à laisser un trou central dans le mur, mais cela nous aurait privés des événements à 0°. La solution idéale aurait été de pouvoir séparer le faisceau résiduel à l'aide d'un dipôle magnétique, mais elle n'était pas possible pour cette expérience.

Le principe de détection d'un tel détecteur réside dans la création de paires électron-trou au passage de l'ion, qui se meuvent librement dans le cristal jusqu'à ce qu'ils retombent sur un niveau d'excitation de l'activateur (ici le thallium), qui va se désexciter en émettant un photon de scintillation [Leo87]. La réponse lumineuse dépend de la nature de l'ion [Par02]. Une photodiode placée derrière le scintillateur assure la conversion de la lumière en un signal électrique.

2.6 Détection des neutrons

Tous les détecteurs s'appuient sur le mouvement de particules chargées or les neutrons... sont neutres, ce qui constitue donc une difficulté importante pour leur détection. La méthode consiste à les détecter de façon indirecte : le neutron met en mouvement une particule chargée qui peut être détectée.

Nous voulons détecter des neutrons possédant une énergie cinétique de l'ordre de 30 MeV. Dans ce domaine d'énergie, les scintillateurs organiques présentent les meilleures efficacités, et possèdent par ailleurs un temps de réponse court, de l'ordre de la nanoseconde, ce qui est essentiel pour obtenir des mesures de temps de vol précises et donc des énergies précises. Les scintillateurs organiques permettent également une excellente discrimination neutron/gamma qui est essentielle pour notre étude. D'autre part, nous voulons regarder le moment relatif de deux neutrons détectés en coïncidence : il faut donc connaître la direction de chaque neutron. Nous verrons dans le paragraphe 2.6.3 qui traite de l'attribution du bon signal à chaque neutron que des problèmes inhérents à la façon de détecter les neutrons (paragraphe 2.6.1) conduisent au choix d'un multidétecteur. Ce même problème, ajouté à celui de la faible efficacité de détection (paragraphe 2.6.2) nous a amenés à effectuer des simulations pour optimiser la disposition des modules (paragraphe 2.6.4).

Pour nos expériences, nous avons utilisé le multidétecteur DEMON (DEtecteur MOdulaire de Neutrons) [Mou94]. DEMON répond à nos besoins, puisqu'il se compose de 91 modules indépendants, qui sont autant de scintillateurs organiques liquides auxquels sont couplés des photomultiplicateurs. Chaque module est un cylindre de 16 cm de diamètre et de 20 cm de longueur en ce qui concerne la zone sensible.

2.6.1 Principe de la détection

L'idée principale consiste à faire transférer une partie de l'énergie du neutron à une particule chargée, lors d'une collision. Le scintillateur liquide utilisé dans les modules DEMON est le NE213. Il s'agit d'un composé d'hydrocarbure de type aromatique à radical benzoïque $(C_nH_m)_p$. Cette substance hydrogénée permet le transfert d'énergie le plus favorable grâce à la diffusion élastique : n + p → n + p où, en moyenne, la moitié de l'énergie du neutron incident est transférée au proton. En effet, dans le laboratoire, la relation s'écrit :

$$E_p = E_n * \cos^2(\theta_{diffusion_proton}) \tag{2.5}$$

A un faisceau de neutrons monoénergétiques correspond donc une distribution en énergie des protons en fonction de l'angle de diffusion du proton qui est uniformément plate. Apparaît ici la nécessité de mesurer le temps de vol pour connaître l'énergie cinétique des neutrons : il n'est pas possible de déterminer l'énergie du neutron à partir de l'énergie qu'il a déposée dans le scintillateur, puisque nous ne connaissons pas l'angle de diffusion du proton qui reste dans le détecteur.

Une autre diffusion élastique joue un rôle puisque sa section efficace est 2 fois plus grande que pour la précédente : n + ^{12}C → n + ^{12}C. Ces réactions, bien que prépondérantes, ne sont pas les seules ([Mou94],[Elm94]). De nombreuses autres voies de diffusions inélastiques sont également possibles (tableau 2.5). Cela augmente l'efficacité de détection, tout en compliquant l'interprétation des signaux.

Réactions			σ (b)
n + p	→	n + p	0,406
n + ^{12}C	→	n + ^{12}C	0,900
n + ^{12}C	→	n' + ^{12}C + γ (4,44 MeV)	0,104
n + ^{12}C	→	α + ^{9}Be - 5,7 MeV	0,048
n + ^{12}C	→	n' + 3α -7,3 MeV	0,210
n + ^{12}C	→	2n + ^{11}C - 18,7 MeV	0,005
n + ^{12}C	→	p + ^{12}B - 12,6	0,100

TAB. 2.5 – Liste des réactions possibles entre un neutron et le NE213. Les sections efficaces sont données pour des neutrons de 24 MeV.

Une fois la particule chargée mise en mouvement, il se produit une excitation de type moléculaire (voir [Elm94]). De façon générale, l'intensité totale de lumière émise est d'autant plus importante que l'énergie de la particule est élevée, et que sa charge est petite (figure 2.5). Il apparaît que bien que les réactions impliquant les noyaux de carbone possèdent des sections efficaces importantes, leur contribution à l'intensité de lumière est négligeable [Nor01]. Pour exprimer celle-ci, on utilise comme unité les MeVee (MeV équivalent électron). Il s'agit de l'énergie qu'aurait déposée la particule incidente si elle avait été un électron. Cette unité permet de s'affranchir de la nature de la particule afin, par exemple, de pouvoir définir un seul seuil de détection. Pour les électrons, 1 MeVee ≡ 1 MeV. Au delà de 30 MeVee de lumière, une saturation de la charge recueillie à la sortie

du photomultiplicateur apparaît. Ce phénomène ne sera pas sans poser problème dans le chapitre 8 portant sur le tétraneutron. La quantité de lumière produite L (en MeVee) peut être reliée à l'énergie déposée par la particule chargée E (en MeV) en utilisant la formule semi-empirique [Cec79] :

$$L = a_1 E - a_2(1 - e^{-a_3 E^{a_4}}) \tag{2.6}$$

où la lumière est exprimée en MeVee. Les coefficients a_i dépendent du type de particules chargées mises en mouvement. Les valeurs de ces coefficients sont regroupées dans le tableau 2.6.

	Électron	Proton	Alpha	Carbone
a_1	1	0,83	0,41	0,017
a_2	0	2,82	5,9	0
a_3	-	0,25	0,065	-
a_4	-	0,93	1,01	-

TAB. 2.6 – Coefficients permettant le passage entre lumière et énergie déposée dans un module.

Puisque la lumière de scintillation dépend fortement, aussi bien en intensité qu'en forme, de l'énergie et du type de particules chargées interagissantes, et que celles-ci sont différentes suivant que nous détectons un neutron ou un γ (celui-ci mettant en mouvement des électrons), il sera possible de les discriminer (paragraphe 3.4.2). Des photomultiplicateurs adaptés aux caractéristiques de la lumière émise par le NE213 ont été utilisés pour transformer la lumière en signal électrique.

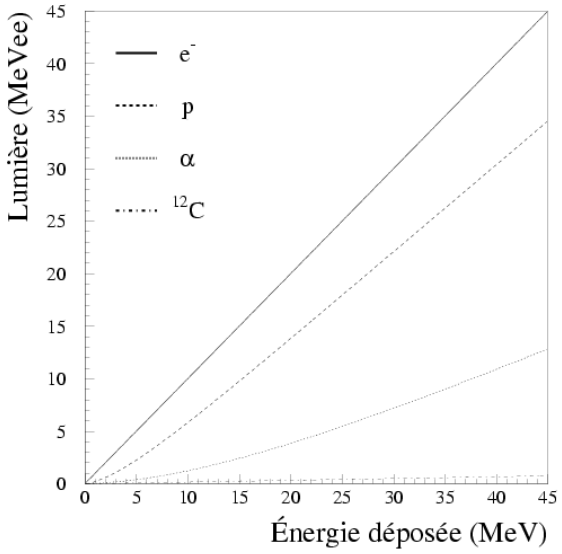

FIG. 2.5 – Relation entre la lumière émise et le dépôt d'énergie dans un module DEMON

2.6.2 Efficacité de détection

Nous nous intéressons ici à l'efficacité intrinsèque ε_i d'un module DEMON. Étant donné que le neutron doit entrer en collision avec un noyau, et non un atome, il est clair que l'efficacité de détection ne peut pas être de 100 %. En simulant les processus physiques évoqués au paragraphe précédent, l'efficacité d'un module en fonction de l'énergie du neutron qui le traverse a pu être estimée [Lab99a] (figure 2.6). Le code Monte Carlo GEANT [Gea87] a été utilisé, avec un seuil de détection de 500 keVee. La courbe est en accord avec les résultats expérimentaux [Lab99a]. Cette efficacité intrinsèque doit être convoluée avec l'efficacité géométrique, et alors l'efficacité totale n'excède pas quelques pourcents de 4π sr comme nous le verrons par la suite.

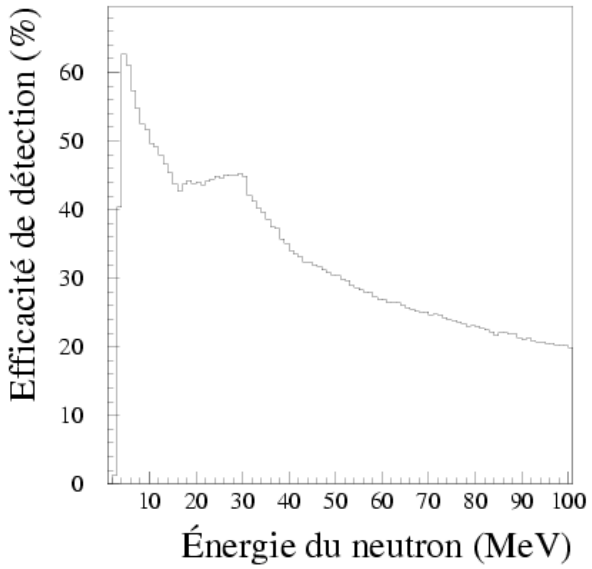

FIG. 2.6 – Efficacité d'un module DEMON en fonction de l'énergie du neutron pour un seuil de 0,5 MeVee [Lab99a].

2.6.3 Diaphonie

La probabilité pour que le neutron dépose toute son énergie lors d'une collision est très faible, et la proportion de neutrons interagissant au moins deux fois n'est que d'un tiers, le libre parcours moyen des neutrons ayant une énergie de l'ordre de 30 MeV dans le scintillateur étant quant à lui de 8,5 cm ([Lab99a] et [Nor01]). Par conséquent, nous pouvons être confrontés à 4 problèmes :

- soit le neutron a interagi plusieurs fois dans le module, pouvant fausser ainsi quelque peu la mesure du temps de vol. Optimiser la taille des modules pour qu'ils soient efficaces sans pour autant générer de véritables problèmes à ce niveau est la seule parade.
- soit le neutron a diffusé sur un élément du milieu environnant avant d'être détecté

par un module DEMON. Les seules actions possibles consistent à minimiser les structures supportant les modules, et de façon générale toute la matière du dispositif comme la chambre à réaction ou le télescope, et à simuler les effets de ce type d'événements.

- soit le neutron ne dépose pas assez d'énergie dans le premier module touché pour être détecté, puis va créer un signal dans un autre module. Dans ce cas, la mesure de son énergie et de sa direction seront erronnées. Il n'existe aucun recours pour identifier ce type d'événements lors de l'analyse. Des simulations réalisées avec GEANT [Lec02] montrent que dans le cas d'un seul neutron à détecter, ce phénomène et le précédent concernent moins de 6 % des événements, et dégradent peu la résolution en énergie du dispositif expérimental.

- soit le neutron crée un signal dans le premier module touché, puis va créer un autre signal dans un second module. Seul ce problème et le précédent sont généralement qualifiés de diaphonie à proprement parler. Dans le cas où nous ne voulons détecter qu'un seul neutron, ce phénomène ne pose pas de problème : il suffit en effet de considérer le premier des deux signaux au niveau temporel. En revanche, dans le cas d'une détection en coïncidence de deux neutrons, la difficulté est toute autre.

Pour remédier à ce dernier problème qui, s'il n'était pas traité, rendrait l'exploitation des données impossible, un filtre cinématique a été developpé ([Mar00a] et [Lab99a]), ainsi qu'une étude pour optimiser la configuration géométrique qui sera l'objet de la prochaine partie. L'objectif présidant à sa mise en œuvre est de rejeter un maximum de faux événements (un seul neutron créant deux signaux par exemple), tout en conservant un maximum de vrais événements. Nous travaillons en effet dans un domaine où la statistique est faible, nous ne pouvons donc pas nous permettre de seulement rechercher à éliminer tous les faux événements, contrairement à ce qui a pu être réalisé dans d'autres circonstances (voir [Col96] et [Plu98] par exemple). Il faut réaliser un compromis.

Pour mettre au point et valider ce filtre, deux codes de simulations, GEANT et MENATE, ont été utilisés. Nous reviendrons sur ces codes dans la partie 3.6. Ces codes ont préalablement été confrontés à des expériences mettant en jeu seulement deux détecteurs, et donc aisément exploitables pour notre problématique, comme dans [Cro92] ou [Til95]. Les différents tests ont montré que les simulations étaient fiables, et que le filtre ne déformait pas artificiellement les spectres étudiés.

Le filtre s'appuie sur les temps de vol et les énergies déposées dans les modules pour former des groupes de détecteurs. S'il n'y en a que deux groupes, le programme prend en compte le module qui a été touché en premier dans chaque groupe. Les énergies déposées sont exprimées en MeV, puisque nous ne connaissons pas la nature de la particule chargée mise en mouvement. Les simulations montrent que la distribution angulaire des neutrons après qu'ils aient interagi dans un module est relativement piquée vers les petits angles, pouvant laisser penser dans un premier temps que la diaphonie sera minimisée si nous plaçons tous les modules les uns à côté des autres. Cependant, les paramètres sur lesquels s'appuie le filtre sont sensibles à la disposition spatiale des détecteurs, comme le temps de vol physiquement possible entre deux modules pour un neutron d'une énergie donnée, ayant déposé une partie de celle-ci dans un premier module avant d'en toucher un autre (il s'agit alors d'établir des limites inférieures et supérieures permettant de former

les groupes). Il sera difficile de discriminer entre deux vrais neutrons ayant été détectés dans deux modules proches, et un neutron ayant successivement touché ces mêmes deux détecteurs. D'autre part, nous avons besoin d'une bonne granularité aux petits angles : si tous les détecteurs sont placés dans un mur, celui-ci devra être placé relativement loin, et donc l'efficacité totale s'en verra affectée significativement. Se pose donc la question de la meilleure configuration géométrique des modules.

2.6.4 Optimisation de la configuration géométrique des modules DEMON

L'optimisation de la configuration géométrique consiste à obtenir la meilleure efficacité possible pour la détection de deux neutrons ε_{nn}, tout en ayant une bonne granularité aux petits angles et un taux de diaphonie raisonnable. L'optimisation de l'efficacité consiste à augmenter l'efficacité géométrique ε_Ω, l'efficacité totale de détection de deux neutrons étant $\varepsilon_{nn} = (\varepsilon_i \varepsilon_\Omega)^2$. Bien entendu, nous étions également contraints par la géométrie de la salle d'expérience. Du fait de la focalisation des neutrons due à l'énergie du faisceau, l'angle solide couvert de 0,7 % se traduit par un angle solide effectif de l'ordre de 30 %.

Le code qui a été utilisé est MENATE (voir 3.6). Une étude préliminaire portant sur 4 configurations "extrêmes", à savoir un, deux, trois et quatre murs de détecteurs, nous a montré qu'un seul mur était la pire des solutions vis-à-vis du taux de diaphonie post-filtrage. Cependant ces configurations ne nous ont pas permis de déterminer de façon simple le jeu de paramètres permettant de parvenir à la meilleure.

Afin de déterminer cette configuration optimale, nous avons réalisé une étude systématique en faisant varier trois paramètres : la distance du premier mur à la cible, la distance entre les murs de détecteurs, et enfin la distance entre plus proches détecteurs d'un même mur (voir le schéma 2.7 pour visualiser la signification de ces paramètres). Pour l'interprétation détaillée des résultats, voir [Nor01]. En résumé, pour la configuration retenue, le taux de diaphonie avant filtrage est de l'ordre de 34 %, et il tombe autour de 1,5 % après passage par le filtre, pour une efficacité totale $\varepsilon_{nn} = 1$ %. La figure 2.8 nous montre où

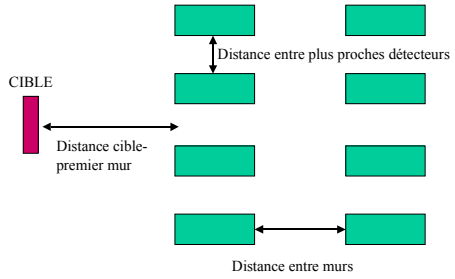

FIG. 2.7 – Schéma indiquant les variables utilisées pour l'optimisation de la configuration géométrique de DEMON.

se place la configuration choisie parmi celles essayées. Ce n'est pas la meilleure de façon absolue, puisqu'elle est au dessus de la ligne reliant approximativement les configurations optimales à efficacité ou diaphonie donnée. Cela tient au fait qu'une autre expérience avait lieu juste après celle sur l'^{6}He, et il n'était pas possible de reconfigurer le multidétecteur entre les deux, hors cette autre expérience nécessitait une bonne résolution angulaire, interdisant ainsi de trop rapprocher le premier mur de la cible. C'est précisément cette variable qui différencie la solution retenue de la meilleure possible : dans les deux cas, la distance entre détecteurs est de 20 cm, et la distance entre murs de 100 cm, en revanche, la distance cible premier mur est de 300 cm pour la meilleure configuration, alors qu'elle est de 350 cm pour la solution adoptée. Les figures 2.9 et 2.10 présentent différentes vues de la configuration expérimentale utilisée.

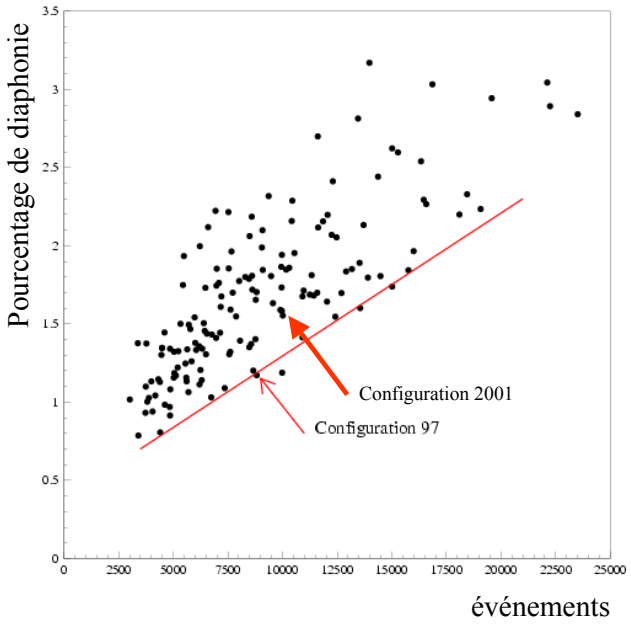

FIG. 2.8 – Répartition des configurations en fonction du pourcentage de diaphonie après filtre et du nombre d'événements retenu après filtre.

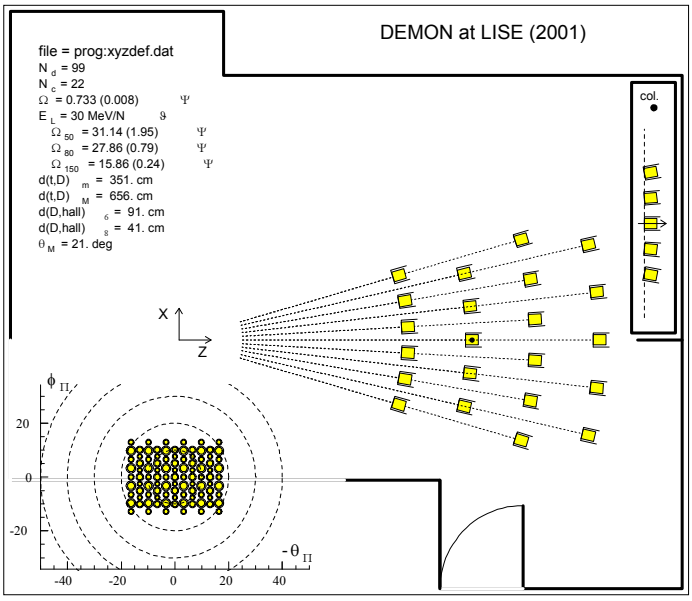

FIG. 2.9 – Configuration retenue pour les expériences. Vue de la cible (en bas à gauche) et vue de dessus des murs de détecteurs.

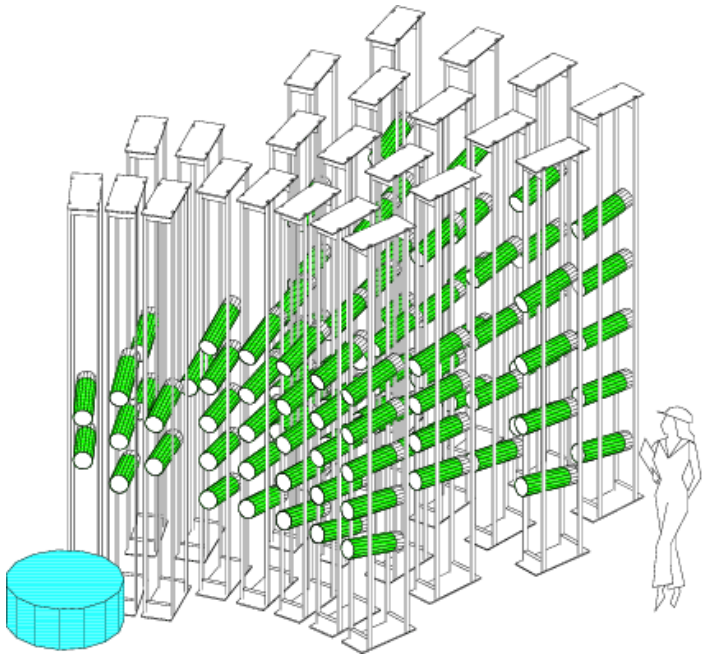

FIG. 2.10 – Configuration du multidétecteur DEMON retenue.

2.7 Le système d'acquisition

L'électronique utilisée est essentiellement la même que pour les expériences décrites dans [Lab99a], et exactement la même que pour l'expérience E378 décrite dans [Lec02]. L'acquisition d'un événement sur bande est déclenchée principalement par la coïncidence entre un signal dans DEMON et un signal dans la PPAC1. Un signal trigger divisé provenant de la PPAC est également enregistré : ce signal, qui n'est déclenché que tous les 100 noyaux incidents, permet de compter le nombre de particules envoyées sur la cible, sans pour autant remplir les bandes d'événements non exploitables, car ne contenant pas de neutron détecté.

Les événements sont stockés sur bande magnétique et sont ensuite mis sous forme de ntuple à l'aide d'un programme fortran. Ce format est alors lisible par PAW, le logiciel développé au CERN ([Bru89] et [Hbo94]).

Chapitre 3

Étalonnage des détecteurs et analyse des données

« *Comment savoir qu'un instrument de mesure est fiable ? La calibration nous informe que le canal lui-même n'est pas en état d'engendrer de l'information nouvelle, il se contente de transmettre l'information. Nous utilisons des valeurs connues d'une grandeur donnée pour obtenir une information sur l'instrument lui-même. Tel canal C est-il suffisamment stable ou invariant pour être authentiquement dépourvu de possibilités rivales et pour mériter vraiment le titre de canal d'information dans un processus de transmission de l'information ? Un instrument de mesure ne peut pas simultanément véhiculer une information fiable sur sa source et véhiculer l'information qu'il est fiable* » P. Jacod in *Pourquoi les choses ont-elles un sens ?*

3.1 Introduction

A lire cette conceptualisation du calibrage, nous pourrions presque nous sentir comme Monsieur Jourdain, qui faisait de la prose sans le savoir. La calibration revêt certes un caractère parfois répétitif, mais s'assurer que nos mesures ne sont pas fantaisistes, et transformer des signaux électriques en grandeurs physiques quantitatives utiles, c'est-à-dire ayant une unité, mais aussi une incertitude, est non seulement incontournable, mais encore intéressant (ce qui n'est pas négligeable), quand il s'agit de découvrir une méthode ou de la créer et de la valider.

Outre les calibrages, ce chapitre expose également l'analyse des données, qui consiste à relier les phénomènes physiques aux signaux préalablement étalonnés et peut se résumer lapidairement par : quels phénomènes créent tel ou tel signal ? Le plus souvent, il s'agit de savoir si c'est bien la particule recherchée qui a créé le signal, et si ce signal correspond à une information physique qui a un sens. Nous verrons dans le chapitre traitant du tétraneutron notamment en quoi cette étape est primordiale.

3.2 Les détecteurs de faisceau

3.2.1 Chambres à dérive

L'étalonnage en position des deux chambres à dérives (CàD) a été réalisée à l'aide d'un masque en aluminium de 5 mm d'épaisseur capable d'arrêter le faisceau, et percé d'ouvertures d'un et deux millimètres disposées à intervalles connus. En plaçant ce masque devant chacune des chambres, on obtient une image des ouvertures comme sur la figure 3.1. En relevant, par un ajustement gaussien, la position de chaque tache, il est possible de calibrer en position la chambre (figure 3.2). La faible ouverture angulaire du faisceau et la faible distance entre le masque et la chambre permettent de négliger l'effet de grandissement.

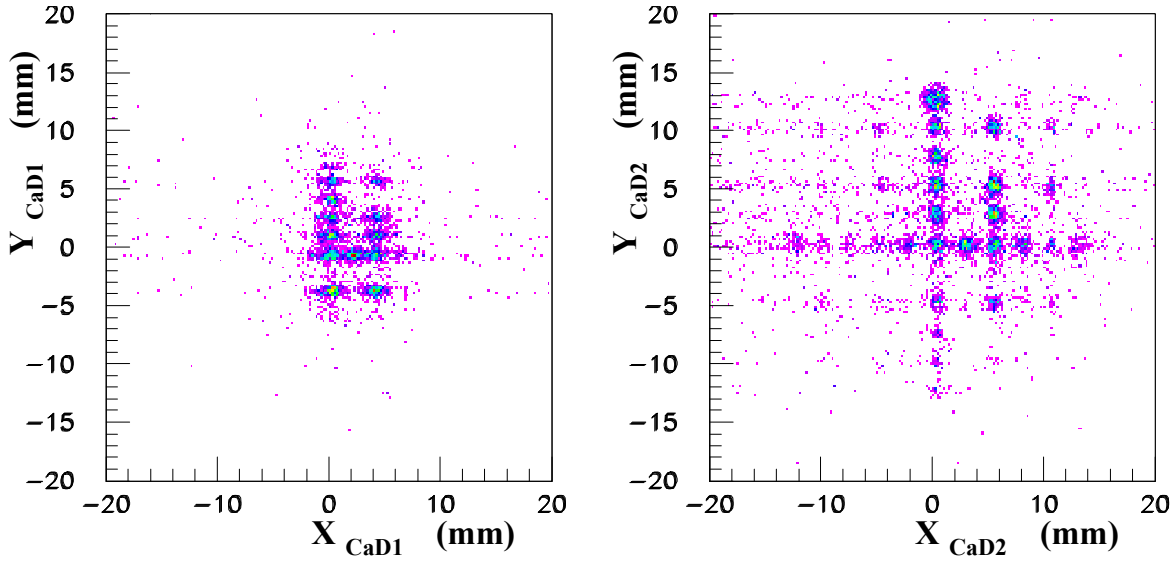

FIG. 3.1 – Image des masques éclairés par le faisceau (non focalisé) sur les chambres à dérive 1 (à gauche) et 2 (droite).

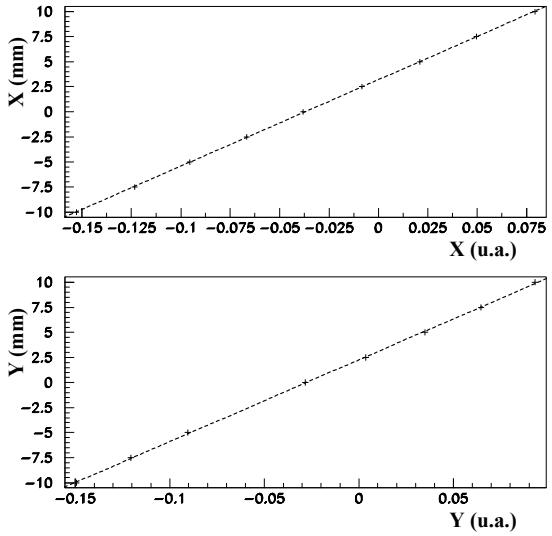

FIG. 3.2 – Étalonnage des positions X et Y de la CàD$_2$.

Les masques ayant été positionnés avec précision, nous avons pris comme axe de référence celui passant par le centre du masque. La figure 3.3 montre le profil du faisceau sur les chambres à dérive.

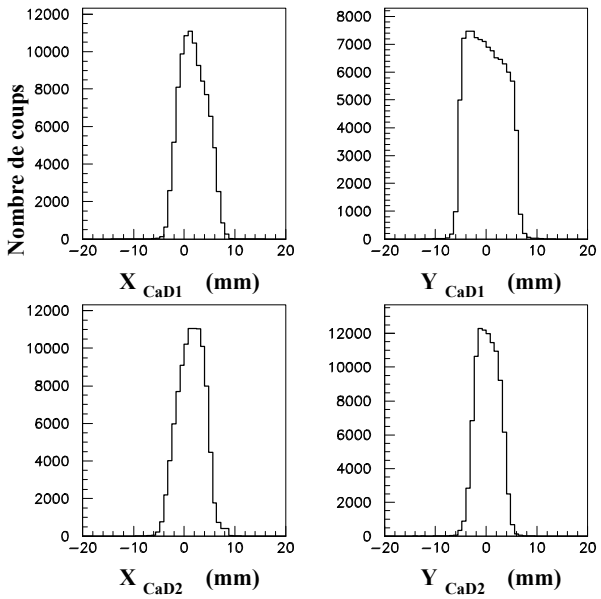

FIG. 3.3 – Profil du faisceau sur les deux CàD.

Les angles polaire θ_{inc} et azimutal ϕ_{inc} peuvent être calculés événement par événement :

$$\theta_{inc} = acos(\frac{d_1}{\sqrt{(X_{CàD2} - X_{CàD1})^2 + (Y_{CàD2} - Y_{CàD1})^2 + d_1^2}}) \tag{3.1}$$

$$\phi_{inc} = \arctan(\frac{Y_{CàD2} - Y_{CàD1}}{X_{CàD2} - X_{CàD1}}) \tag{3.2}$$

où $d_1$est la distance entre les deux chambres. La distribution en ouverture angulaire du faisceau possède une largeur à mi-hauteur de 0,09°. La résolution en angle polaire est d'environ 0,15°.

3.2.2 Plaques parallèles

Les plaques parallèles (PPAC) ont servi d'une part à identifier et compter les ions dans le faisceau, et d'autre part à mesurer leur énergie. Le calibrage de cette mesure a été réalisé en plaçant différents retards, l'ouverture des fentes du spectromètre étant réduite au minimum afin d'obtenir des pics étroits. Nous avons ainsi pu obtenir la pente des convertisseurs temps-amplitude (TAC). Le temps de vol s'exprime alors suivant la formule :

$$t_{vol} = k_{TAC} * C + t_{ref} \tag{3.3}$$

où k_{TAC} est la pente du TAC en ns/canal, C le numéro de canal et t_{ref} un temps de référence déterminé par les conditions de l'expérience. Connaissant d_{01}la distance entre PPAC (24 m) ainsi que l'énergie cinétique moyenne $\langle E_k \rangle$ de l'ion incident, t_{ref} est fixé en combinant à l'équation 3.3 :

$$\frac{d_{01}}{c * \langle t_{vol} \rangle} = \frac{c * \langle p \rangle}{\langle E \rangle} = \frac{\sqrt{\langle E_k \rangle \langle E_k + 2mc^2 \rangle}}{\langle E_k \rangle + mc^2} \tag{3.4}$$

où m est la masse de l'ion constituant le faiceau, $\langle p \rangle$ et $\langle E \rangle$ son impulsion et son énergie totale moyenne, et c la vitesse de la lumière. La faible ouverture des fentes permet une détermination de $\langle E_k \rangle$ plus aisée.

Le spectre en temps de vol calibré entre les deux PPAC (figure 3.4) illustre la pureté des faisceaux (97 % dans le cas de l'^{6}He représenté ici). Une coupure en temps permet d'écarter les impuretés résiduelles. La distribution en énergie cinétique du faisceau d'^{6}He possède une largeur relative de 2,1 % qui est due au réglage du spectromètre LISE.

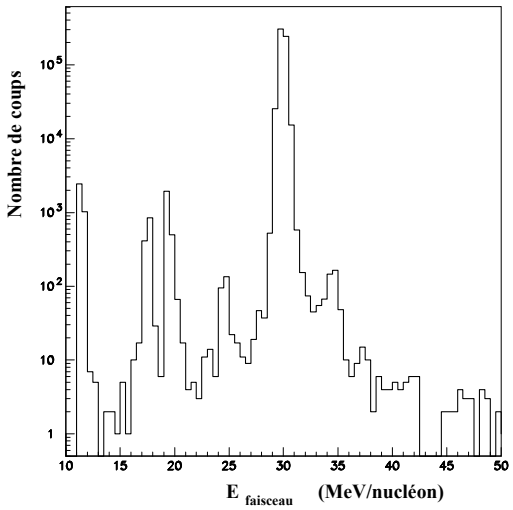

FIG. 3.4 – Spectre en énergie calculé à partir du temps de vol des ions incidents. Le pic principal est l'^{6}He, qui constitue 97% du total.

3.3 Le télescope

Afin de se prémunir face à une non-linéarité des codeurs, nous les avons préalablement étalonnés à l'aide d'un générateur d'impulsion, d'amplitude variable, branché sur les préamplificateurs.

3.3.1 Détecteurs silicium à pistes

L'amplitude des signaux recueillis aux extrémités de la piste touchée dépend de l'énergie déposée, et de la position de ce dépôt le long de la piste. Plus le dépôt est éloigné d'une extrémité, plus le signal arrive affaibli en raison de la résistance, d'où la possibilité d'une localisation spatiale.

Les deux extrémités doivent fournir des réponses similaires à signaux équivalents. Pour effectuer les corrections nécessaires, nous avons irradié la totalité du détecteur avec une source AMR33 composée de 3 radioéléments émettant des particules α à 3 énergies bien déterminées : 5,157 MeV pour le ^{239}Pu, 5,486 pour l'^{241}Am et 5,806 pour le ^{244}Cm. Ces particules sont totalement arrêtées dans le détecteur. La figure 3.5 présente l'énergie déposée dans une extrémité d'une piste en fonction de l'autre. Les trois lignes correspondent aux trois rayonnements α principaux. Quel que soit le lieu où la particule a déposé son énergie, celle-ci est une constante, donc nous devrions avoir trois droites parallèles à la seconde bissectrice. Quand il y a lieu de corriger, il faut ajuster la réponse d'une des extrémités pour obtenir la figure attendue.

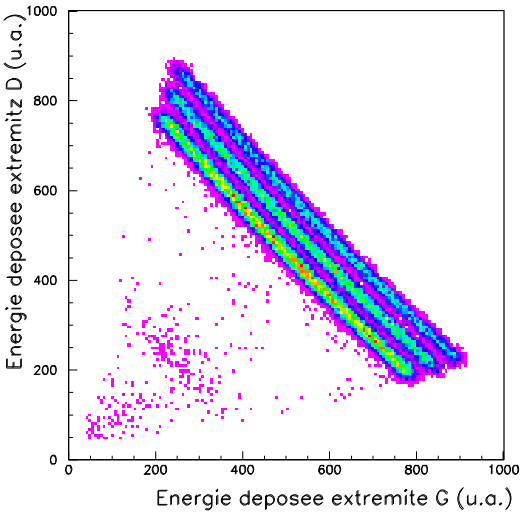

FIG. 3.5 – Exemple de lignes formées par les 3 sources alpha pour une piste.

L'étalonnage en énergie a été réalisé à l'aide des ions présents dans les faisceaux de calibrage. Nous avons utilisé différentes énergies de faisceau afin de multiplier les points de calibrage. Comme le montre la figure 3.6, ces faisceaux sont riches d'une quinzaine d'espèces. Le code Trim [Tri98] nous a fourni les dépôts d'énergie correspondants. La résolution en énergie de chaque silicium était de l'ordre de 4% (FWHM).

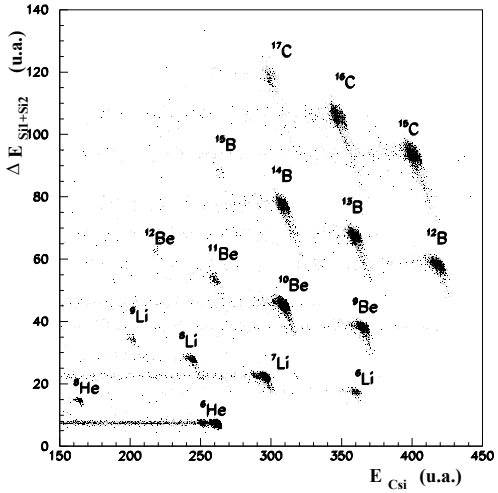

FIG. 3.6 – Noyaux présents dans le faisceau de calibration pour l'expérience sur le ^{11}Be.

La position sur une piste est calculée comme suit :

$$X = \frac{E_G - E_D}{E_G + E_D} k_1 + k_0 \tag{3.5}$$

où E_G et E_D sont les signaux recueillis aux deux extrémités après la correction réalisée avec la source AMR33. La figure 3.7 illustre comment nous avons déterminé les coefficients k_1 et k_0. En construisant un spectre en position préliminaire avec ces coefficients égaux à un, et connaissant la longueur d'une piste (5 cm), il est possible de déterminer k_1 et k_0. La figure 3.8 représente l'image du masque placé devant la CàD2 sur les silicium. Au grandissement près, elle est visiblement fidèle. Cette figure, ainsi qu'une image du faisceau sur les silicium permet d'ajuster plus précisément les k_0 des pistes, afin qu'elles soient parfaitement alignées les unes par rapport aux autres.

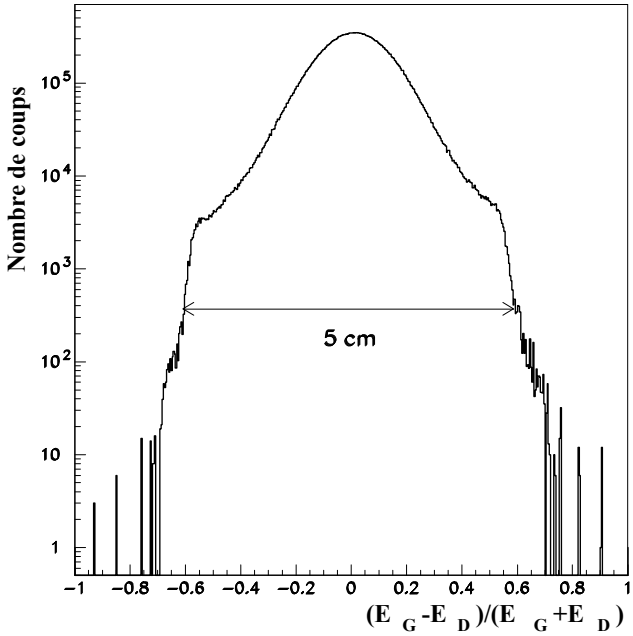

FIG. 3.7 – Spectre en position pour une piste de silicium pour le faisceau d'^{6}He.

Un dernier problème s'oppose à une bonne détection : le nombre de signaux dans les deux silicium est souvent différent de 4, même lorsqu'une seule particule a traversé ces détecteurs. Il est possible de s'affranchir de cette difficulté en attribuant pour chaque extrémité, au vu du signal moyen, un seuil bas et un seuil haut, éliminant ainsi les déclenchements dus au bruit électronique ou à l'influence de pistes voisines (figure 3.9). Un événement est alors considéré comme correctement détecté si pour chacun des deux silicium, seules les deux extémités d'une même piste fournissent un signal satisfaisant aux conditions du seuil. Nous verrons dans le paragraphe 3.3.3.2 le cas de deux particules incidentes.

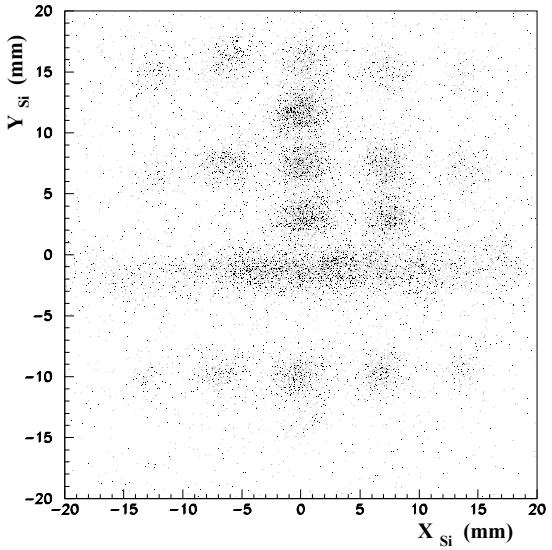

FIG. 3.8 – Image du masque placé devant la $CàD_2$ sur les détecteurs silicium pour le faisceau d'^{6}He.

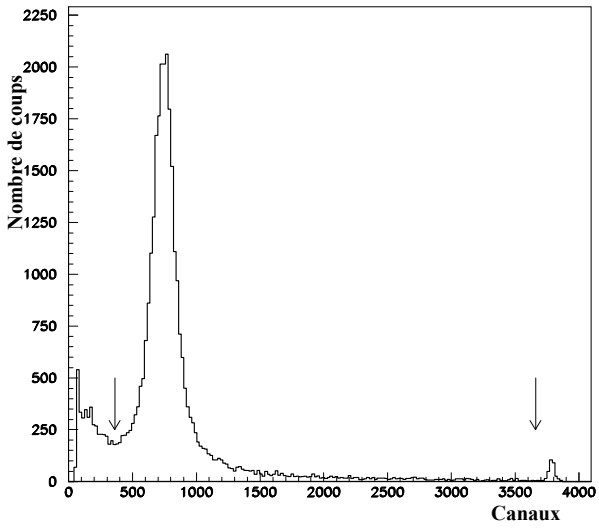

FIG. 3.9 – Signal d'une extrémité de piste pour le faisceau d'^{6}He. Les flèches indiquent les seuils bas et haut.

3.3.2 Détecteurs à iodure de césium

Contrairement au cas des détecteurs silicium, les détecteurs à iodure de césium (CsI) produisent un signal, en l'occurence lumineux, qui dépend non seulement de l'énergie déposée, mais aussi de la masse et de la charge de l'ion incident. Nous avons donc utilisé les différents faisceaux de calibrage possédant des énergies variables pour étalonner spécifiquement les 16 CsI pour chaque nuclide.

Pour les éléments légers auxquels nous nous intéressons, et aux énergies utilisées, la non-linéarité de la réponse des scintillateurs n'as pas nécessité la mise en œuvre de paramétrisations complexes, telles celles de Horn [Hor92] ou Pârlog [Par02], comme l'indique la figure 3.10. Cependant pour les CsI les plus excentrés, la statistique s'est souvent avérée trop faible, c'est pourquoi nous avons utilisé une autre méthode consistant à s'appuyer sur les tables de perte d'énergie. Connaissant l'énergie perdue par un noyau dans les deux silicium, il est possible d'en déduire l'énergie déposée dans le CsI. Pour les détecteurs centraux, les deux méthodes ont fourni des calibrages en très bon accord.

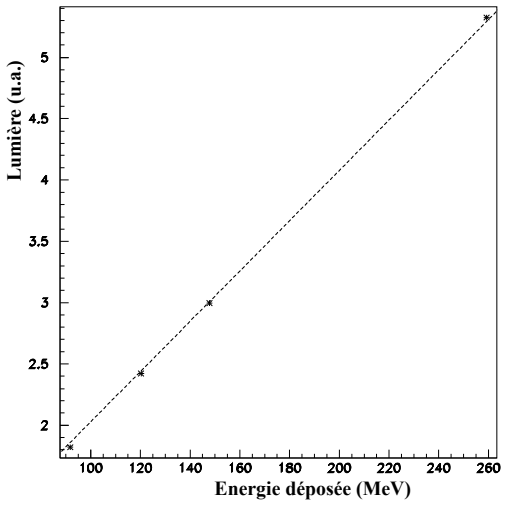

FIG. 3.10 – Relation entre la lumière et l'énergie déposée dans les CsI pour un faisceau d'^{6}He.

La résolution en énergie des CsI est d'environ 0,6 % (FWHM), conduisant à une résolution pour l'ensemble du télescope de 0,7 %.

3.3.3 Identification des particules chargées

3.3.3.1 Cas d'une particule

Pour identifier les particules, différents raffinements sont possibles, mais ils s'appuient tous sur les matrices d'identification à deux dimensions ΔE_{Si} vs E_{CsI}. L'énergie perdue

dans les silicium, notée ΔE_{Si} s'exprime en effet, selon la formule de Bethe-Bloch :

$$\Delta E_{\mathrm{Si}} \propto \frac{AZ^2}{E} \tag{3.6}$$

où E est l'énergie totale déposée dans le télescope. Il est possible de n'utiliser qu'un seul étage du télescope, c'est-à-dire un seul silicium pour ΔE_{Si}, au lieu de sommer l'énergie déposée dans les deux silicium. E_{CsI} est proche de E, et la lumière h émise par le cristal est pour une gamme d'énergie restreinte, au premier ordre, une fonction linéaire de l'énergie déposée, donc comme le montre les figures 3.11 et 3.12, les événements associés à un fragment de masse donné forme une quasi-hyperbole dans le plan $\Delta E_{Si} = f(h_{CsI})$.

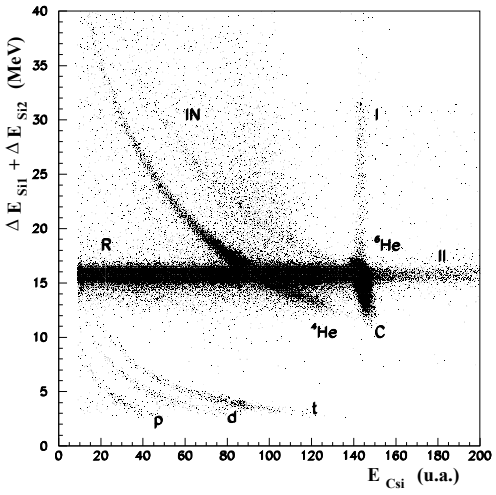

FIG. 3.11 – Énergie déposée dans les 2 silicium en fonction de l'énergie déposée dans le Csi pour le faisceau d'^{6}He sur cible de carbone.

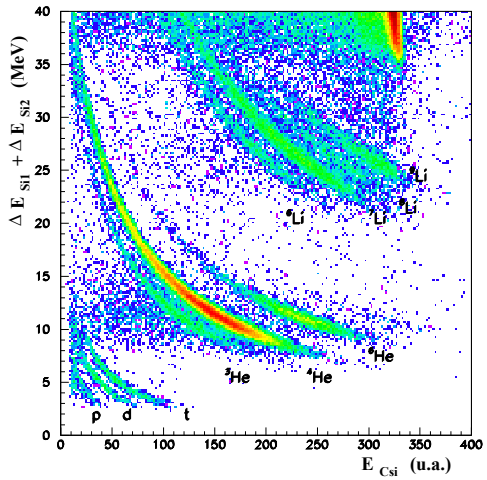

FIG. 3.12 – Énergie déposée dans les deux silicium en fonction de l'énergie déposée dans le CsI pour le faisceau de ^{11}Be sur cible de carbone. Les événements dus aux noyaux provenant directement du faisceau sont situés dans la tache en haut à droite.

Sur la figure 3.11 apparaissent de bas en haut les hyperboles des isotopes d'hydrogène et d'hélium dans le cas d'un faisceau d'^{6}He sur cible de carbone, et sur la figure 3.12, qui est la partie inférieure de la matrice dans le cas d'un faisceau de ^{11}Be sur cible de carbone, apparaissent les isotopes d'hydrogène, d'hélium, de lithuim et de béryllium. Apparaît également sur la figure 3.11 une tache au centre d'une croix. Cette tache est constituée par les noyaux du faisceau qui n'ont pas interagi avec la cible, et constitue de loin le plus grand nombre d'événements avant toute sélection. La bande horizontale (R) de part et d'autre de la tache centrale est constituée, pour sa partie gauche, d'événements n'ayant pas interagi dans la cible, mais dans le CsI, en libérant un ou plusieurs neutrons ayant quitté le cristal sans déposer d'énergie. La partie droite (II) est, quant à elle, constituée par des empilements électroniques, de même que la bande horizontale (I). D'autres taches situées en bordure de figure peuvent également apparaître, et sont également dues à des empilements de même nature, mais elles ne sont pas présentes ici. La bande verticale est constituée d'empilements électroniques dans les siliciums (moins de 1 % des événements). La tache oblique (C) provient d'événements pour lesquels le fragment chargé a traversé le silicium parallèlement aux mailles du réseau cristallin, ce qui entraîne un moindre dépôt d'énergie, c'est le "channeling". L'hyperbole (IN) est due à des diffusions inélastiques d'^{6}He dans la cible. La tache centrale peut également être accompagnée d'autres taches de moindre importance à la fin d'une quasi-hyperbole, il s'agit alors d'impuretés du faisceau qui n'ont pas été écartées par les différentes sélections, mais aucune n'est présente sur cette figure.

La figure 3.13 est identique à la figure 3.11, mais sans cible. Tous les phénomènes précédemment décrits se retrouvent, mais les hyperboles des éléments ayant une masse inférieure au noyau du faisceau sont quasiment inexistantes. L'accumulation apparente

de coups placée juste au dessus de la bande horizontale dans la région correspondant à l'alpha est due à des réactions de cassure sur des éléments de structure, comme les fenêtres d'entrée des PPAC, de l'^{6}He en α+ 2n. L'effet est beaucoup plus faible que ne le laisse penser la représentation utilisée, qui n'a été conservée que pour comparer avec la figure avec cible correspondante. Finalement, il apparaît donc clairement que l'étude des noyaux ayant un Z inférieur à celui du noyau du faisceau sera particulièrement aisée quant à la sélection des fragments chargés.

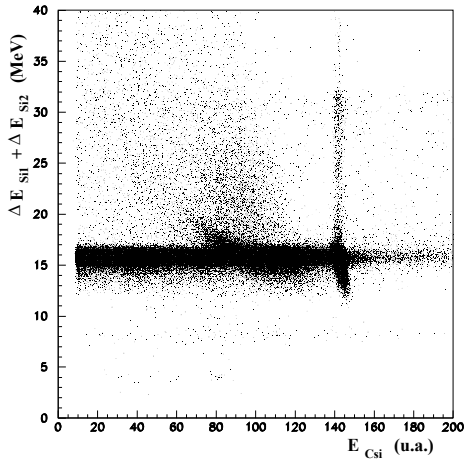

FIG. 3.13 – Énergie déposée dans les deux silicium en fonction de l'énergie déposée dans le CsI pour les événements du faisceau d'^{6}He produits en l'abscence de cible.

Pour séparer les différents isotopes d'un noyau, autrement dit les différentes hyperboles, nous avons calculé les allures théoriques de ces dernières à l'aide de TRIM [Tri98]. Comme le montre la figure 3.14, ce genre de courbe s'ajuste parfaitement aux données, confirmant par là-même notre calibrage en énergie [1]. Cette figure a été réalisée en demandant 2 neutrons en coïncidence, c'est-à-dire pour des événements susceptibles d'être analysés lors de notre étude. Pour définir quelle région contient un isotope particulier, nous calculons la distance de tous les points à la courbe théorique du noyau qui nous intéresse, obtenant alors une allure comme celle de la figure 3.15, où le pic de droite est constitué des noyaux d'^{6}He en coïncidence fortuite avec deux neutrons, et le pic de gauche est constitué des ^{4}He en coïncidence avec deux neutrons. Il suffit alors de fixer une limite inférieure et supérieure à la variable PID ("Particle IDentification") pour délimiter la zone d'intérêt. Dans les cas pathologiques où la méthode du PID s'avère impuissante à séparer les isotopes, il est possible d'utiliser les deux silicium pour construire deux PID à une dimension, et de les regouper en un PID bidimentionnel [Lec02], mais nous n'avons pas eu à utiliser une telle procédure.

[1] Rappelons que les calibrations des silicium et des CsI centraux n'avaient pas fait appel à ce logiciel, sans quoi cette vérification n'aurait eu aucune valeur.

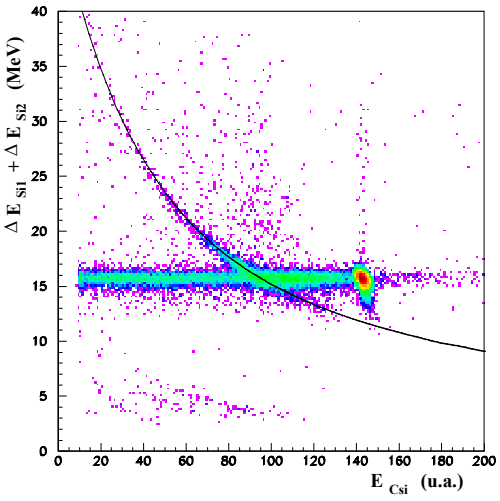

FIG. 3.14 – Énergie déposée dans les deux silicium en fonction de l'énergie déposée dans le CsI pour un faisceau d'^{6}He sur cible de carbone. La ligne représente la courbe théorique pour l'^{4}He.

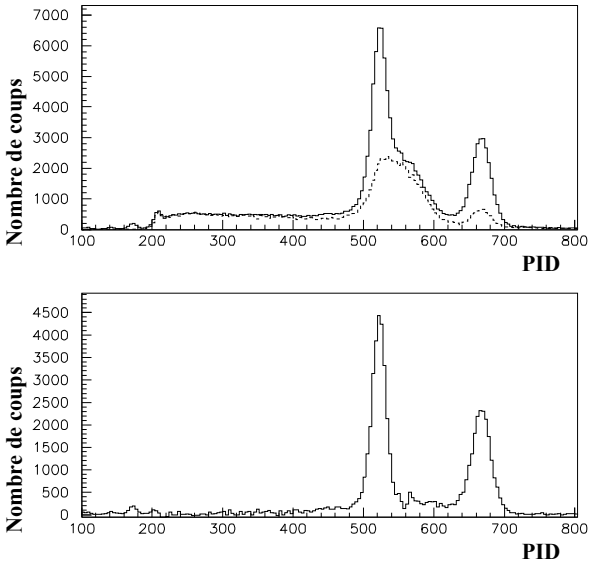

FIG. 3.15 – Spectres PID construits à partir des deux silicium et du CsI pour le faisceau d'^{6}He, avec triple coïncidence $\alpha+n+n$. En haut, trait plein, le PID avec cible de carbone, et en pointillés, sans cible. La figure du bas représente la soustraction des deux courbes précédentes.

3.3.3.2 Cas de deux particules

L'identification de deux particules chargées est plus complexe, car il faut d'abord savoir quels signaux des extrémités des silicium vont ensembles, puis quels signaux des silicium vont avec les deux signaux des CsI. Le cas qui nous intéresse le plus est celui de deux particules alphas, qui va intervenir pour l'étude du ^{4}n à partir du ^{12}Be. Après avoir regroupé deux par deux les huits signaux des deux siliciums pour reformer 4 pistes touchées, 2 par silicium, l'idée consiste à s'appuyer sur la courbe de perte d'énergie des alphas dans la matière. Il suffit d'attribuer à une particule la piste de chaque silicium, parmi les deux touchées, pour laquelle l'énergie recueillie est la plus faible, et le CsI pour lequel l'énergie est la plus grande. Et inversement pour l'autre particule.

Une fois cette attribution réalisée, nous limitons le désaccord entre les positions données par les silicium et les CsI, sachant que si chaque piste des silicium donne la position suivant la direction de l'orientation de celle-ci, la position suivant la direction perpendiculaire est donnée approximativement par le numéro de piste touché. Ainsi chaque silicium fournit un x et un y, permettant de vérifier si la trajectoire est cohérente. Pour les CsI, leurs positions dans le mur de détecteurs donnent également une position suivant les deux directions, ce qui permet à nouveau de vérifier que la trajectoire déterminée avec les silicium est en accord avec la position du CsI touché. Nous avons constasté un très faible rejet suite au test de vraisemblance des positions de notre assignation initiale des signaux par la méthode des énergies. Cette assignation a pu être confirmée par l'obtention des spectres $\alpha\alpha$ qui seront présentés dans le chapitre 8.

Dans le cas où les deux particules sont de natures différentes, la reconstruction est plus difficile. Nous nous sommes intéressés au cas où les fragments étaient l'^{6}He et l'^{4}He, toujours pour la problématique du ^{4}n. La difficulté supplémentaire réside dans le fait que la transformation des signaux des CsI en énergie dépend de la nature de la particule, ainsi que la reconstruction de la perte d'énergie dans la cible du fragment après la désintégration. Une assignation en fonction des pertes d'énergies peut s'avérer fausse puisque les deux particules n'ont pas forcément la même énergie par nucléon. L'idée consiste donc à essayer plusieurs couples de signaux Si et CsI jusqu'à trouver la meilleure combinaison satisfaisant, d'une part, aux critères de position, autrement dit que les trajectoires reconstruites soient compatibles avec des lignes droites et, d'autre part, à la sélection du fragment chargé dans le plan ΔE/E par les PID. Il existe des cas indécidables lorsque les deux trajectoires sont proches l'une de l'autre et que les deux fragments tombent de part et d'autre de la limite entre 2 Csi. Pour éliminer ces événements, il suffit d'imposer une distance relative minimale entre les deux trajectoires. La figure 3.16 nous montre le résultat d'une telle reconstruction dans ce plan dans le cas $^{12}\text{Be} \rightarrow {}^{6}\text{He} + {}^{4}\text{He} + 2\text{n}$, pour deux fragments chargés détectés en coïncidence avec un signal correspondant à au moins un neutron dans DEMON.

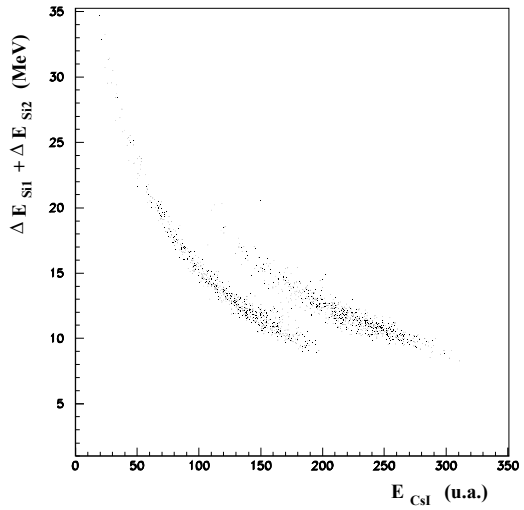

FIG. 3.16 – Énergie déposée dans les deux silicium en fonction de l'énergie déposée dans le CsI pour la réaction ^{12}Be $\rightarrow$ ^{6}He + ^{4}He + 2n. La quasi-hyperbole du haut est l'^{6}He, celle du bas, l'^{4}He.

3.4 DEMON

3.4.1 Le temps de vol

L'énergie des neutrons est calculée à partir de leur temps de vol. Celui-ci est mesuré entre la PPAC placée dans la chambre de réaction et le module DEMON touché. Le" start" est donné par le signal du module, et le "stop" par le signal retardé de la PPAC, afin d'enregistrer des événements avec au moins un neutron (ou γ, comme nous le verrons dans la partie suivante) détecté.

La figure 3.17 présente le spectre en temps de vol brut et le spectre calibré en ns mais temporellement inversé pour la raison évoquée ci-dessus. Le premier pic présent à faible temps de vol est constitué des γ, dits "prompts" ou "de réaction", émis lors d'une réaction dans la cible ou le télescope. Le second pic, plus large, provient des neutrons dont la vitesse est de l'ordre d'un quart de celle de la lumière. Enfin, le fond aléatoire qui couvre l'ensemble du spectre provient de la radioactivité ambiante (photons, muons cosmiques).

Le pic constitué par les γ "prompts" constitue notre référence en temps. Il est en effet possible de calculer le temps de vol t_γ de ces photons, puisque nous connaissons la distance qu'ils ont parcourue entre la chambre de réaction et le module DEMON touché, et évidemment leur vitesse. Le temps de vol d'un neutron s'exprime alors (en ns) :

$$t_{neutron} = k_{TDC}(C_{\gamma 0} - C_{neutron}) + t_\gamma \tag{3.7}$$

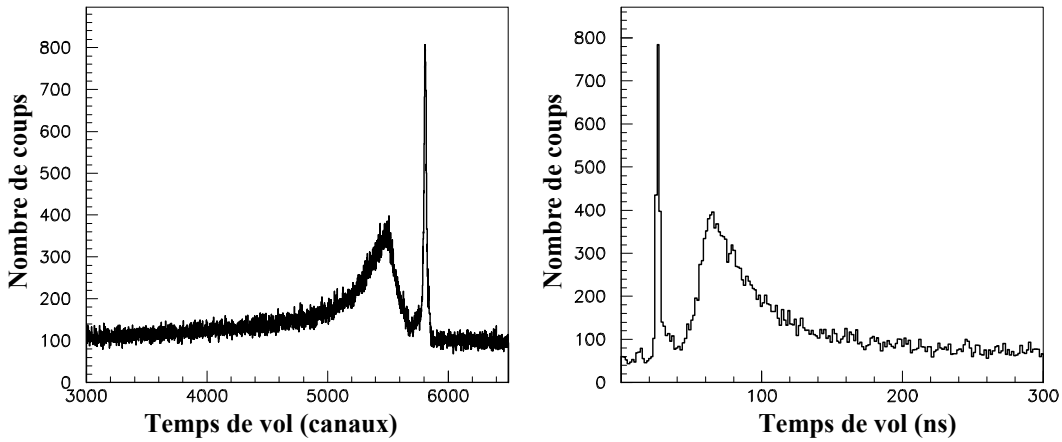

FIG. 3.17 – Temps de vol avant (à gauche) et après (à droite) étalonnage d'un module DEMON.

où $C_{\gamma 0}$ et $C_{neutron}$ sont la position du pic γ et du neutron en canaux dans le spectre en temps de vol non étalonné, et k_{TDC} est la pente du TDC en ns/canal obtenue en envoyant des signaux avec divers intervalles de temps grâce à un générateur d'impulsions. Pour tous les codeurs, cette pente s'est révélée être de l'ordre de 0,11 ns/canal.

Comme l'a montré Jones [Jon00] lors d'une expérience précédente, la plupart des γ prompts proviennent de réactions ayant eu lieu dans le télescope, et non dans la cible qui est beaucoup moins épaisse. Dans notre cas, cela conduit à une sous-estimation du temps de vol de 2,5 ns en moyenne d'après une simulation réalisée par J.L. Lecouey [Lec02] pour une expérience utilisant le même dispositif. Un calcul cinématique réalisé sur un module central et un module excentré par rapport au centre du dispositif confirme que cette valeur moyenne est une correction valable pour l'ensemble des modules, puisque pour ces deux modules situés aux positions extrêmes par rapport à l'effet évoqué, nous trouvons quasiment la même valeur de 3 ns de décalage.

3.4.2 Discrimination neutron/gamma

Comme nous venons de le voir, les modules DEMON détectent les neutrons, mais aussi les photons. Il est donc nécessaire de pouvoir rejeter les événements issus d'une interaction photonique. Un premier critère consiste à ne prendre que les événements dont le temps de vol donne une énergie "neutron" inférieure à 100 MeV. Les γ prompts se trouvent alors écartés.

D'autre part, les photons interagissent par diffusion Compton, mettant en mouvement dans le milieu scintillant un électron, tandis que les neutrons interagissent essentiellement par diffusion sur un proton, et de toute façon sur une particule plus lourde qu'un électron comme le montre le tableau 2.5. Or, non seulement l'énergie déposée dépend de la nature de la particule mise en mouvement comme nous l'avions vu avec la formule 2.6, mais le signal produit dépend également de cette nature, comme le montre la figure 3.18. D'où la

possibilité d'effectuer une sélection suivant la forme du signal.

Pour cela, nous définissons deux portes temporelles, l'une permettant de recueillir toute la charge, et l'autre seulement la composante lente [Mos94] (figure 3.18). La figure 3.19 représente le spectre d'un module dans le plan constitué par ces deux variables. Si nous suivons les indications de la figure 3.18, la branche inférieure provient d'un signal créé par des électrons, c'est donc la branche gamma. La branche centrale, la plus intense, provient des protons de recul, et donc des neutrons. Enfin, la branche supérieure provient de signaux dus au carbone, et donc correspond encore à des neutrons. La sélection des neutrons se résume alors à conserver les événements satisfaisant à :

$$Q_{lente} > a_0 + a_1 Q_{totale} + a_2 Q_{totale}^2 + a_3 Q_{totale}^3 \tag{3.8}$$

où a_0, a_1, a_2 et a_3 sont les coefficients du polynôme qui séparent les branches neutrons de la branche gamma (voir l'exemple représenté sur la figure 3.19). Ces coefficients sont propres à chaque module.

Enfin, le dernier critère de sélection intervient au niveau des faibles charges : il n'est pas possible dans cette région de séparer les branches. Il faut donc définir un seuil, qui peut être propre à chaque module, sous réserve d'en tenir compte pour l'efficacité ε_n pour chaque module. Nous avons choisi d'utiliser un seuil commun à tous les modules, de 500 keVee, qui s'aligne sur les plus mauvais modules en matière de séparation des différentes branches. L'écart de qualité entre les modules est relativement minime, notre choix n'entraîne donc pas une perte significative de statistique, tout en simplifiant l'analyse, puisqu'il n'y a pas à corriger le nombre de coups de chaque module. L'efficacité ε_n correspondante est représentée sur la figure 2.6 du chapitre prédécent. Le seuil doit être exprimé en MeVee, et non en canaux, puisque l'efficacité a été calculée pour un seuil en énergie. Il faut donc réaliser un calibrage en énergie déposée. Celle-ci constitue le propos de la prochaine partie.

La figure 3.20 représente le spectre en temps de vol sans discrimination, puis pour les branches neutrons seules, et pour la branche gamma seule. Il apparaît que la sélection ne conserve bien que des neutrons, en revanche, la branche gamma recèle des neutrons, à hauteur de 80 %. Les simulations de Labiche [Lab99a] montrent qu'une majorité de ces neutrons ont interagi avec la structure entourant le milieu scintillant, et que le reste provient de la réaction ^{12}C(n,n'γ)^{12}C, qui donne un temps de vol neutron, mais un dépôt de lumière imputable à un gamma. Dans les deux cas, l'élimination de ces neutrons n'est donc pas un problème pour nous.

3.4.3 Calibrage en énergie

Le calibrage en énergie déposée a pour but de pouvoir définir un seuil de détection mais, dans notre étude, ce calibrage est rendu necessaire pour deux autres raisons. Primo, nous avons besoin de connaître l'énergie perdue par les neutrons dans les modules pour les besoins du filtre cinématique anti-diaphonie indispensable dès que nous étudions des systèmes à deux neutrons. Secundo, nous verrons au chapitre 8 portant sur le tétraneutron que nous avons besoin de connaître également l'énergie déposée. Dans un premier temps, nous exposerons la méthode habituellement utilisée, car elle permettra une validation de la nouvelle méthode qui sera présentée ensuite.

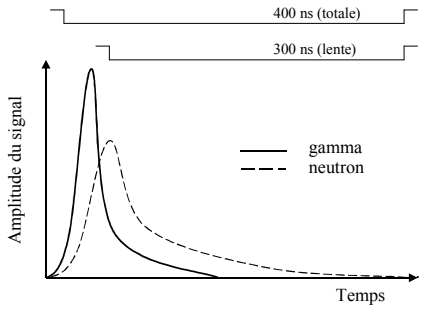

FIG. 3.18 – Forme schématique du signal correspondant à la lumière émise par un module DEMON en fonction de la nature de la particule. Les temps différents d'intégration sont représentés au dessus des spectres.

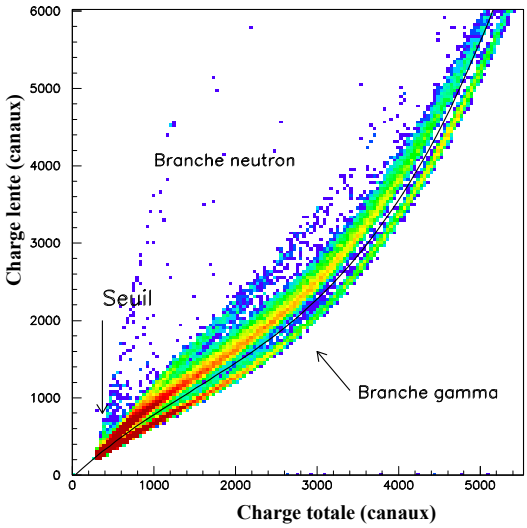

FIG. 3.19 – Charge lente en fonction de la charge totale collectée.

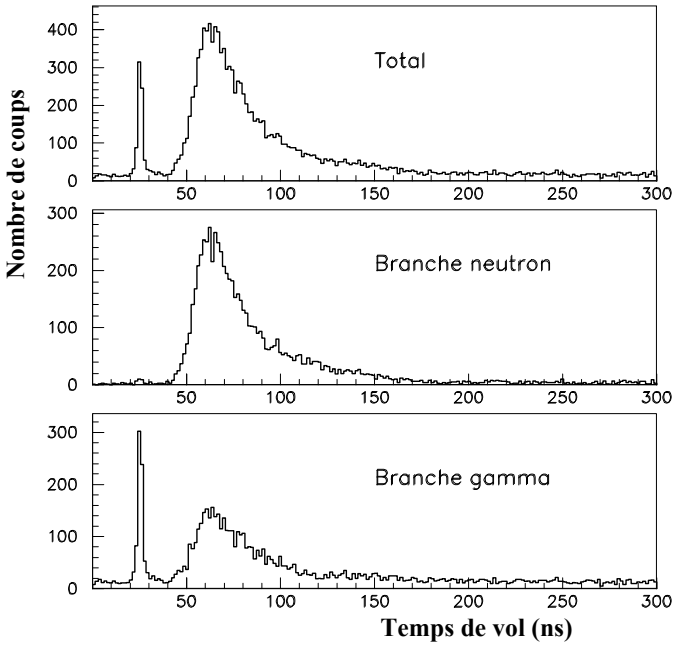

FIG. 3.20 – Effets de la discrimination n/γ sur le spectre en temps de vol.

3.4.3.1 Méthode traditionnelle

Il est possible de relier la charge déposée dans un module à la lumière émise en utilisant des sources radioactives émettrices γ [Til95]. Celles que nous avons utilisées sont regroupées dans le tableau 3.1, avec l'énergie des rayonnements. Les photons vont interagir avec les électrons essentiellement par effet Compton aux énergies considérées. Sur la figure 3.21 présentant le spectre en charge obtenu avec la source de ^{22}Na apparaissent les deux plateaux Compton associés aux deux énergies γ. L'énergie maximale $E_e^{\max}$que peut recevoir l'électron, c'est-à-dire quand le gamma est rétrodiffusé, satisfait à la relation :

$$E_e^{\max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} \tag{3.9}$$

avec $m_e c^2 = 0{,}511$ MeV.

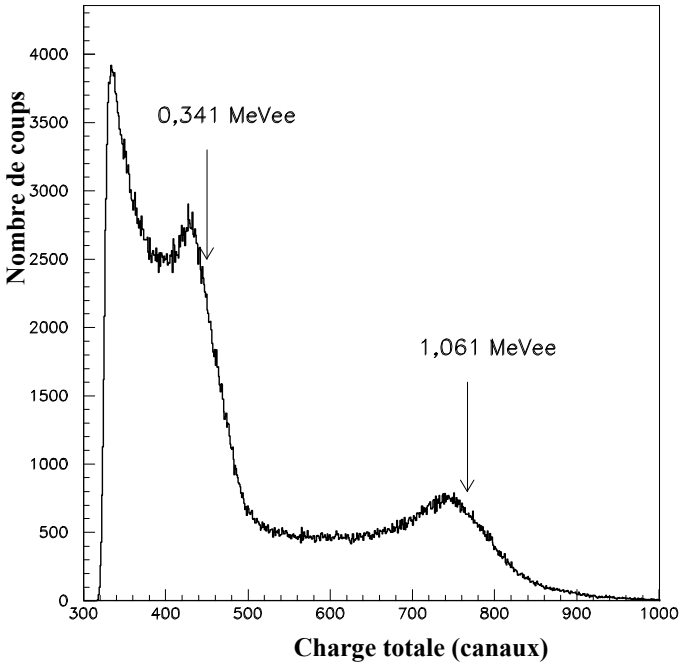

FIG. 3.21 – Spectre en charge obtenu avec une source de ^{22}Na.

Sources	Nature de la désintégration	E_γ(MeV)	E_e^{max} (MeV)	E_e^{max} (MeVep)
^{22}Na	$Na^* \rightarrow Ne^* + \beta^+$ $\beta^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$	0,511	0,341	1,294
^{137}Cs	$Cs^* \rightarrow Ba^* + \beta^-$ $Ba^* \rightarrow Ba + \gamma$	0,662	0,478	1,669
^{22}Na	$Na^* \rightarrow Ne^* + \beta^+$ $Ne^* \rightarrow Ne + \gamma$	1,275	1,061	2,975
^{241}Am^{9}Be	α+Be$\rightarrow$ $^{12}C^*$+ n $^{12}C^* \rightarrow {}^{12}C + \gamma$	4,440	4,198	7,917
Cosmiques	-	-	∼27,0	35,927

TAB. 3.1 – Energies des photons émis par les sources d'étalonnage.

Comme les particules chargées créant le signal sont des électrons, la figure 2.5 nous indique que la quantité de lumière produite et exprimée en MeV équivalent électron, unité définie au paragraphe 2.6.1, est égale à l'énergie déposée en MeV. Labiche [Lab99a] a montré par des simulations qu'en raison de la résolution des détecteurs notamment, il fallait considérer le canal correspondant aux quatre cinquièmes de la montée du plateau Compton comme marquant l'énergie maximale de l'électron.

Tous les points de calibrage obtenus avec les sources radioactives se situent à basse énergie. Pour les besoins du filtre et de l'analyse concernant le tétraneutron, nous avions besoin d'un rayonnement connu à plus haute énergie. Nous avons utilisé les rayonnements cosmiques qui laissent, d'après les simulations [Til95], une énergie moyenne de 27 MeV.

Finalement, nous pouvons construire une figure représentant la charge déposée en canaux en fonction de la lumière émise en MeVee comme la figure 3.22, et obtenir ainsi une relation entre charge déposée et énergie déposée. La fonction utilisée est un polynôme du second degré, en accord avec de précédentes études [Til95], qui disposaient de plusieurs points de calibrage intermédiaires entre les sources et les cosmiques, grâce à un second point obtenu à partir des cosmiques en plaçant les détecteurs verticalement, et en utilisant un faisceau de neutrons monoénergétiques de quelques MeV.

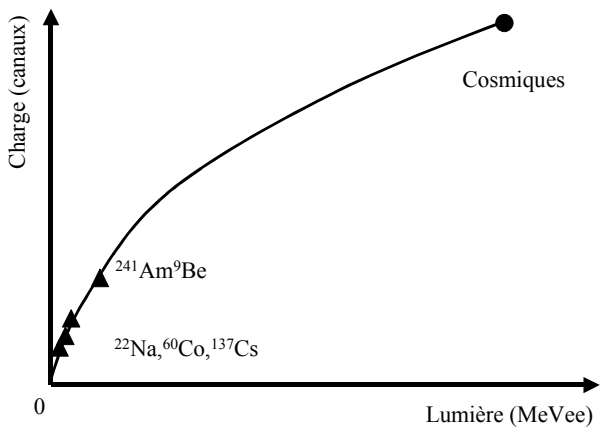

FIG. 3.22 – Courbe de calibration en énergie à partir de la méthode traditionnelle utilisant les sources et les cosmiques.

Cependant, comme le montre la figure 3.23 représentant la charge totale en canaux en fonction de l'énergie cinétique des neutrons, la fonction parabolique utilisée est incapable de reproduire correctement les données pour de nombreux modules, créant un maximum artificiel avant le point obtenu à l'aide des cosmiques. Les points obtenus par les sources permettent néanmoins de définir le seuil en énergie que nous cherchions pour la discrimination neutron/gamma, à savoir 500 keV.

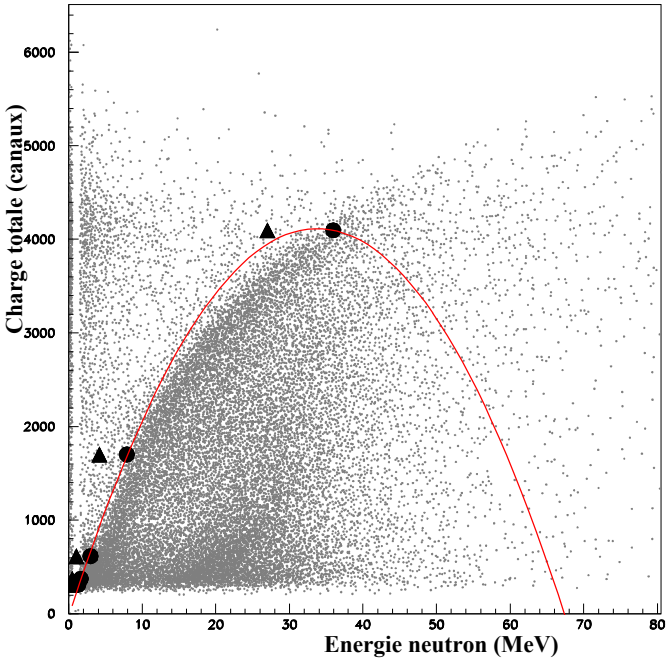

FIG. 3.23 – Comparaison de la méthode traditionnelle de la calibration en charge avec les données dans le plan charge totale vs énergie neutron. Les triangles représentent les points obtenus par les sources et les cosmiques pour des énergies neutrons exprimées en MeVee, et les cercles en MeV. La parabole est un ajustement réalisé avec ces dernières.

Nous voyons donc que cette méthode répond parfaitement au problème qu'elle devait résoudre initialement, concernant la détermination d'un seuil, puisque celui-ci se situe dans la région des basses énergies, et donc dans la région couverte par les sources de calibrage. Elle est déjà moins adaptée aux besoins du filtre cinématique, puisque celui-ci s'étend sur tout le spectre, mais les résultats ne s'en trouvent pas pour autant significativement modifiés. En revanche, l'étude du tétraneutron nécessite clairement une autre méthode, puisque non seulement la zone d'intérêt du spectre se trouve être du côté des grandes énergies déposées, là où seul un point contraint la méthode traditionnelle, mais encore, au vu du faible nombre d'événements, il est impératif de regrouper les résultats de tous les modules sur un spectre et de définir un critère unique de sélection pour tous les modules des événements assimilables à des tétraneutrons : le flou dans la détermination de la fonction $\mathrm{E}_n = f(Q_{tot})$ de la présente méthode est alors trop important, puisque l'erreur peut atteindre plus de 20 % dans la zone d'intérêt.

3.4.3.2 Nouvelle méthode

3.4.3.2.1 Principe La méthode mise au point pour s'affranchir des problèmes précédents s'appuie sur un spectre bidimentionnel, comme celui de la figure 3.23, dans un plan formé par la charge totale déposée par le neutron $\mathrm{E}_n(Q_{tot})$ et l'énergie en MeV des neutrons calculée par temps de vol $\mathrm{E}_n(TOF)$. Il s'agit de relier $\mathrm{E}_n(Q_{tot})$ à $\mathrm{E}_n(TOF)$ en

utilisant le fait que l'énergie maximale des protons de recul devrait être égale à l'énergie de ces neutrons obtenue par temps de vol $E_n(TOF)$.L'idée est donc de créer artificiellement, à partir de notre distribution expérimentale en énergie des neutrons, un grand nombre de faisceaux de neutrons monoénergétiques, et sur toute la gamme en énergie, en réalisant des tranches en $E_n(TOF)$.

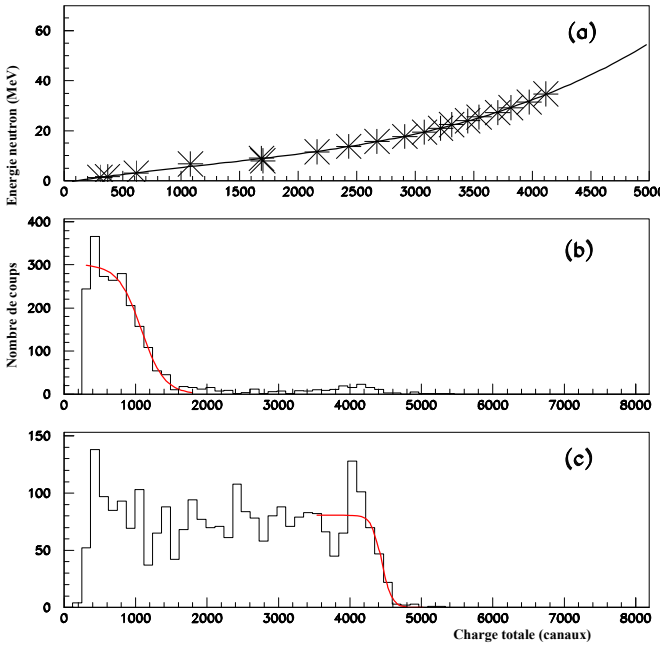

FIG. 3.24 – Résultats de la nouvelle méthode de calibration en charge. (a) Calibration en énergie en fonction de la charge totale. (b) Projection suivant l'axe charge totale d'une bande en énergie neutron (basse énergie) et ajustement avec une fonction de type Wood-Saxon. (c) Idem, pour une énergie neutron plus élevée.

Pour des neutrons incidents d'une énergie donnée, l'énergie du proton de recul présente un plateau jusqu'à l'énergie maximale que peut lui transférer le neutron, à savoir toute son énergie (voir l'équation 2.5), puis tombe rapidement à zéro. Si nous pouvons repérer cette descente théoriquement brutale tout le long du spectre bidimentionnel, nous obtenons la fonction recherchée, reliant la charge totale recueillie en canaux $E_n(Q_{tot})$ à l'énergie déposée en MeV E_n. Le problème est de définir un critère quantitatif fixant la fin du plateau. Pour cela, nous avons utilisé une forme de Wood-Saxon. En réalisant un ajustement de cette fonction sur un domaine suffisamment fin en énergie des neutrons incidents, nous obtenons les figures 3.24 (b) et (c) qui représentent respectivement des tranches à basse et haute énergie neutron. La largeur R de la fonction de type Wood-Saxon de la formule 3.10 détermine le centre de la descente :

$$V_{(r)} = \frac{V_0}{1 + \exp(\frac{r-R}{a})} \tag{3.10}$$

où V_0 détermine la hauteur du plateau et "a" représente l'inverse de la pente.

Étant donné que les neutrons interagissent avec les protons du scintillateur, nous devons utiliser des MeV équivalents proton ou MeVep. Les points de comparaison fournis par les sources doivent être modifiés en conséquence (dernière colonne du tableau 3.1) Le filtre cinématique quant à lui utilise des MeVee. La transistion dans le sens MeVee vers MeVep s'effectue par itération, la transition inverse étant réalisée à l'aide de la formule 2.6.

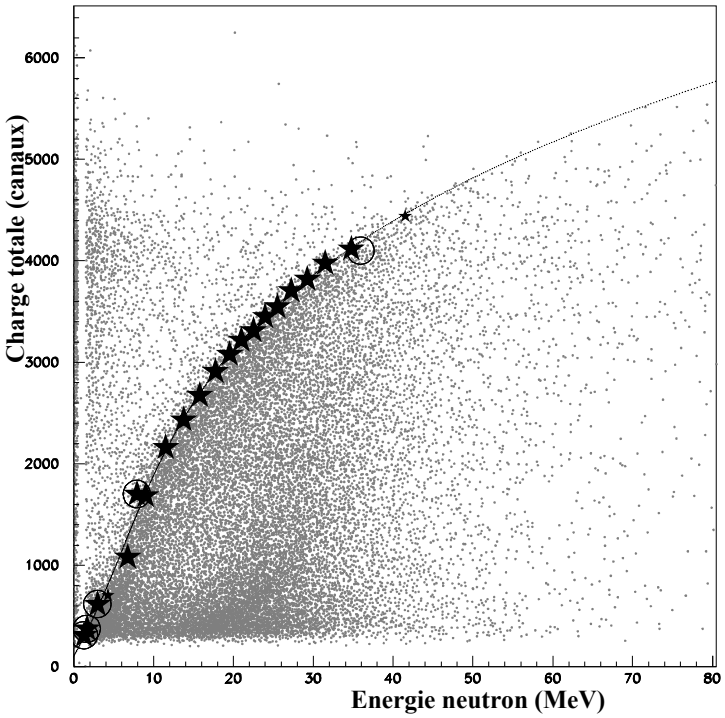

FIG. 3.25 – Résultats de la nouvelle méthode de calibration en charge : représentatrion dans le plan E_n(TOF) vs Q_{totale}. Les cercles représentent les points obtenus par les sources et les cosmiques avec des énergies neutrons exprimées en MeV. Les étoiles représentent les points de calibrations obtenus par la nouvelle procédure. Les petites étoiles sont les points qui n'ont pas été pris en compte dans l'ajustement. La courbe est un ajustement qui s'appuie sur les points obtenus par la nouvelle méthode.

3.4.3.2.2 Simulations Même si, comme nous l'avons vu sur la figure 2.5, les réactions np sont celles susceptibles de produire le plus d'énergie, il est intéressant de comprendre la nature des réactions qui créent le signal dans la région où le plateau s'arrête. Il faut en effet que les neutrons ayant interagi avec les protons du milieu scintillant produisent ce signal, sinon notre raisonnement n'est plus valable.

Pour ce faire, nous avons utilisé le code MENATE réalisé par Desesquelle. Ce code permet de simuler les interactions de neutrons ayant une énergie cinétique inférieure à 50 MeV avec des scintillateurs liquides constitués de NE213. Il suit chaque neutron dans le

système de détecteurs jusqu'à ce qu'il sorte ou qu'il soit arrêté. Il permet de connaître la charge déposée et la nature de chaque interaction, ainsi que le temps de vol. Il ne tient pas compte de tout ce qui n'est pas le milieu scintillant.

La figure 3.26 représente l'énergie déposée en MeVep en fonction de l'énergie des neutrons pour différents types d'interactions. Cela signifie que quel que soit la nature de l'interaction, nous avons considéré qu'elle avait eu lieu sur des protons. La distribution initiale en énergie des neutrons est plate. Différentes zones apparaissent sur la figure (a), en partie superposées. Elles sont dues aux différentes interactions : celles mettant en jeu n + ^{12}C ou n + α ont un seuil en énergie neutron. Quand nous exprimons l'énergie déposée en tenant compte cette fois de la nature de l'interaction, autrement dit en considérant l'énergie lumineuse, seules les réactions sur proton et sur α apportent une contribution comme le montre les figures (e) et (f). A énergie neutron donnée, les dépôts d'énergie maximum sont dus à la réaction élastique n + p, c'est-à-dire celles qui nous intéressent. Dans une proportion non négligable, le dépôt d'énergie dans cette région est réalisé par plusieurs interactions consécutives dans le même module, par le même neutron, comme le montre la figure 3.27.

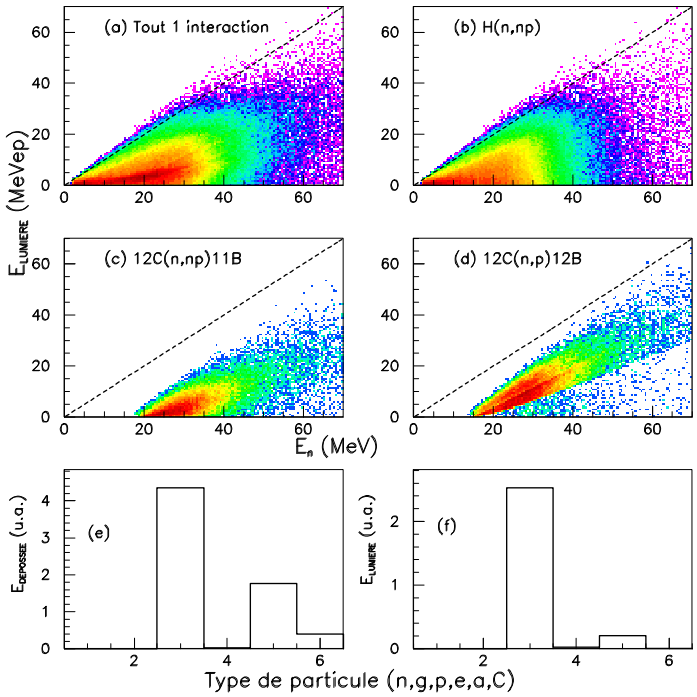

FIG. 3.26 – Énergie déposée en MeVep en fonction de l'énergie cinétique des neutrons pour différents types de réaction dans le scintillateur. Les diagonales constituent un guide indiquant que le neutron a transféré toute son énergie au proton.

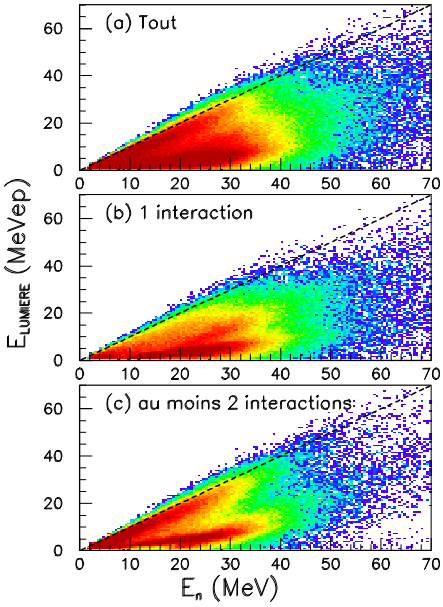

FIG. 3.27 – Énergie déposée en MeVep en fonction de l'énergie des neutrons pour différents nombres d'interactions dans le module.

A présent, il faut vérifier que la fin du plateau simulé, non seulement ressemble à celui obtenu dans nos données, mais aussi que cette fin de plateau est un bon repère marquant l'énergie maximale que peut déposer un neutron d'une énergie donnée. Pour cela, il faut comparer données et simulations. Sur la figure 3.28 (a), les données ont été obtenues en appliquant la formule $E_{déposée}$= f(n° de canal) obtenue pour le module choisi, remontant ainsi à l'énergie déposée. Ce passage présente un biais, car le passage énergie déposée → lumière, et donc charge recueillie, dépend du type d'interaction (figure 2.5), or nous n'avons accès qu'à la charge totale recueillie, donc les événements pour lesquels l'énergie déposée l'a été majoritairement par des réactions sur des carbones ou des α sont sous-représentées.

Pour la simulation, il faudrait passer par la charge, puis appliquer la formule $E_{déposée}$= f(n° de canal), mais pour cela il faudrait connaître l'effet exact du passage lumière → codage en canal qui nous est inconnu. Nous avons pris la distribution des neutrons obtenue pour le détecteur ayant fourni les paramètres de la formule précédente et, une fois la lumière créée calculée par le programme, nous sommes remontés à l'énergie déposée en considérant, comme pour les données, que toutes les réactions avaient eu lieu sur des protons. La figure 3.28 (b) obtenue par simulation a donc été obtenue de façon identique aux données de la figure (a). Les figures (b), (c), (d) et (e) représentent les projections sur l'axe des énergies déposées de différentes tranches en énergie neutron. Les données (trait continu) et la simulation (pointillés) sont en bon accord, et le milieu de la descente du plateau marque bien l'énergie centrale de la tranche considérée.

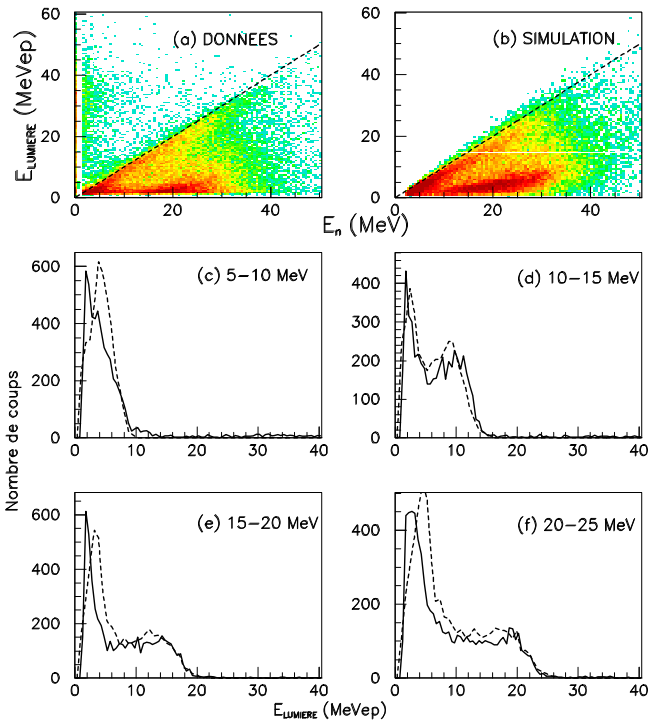

FIG. 3.28 – (a) Énergie déposée en MeVep en fonction de l'énergie neutron en MeV pour les données.(b) Idem pour la simulation. (c) (d) (e) et (f) Projection sur l'axe signal lumineux de tranches en énergie neutron pour les données (trait continu) et la simulation (pointillés).

3.4.3.2.3 Étalonnage automatique Nous avions dans les expériences 91 modules DEMON à calibrer, et cela à deux reprises, étant donné qu'entre les deux expériences s'étaient écoulées plusieurs semaines. Pour chaque module, il était nécessaire de réaliser une quinzaine de tranches en énergie neutron, pour pouvoir contraindre correctement la fonction. Le nombre d'opérations nécessaires, en supposant que nous ayons pris tous les bons critères au premier essai (hypothèse évidemment hautement fantaisiste), nous a conduits à envisager de mettre au point un programme réalisant toutes ces opérations de façon automatique, d'autant que d'autres expériences étaient susceptibles de l'utiliser par la suite (ce qui s'est confirmé depuis).

Le programme possède 7 paramètres ajustables afin de pouvoir s'adapter aux diverses formes des données suivant l'énergie des neutrons, les bruits pouvant intervenir, les gains des détecteurs et plus généralement toute la chaîne d'acquisition employée. Ces paramètres sont la largeur maximale en énergie pour une projection, l'énergie neutron à laquelle doivent commencer les projections, le nombre de projections maximal, le nombre de canaux regroupés dans les projections, le choix du seuil de détection de la fin du plateau par rapport au pic maximal de la projection, le minimum et le maximum admissibles pour la position de la fin du plateau et, enfin, la plage en charge totale déposée sur laquelle

doit s'effectuer l'ajustement avec la Wood-Saxon. Il faut noter que pour nos données, un seul jeu de paramètres a permis de calibrer 89 des 91 détecteurs, et le changement d'un seul paramètre a permis le calibrage des deux autres. Une autre expérience utilisant un faisceau d'^{8}He à 15 MeV/nucléons et des gains pour les pré-amplificateurs des modules différents des nôtres a obtenu des spectres bidimentionnels notablement différents, mais l'ajustement des paramètres libres de notre code a permis de la même façon un calibrage automatique.

Le programme donne l'ajustement parabolique en MeVee et en MeVep, ainsi que l'ajustement suivant la fonction 3.11 :

$$E_k = a_1 + a_2 x + a_3 x^2 + a_4 x^3 + a_5 e^{a_6 + a_7 x} \tag{3.11}$$

où E_k est l'énergie en MeVep et x est le numéro de canal codant la charge totale déposée (figure 3.25 (b) par exemple). La figure 3.25 (e) montre l'exemple d'un calibrage pour un détecteur. L'intérêt de la fonction 3.11 est qu'elle ne présente pas de retombée : elle permet donc de calibrer dans une gamme plus étendue dans la région des forts dépôts d'énergie qui nous intéresse particulièrement pour l'étude du tétraneutron. Les points issus des sources d'étalonnage et des cosmiques sont en parfait accord avec les points obtenus par notre méthode. Pour certains noyaux, il y a des événements au-dessus de la fin du plateau, qui sont dus essentiellement à des empilements. Pour certains détecteurs, cela entraîne une mauvaise reconnaissance de la fin du plateau. Afin de ne pas prendre en compte les points qui auraient été mal déterminés, le programme ne conserve que ceux dont le plus proche voisin à gauche (énergie neutron inférieure) est situé plus bas en charge déposée, et le plus proche voisin à droite (énergie neutron supérieure) est situé plus haut en charge déposée que lui. En effet, plus l'énergie neutron est grande, plus l'énergie déposée peut être élevée. Cette sélection peut supprimer un ou deux points corrects également, mais il reste toujours suffisamment de points pour effectuer un ajustement fiable.

Finalement, nous avons vu que cette méthode donnait de meilleurs résultats que la précédente, permettant d'obtenir un calibrage $E_n = f(Q_{tot})$ continu, tout en permettant un gain de temps appréciable pendant l'expérience, puisqu'il n'est plus nécessaire de laisser tourner l'acquisition hors faisceau une journée et de réaliser des simulations pour obtenir la position du pic des cosmiques.

3.4.4 Énergie des neutrons

Après avoir étalonné en temps de vol les neutrons, et discriminé entre les neutrons et les γ, il reste à calculer l'énergie cinétique des neutrons. La formule utilisée est :

$$E_n = \frac{m_n c^2}{\sqrt{1 - (\frac{d + d_{int}}{c t_n})^2}} - m_n c^2 \tag{3.12}$$

où d est la distance parcourue par le neutron entre la réaction et la détection, m_n sa masse, t_n son temps de vol déterminé par l'équation 3.3 et d_{int} est la distance moyenne parcourue par un neutron avant d'interagir dans le module. Cette distance est de 8,5 cm

selon [Lab99a] et [Nor01] pour des neutrons ayant une énergie autour de 30 MeV. La résolution sur le temps de vol, de l'ordre de 1,5 ns, conduit à une résolution en énergie de l'ordre de 5 %.

La figure 3.29 représente le spectre en énergie des neutrons pour un faisceau d'^{6}He à 30 MeV/nucléon sur cible de carbone, avec les critères de sélection évoqués, et sans correction en efficacité neutron présentée au chapitre précédent sur la figure 2.6. Sur la figure du haut, deux contributions apparaissent. Le pic large centré autour de l'énergie faisceau à mi-cible contient les neutrons provenant du projectile. En revanche, la bosse située à basse énergie provient de l'évaporation de neutrons par les noyaux excités de la cible de carbone, il s'agit donc d'un bruit pour notre étude. Pour la cible de plomb, ce bruit est encore plus important. Dans le cas d'un seul neutron en coïncidence avec un alpha, ce bruit nécessite une coupure à 15 MeV. Pour les réactions avec les faisceaux de ^{11}Be et de ^{12}Be à 41 MeV/nucléon à partir desquels nous regardons également des systèmes fragment chargé-neutron, le spectre neutron est décalé de 11 MeV par rapport au spectre précédent en raison de l'énergie des faisceaux, et la coupure a par conséquent était fixée à 25 MeV.

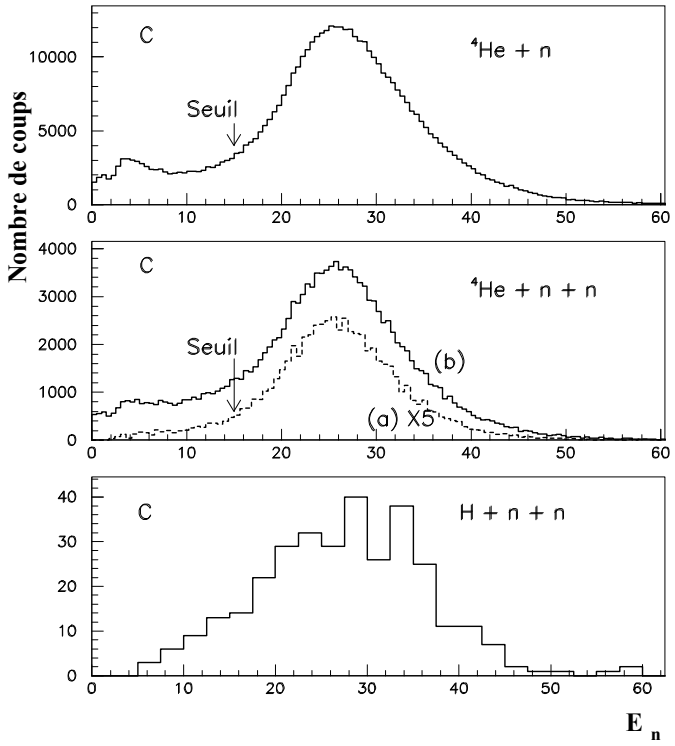

FIG. 3.29 – Spectres en énergie cinétique des neutrons. Neutrons en coïncidence avec un α pour un faisceau d'^{6}He sur cible de carbone : figure du haut : un neutron (^{5}He), figure du centre : (a) 2 neutrons ($\times$5), (b) 2 signaux dans DEMON dont au moins un neutron. Figure du bas, 2 neutrons en coïncidence avec un triton après coupure à 5,5 MeV (faisceau d'^{6}He).

Cependant, dans le cas de l'étude de deux neutrons et d'un fragment chargé, comme pour l'^{6}He, la courbe (a) de la figure du centre nous montre que la triple coïncidence requise nettoie le spectre de la composante indésirable. Nous avons donc pu pour l'^{5}H abaisser le seuil à 5,5 MeV. Le spectre obtenu pour ces coïncidences t + n + n est représenté sur la figure du bas. Nous n'avons pas abaissé le seuil autant pour l'^{6}He pour pouvoir comparer nos résultats à d'autres ayant été obtenus avec une coupure à 15 MeV [Lab99a]. Nous voulions également regarder l'^{5}He à partir des événements doubles α + n, or un seul neutron en coïncidence ne nettoie pas aussi bien le spectre en énergie, et pouvoir le comparer à l'^{5}He obtenu à partir des événements triples α + n + n. Pour comparer les deux, il était nécessaire d'utiliser le même seuil.

3.4.5 Résolution du problème de la diaphonie

Comme nous l'avons vu dans les parties 2.6.3 et 2.6.4, le problème consiste à reconnaître quels sont les signaux créés par les neutrons du noyau étudié. Le filtre cinématique mis au point par Marqués et al. [Mar00a], nous a servi à la fois pour optimiser la configuration géométrique des modules DEMON, et pour étudier l'^{6}He et l'^{5}H, c'est-à-dire dès lors que nous voulions détecter plus d'un neutron. La détection du tétraneutron se ramène en revanche à celle d'un seul neutron, comme nous le verrons dans le chapitre 8.

Le principe du filtre consiste à regrouper tous les modules DEMON ayant été touchés par le même neutron à partir de considérations cinématiques. Cela permet ainsi de ne prendre en compte que le premier module touché de chaque groupe, correspondant à la bonne énergie et à la bonne direction d'un neutron issu de la réaction.

Les critères employés dans le filtre s'appuient sur les temps de vol et les énergies déposées dans les modules. Le détail concernant ces critères est exposé dans [Lab99a]. Pour ne prendre qu'un exemple, si deux détecteurs sont touchés, nous pouvons calculer l'énergie du neutron incident dans le premier touché, ainsi que l'énergie perdue dans ce détecteur. Il faut alors vérifier si, avec l'énergie restante, le neutron ayant touché le premier détecteur a eu le temps d'atteindre le second module. Si c'est le cas, et en se basant ici sur cet unique critère, le filtre considérera que les deux modules ont été touchés par le même neutron.

Le taux de diaphonie avant filtrage est de l'ordre de 33 % pour la configuration que nous avons utilisée, et de l'ordre de 5 % après simulation complète et filtrage. Le taux de rejet de la diaphonie est donc de l'ordre de 85 %, tandis que le taux de rejet de vraies coïncidences se situe autour de 25 %.

3.4.6 Test de l'efficacité : mesure de la section efficace ^{11}Be → ^{10}Be + n

Les modules DEMON ont plus de 10 ans, et ont fait l'objet d'une révision, mais quelques bulles d'air sont apparues dans certains d'entre eux. La réaction ^{11}Be → ^{10}Be + n sur cibles de plomb et de carbone à 41 MeV/nucléon offrait l'opportunité de s'assurer que l'efficacité du dispositif n'était pas affectée de façon absolue en comparant avec des

résultats connus concernant ce système à cette énergie. De même, cela permettait de s'assurer que la distribution angulaire des neutrons ne présentait par de trou artificiel pouvant générer des pics dans les distributions expérimentales.

La figure 3.30 représente les distributions angulaires de neutrons sur cible de carbone (figure de gauche) et sur cible de plomb (figure de droite). Il n'apparaît aucun accident dû à l'efficacité. Pour la valeur absolue de celle-ci, nous obtenons 0,149 ± 0,040 b pour la cible de carbone et 3,33 ± 0,50 b pour celle de plomb entre 0 et 20° dans le laboratoire, à comparer à 0,120 ± 0,024 b sur cible de Be pour un faisceau de même énergie, toujours entre 0 et 20°, et à 2,20 ± 0,45 b sur cible d'Au dans [Ann94]. Cette comparaison est délicate, puisque la section efficace dépend de la nature de la cible. Une étude plus détaillée est exposée dans [Pai04]. En revanche, nous pouvons répondre aux deux questions qui nous intéressaient ici : l'efficacité de DEMON reste raisonnable, et notre dispositif ne crée pas de pic artificiel dans les distributions angulaires de neutrons.

3.5 Reconstruction de la cinématique

La principale variable de notre étude est l'énergie de décroissance des systèmes étudiés. Connaissant les moments du fragment chargé ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$ et des neutrons émis, nous pouvons calculer la masse invariante du système ${}^{A+2}_{Z}\mathrm{X}$. Si nous prenons l'exemple de deux neutrons :

$$M_{inv}c^2 = \sqrt{(E_{n1} + E_{n2} + E_f)^2 - (\vec{p}_{n1} + \vec{p}_{n2} + \vec{p}_f)^2 c^2} \tag{3.13}$$

où les E_{ni} et $\vec{p}_{ni}$ sont les énergies totales et les impulsions des neutrons, E_f et $\vec{p}_f$ celles du fragment. L'énergie de décroissance peut s'exprimer par :

$$E_d = M_{inv}c^2 - m_{n1}^2c^2 - m_{n2}^2c^2 - m_f^2c^2 \tag{3.14}$$

Il faut noter que l'approximation classique calculant l'énergie de décroissance qui est parfois utilisée n'est pas correcte pour notre étude. Ce calcul donne des énergies inférieures à la bonne valeur, décalant tous les spectres vers la gauche de façon d'autant plus prononcée que l'énergie est grande, mais il est vrai que c'est sans importance pour les résultats si, dans la simulation, les mêmes formules sont utilisées pour obtenir les courbes théoriques. Une éventuelle excitation du fragment aboutissant à l'émission d'un gamma n'as pas été prise en compte ici. Pour nos études de l'^{6}He, l'^{5}H, les cœurs alpha et triton n'ont pas d'état excité lié et, de plus, demander une quadruple coïncidence : fragment chargé, deux neutrons et un photon, est illusoire à l'heure actuelle au niveau des taux du nombre d'événements. Pour l'étude de l'^{9}He, le même argument concernant le cœur peut être avancé : l'^{8}He ne possède pas d'état excité lié. Pour le ^{10}Li, cela pourrait être plus problématique mais une triple coïncidence, dans les conditions de nos expériences, aboutit déjà à une statistique trop faible pour être exploitée comme l'a montré J.L. Lecouey [Lec02].

Les modules de $\vec{p}_{ni}$ sont obtenus par la mesure du temps de vol, celui de $\vec{p}_f$ est donné par l'énergie déposée dans le télescope, à laquelle il faut ajouter l'énergie perdue par le fragment entre la désintégration et la sortie de la cible. La position de cette désintégration

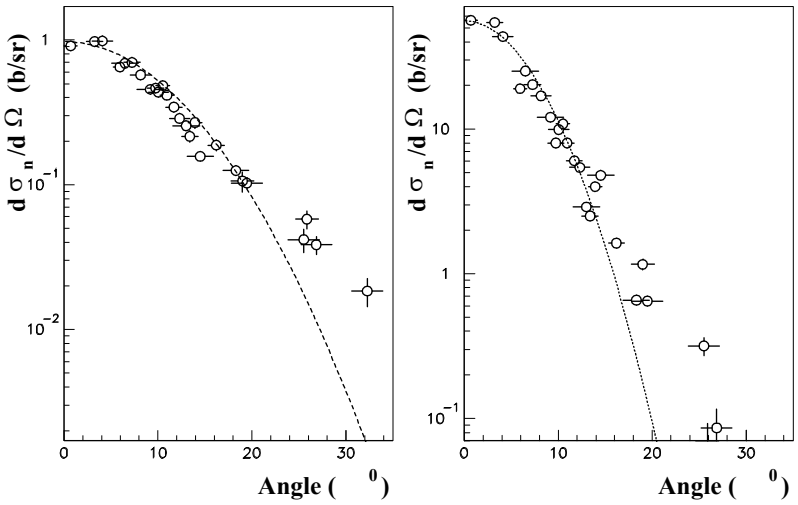

FIG. 3.30 – Distribution angulaire des neutrons issus de la réaction ^{11}Be $\rightarrow$ ^{10}Be + n à 41 MeV/nucléon. Figure de gauche : cible de carbone. Figure de droite : cible de plomb. La courbe est un ajustement guaussien.

est inconnue. Nous avons considéré qu'en moyenne elle avait lieu à mi-cible, et nous avons calculé la perte d'énergie en conséquence.

Pour connaître les directions des trois moments, nous devons connaître la position du point d'impact sur la cible, non plus en z comme précédemment, mais en x et en y. Cette détermination est rendue possible par les chambres à dérive qui nous fournissent la trajectoire de l'ion incident :

$$X_{cible} = -\frac{d_2}{d_1} X_{C\grave{a}D1} + (1 + \frac{d_2}{d_1}) X_{C\grave{a}D2} \tag{3.15}$$

$$Y_{cible} = -\frac{d_2}{d_1} Y_{C\grave{a}D1} + (1 + \frac{d_2}{d_1}) Y_{C\grave{a}D2} \tag{3.16}$$

où d_2 est la distance qui sépare le second groupe de chambres à dérive de la cible et d_1 la distance entre les deux groupes de chambres à dérive. Pour les neutrons, le second point déterminant leur direction est donné par la position du module touché, et pour le fragment, par les pistes des deux silicium.

La résolution en angle polaire de la direction du fragment est de l'ordre de 0,6° FWHM, La résolution en angle des neutrons dépend de la distance entre le module et la cible. Elle est comprise entre 0,8 et 2,6°. Le schéma 3.31 donne les distances entre les différents éléments du dispositif expérimental.

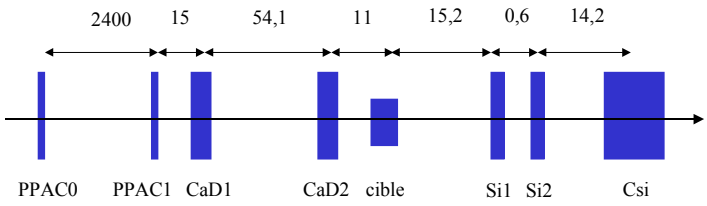

FIG. 3.31 – Distance en centimètres entre les différents éléments du dispositif expérimental. Les schémas ne sont pas à l'échelle.

3.6 Simulation du dispositif expérimental par le code SILLAGE

Une simulation du dispositif expérimental est incontournable pour notre étude, car la réponse de celui-ci est complexe. C'est le seul moyen de comparer des courbes théoriques et des courbes expérimentales. Le programme de simulation GEANT4 était capable de reproduire notre expérience, mais il est victime de sa précision : les calculs sont très longs car il suit toutes les particules pas à pas, or, comme nous le verrons dans les chapitres suivants, nous avons dû lancer plusieurs centaines de simulations au cours de ce travail. Il a donc fallu, pour créer notre code, effectuer certaines simplifications, en s'assurant qu'elles n'entrainaient pas de divergences inacceptables entre nos résultats et ceux d'un code éprouvé comme GEANT4.

3.6.1 Éléments pris en compte

Pour le noyau incident et le fragment chargé, SILLAGE prend en compte toutes les résolutions en position et en énergie des détecteurs de faisceaux et du télescope. L'énergie faisceau du noyau incident est tirée suivant une gaussienne dont la largeur a été mesurée expérimentalement. La décroissance est supposée isotrope dans le centre de masse du système fragment + neutron(s). L'énergie du système est tirée aléatoirement selon la distribution désirée. Les différents moments sont tirés également aléatoirement suivant l'espace de phase à deux corps s'il y a un neutron, et selon l'espace de phase à trois corps

s'il y a deux neutrons dans le cas où aucune corrélation neutron-neutron n'est incluse.

Si une corrélation neutron-neutron est imposée, la forme théorique du moment relatif des deux neutrons est calculée, et le moment relatif de l'événement permet de connaître un taux de rejection de ce type d'événement pour obtenir, en moyenne, la même forme que celle calculée. Si l'événement est rejeté, un nouveau calcul suivant l'espace des phases à trois corps est réalisé. Dans le cas d'une résonance intermédiaire, comme l'^{5}He par exemple dans le cas de l'^{6}He, les moments sont calculés séquentiellement suivant deux espaces de phases à deux corps. Les moments sont ensuite calculés dans le système du laboratoire par une transformation de Lorentz.

DEMON présente une structure non continue, ce qui rend la détection particulièrement sensible à la distribution angulaire des neutrons. Il est donc essentiel de prendre en compte le moment communiqué au système lors de la réaction [Lec02]. Les largeurs des impulsions en question ont été calculées à partir de la formule de Goldhaber [Gol74] :

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_F(A_P - A_F)}{A_P - 1}} \tag{3.17}$$

où A_P est la masse du projectile et A_F celle du système final (fragment + n ou fragment + 2n). σ_0 vaut théoriquement environ 90 MeV/c, mais pour nos noyaux légers il s'est avéré préférable de diminuer cette valeur de façon à reproduire les observables expérimentales [Lec02] (les comparaisons entre simulation et expérience seront présentées dans le chapitre suivant dans la partie 4.3 concernant l'^{7}He). Dans le cas de l'^{6}He $\rightarrow \alpha + 2n$, $A_P = A_F$, nous avons donc modifié la formule de façon à ne pas avoir une largeur nulle et à reproduire les données.

La profondeur de la désintégration dans la cible est tirée aléatoirement et la perte d'énergie est calculée en conséquence. En revanche, de la même manière que pour l'analyse des données, nous considérons que la désintégration a eu lieu au centre de la cible pour reconstruire l'énergie perdue par le fragment avant de sortir de celle-ci à l'aide du code TRIM [Tri98]. Etant donné la cinématique de nos expériences et le type de détecteurs employés, nous considérons que tous les fragments chargés sont détectés. Pour les neutrons, une fois leurs moments calculés, SILLAGE utilise le code MENATE (voir 3.4.3.2 pour une description de ce code) pour simuler leur détection par DEMON. Un traitement simplifié des neutrons était possible dans le cas d'un neutron, mais pas dans le cas de deux neutrons en raison du phénomène de diaphonie, d'où l'utilisation de ce code.

SILLAGE ne prend en compte aucun élément extérieur à la zone active des systèmes de détection, excepté pour la perte d'efficacité pour les neutrons due à la traversée du télescope et de la cuve à réaction avant d'atteindre DEMON. Cette perte d'efficacité dépend de l'angle d'émission des neutrons. Sans cette correction, la distribution angulaire des neutrons et l'évaluation de l'efficacité du dispositif seraient faussés. Cette correction est réalisée grâce à une simulation effectuée par Labiche [Lab99a], qui donne le spectre d'absorption des neutrons dans ces éléments. Le taux d'absorption est de l'ordre de 10 % pour un angle faisceau-neutron inférieur à 10°, et de l'ordre de 2 % au-delà.

SILLAGE fonctionne actuellement pour toutes les réactions citées dans les tableaux 2.1, 2.2 et 2.3, exceptées celles concernant le tétraneutron.

3.6.2 Paramètres d'entrée et variables de sortie

Le programme prend en entrée un certain nombre de paramètres permettant d'utiliser ses différentes options. Le programme nécessite un fichier spécifiant la position des modules DEMON. Il est possible de régler le seuil de détection des neutrons, de choisir de détecter seulement les neutrons ou les gammas dans DEMON. Il est également possible de spécifier un seuil minimum en énergie déposée et de fixer un seuil minimum pour l'énergie des neutrons. La largeur à mi-hauteur du moment utilisé dans la formule 3.17 peut être également choisie.

L'énergie, la largeur en énergie et la dispersion en angle du faisceau sont prises en compte. L'épaisseur de la cible et sa nature sont limitées à celles utilisées dans cette étude, mais il est aisé d'en ajouter d'autres. Les résolutions en énergie des silicium et des CsI sont prises en comptes indépendamment, mais la résolution en angle du télescope est considérée globalement. Pour la dispersion en angle due à la perte d'un neutron, la largeur à mi-hauteur du moment utilisé dans la formule 3.17 peut être entrée. Il est possible de spécifier l'angle minimal entre la particule incidente et le fragment chargé détecté, afin de se retrouver dans les mêmes conditions que pour l'étude de l'^{6}He par exemple, qui nécessite l'emploi de ce genre de condition afin d'éliminer les événements n'ayant pas réagi dans la cible.

Pour la forme de l'énergie d'excitation, sont disponibles une distribution de type Breit-Wigner dont la largeur dépend de l'énergie, une distribution plate permettant d'obtenir les courbes d'efficacité du dispositif et une distribution de la forme $x^P \mathrm{e}^{-\frac{x}{T}}$ qui est utile pour des études préliminaires car elle s'adapte bien aux formes expérimentales rencontrées. Enfin il est possible d'utiliser un fichier dans lequel se trouve une distribution calculée théoriquement.

Le programme permet, dans le cas de deux neutrons, d'inclure une corrélation entre les deux neutrons en forçant le tirage aléatoire de façon à ce que la distribution en moment relatif des neutrons corresponde à celle calculée. La décroissance peut être effectuée soit directement soit séquentiellement, c'est-à-dire en passant par l'^{5}He par exemple dans le cas de l'^{6}He. Dans ce cas, il faut préciser l'énergie et la largeur de la résonance intérmédiaire. Il permet également d'incorporer des corrélations angulaires entre les deux neutrons, ou entre le fragment et un des neutrons.

En sortie, le programme fournit toutes les variables utilisées lors de l'expérience et l'analyse des données (énergies, charges, temps de vol, moments, angles, multiplicités, masses invariantes...), sous forme d'histogrammes et de ntuples, ainsi qu'un fichier permettant à un autre programme de calculer la distribution angulaire des neutrons.

3.6.3 Validation

Pour s'assurer de la validité de notre code, nous avons comparé ses résultats à ceux obtenus avec BELZEBUTH [Lec02]. Il s'agit d'un code simplifié pour simuler rapidement des événements avec un fragment chargé et un seul neutron, qui a été comparé avec succés à GEANT4. Notre comparaison de SILLAGE à ce code porte sur la position des niveaux d'énergies de décroissance et leur largeur, ainsi que sur l'efficacité du dispositif pour cette

variable. Étant donné que ces comparaisons ont été effectuées pour la réaction ^{12}Be $\rightarrow$ ^{6}He + n à 41 MeV/nucléon, nous avons regroupé les graphiques concernant ces comparaisons au chapitre suivant.

La figure 4.1 du chapitre suivant présente une simulation par les deux codes de l'efficacité du dipositif expérimental pour cette réaction, pour une énergie minimale des neutrons de 25 MeV. L'accord est dans l'ensemble très bon, cependant SILLAGE prévoit une efficacité légèrement inférieure pour les faibles énergies de décroissance du système ^{6}He + n. Cette différence était déjà présente entre BELZEBUTH et GEANT [Lec02]. SILLAGE réalise un traitement des neutrons plus poussé que ne le fait BELZEBUTH, s'approchant ainsi plus près des résultats de GEANT. La figure 3.32 s'intéresse aux résolutions en énergie de décroissance. La figure du haut représente les distributions obtenues en sortie du dispositif si nous plaçons en entrée une fonctionnelle de Dirac pour E_d = 0,5 et 5 MeV. Les deux codes fournissent des résultats identiques. Il apparaît sur cette figure que les distributions sont décalées vers les basses énergies. Cela est dû aux formules non relativistes qui ont été employées dans ce cas pour reconstruire E_d, afin de pouvoir comparer avec les résultats de BELZEBUTH, mais dans toute la suite nous emploierons les formules relativistes. Non seulement ces dernières sont exactes et ne produisent pas de décalage en énergie mais, en plus, comme le montre la figure du bas, l'utilisation de formules non relativistes aboutit à des largeurs FWHM sous-estimées pour les données.

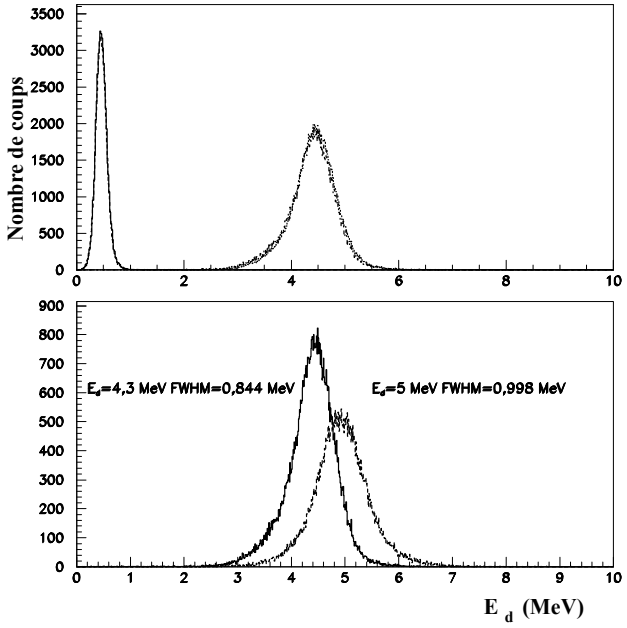

FIG. 3.32 – Simulation de la résolution du dispositif expérimental en énergie de décroissance pour le système ^{6}He + n. En haut : pour des distributions en énergie de type Dirac en 0,5 et 5 MeV en entrée de BELZEBUTH et SILLAGE. En bas : simulation de la résolution à 5 MeV par SILLAGE avec les formules non relativistes (à gauche) et relativistes (à droite).

La résolution en énergie possède plusieurs origines : la résolution en angle du neutron détecté due à la taille de chaque module DEMON, la résolution en temps de DEMON, la résolution en position et en énergie du télescope, la résolution en position des chambres à dérive, la reconstruction de la perte d'énergie dans la cible et, enfin, la dispersion en énergie et en angle du faisceau. Parmi toutes ces contributions, la plus importante est la première citée [Lec02]. La forme de la résolution en fonction de E_d est approximativement proportionnelle à $\sqrt{E_d}$, comme le montre la figure 4.2 du chapitre suivant. Cela apparaît directement si nous regardons l'expression non relativiste de E_d dans le cas d'un neutron, et sous réserve d'une résolution sur la vitesse relative fragment-neutron v_{rel}^2 quasiment constante : $E_d = \frac{1}{2}\mu v_{rel}^2$.

Toutes ces validations par comparaison à des simulations provenant d'autres codes sont positives, mais pour s'assurer définitivement que le calibrage des détecteurs, les programmes d'analyses et le code de simulation sont fiables, il est impératif et beaucoup plus convaincant de regarder dans nos données des éléments observés si possible par d'autres équipes ou/et d'autres méthodes expérimentales pour s'assurer que nous retrouvons des résultats déjà connus. Ce sera la première étape du chapitre suivant, qui s'interessera à la résonance ^{7}He, avant d'aborder les terres moins connues que constituent l'^{10}Li et l'^{9}He.

Chapitre 4

Études des systèmes non liés ^{10}Li et ^{9}He

4.1 Introduction

La problématique abordée à travers l'^{7}He, l'^{9}He et le ^{10}Li est celle de l'interaction entre un neutron et un cœur dans un état non lié, qui peut être une résonance ou un état virtuel comme nous le verrons. Pour ces trois noyaux, l'état fondamental se situe juste au dessus de l'énergie de liaison. Même s'il s'agit là d'états étroits en énergie, le temps de vie calculé par la relation d'incertitude d'Heisenberg $\Delta E \Delta t \geqslant \frac{\hbar}{2}$ donne un résultat de l'ordre de 10^{-21}s. Pour donner un ordre d'idée des distances en jeu, à l'énergie des faisceaux employés, cela correspond à une distance moyenne parcourue avant la décroissance supérieure à 100 fm, soit plus d'une trentaine de fois le rayon de ces noyaux.

Il est possible d'étudier ces systèmes non liés par des réactions de transfert, mais ces réactions entraînent un fond important provenant de contaminants dans la cible, ce qui demande une déconvolution parfois délicate. Les sections efficaces sont souvent très faibles et, si le Q de réaction est grand, ce sont les niveaux de moment cinétique élevés qui sont surtout peuplés, or nous nous intéressons à la structure de noyaux dans leur état fondamental, situé près du seuil d'émission de particules, avec $\ell < 3$. Il est également possible d'utiliser la dissociation du ^{11}Li en ^{9}Li + n + n par exemple. La section efficace est plus importante, mais il faut détecter un neutron en coïncidence pour déterminer le moment cinétique du noyau non lié à partir des corrélations angulaires et, à basse énergie, le neutron détecté peut aussi bien venir de l'état résonant que du neutron diffracté lors de la dissociation du projectile.

Pour étudier ces systèmes, nous avons utilisé des réactions nucléaires consistant à enlever au noyau incident 1 ou 2 protons, et 0, 1, 2 ou 3 neutrons suivant les cas, et à détecter les fragments du système non lié après décroissance, si tenté que nous puissions parler de fragments pour un système qui n'a jamais été lié. Ces réactions sont appelées réactions de perte d'un ou plusieurs nucléons. L'intérêt d'une telle approche se situe dans le fait que la structure neutronique devrait être conservée au cours de ces réactions, au moins dans le cas de la perte d'un ou deux protons et d'aucun neutron, comme l'ont

montré des études précédentes ([Lec02] notamment). Autrement dit, nous pouvons nous placer dans le cadre de l'approximation soudaine. C'est à partir de cette considération que le modèle que nous avons utilisé pour calculer les distributions en énergie des résonances a été construit.

Nous nous intéresserons donc plus particulièrement aux réactions issues du faisceau de ^{11}Be. Le tableau 4.1 montre par ailleurs que le ^{11}Be présente une structure plus simple que le ^{12}Be, puisqu'à environ 80 % il s'agit d'un état $1s_{1/2}$ [Aum00]. Le modèle en couches simple prévoit une couche fermée pour le ^{12}Be, mais une expérience récente a obtenu des facteurs spectroscopiques de 0,53 pour l'état $1s_{1/2}$ et 0,45 pour l'état $0p_{1/2}$ (l'expérience ne pouvait pas détecter l'état $0d_{5/2}$ [Nav00]).

Il est clair que moins nous modifions le noyau incident pour former la résonance recherchée, plus le signal sera propre. Le fait de retirer un, deux ou même trois neutrons, comme dans le cas ^{12}Be $\rightarrow$ ^{7}He, entraîne un bruit au niveau de la détection du neutron associé à l'^{6}He dans cet exemple. Ce bruit fera l'objet d'un traitement par une méthode de mélange d'événements. L'étude de l'^{9}He et du ^{10}Li sera pour cette raison aussi axée particulièrement sur les réactions réalisées avec le faisceau de ^{11}Be, c'est-à-dire à partir de réaction de perte d'un proton ou deux protons.

Enfin, rappelons que les études de l'^{7}He, l'^{9}He et le ^{10}Li présentées dans ce chapitre s'appuient sur des faisceaux de ^{11}Be et ^{12}Be qui n'ont pas été optimisés pour ces noyaux. Ainsi le faisceau de ^{11}Be était un faisceau test pour l'expérience E334 proprement dite.

Noyaux	S_n(MeV)	J^π	S_n^{eff}(MeV)	C^2S	Références
^{12}Be	3,169	$1/2^+$	3,169	42	[Nav00] et références citées
		$1/2^-$	3,489	37	
		$5/2^+$	4,95	24	
^{11}Be	0,503	$1/2^+$	0,503	~ 80	[Win01], [Aum00]
		$5/2^+$	6,6	~ 20	

TAB. 4.1 – Energies de liaisons effectives et structures des états fondamentaux du ^{11}Be et du ^{12}Be .

4.2 Modèle théorique

Le modèle utilisé a été réalisé par F. Carstoiu, il s'agit d'une approche similaire à celle de Hansen ([Che01], [Han01] et [Bet98]). Dans ce modèle, l'état final dépend de l'état initial. Suivant l'état du neutron formant le système cœur + neutron, autrement dit suivant son énergie de liaison et son moment angulaire, différents états finaux pourront être peuplés. L'amplitude de réaction est donnée par le recouvrement entre l'état initial lié et l'état final cœur + neutron. L'état lié est obtenu en ajustant le potentiel pour obtenir la bonne énergie de séparation effective du système initial. L'état non lié est obtenu à partir de la théorie de la diffusion. La profondeur du potentiel est ajustée pour obtenir l'énergie de l'état résonant qui a été fixée. Il faut faire correspondre à l'intérieur et à l'extérieur

du potentiel les fonctions d'ondes en vérifiant la continuité de la dérivée logarithmique à la frontière de ces deux zones. Une fois les fonctions d'ondes de l'état initial et final connues, il est possible de calculer l'amplitude de réaction et d'en déduire la distribution en énergie relative du système cœur + n. Il suffit alors d'introduire ces distributions dans le programme de simulation SILLAGE pour pouvoir les comparer aux données.

Le modèle s'appuie plus précisément sur l'hypothèse d'une réaction directe au cours de laquelle un ou des nucléons sont arrachés en un temps très court. L'approximation soudaine est alors valide, et nous négligeons le moment transféré entre le projectile et la cible, donc le moment orbital du neutron est inchangé par la réaction. La fonction d'onde asymptotique peut s'écrire :

$$\Psi_{r\to\infty} \sim I_\ell + SO_l \tag{4.1}$$

avec I_l l'onde incidente, S la matrice de diffusion et O_ℓ l'onde sortante. Dans notre cas, la matrice S est diagonale dans l'espace des moments puisque le moment est inchangé par la réaction. Seul le mouvement relatif cœur-neutron est pris en compte par l'intermédiaire d'une particule de masse réduite μ plongée dans un potentiel. Celui-ci ne comporte pas de partie imaginaire car il s'agit d'états à une particule.

Le modèle de la diffusion sur un potentiel permet de comprendre l'interaction entre le neutron et le cœur des systèmes non-liés ([Tho99] et [Zin95]). La fonction d'onde des neutrons est considérée comme inchangée par la réaction de "cassure". L'hamiltonien s'écrit alors :

$$H = T + V(r) + V_{so} \tag{4.2}$$

où T est l'énergie cinétique, V_{so} le terme de couplage spin-orbite et V(r) le potentiel central.

Un potentiel à une particule de Wood-Saxon est utilisé :

$$V(r) = -\frac{V_0}{1+\exp(\frac{r-r_0}{a})} \tag{4.3}$$

avec V_0 la profondeur du potentiel, "a" la diffusivité et r_0 le rayon qui vaut $r_{réduit}A^{1/3}$, où $r_{réduit}$ est le rayon réduit et A est le nombre de nucléons (pour l'état initial ($A_{projectile}$-1) et pour l'état final, le A du fragment chargé). Pour donner un ordre de grandeur des paramètres, $r_0 \sim 1{,}2$ fm et $a \sim 0{,}6$ fm. Lecouey a montré que les distributions en énergie sont très peu sensibles à la forme et aux paramètres du potentiel [Lec02]. La longueur de diffusion (pour les états s virtuels) ou l'énergie et la largeur de la résonance (pour les états $\ell \geqslant 1$) sont les paramètres sensibles.

La profondeur du puits est ajustée pour obtenir l'énergie de liaison de l'état initial (énergie de séparation du dernier neutron). La distribution en énergie de l'état final est calculée en supposant une longueur de diffusion a_s pour les états avec $\ell = 0$ ou une énergie de décroissance et une largeur pour $\ell > 0$, ces deux paramètres étant ceux d'une distribution de Breit-Wigner dont la forme est donnée dans l'équation 1.14. Cette différence d'approche est due à l'absence de barrière centrifuge dans le cas où $\ell = 0$. Pour les autres

cas où $\ell \neq 0$, on parle de résonance. On trouvera une illustration de la différence entre les cas où $\ell = 0$ et les cas où $\ell \neq 0$, ainsi que de la variation de la distribution en énergie en fonction de la variation de a_s dans le cas de l'^{9}He à partir d'un faisceau de ^{11}Be sur la figure 4.26 page 151. La résolution des équations de Schrödinger permet d'accéder aux fonctions d'onde des états initiaux et finaux dont le recouvrement donne l'amplitude de probabilité.

Le premier état excité des cœurs est situé à des énergies telles que le système cœur + neutron se dissocie avant que cet état excité ne soit atteint [Fir96] (tableau 4.2). Dans le cas de l'^{6}He et de l'^{8}He, les choses sont encore plus simples, puique si le cœur était excité, nous ne détecterions que ses fragments, puisque les états excités de ces noyaux ne sont pas liés. Cela signifie que nous pouvons considérer que nous avons une diffusion élastique entre le cœur et le neutron pour le calcul de la fonction d'onde dans l'état final, sans couplage entre les états excités du cœur et les états du système non lié.

Système	Cœur	1^{er} état excité du cœur (MeV)	$1^{ère}$ résonance cœur + n (MeV)
^{6}He + n	^{6}He	1,797 ± 0,025 (non lié)	0,440 ± 0,016 [Sto69]
^{8}He + n	^{8}He	2,8 ± 0,4 (non lié)	< 0,1[Che01]
^{9}Li + n	^{9}Li	2,691 ± 0,005 (lié)	< 0,1[Che01]

TAB. 4.2 – Energies des résonances des systèmes coeur + neutron.

La fonction d'onde de l'état initial lié s'écrit :

$$\Psi_0(\vec{r}) = \frac{\chi_{l_i}(r)}{r} Y_{l_i,m_i}(\theta,\phi) \tag{4.4}$$

où l_i, m_i sont les moments angulaires initiaux, $\chi_{l_i}(r)$ la partie radiale réduite et $Y_{l_i,m_i}(\theta,\phi)$ une harmonique sphérique. Les états finaux dans le continuum pour le système cœur + n est donné par :

$$\phi_k(\vec{r}) = \frac{u^k_{l_f}(r)}{r} Y_{l_f,m_f}(\theta,\phi) \tag{4.5}$$

où k est le vecteur d'onde du mouvement relatif entre le fragment et le neutron et $u^k_{l_f}(r)$ = r $R_l(r)$ est la partie radiale réduite de la fonction d'onde, dont l'indice k indique la dépendance en énergie, et l_f et m_f sont les moments angulaires finaux. Le recouvrement de ces deux fonctions d'onde donne l'amplitude de probabilité :

$$a(k) = \delta_{l_i,l_f}\delta_{m_i,m_f} \int_0^\infty X_{l_i}(r) u^k_{l_1}(r) dr \tag{4.6}$$

Comme indiqué précédemment, l'effet du recul dû à la cassure est négligé. A partir de cette expression, nous pouvons connaître la distribution en énergie de décroissance E_d de l'état non lié :

$$\frac{d\sigma}{dE_d} \propto \sqrt{E_d}\,|a(k)|^2 \tag{4.7}$$

avec $E_d = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}$, μ étant la masse réduite du système fragment-neutron.

L'élément important dans la description des états du continuum est le déphasage δ_l. La solution asymptotique de la partie radiale de l'équation de Schrödinger en dehors de la portée du potentiel s'écrit :

$$R_l(r) = a_l k(\cos(\delta_l) j_l(kr) - \sin(\delta_l) n_l(kr)) \tag{4.8}$$

où $R_l(r)$ est la fonction d'onde radiale, k = $\frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar}$, μ est la masse réduite du système cœur-n et j_l(kr) et n_l(kr) sont les fonctions de Bessel et Neumann sphériques.

En comparant au-delà de la portée du potentiel la fonction R_l(r) avec la forme asymptotique de la fonction d'onde du continuum, nous obtenons le déphasage pour la résonance. A la résonance, le déphasage est de $\pm\ \pi/2$. Une résonance correspond à la "capture" de l'onde sortante par le potentiel, il y a un délai pendant lequel la résonance est formée avant de décroître. Pour $\ell = 0$ on introduit la longueur de diffusion a_s. En utilisant la théorie de la portée effective :

$$k \cot \delta_0 = -\frac{1}{a_s} + \frac{1}{2} r_0 k^2 + O(k^4) \tag{4.9}$$

où r_0 est le rayon effectif, soit, pour k $\rightarrow$ 0 :

$$a_s = -\lim_{k \to 0} \frac{\delta_0}{k} \approx -\frac{\delta_0}{k} \tag{4.10}$$

Si $a_s > 0$ l'état est lié, si $a_s < 0$ l'état n'est pas lié. Pour obtenir une approximation de l'énergie E_d de l'état virtuel correspondant à a_s, il faut combiner l'équation 4.10 avec :

$$E_{d(cm)} = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} \tag{4.11}$$

d'où

$$E_{d(cm)} = \frac{\hbar^2}{2\mu a_s^2} \tag{4.12}$$

avec m la masse réduite du système cœur + neutron. Dans le repère du laboratoire, l'expression devient :

$$E_{d(lab)} = (\frac{m_{neutron} + m_{cœur}}{m_{cœur}}) E_{d(cm)} \tag{4.13}$$

Finalement, les paramètres à entrer dans le code pour obtenir la distribution en énergie de l'état sont : le N et le Z du projectile et du cœur, l'énergie de liaison effective du neutron S_n^{eff} , l'énergie et la largeur de la résonance pour $\ell > 0$ et a_s pour $\ell = 0$. L'utilisation S_n^{eff} à la place de S_n trouve sa justification dans le fait que si le projectile est excité, l'énergie correspondante E_x(cœur) ne sera plus disponible pour libérer le neutron, il faut donc ajouter ces deux énergies pour parvenir au seuil permettant au neutron de se séparer du cœur :

$$S_n^{eff} = S_n + E_x(\text{cœur}) \tag{4.14}$$

4.3 L'état fondamental de l'^{7}He : une validation des méthodes

4.3.1 Introduction

L'état fondamental de l' ^{7}He a été vu pour la première fois par Stokes et Young avec la réaction^{7}Li(t,^{3}He)^{7}He. Ils ont obtenu pour l'énergie de la résonance au dessus du seuil d'émission neutron E_r = 0,440 ± 0,030 MeV avec une largeur Γ = 0,160 ± 0,030 MeV [Sto69]. Une autre résonance à 3,3 MeV a été observée par [Gor98], [Kor99] et [Boh01], et interprétée comme $\left[^{6}\mathrm{He}^{*}(2^{+}) \otimes 0\mathrm{p}_{1/2}\right]_{5/2^{-}}$. Cet état excité décroit alors principalement dans la voie α+ 3n. Cette voie était exclue de notre étude puisque nous détections un ^{6}He en coïncidence avec un neutron.

Depuis les premières mesures, la position et la largeur de l'état fondamental ont été confirmées par plusieurs expériences (voir le tableau 4.3). Chen a effectué des mesures avec des faisceaux de ^{10}Be, ^{11}Be et ^{12}Be, avec pour résultats respectifs E_r = 0,448 ± 0,023, E_r = 0,452 ± 0,019 et E_r = 0,422 ± 0,020 MeV [Che00]. La valeur reportée dans le tableau est la moyenne, soit 0,440 ± 0,016 MeV. Les largeurs obtenues sont de l'ordre de 0,260 MeV, à comparer aux 0,160 MeV de l'expérience citée précédemment. La variable utilisée était $v_{^{6}He}$- $v_{neutron}$.

En utilisant la réaction C(^{8}He,X)^{7}He avec un faisceau de 227 MeV/nucléon, l'état fondamental a été trouvé à E_r = 0,43 ± 0,02 MeV avec Γ = 0,15 ± 0,08 MeV. Un état excité a également été observé, ayant pour caractéristiques E_r = 1,0 ± 0,1 MeV avec Γ = 0,75 ± 0,08 MeV avec un peuplement de l'ordre de 35 ± 10 % par rapport à l'état fondamental. L'état fondamental a également été observé dans la réaction C(^{14}B, X)^{7}He [Lec02], et l'inclusion d'un état excité dans la distribution théorique avec les mêmes caractéristiques que celles de l'expérience précédente permet de mieux reproduire les données.

Le spin-parité de l'état fondamental est $J^{\pi} = 3/2^{-}$, avec un neutron dans la couche $0\mathrm{p}_{3/2}$, en accord avec le modèle en couches "simple". L'état à 1 MeV observé dans [Mei02a] à partir d'un ^{8}He perdant un neutron est interprété comme un neutron dans $0\mathrm{p}_{1/2}$, soit $\left[^{6}\mathrm{He}(2^{+}) \otimes 0\mathrm{p}_{1/2}\right]_{1/2^{-}}$. La différence d'énergie attendue avec l'état à $5/2^{-}$ à 3,3 MeV est de l'ordre de 2 MeV en moins puisque le premier état excité de l'^{6}He est 1,8 MeV au dessus de son fondamental. Notons que la largeur de l'état $1/2^{-}$, si tel est bien son J^{π}, est à la limite pour une résonance avec un neutron dans $\ell = 1$ selon [Bor69].

Cet assignement $1/2^{-}$ est en accord avec les prédictions théoriques ([Pop93], [Nar98], [Wir00]) qui prévoient la suite $3/2^{-}$, $1/2^{-}$, $5/2^{-}$. Le modèle en couches donne l'état $1/2^{-}$ à 3 MeV [Pop93], un modèle en couches à large base 2,2 MeV [Nar98] et un calcul Monte Carlo quantique 0,9 MeV [Wir00], en bon accord avec la valeur expérimentale à 1 MeV.

Réactions	E_r(MeV)	Γ (MeV)	J^π	Références
^{7}Li(t, ^{3}He)^{7}He	0,44 ± 0,03	0,16 ± 0,03	$(3/2^-)$	[Sto69]
^{9}Be(^{10,11,12}Be, ^{6}He + n)X	0,45 ± 0,02	-	$(3/2^-)$	[Che00]
^{9}Be(^{15}N,^{17}F , X)^{7}He	0,44	0,14 ± 0,02	$(3/2^-)$	[Boh01]
C(^{8}He, ^{6}He + n)X	0,43 ± 0,02	0,15 ± 0,08	$(3/2^-)$	[Mei02a]
C(^{8}He, ^{6}He + n)X	1,0 ± 0,1	0,75 ± 0,08	$(1/2^-)$	[Mei02a]

TAB. 4.3 – Etats dans l'^{7}He.

4.3.2 Efficacité et résolution

Afin de déterminer si notre dispositif expérimental pouvait créer artificiellement des structures dans les spectres en énergies de décroissance du système ^{6}He + n, nous avons réalisé une simulation à l'aide de SILLAGE. La zone qui nous intéresse ne s'étend pas au-delà de 10 MeV, mais en raison de la résolution expérimentale, nous avons utilisé une distribution plate entre 0 et 15 MeV afin de ne pas diminuer artificiellement l'efficacité autour de 10 MeV.

La figure 4.1 représente l'efficacité obtenue pour la réaction C_{111}(^{12}Be, ^{6}He + n)X, mais les résultats sont sensiblement les mêmes pour les autres réactions aboutissant au système ^{6}He + n . Afin de reproduire les conditions dans lesquelles nous obtiendrons les données, nous avons imposé une énergie minimale pour les neutrons de 25 MeV. Cette condition a été appliquée à tous les spectres de ce chapitre (voir le chapitre précédent pour la justification). Les réactions avec le faisceau de ^{11}Be et les cibles de C_{183} et Pb_{568} donnent les mêmes résultats. Ces derniers n'ont pas été représentés par soucis de clarté. La courbe continue représente la simulation obtenue par BELZEBUTH, et la courbe en pointillés celle obtenue par SILLAGE. Pour la comparaison des deux codes, on se reportera au paragraphe 3.6 du chapitre précédent. L'efficacité du dispositif varie de façon continue, sans brusque variation, éliminant donc le risque d'une structure artificielle.

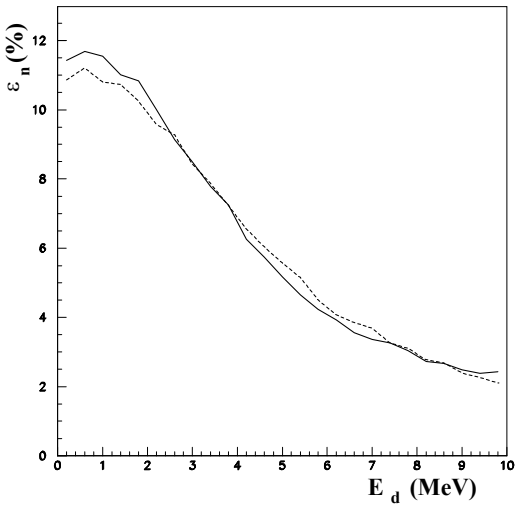

FIG. 4.1 – Simulation de l'efficacité en fonction de E_d du dispositif expérimental pour la réaction ^{12}Be + C $\rightarrow$ ^{6}He + n, avec $E_n > 25$ MeV. BELZEBUTH (continu) et SILLAGE (pointillés).

La figure 4.2 présente la résolution du dispositif expérimental pour la même variable et dans les mêmes conditions que pour le spectre précédent, avec le code SILLAGE, qui sera le seul utilisé par la suite. Dans les régions d'énergie qui nous intéressent, $E_d = 440$ keV et 1 MeV, la résolution est respectivement d'environ 250 et 400 keV.

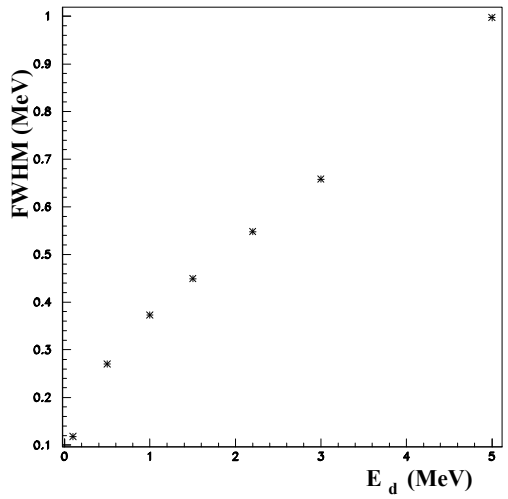

FIG. 4.2 – Simulation de la résolution pour l'énergie de décroissance du système ^{6}He + n avec $E_n > 25$ MeV.

4.3.3 Distributions angulaire et en moments

La figure 4.3 présente la distribution angulaire des neutrons en coïncidence avec un ^{6}He. La largeur à mi-hauteur de ce spectre est de 6,6 ± 0,5°, à comparer aux 6,7°± 0,5° mesurée par Lecouey dans la réaction C(^{14}B, ^{6}He + n)X à une énergie faisceau comparable [Lec02].

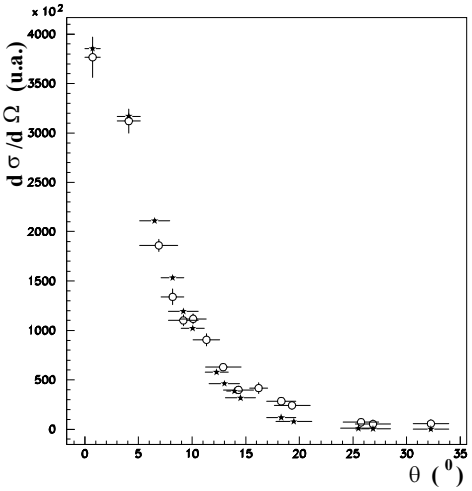

FIG. 4.3 – Distribution angulaire des neutrons pour la réaction C(^{12}Be, ^{6}He + n)X. Les cercles représentent les données, les étoiles représentent une simulation à l'aide de SILLAGE avec en entrée un spectre en énergie de décroissance identique aux données, corrigée de l'efficacité du dispositif.

La figure 4.4 présente les spectres en moments du système ^{6}He + neutron reconstruit dans les trois directions de l'espace (z étant l'axe du faisceau). Les simulations ont été réalisées dans les mêmes conditions que la figure précédente. La figure en bas à droite est le spectre en énergie des neutrons. Les simulations reproduisent très bien les spectres en moments perpendiculaires à l'axe du faisceau. Pour le spectre en énergie des neutrons, l'accord est très bon également, sauf dans la zone de basse énergie, ce qui s'explique par le fait que les neutrons ne provenant pas directement de la décroissance d'un ^{7}He ne sont pas inclus dans la simulation. Autrement dit, il n'y a pas de neutron d'évaporation provenant de l'excitation de la cible dans la simulation. Apparaît ici l'intérêt de demander une énergie minimum pour les neutrons de 25 MeV. En revanche, il existe un léger décalage pour les moments suivant z. Pour la largeur à mi-hauteur des spectres P_x et P_z nous obtenons respectivement 315 keV et 270 keV pour la cible de carbone de 111 mg/cm^2 et 310 keV et 260 keV pour la cible de 183 mg/cm^2.

Nous pouvons conclure de ce qui précède que SILLAGE simule de façon satisfaisante la physique en jeu, et que nos programmes de reconstruction des données sont corrects. Le dernier test va consister à retrouver l'état fondamental de l'^{7}He et son premier niveau excité.

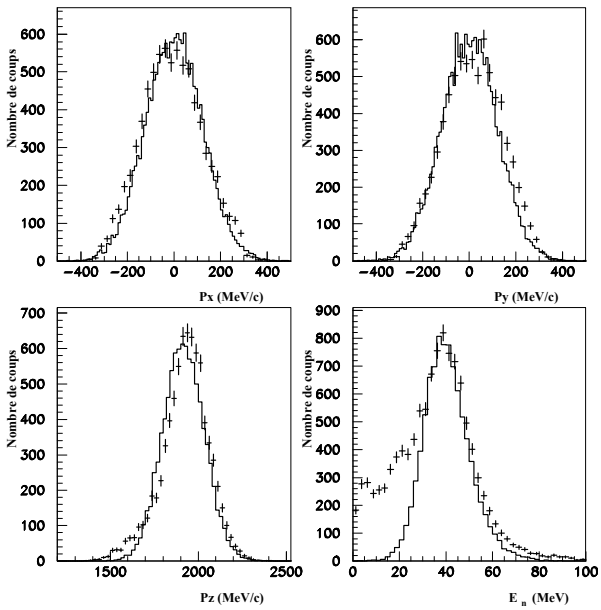

FIG. 4.4 – Spectres en moments pour le système ^{6}He + n pour la réaction C(^{12}Be, ^{6}He + n)X. Les données sont représentées par les croix et les simulations par les histogrammes. Elles ont été réalisées dans les mêmes conditions que la figure précédente. En bas à droite, spectre en énergie des neutrons.

4.3.4 Spectres en énergie

4.3.4.1 Spectre

La figure 4.5 présente le spectre en énergie de décroissance du système ^{6}He + n pour le faisceau de ^{12}Be et une cible de carbone. Les données sont représentées par les croix avec l'erreur statistique. L'état fondamental apparaît clairement à 0,44 MeV, ainsi qu'une traîne vers les plus hautes énergies.

Le spectre représenté est brut, ce qui signifie qu'il inclut tous les événements ^{6}He + n, or tous ces événements ne proviennent pas d'un état de l'^{7}He. Si nous avions utilisé un faisceau de ^{8}Li pour étudier les états dans l'^{7}He via l'arrachement d'un proton, ce problème existerait déjà mais, dans notre expérience, vient s'ajouter le fait que nous utilisons des faisceaux de ^{11}Be et de ^{12}Be. Cela veut dire qu'après la cassure, même si un état de l'^{7}He a été formé, le neutron que nous détecterons en coïncidence avec l'^{6}He peut ne pas être celui impliqué dans la formation de cet état. Ces deux phénomènes créent un fond important qui modifie voire masque les caractéristiques des états de l'^{7}He qui ont été peuplés.

Pour nous affranchir de ce problème de fond, nous employons une méthode utilisée par Marqués dans [Mar00] pour deux neutrons et Lecouey dans [Lec02] pour un fragment et un neutron. Le paragraphe suivant expose cette méthode plus précisément, car elle constitue un élément essentiel de l'analyse, elle sera reprise dans tous les chapitres avec différentes variations qui seront exposées en temps utiles.

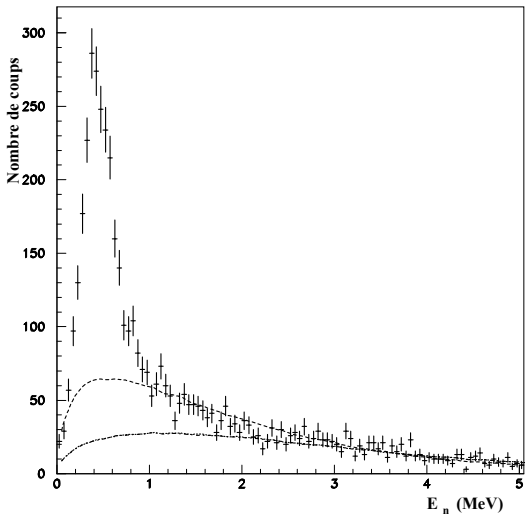

FIG. 4.5 – Spectre en énergie de décroissance du système ^{6}He + n pour un faisceau de ^{12}Be sur une cible de carbone. Les données sont représentées par les croix. Les tirets représentent le premier fond combinatoire, les points représentent le fond après 9 itérations.

4.3.4.2 Mélange d'événements à deux particules

L'objectif est d'extraire la partie non corrélée des données, c'est-à-dire les événements que nous aurions détectés si il n'y avait pas de corrélations entre le fragment chargé et le neutron [Zaj84], tout en prenant en compte les effets du dispositif expérimental, puisque nous allons partir des données.

Techniquement, à partir des couples fragment chargé-neutron détecté, nous allons créer 1000 fois plus de paires en prenant aléatoirement un fragment d'un événement, et un neutron d'un autre événément. Les courbes obtenues par ce mélange sont relativement lisses du fait du grand nombre de tirages, comme le montre la figure 4.5 où les tirets représentent le premier fond combinatoire.

Si l'échantillon inital est fortement corrélé, il existe des corrélations résiduelles après le premier mélange. L'origine de ce phénomène apparaît clairement si nous considérons que la probabilité de choisir un neutron et un cœur appartenant à deux événements provenant de l'état fondamental de l'^{7}He par exemple est, par définition, plus importante que la moyenne d'une paire virtuelle quelconque.

Pour supprimer les corrélations résiduelles, nous utilisons une méthode itérative développée dans le groupe [Mar00]. Les points sur la figure 4.5 représentent le mélange d'événements après 9 itérations. Concrètement, à chaque paire virtuelle est attribué un poids inversement proportionnel aux corrélations moyennes du neutron de la paire avec tous les fragments, et à celle du fragment avec tous les neutrons. Ce poids est calculé à l'aide de la fonction de corrélation C, dont nous ignorons précisément la forme, d'où la nécessité d'effectuer des itérations :

$$C^{(0)}(E_d) = \frac{N_{\exp}(E_d)}{N^{(0)}_{mélange}(Ed)} \tag{4.15}$$

où $N_{exp}(E_d)$ est la distribution en énergie de décroissance expérimentale, et $N^{(0)}_{mélange}(E_d)$ la distribution en énergie de décroissance des événements mélangés la première fois. A partir de $C^{(0)}$, le poids de chaque paire virtuelle peut être calculé par :

$$w^{(1)}_{cn} = \frac{1}{\left\langle C^{(0)}_{cœur} \right\rangle \left\langle C^{(0)}_{neutron} \right\rangle} \tag{4.16}$$

où :

$$\left\langle C^{(0)}_{neutron} \right\rangle = \frac{1}{N_{paires}} \sum_{k=1}^{N_{paires}} C^{(0)}(E_d(neutron, cœur_k)) \tag{4.17}$$

Il ne reste plus ensuite qu'à calculer le nouveau spectre en énergie de décroissance des paires virtuelles pondérées, et à recommencer en calculant avec cette nouvelle distribution $N^{(1)}_{mélange}$ puis $C^{(1)}$, et ce jusqu'à l'ordre nécessaire pour atteindre la convergence du spectre en énergie des paires virtuelles, ce qui se produit généralement en moins d'une dizaine d'itérations.

La figure 4.5 indique que la diminution du fond a lieu essentiellement là où nous attendons des états, donc là où les corrélations sont les plus présentes, ce qui confirme le bien fondé de la méthode. L'effet des itérations est d'autant plus fort que les corrélations sont fortes dans une région.

Comme nous l'avons souligné au paragraphe précédent, les neutrons ne proviennent pas forcément de l'^{7}He. Ces neutrons viennent d'une désexcitation de source en mouvement qui peut être décrite par une distribution de Maxwell-Boltzmann dans le centre de masse du projectile. Ces neutrons ne sont pas corrélés avec un fragment (ils ne forment pas une résonance ^{6}He + n) : le mélange d'événements devrait donc décrire ce phénomène correctement.

Finalement, la procédure pour comparer une distribution expérimentale avec des distributions théoriques s'articule en trois opérations. D'une part, à partir des calculs théoriques, nous obtenons une distribution en énergie de décroissance que nous faisons passer par le filtre expérimental en utilisant le code SILLAGE. D'autre part, à partir des données, nous réalisons le mélange d'événements. Enfin, nous regroupons la distribution filtrée avec le fond combinatoire, et nous comparons la somme de ces deux distributions aux données.

Le point délicat concernant l'utilisation de ce fond combinatoire se situe dans sa normalisation par rapport au spectre total. Dans le cas de l'^{7}He, nous pouvons fixer cette proportion à l'aide de la traîne à grande E_d, mais les spectres ne possèdent pas toujours ce genre de forme. Pour résoudre ce problème, nous laissons donc cette proportion libre dans la procédure de minimisation.

4.3.4.3 Spectres des différentes réactions

La figure 4.6 présente les spectres en énergie de décroissance pour le système ^{6}He + n avec différents faisceaux et différentes cibles. Les données sont représentées par les croix avec les erreurs d'origine statistique. Nous avons généré les distributions d'énergie des résonances à l'aide du modèle présenté précédement. Les distributions en énergie de décroissance ont été modélisées par des distributions de Breit-Wigner (équation 1.14 avec $\ell = 1$) : pour l'état fondamental : $E_r = 440$ keV et $\Gamma = 160$ keV, et pour l'état excité (vu dans [Mei02a]) : E_r =1,0 MeV et $\Gamma = 0{,}75$ MeV. Conformément à la procédure décrite dans la partie précédente, nous avons fait passer ces distributions par le filtre expérimental, puis nous avons réalisé une minimisation par la méthode du χ^2 en laissant libres les proportions des deux résonances et du fond combinatoire, la seule contrainte étant que la somme des événements de ces trois distributions soit égale au nombre d'événements présents dans la distribution expérimentale.

Nous allons donc être amenés dans l'analyse qui suit et dans les prochains chapitres à utiliser la méthode du χ^2, dont l'équation 4.18 rappelle la définition :

$$\chi^2 = \sum_1^N \left(\frac{valeur\ observée - valeur\ attendue}{écart\ type} \right)^2 \tag{4.18}$$

avec l'écart type qui vaut $\sqrt{\text{nombre de coups}}$ dans notre cas, et N est le nombre de canaux moins le nombre de paramètres de la fonction.

Dans les quatre cas, l'état fondamental apparaît clairement et il est bien décrit par la paramétrisation que nous avons employée. La largeur apparemment plus importante de cet état dans le cas de la cible de plomb s'explique entièrement par l'effet de la cible. La proportion du fond combinatoire n'est pas modifiée de façon appréciable en passant du ^{12}Be (50 % sur cible de carbone) au ^{11}Be (45 %).

L'état à 1 MeV vu par [Mei02a] apparaît dans les meilleurs ajustements pour les trois expériences sur cible de carbone à hauteur de 20 à 25 % du spectre dont le fond a été soustrait. Sa présence dans la réaction avec cible de plomb est en revanche difficile à mettre en évidence, puisqu'elle n'atteint que 5 % du spectre dont le fond a été soustrait. Ces chiffres sont à comparer au 35 % $\pm$ 10 obtenus dans [Mei02a].

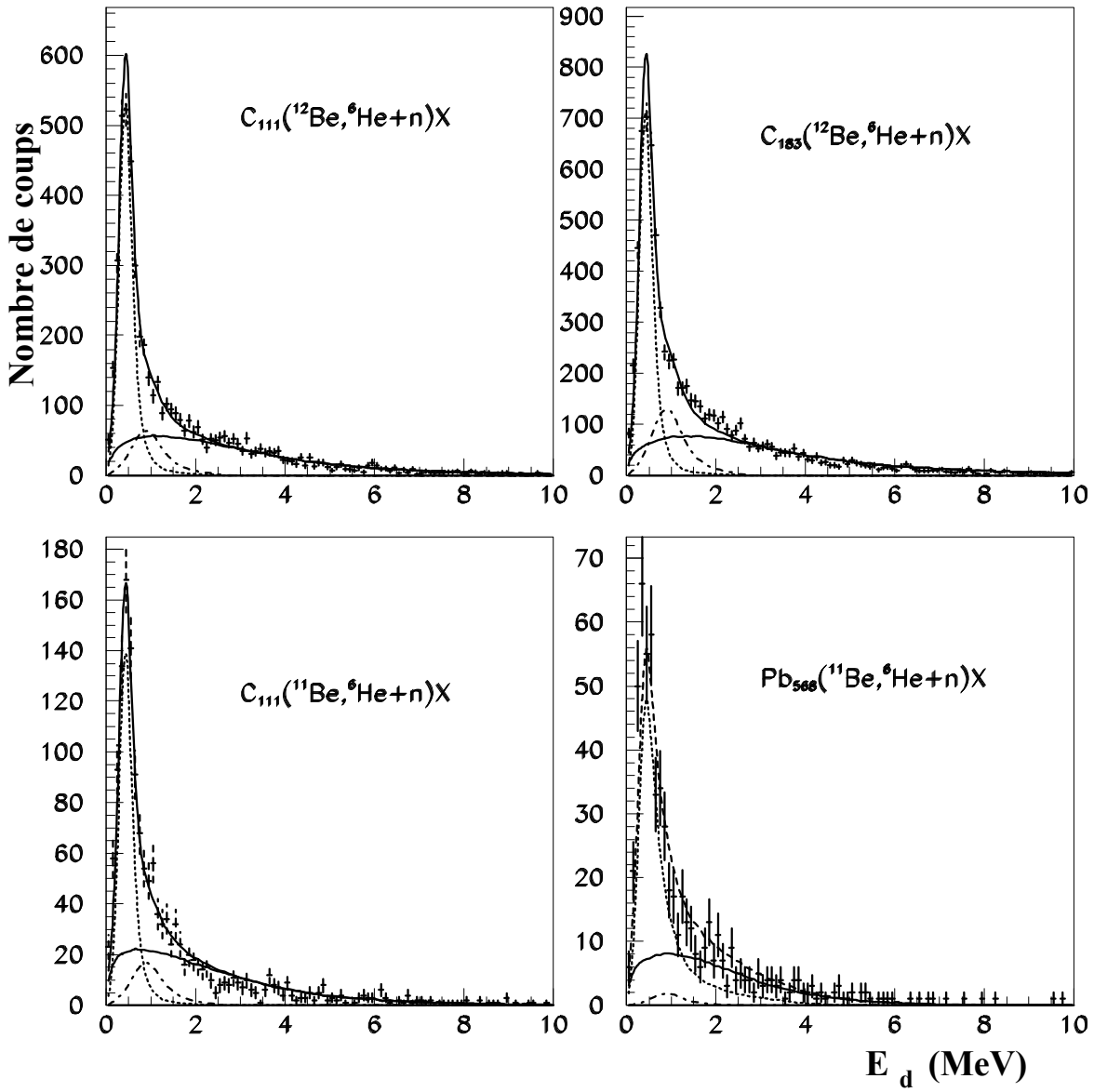

FIG. 4.6 – Spectres en énergie de décroissance pour le système ^{6}He + n pour différentes réactions. Les données sont représentées par les croix, les barres d'erreurs sont d'origine statistique. Pour les courbes, voir le texte.

La figure 4.7 présente le résultat de l'ajustement dans le cas de la réaction ^{12}Be + C_{111}en fonction de la proportion représentée par l'état excité à 1 MeV dans le spectre total auquel le fond combinatoire a été soustrait. En l'occurence, la proportion de ce fond donnant le meilleur résultat était de 50 % du spectre total. Il apparaît que le χ^2/N est de 2,4 en incluant cet état excité, et de 6,1 sans cet état.

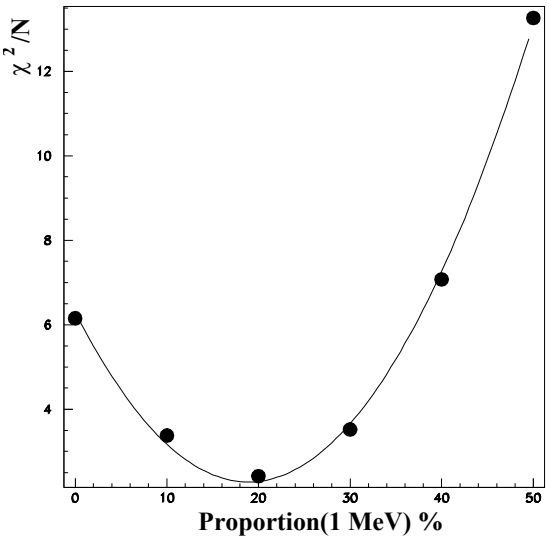

FIG. 4.7 – Résultat du χ^2 / N pour la réaction $C_{111}(^{12}Be, ^6He + n)X$ en fonction de la proportion de l'état à 1 MeV par rapport au spectre total dont le fond combinatoire a été soustrait.

Étant donné que nous n'avons fait varier ni la position ni la largeur de cet état excité, nous ne pouvons pas affirmer à partir de ces résultats qu'un état excité à 1 MeV de largeur 0,75 MeV existe, mais les résultats montrent qu'un autre état que le fondamental existe dans cette région autour de 1 MeV avec une largeur proche de 0,75 MeV.

4.4 La structure basse énergie du ^{10}Li

4.4.1 Introduction

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre d'introduction, la structure à basse énergie du ^{10}Li est importante pour les modèles à trois corps dans leur description du ^{11}Li et de l'^{10}He [Thm94]. Il s'agit également de savoir si dans la chaîne des isotones N = 7 l'état $1/2^+$ est plus lié que l'état $1/2^-$, marquant ainsi une inversion pour le ^{11}Be, le ^{10}Li et l'^{9}He par rapport aux noyaux de Z supérieurs (voir la figure 1.7 page 51 du chapitre d'introduction). Des calculs suggèrent que cette inversion, déjà bien établie pour le ^{11}Be, devrait continuer avec le ^{10}Li [Sag93]. La première observation du ^{10}Li a été réalisée en 1975 [Wil75], depuis, de nombreuses expériences ont tenté de cerner les caractéristiques de ses états à basse énergie (voir le tableau 4.4 et le schéma 4.8).

Réactions	E_r(MeV)	Γ (MeV)	États (J^π)	Références
^{9}Be(^{9}Be, ^{8}B)^{10}Li	0.80 ± 0.25	1,2 ± 0,3	fondamental	[Wil75]
^{11}B(π^-, ^{9}Li + n)p	0,15 ± 0,15	<0,4	fondamental	[Ame90]
C(^{18}O, ^{9}Li + n)X	< 0,15	-	fondamental	[Kry93]
^{11}B(^{7}Li, ^{8}B)^{10}Li	< 0.10	< 0,23	fondamental ($1/2^+$)	[Yon94]
^{11}B(^{7}Li, ^{8}B)^{10}Li	0,54 ± 0,06	0,36 ± 0,02	excité ($1/2^-$)	[Yon94]
C(^{11}Li, ^{9}Li + n)X	< 0,05	-	fondamental ($1/2^+$)	[Zin95]
^{10}Be(^{12}C, ^{12}N)^{10}Li	0,24 ± 0,10	0,10 ± 0,07	($1/2^-$)	[Boh97]
^{9}Be(^{13}C, ^{12}N)^{10}Li	0,53 ± 0,06	0,30 ± 0,08	-	[Boh97]
C,Pb(^{11}Li, ^{9}Li + n)X	0,21 ± 0,05	$0{,}12\ ^{+\,0{,}10}_{-\,0{,}06}$	-	[Zin97]
C,Pb(^{11}Li, ^{9}Li + n)X	0,62 ± 0,10	0,6 ± 0,1	-	[Zin97]
Be(^{18}O, ^{9}Li + n)X	< 0,05	-	fondamental	[Tho99]
^{9}Be(^{9}Be, ^{8}B)^{10}Li	0,50 ± 0,06	0,40 ± 0,06	($1/2^-$)	[Cag99]
^{9}Be(^{12,11}Be, ^{9}Li + n)X	0,05	-	($1/2^+$)	[Che01]

TAB. 4.4 – Etats observés dans le ^{10}Li.

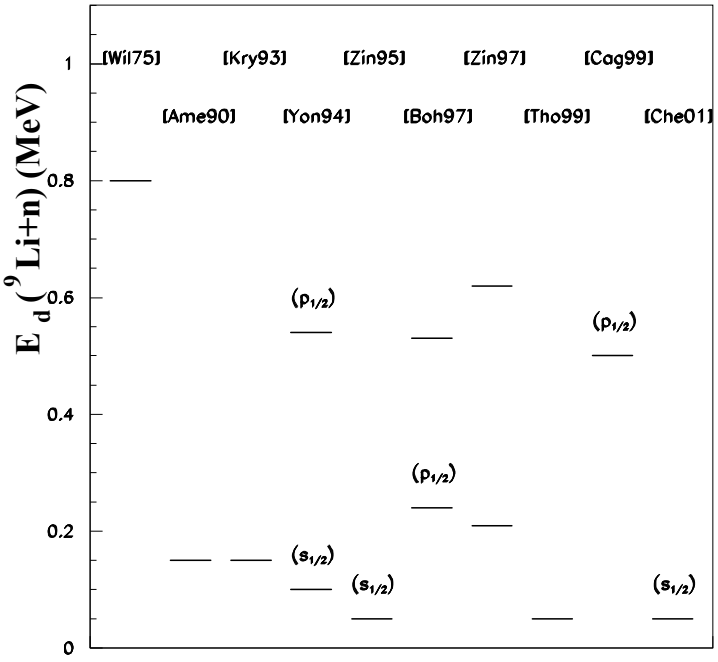

FIG. 4.8 – Schéma de niveau expérimental du ^{10}Li. L'énergie est donnée par rapport au seuil d'émission neutronique.

Ce n'est que récemment que la situation a commencé à s'éclaircir, sans toutefois que les caractéristiques soient déterminées très précisément, mais l'assignement du spin-parité semble à présent être établi par plusieurs expériences. Celles-ci indiquent que l'état fondamental du ^{10}Li est un neutron $1s_{1/2}$ couplé à l'état fondamental du ^{9}Li (J^{π}=$3/2^{-}$) pour donner un état 2^{-} et un état 1^{-}. L'état 2^{-} est attendu comme le fondamental [Bro95]. Le deuxième état excité est prédit être un état 1^{+} résultant d'un couplage entre un neutron $0p_{1/2}$ avec le $J^{\pi} = 3/2^{-}$ du fondamental du ^{9}Li.

Les résultats peuvent se regouper globalement en deux catégories. Un état s a été trouvé à partir de l'étroitesse des distributions en moment dans des réactions avec des faisceaux de ^{11}Be et ^{11}Li [Zin95], et l'étude de la vitesse relative entre le neutron et le ^{9}Li obtenue à partir d'un faisceau d'^{18}O ([Kry93] et [Tho99]) et de ^{11}Be conduisent à la même conclusion d'un état s à basse énergie. Finalement l'ensemble des études conduit à une longueur de diffusion - 40 fm $< a_s \leq$ -10 fm, c'est-à-dire à quelques dizaines de keV. Un état p autour de 0,5 MeV a été vu par [Cag99], en accord avec [Yon94], [Boh97], [Zin97], [Sim98], [Tho99] et [San03].

Les calculs théoriques pour le ^{11}Li ont besoin de connaître la structure à basse énergie du ^{10}Li. Ces calculs ont montré que la présence de l'état intrus $s_{1/2}$ (de la couche sd) juste au dessus du seuil est essentielle pour que le ^{11}Li soit lié [Thm94]. Ces calculs prédisent une longueur de diffusion $a_s \leq$ - 20 fm, en bon accord avec [Che00] et [Tho99].

La présente étude se positionne comme une pierre supplémentaire permettant de consolider l'idée que nous nous faisons du ^{10}Li. Disposant de plusieurs faisceaux et cibles, ainsi que de la suite d'isotopes ^{7,8,9,10}Li, notre approche consiste autant en une étude directe visant à déterminer la longueur de diffusion de l'état s que dans une étude "contextuelle" tentant de voir comment la physique varie avec les conditions expérimentales.

4.4.2 Efficacité et résolution en énergie de décroissance

La figure 4.9 présente la résolution en énergie de décroissance du système ^{9}Li + n ainsi que l'efficacité du dispositif expérimental pour cette même variable pour la réaction ^{11}Be(C_{111}, ^{9}Li + n)X, mais les résultats sont similaires pour les autres réactions. Les conditions d'obtention de ces courbes sont identiques à celles utilisées pour l'^{7}He.

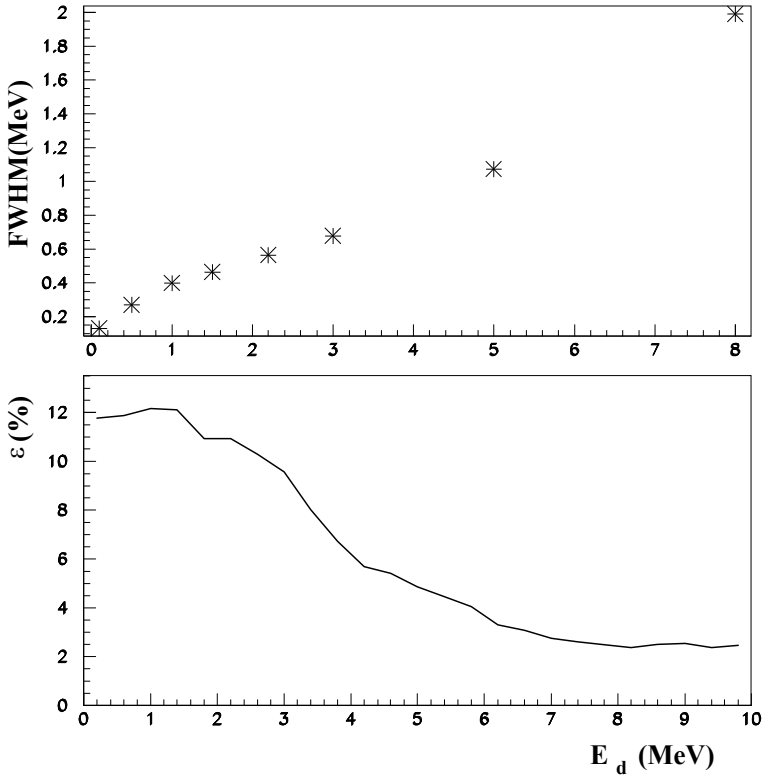

FIG. 4.9 – Simulation de la résolution en énergie de décroissance du système ^{9}Li + n (en ahut) et simulation de l'efficacité du dispositif expérimental en énergie de décroissance (en bas).

4.4.3 Masse invariante ^{A}Li + n

4.4.3.1 ^{7,8,9,10}Li

La figure 4.10 présente les spectres en énergie de décroissance obtenus pour les systèmes ^{A}Li + n (A = 6-9) sur cible de carbone à partir d'un faisceau de ^{12}Be. Les barres représentent les erreurs statistiques. Étant donné que les résultats obtenus avec l'^{7}He pour les cibles de 111 et 183 mg/cm^2 sont identiques, nous avons regoupé ces deux jeux de données dans le cas présent. Nous avons utilisé les états connus de ces noyaux (tableau 4.5, où E_r est l'énergie d'un état du noyau $^{A+1}$Li mesurée à partir du seuil d'émission d'un neutron) et fait varier librement leurs proportions ainsi que celles du fond combinatoire, afin de voir si nous pouvions reproduire nos données.

Noyaux	E_r(MeV)	Γ (MeV)	Noyaux	E_r(MeV)	Γ (MeV)
^{7}Li	0,204	0,080	^{9}Li	0,23	0,100
^{7}Li	1,5	4,712	^{9}Li	1,32	0,600
^{7}Li	1,84	2,752	^{9}Li	2,37	0,040
^{7}Li	3,99	0,24	-	-	-
^{8}Li	0,22	0,033	^{10}Li	<0,05	-
^{8}Li	0,70	1	^{10}Li	0,55	0,55
^{8}Li	1,17	1	-	-	-

TAB. 4.5 – Niveaux d'énergie des Li par rapport aux seuils d'émission d'un neutron ([Tie02],[Ajz88] et [Che00]). L'état à 0,7 MeV pour le ^{8}Li passe par un ^{7}Li excité.

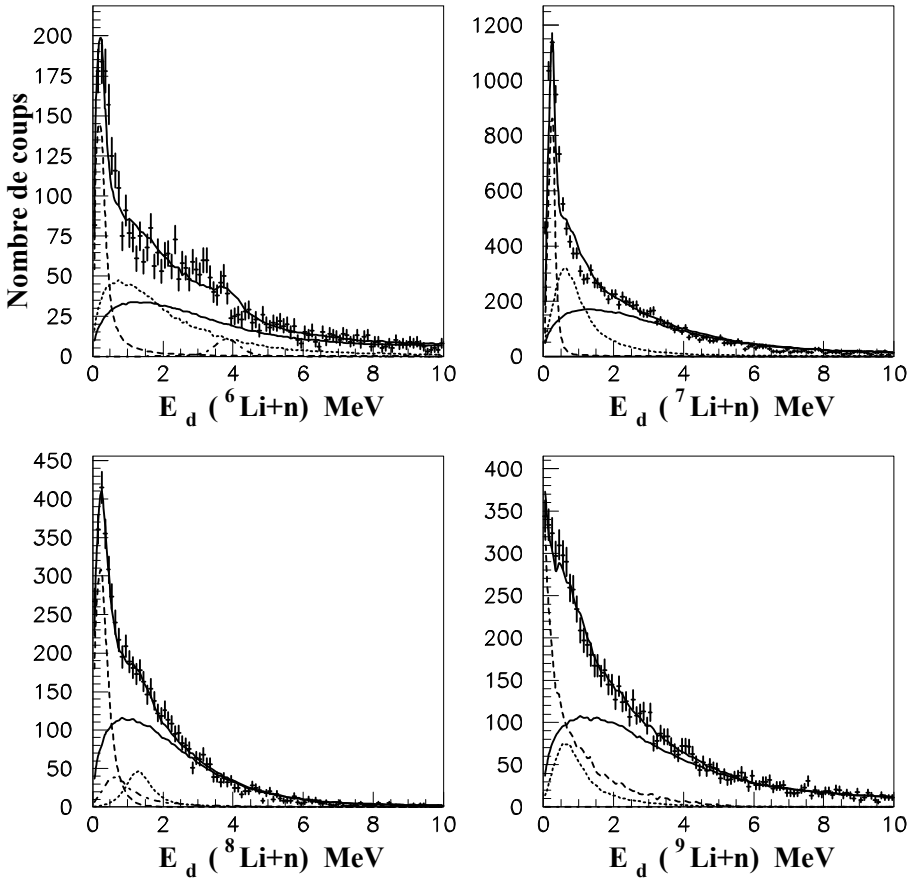

FIG. 4.10 – Spectres en énergie de décroissance des systèmes ^{6,7,8,9}Li + n. Voir le texte pour les courbes.

La figure présentant le spectre ^{7}Li (^{6}Li + n) indique qu'il est dû à l'état $3/2^{-}$à 8,75 MeV (E_r = 1,5 MeV) et à l'état $5/2^{-}$ situé à 7,45 MeV (E_r = 0,204 MeV). La rupture de pente autour de 4 MeV semble bien s'expliquer par un faible peuplement de l'état situé à 11,24 MeV (E_r = 3,99 MeV).

La figure présentant le ^{8}Li indique que les deux premiers états portés dans le tableau 4.5 permettent d'expliquer la forme particulière de la distribution, avec un second pic très près du premier, dû à la résonance à 0,7 MeV qui provient en fait d'une décroissance du ^{8}Li* à 3,21 MeV (E_r=1,177 MeV) vers le ^{7}Li*+n avec $E_r(^{7}Li^{*})$ = 0,478 MeV. Cet état excité du ^{7}Li décroît par désexcitation γ.

La figure présentant le ^{9}Li s'explique encore très bien à partir des trois résonances inscrites dans le tableau.

Enfin, pour le ^{10}Li, nous avons pris pour le premier état excité un état intermédiaire entre les résultats indiqués dans le tableau 4.4, situé à 0,55 MeV au dessus du seuil ^{9}Li + n. Pour le fondamental, nous avons utilisé un état s virtuel dont nous avons fait varier la longueur de diffusion. Sous réserve que l'état excité que nous avons pris possède les bonnes caractéristiques, nous obtenons a_s= -30 fm ± 5 fm (figure 4.11).

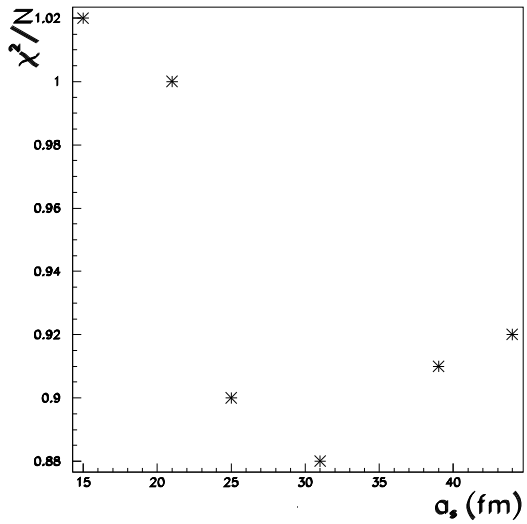

FIG. 4.11 – χ^2 / N en fonction de la longueur de diffusion a_s de l'état s virtuel pour la réaction C(^{12}Be, ^{9}Li + n).

La figure 4.12 présente les distributions en moments $P_{x,y,z}$ pour les ^{7,8,9,10}Li obtenus dans les réactions citées précédemment (l'axe du faisceau est l'axe z).

4.4.3.2 Spectres en énergies du ^{10}Li

La figure 4.13 regroupe les différents spectres du ^{10}Li obtenus avec les faisceaux de ^{12}Be sur cible de carbone et de ^{11}Be sur cibles de carbone et de plomb. Le spectre obtenu

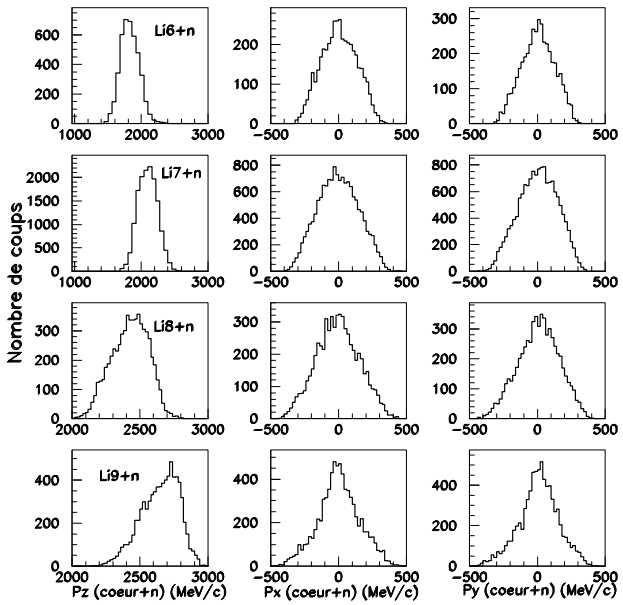

FIG. 4.12 – Moments p_z, p_x, p_y des systèmes ^{6,7,8,9}Li + n.

avec le faisceau de ^{11}Be présente une structure à basse énergie plus marquée, surtout sur la cible de carbone. Par ailleurs, comme nous l'avions signalé, pour former le ^{10}Li à partir du ^{11}Be, il suffit d'enlever un proton, alors qu'à partir du ^{12}Be, il faut également arracher un neutron. Ces deux éléments nous ont poussés à nous concentrer sur l'interprétation du spectre issu de la réaction ^{11}Be + C $\rightarrow$ ^{10}Li.

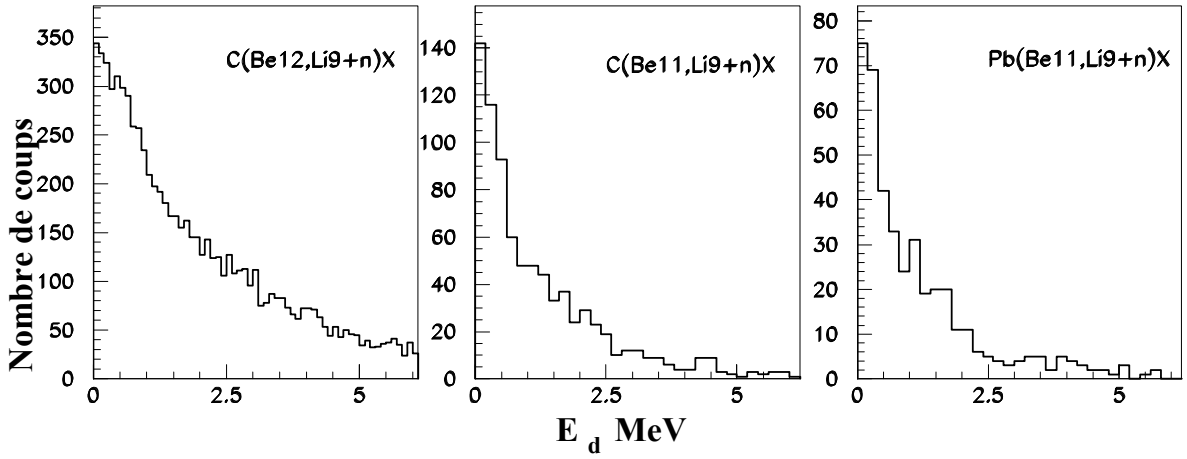

FIG. 4.13 – Spectres en énergie de décroissance pour le système ^{9}Li + n pour différents faisceaux et différentes cibles.

4.4.4 Comparaison au modèle - Interprétation

Nous avons vu lors de l'introdution de ce chapitre dans le tableau 4.1 que l'état fondamental du ^{11}Be est essentiellement dans un état $1s_{1/2}$ pour les neutrons. Pour former le ^{10}Li, seul un proton est arraché, laissant penser que la structure neutronique est conservée lors de la réaction. Nous nous attendons donc à ce qu'un état à très basse énergie du ^{10}Li soit un état s virtuel.

La figure 4.14 présente les données et un ajustement par la méthode du χ^2 d'un état s virtuel sans fond combinatoire. Plus la longueur de diffusion diminue, plus le χ^2est faible, suivant une décroissance quasi linéaire (figure 4.15). Le meilleur χ^2/N est obtenu pour a_s= 0 fm, mais même pour cette valeur, l'ajustement est visiblement trop large comparé aux données. Cette distribution est représentée sur la figure par la courbe en tirets. Cette valeur n'est pas compatible avec les résultats des autres expériences citées dans l'introduction.

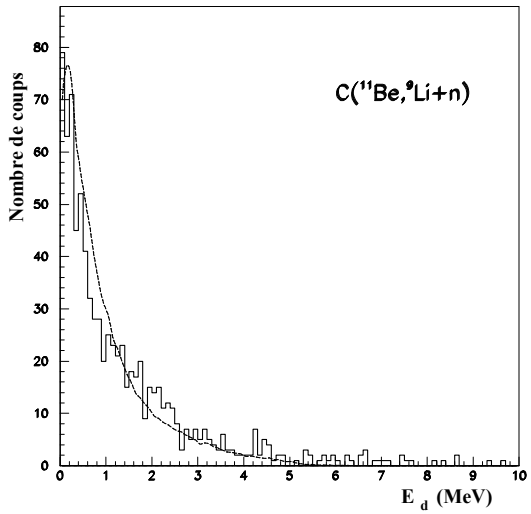

FIG. 4.14 – Ajustement d'un état état s virtuel sans fond combinatoire pour l'énergie de décroissance du système ^{9}Li + n.

La figure 4.16 présente les données et un ajustement (tirets) par la méthode du χ^2 d'un état s virtuel (pointillés) mais cette fois avec un fond combinatoire (ligne continue). La figure 4.17 présente le χ^2/N en fonction de la longueur de diffusion a_s. Nous obtenons a_s = - 16 fm $^{+4,5}_{-3,5}$ fm. Cette valeur est compatible avec le résultat précédent où a_s < -10 fm [Che00]. Nous avions trouvé a_s= -30 fm ± 5 fm en utilisant les données issues de la réaction ^{12}Be(C,^{9}Li + n), ce qui est également compatible avec la mesure [Che00] et l'estimation supérieure qui fixait a_s > -40 fm, mais comme nous l'avions remarqué, ce résultat est conditionné par le choix de la position et de la largeur du second état excité situé autour de 0,55 MeV, ce qui signifie que le résultat obtenu à partir de la réaction C(^{11}Be, ^{9}Li + n) est celui qu'il faut retenir.

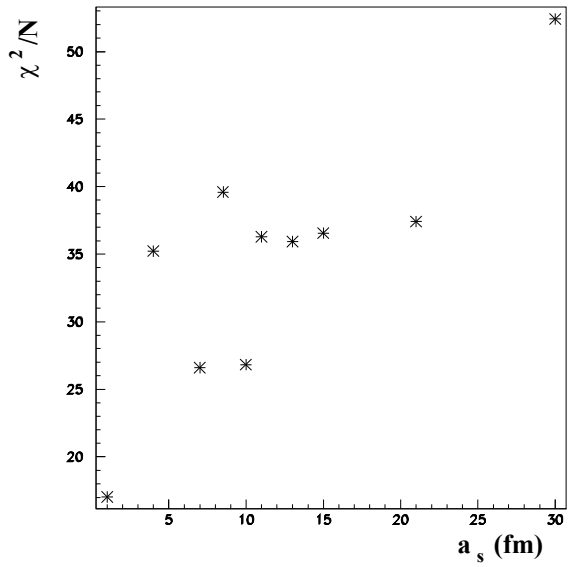

FIG. 4.15 – χ^2 / N en fonction de la longueur de diffusion a_s de l'état s virtuel.

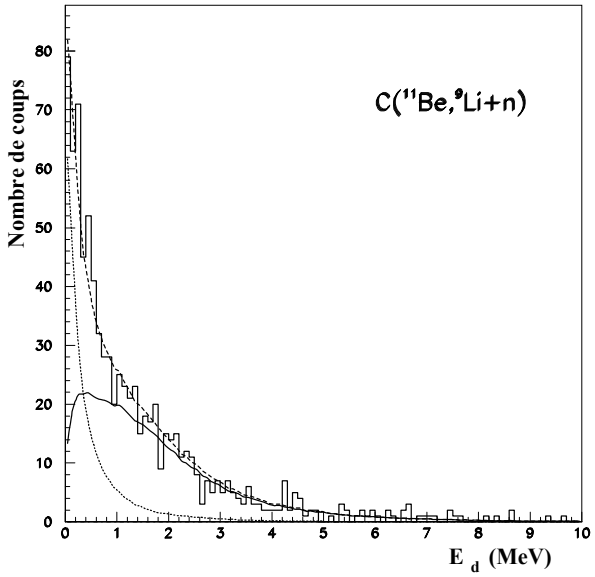

FIG. 4.16 – Ajustement (tirets) d'un état s virtuel (a_s = 16 fm) (pointillés) avec un fond combinatoire (continu) pour l'énergie de décroissance du système ^{9}Li + n.

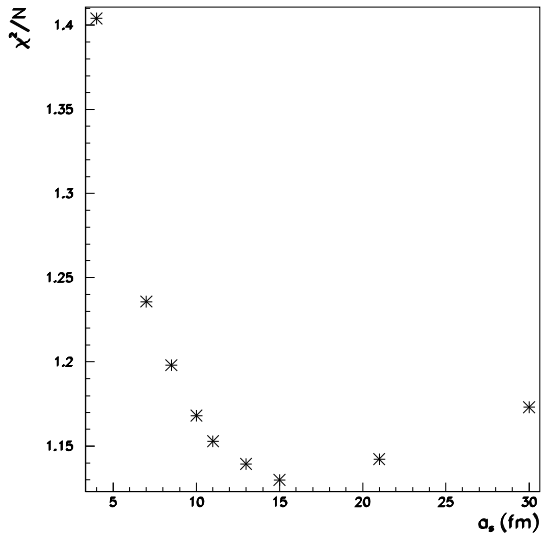

FIG. 4.17 – χ^2 / N en fonction de la longueur de diffusion a_s de l'état s virtuel.

4.5 La structure basse énergie de l'^{9}He

4.5.1 Introduction

Si l'inversion de parité est bien connue pour le ^{11}Be [Mil83] et que, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, cette inversion se confirme pour le ^{10}Li, le cas de l'^{9}He n'est pas aussi évident pour le moment. Les expériences précédentes ayant échoué (voir les références dans [Set87]), le premier résultat expérimental date de 1987 avec la réaction ^{9}Be(π^-, ^{8}He + n)π^+ dont les résultats sont reportés dans le tableau 4.6. L'état fondamental est alors situé à 1,13 ± 0,10 MeV.

Réactions	E_r(MeV)	Γ (MeV)	J^π	Références
^{9}Be(π^-, π^+)^{9}He	1,13 ± 0,13	0.42 ± 0,10	$(1/2^-)$	[Set87]
^{9}Be(π^-, π^+)^{9}He	2,3	0.42 ± 0,10	$(1/2^+)$	[Set87]
^{9}Be(π^-, π^+)^{9}He	4,9	0.50 ± 0,10	$(3/2^+)$ ou $(3/2^-)$	[Set87]
^{9}Be(^{13,14}C, ^{13,14}O)^{9}He	1,27 ± 0,10	0,30	$(1/2^-)$	[Oer95]
^{9}Be(^{13,14}C, ^{13,14}O)^{9}He	2,42 ± 0,10	0,85	$(3/2^-)$	[Oer95]
^{9}Be(^{13,14}C, ^{13,14}O)^{9}He	4,25 ± 0,12	-	$(5/2^+)$	[Oer95]
^{9}Be(^{11}Be, ^{8}He + n)X	0,200	-	$(1/2^+)$	[Che01]

TAB. 4.6 – Etats observés dans l'^{9}He.

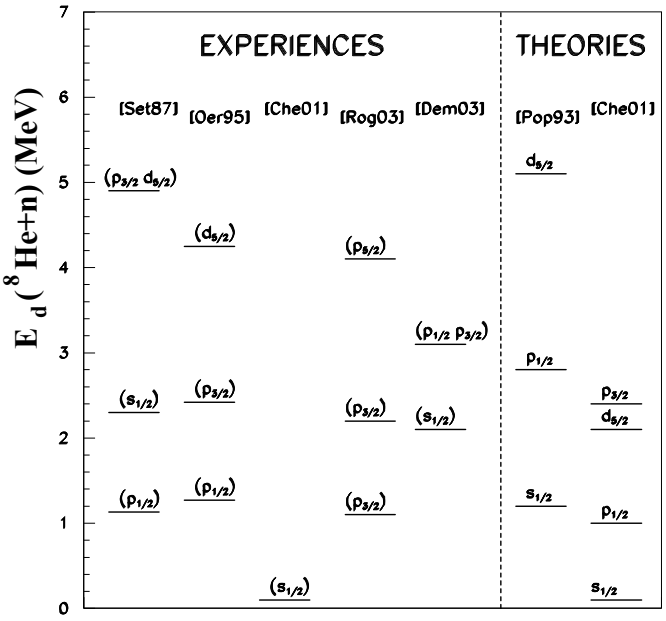

FIG. 4.18 – Schémas de niveau expérimental et théorique de l'^{9}He. L'énergie est donnée par rapport au seuil d'émission neutronique. La prédiction théorique [Che01] a été ajustée de façon à ce que l'état $s_{1/2}$ corresponde au niveau expérimental $s_{1/2}$ de [Che01]. De même pour [Pop93] vis-à-vis du premier niveau de l'expérience [Set87].

En utilisant les réactions de transfert ^{13,14}C(^{9}Be,^{13,14}O)^{9}He, l'état fondamental a été mesuré à 1,27 ± 0,10 MeV par [Oer95]. La méthode utilisée était celle de la masse manquante. Cet état a été interprété comme possédant un moment $\ell = 1$ par [Ogl95]. Le noyau miroir de l'^{9}He, le ^{9}Li, a également été étudié dans [Rog03]. Trois états ont été identifiés, sans qu'ils puissent apporter d'information sur l'état fondamental de l'^{9}He.

Cependant, l'expérience ^{9}Be(^{11}Be, ^{8}He + n)X (avec un faisceau à 28 MeV/nucleon) va remettre en cause cette vision de l'^{9}He en découvrant un état situé à 200 keV [Che01]. La méthode utilisée est analogue à la nôtre, et le système a été réalisé pour détecter des états avec $E_d < 1$ MeV.Cette expérience indique que l'état fondamental de l'^{9}He serait un état de diffusion $1s_{1/2}$ avec $a_s \leq$ -10 fm soit, comme nous l'avons dit, $E_r = 200$ keV en utilisant la formule $E_r = \frac{\hbar^2}{2ma_s^2}$ avec m la masse réduite du système [Che01] et en s'appuyant sur le modèle présenté dans [War92].

Le tableau 4.7 fait le bilan sur les états excités de l'^{9}He, et le schéma 4.18 permet de comparer les résultats expérimentaux et théoriques. Pour l'état fondamental, la question a donc été relancée par [Che01] de savoir si, comme le prédit par exemple [Sag93], l'^{9}He poursuit l'inversion de niveau entamée par le ^{11}Be et poursuivie par le ^{10}Li. Comme le montre le tableau 4.8, la question n'est pas tranchée théoriquement non plus, puisque un

état $1/2^-$ est prévu par [Mic03a] pour l'état fondamental.

E_r (MeV)	1,20 ± 0,08	2,35 ±0,10	4,23 ± 0,10	5,18 ± 1,2
Γ (MeV)	0,1 ± 0,06	0,7 ±0,2	-	-
J	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{2}$	-

TAB. 4.7 – Niveaux d'énergie des résonances de l'^{9}He [Tie98].

Notre étude à partir de faisceaux de ^{12}Be et ^{11}Be sur la cible de carbone à 41 MeV/ nucléon s'inscrit dans cette recherche des caractéristiques de l'état fondamental de l'^{9}He. La vitesse relative v_{frag} - v_n avec une ouverture angulaire maximale de 10° entre ces deux éléments a été utilisée par [Che01]. Nous avons essayé une approche similaire, en basant notre travail sur l'énergie de décroissance E_d du système ^{8}He + n.

Le ^{11}Be est particulièrement indiqué pour notre étude puisqu'il ne contient pas de configuration $p_{1/2}$. En effet, le ^{11}Be va perdre 2 protons, or l'état initial du dernier neutron dans le ^{11}Be est majoritairement $1s_{1/2}$ [Aum00], et il est très difficile d'atteindre une parité impaire sans réarrangement profond. Le ^{12}Be avec des états $p_{1/2}$, $d_{5/2}$ et $s_{1/2}$ permet d'atteindre des états pairs et impairs. La perte des deux protons est supposée directe car S_n(11Be) = 0,5 MeV et S_p= 20,3 MeV [Bai03].

Références	[Pop85]	[Set87]	[Ste88]	[Pop93]	[Ogl95]	[Nar98]	[Che01]
J^π(fondamental)	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}^+$
$J^\pi(1^{er}$ excité)	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{1}{2}^-$

TAB. 4.8 – Assignations théoriques spin-parité des deux premiers états de l'^{9}He .

4.5.2 Efficacité et résolution en énergie de décroissance

La figure 4.19 représente en haut la résolution en énergie de décroissance du système ^{8}He + n. La figure du bas représente l'efficacité du dispostif expérimental pour cette même variable. Les conditions d'obtention de ces courbes sont identiques à celles utilisées pour l'^{7}He.

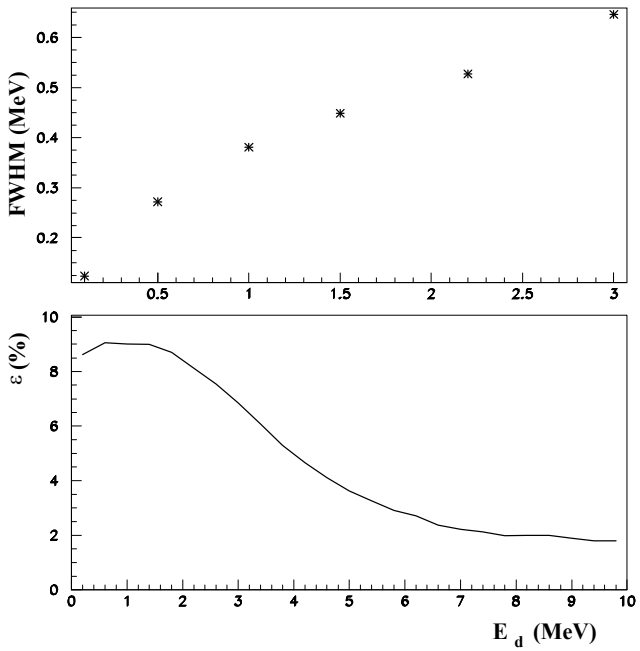

FIG. 4.19 – Résolution en énergie de décroissance (haut), et efficacité du dispositif expérimental (bas) pour le système ^{8}He + n.

4.5.3 Spectres en énergie

La figure 4.20 présente les spectres en énergie de décroissance du système ^{8}He + n pour les faisceaux de ^{11,12}Be et les cibles de carbone et de plomb. Sur le spectre du centre, avec le faisceau de ^{11}Be sur cible de carbone, l'élément qui ressort nettement est la présence d'un pic à très basse énergie, qui pourrait être un état virtuel s. Ce pic semble également présent sur le spectre présentant la même réaction mais sur cible de plomb, cependant la très faible statistique n'a pas permis une exploitation de ces données.

Sur le spectre de gauche, avec le faisceau de ^{12}Be sur cible de carbone, nous pouvons deviner des structures, mais aucune ne ressort clairement. Leur présence peut s'expliquer par le fait que le ^{12}Be présente une structure neutronique plus complexe que le ^{11}Be, permettant d'accéder à un nombre important d'état de l'^{9}He. De façon plus précise, l'état fondamental du ^{12}Be est un mélange d'états avec comme structure neutronique p^2, s^2 ou d^2. Donc suivant l'état de départ dans le ^{12}Be, et étant donné la conservation de la structure neutronique au cours de la réaction, les états p, s et d pourront être peuplés dans l'^{9}He. Pour comparaison, nous avons regroupé les spectres de gauche et du centre sur la figure 4.21.

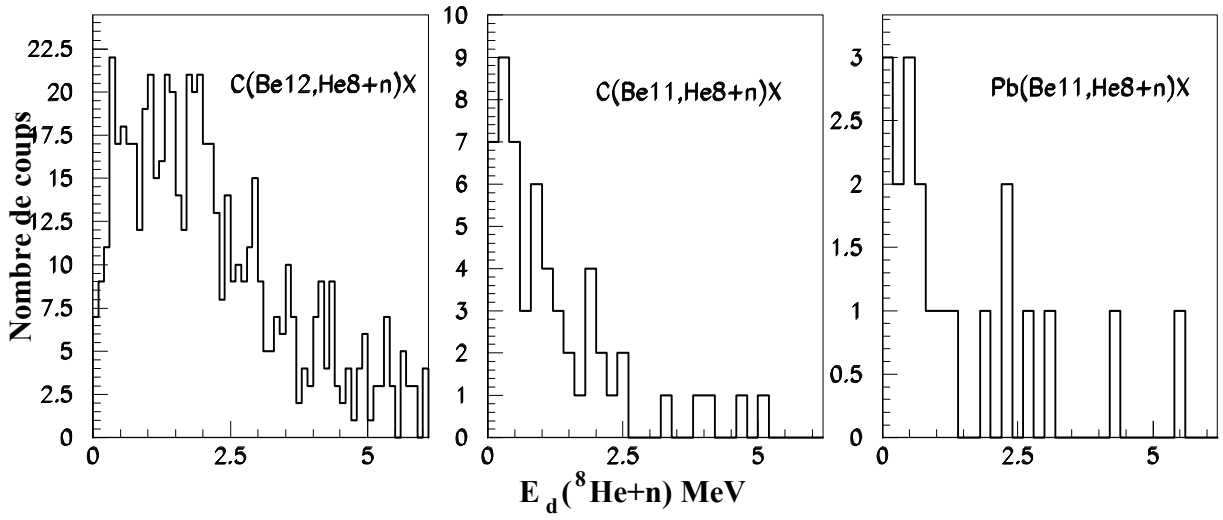

FIG. 4.20 – Distributions en énergie de décroissance du système ^{8}He + n pour différents faisceaux et cibles.

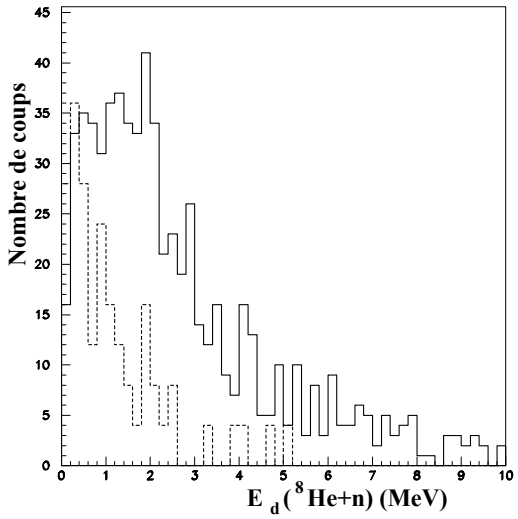

FIG. 4.21 – Comparaison des spectres en énergie du système ^{8}He + n à partir des faisceaux de ^{12}Be (continu) et ^{11}Be (tirets) sur cible de carbone. Le spectre obtenu avec le faisceau de ^{11}Be a été multiplié par 4.

Le nombre important d'états possibles allié à une statistique faible et à une résolution insuffisante font qu'il est difficile d'interpréter la figure 4.22 présentant un ajustement visant à reproduire les données obtenues à partir du ^{12}Be. Nous avons inclus les 2 premiers états du tableau 4.7, qui sont des états p et d si nous suivons les prédictions de [Che01],

ainsi qu'un état s avec a_s = - 10 fm, et enfin le fond combinatoire. L'ajustement n'est présenté ici qu'à titre d'exemple permettant de visualiser tous les pics, car de nombreuses configurations présentent des valeurs de χ^2 que nous ne pouvons pas distinguer. Nous avons utilisé un état s virtuel pour l'état à basse énergie plutôt qu'un état p en nous basant sur les résultats de [Che01], mais un état $\ell = 1$ convient tout aussi bien pour décrire ces données.

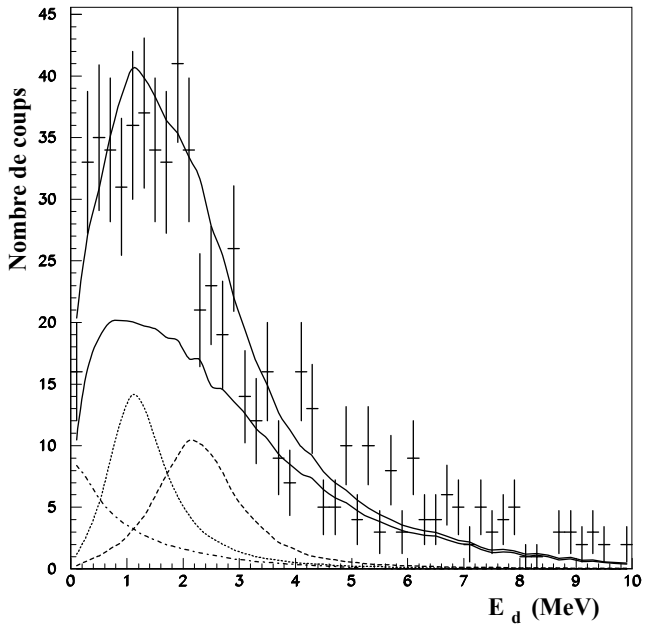

FIG. 4.22 – Énergie de décroissance du système ^{8}He + n obtenu à partir de la réaction ^{12}C(^{12}Be, ^{8}He + n)X. La somme des résonances est en continu. Le fond combinatoire également mais il est situé plus bas. Les pics correspondent aux états s avec a_s = -10 fm, $p_{1/2}$ à 1,2 MeV et $d_{5/2}$ à 2,35 MeV.

4.5.4 Influence du paramètre d'impact sur le spectre en énergie

Nous avons étudié l'influence du paramètre d'impact sur le spectre en énergie de décroissance, afin de voir dans quelle mesure la violence de la collision pouvait amener à arracher préférentiellement un neutron de tel ou tel état, ou, en retournant le problème, afin de voir quels angles étaient peuplés en fonction de l'état en jeu. Cette idée est dictée par le fait que l'angle du système ^{8}He + n par rapport au faisceau dépend des nucléons arrachés au noyau du faisceau, or dans le cas ^{12}Be $\rightarrow$ ^{9}He, deux protons sont enlevés, mais également un neutron. Si un tel effet apparaît clairement, une sélection en fonction de ce paramètre pourrait faciliter l'interprétation de certains spectres en faisant ressortir un état particulier dans une plage angulaire donnée.

Le schéma 4.23 représente les deux angles qui seront utilisés dans l'analyse pour ce chapitre et les deux suivants. L'angle β est formé par le moment du noyau incident et le moment du fragment chargé. Il ne sera employé que dans les chapitres concernant l'^{6}He pour des raisons ayant trait à la suppression d'un bruit dans les événements. L'angle α est formé par le moment du noyau incident et le moment reconstruit du système fragment chargé + neutron(s). Cet angle peut être relié au paramètre d'impact, caractérisé par la distance perpendiculaire au faiceau entre les centres des noyaux cible et incident la plus courte au cours de la réaction, c'est-à-dire à la violence de la réaction. Plus l'angle α est grand, plus le paramètre d'impact est petit, et plus la réaction a été violente. On parle aussi de collisions centrales et périphériques.

Nous avons également exploré les distributions et l'influence d'autres angles sur les spectres en énergie notamment, comme l'angle entre le moment du neutron et celui du fragment chargé ou du noyau incident, mais d'une part la structure lacunaire de DEMON devient handicapante dès lors que nous prenons en compte le moment des neutrons seuls pour le calcul d'un angle et, d'autre part, les angles mettant en jeu les neutrons seuls sont directement reliés à l'énergie de décroissance du système cœur + neutron et ne présentent donc pas d'intérêt dans le cadre de cette étude.

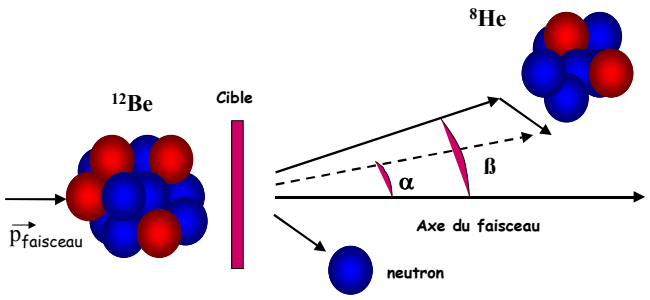

FIG. 4.23 – Schéma des angles α et β.

La figure 4.24 en bas à droite présente l'angle α en fontion de l'énergie de décroissance du système ^{8}He + n obtenue à partir d'un faisceau de ^{12}Be sur une cible de carbone. Les deux autres figures sont les projections sur les axes des deux variables. Contrairement au cas du ^{10}Li pour lequel aucune structure n'est visible (figure 4.25), plusieurs zones peuvent être distinguées suivant l'angle α.

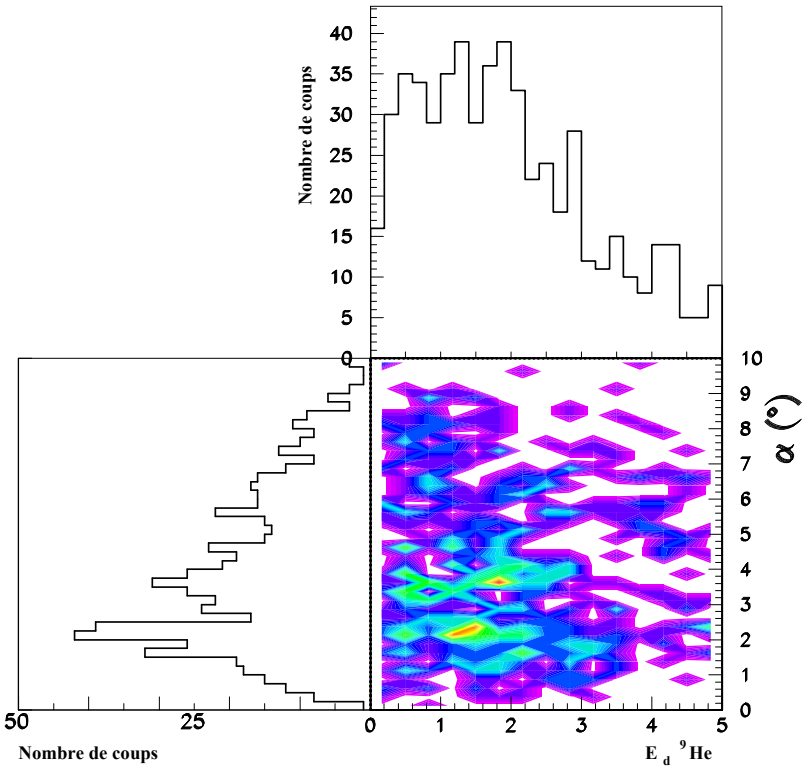

FIG. 4.24 – Angle α en fonction de l'énergie de décroissance du système ^{8}He + n (en bas à droite). En haut et à gauche de cette figure sont représentées les projections suivant ces deux variables

La question se pose de savoir si ces trois structures correspondent aux trois états présentés sur la figure 4.22. Mais avant tout, nous avons la possibilité de voir s'il ne s'agit pas d'un effet du dispositif expériemental grâce à l'étude du ^{10}Li. La figure 4.25 est analogue à la précédente, mais concerne le ^{10}Li. Aucune structure particulière n'apparaît. Il n'y a pas de variation de peuplement brutal d'une zone d'une variable en raison de l'autre, donc un effet expérimental est écarté, ce que confirme les simulations.

Nous avions vu sur la figure 4.10 que 2 états étaient peuplés dans le système ^{9}Li + n, mais le fait de ne pas trouver ici de structure nette dans la distribution en angle α n'est pas en contradiction avec le résultat de l'^{9}He, car le spectre en énergie pour le ^{10}Li ne présente pas deux pics apparents, mais un seul, car les deux états se recouvrent fortement.

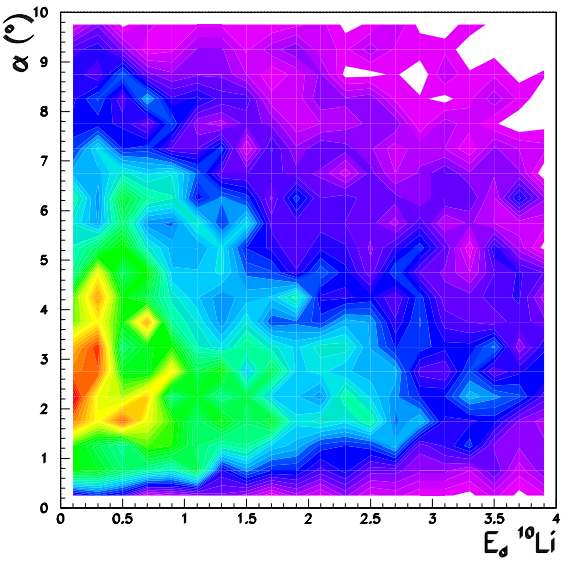

FIG. 4.25 – Angle α en fonction de l'énergie de décroissance du système ^{9}Li + n obtenue à partir d'un faisceau de ^{12}Be sur une cible de carbone.

Nous avons tenté d'aller plus loin pour comprendre les structures en angle α dans le cas de l'^{9}He en effectuant des coupures en énergie de décroissance et en regardant leurs effets sur la distribution en angle α. Nous avons ensuite réalisé la démarche inverse, consistant à effectuer des coupures en angles pour observer les distributions en énergies de décroissance, afin de tenter de faire ressortir les résonances qui, sans cela, ne sont guères visibles. Il est apparu que la statistique disponible était insuffisante pour créer de telles coupures. Il est clair qu'une statistique supérieure serait nécessaire et il ne faut d'ailleurs pas exclure que ces structures soient dues uniquement à des variations statistiques.

4.5.5 Comparaison aux modèles - Interprétation

Dans le cas de l'^{9}He, nous cherchons à savoir où l'état fondamental se situe, mais également s'il s'agit d'un état s ou d'un état p. La figure 4.26 présente, afin de visualiser ce que cela signifie du point de vue de la forme après passage par le filtre expérimental, trois distributions normalisées en nombre de coups, obtenues à partir de notre modèle pour l'^{9}He créé par la réaction ^{11}Be + C. La courbe en pointillés est une résonance p avec E_r = 400 keV et Γ = 700 keV. La courbe en continu est un état s virtuel avec a_s = -30 fm et la courbe en tirets a pour paramètre a_s = -1 fm. Un état s virtuel, avec donc ℓ = 0, se caractérise par une augmentation rapide de la section efficace à basse énergie et une descente plus lente, tandis que pour un état p, avec donc ℓ = 1, la distribution est plus symétrique et commence plus près de 0 à l'origine.

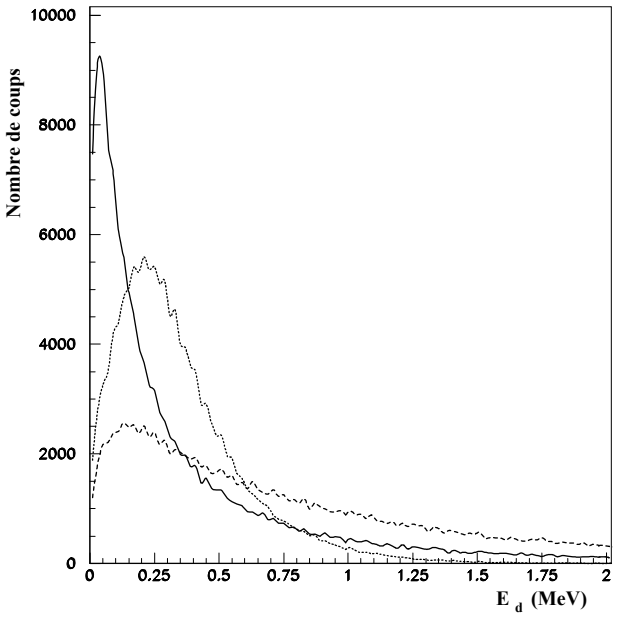

FIG. 4.26 – Formes des distributions en énergie après le filtre expérimental pour des états s virtuels et une résonance p. La courbe en pointillés est une résonance p avec E = 400 keV et Γ = 700 keV. La courbe en continu est un état de diffusion avec a_s = -30 fm et la courbe en tirets a pour paramètre a_s = -1 fm.

Pour les trois ajustements que nous allons présenter, la faible statistique nous a contraints à limiter nos caculs à une plage de 3 MeV découpée en 6 canaux. Nous avons tout d'abord réalisé un ajustement par la méthode du χ^2 sur nos données obtenues avec le faisceau de ^{11}Be sur cible de carbone. Nous n'avons pas inclus de fond combinatoire dans un premier temps. Le résultat est présenté sur la figure 4.27. La figure 4.28 nous indique que le meilleur résultat a été obtenu pour a_s = 0 fm avec χ^2/N = 0,68.

Nous avons ensuite inclus le fond combinatoire. Le résultat est présenté sur la figure 4.29 où le fond est la courbe en continu. La figure 4.30 nous indique que le meilleur résultat a été obtenu pour a_s = 0 fm avec χ^2/N = 0,48. L'introduction du fond ne permet de diminuer significativement le χ^2 par rapport à l'ajustement sans fond combinatoire que pour les valeurs de a_s plus élevées.

Enfin, nous avons effectué un ajustement en utilisant le fond combinatoire et une résonance de type p (distribution de Breit-Wigner décrite par l'équation 1.14) avec une énergie et une largeur variables. Nous avons exploré les énergies de 200 à 600 keV pour des largeurs de 300 à 600 keV, sauf pour la résonance à 400 keV pour laquelle le χ^2 était minimal, où nous avons étendu nos essais de largeur à 1100 keV. La figure 4.31 indique que le meilleur résultat a été obtenu pour E_r = 400 keV et Γ= 700 keV avec χ^2/N = 0,51 comme le montre la figure 4.32.

Au vu de ces trois ajustements, il est clair qu'il faut inclure le fond combinatoire, mais

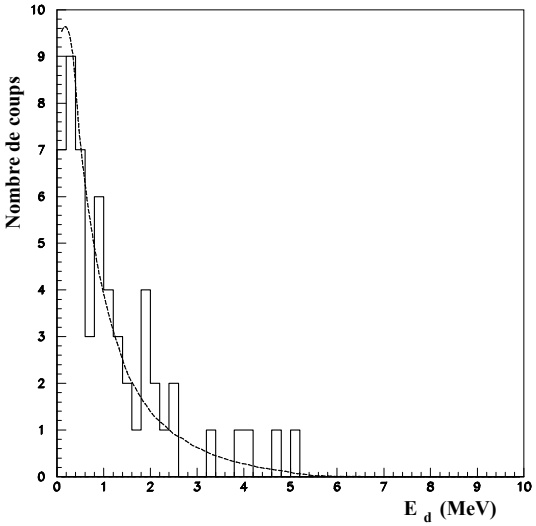

FIG. 4.27 – Ajustement d'un état s virtuel avec $a_s = 0$ fm sans fond combinatoire pour l'énergie de décroissance du système ^{8}He + n (faisceau de ^{11}Be).

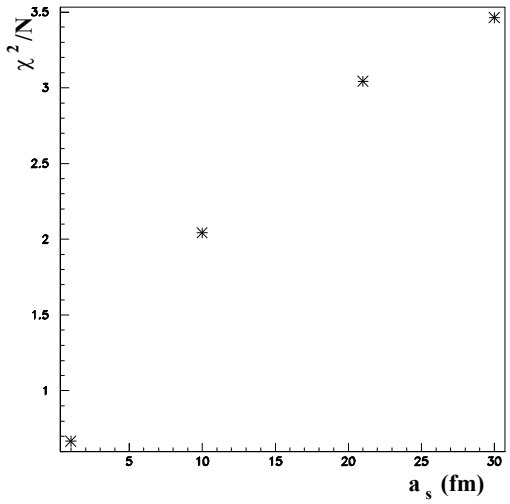

FIG. 4.28 – χ^2 / N en fonction de la longueur de diffusion a_s pour les ajustements présentés dans la figure 4.27.

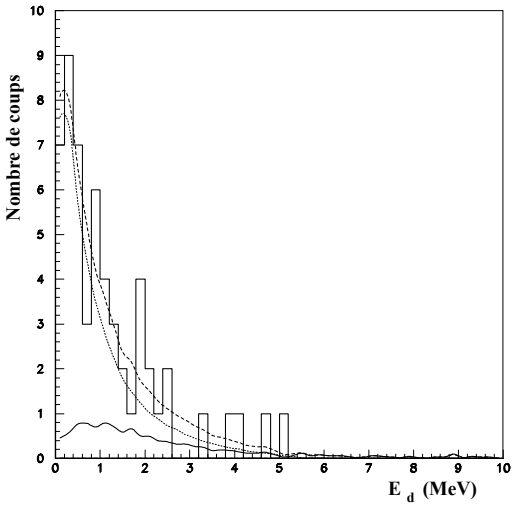

FIG. 4.29 – Ajustement (tirets) d'un état s virtuel avec $a_s = 0$ fm (pointillés) avec un fond combinatoire (continu) pour l'énergie de décroissance du système ^{8}He + n (faisceau de ^{11}Be).

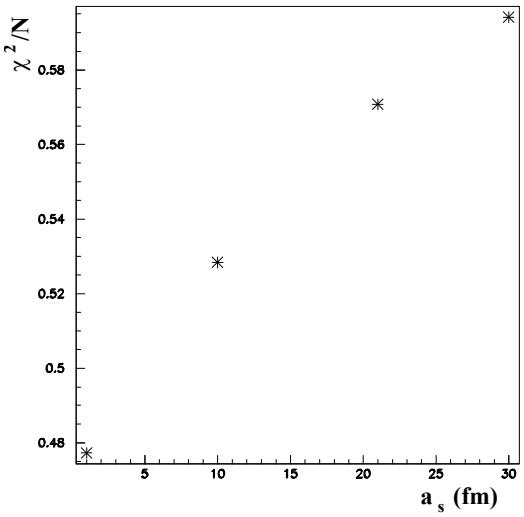

FIG. 4.30 – χ^2 / N en fonction de la longueur de diffusion a_s pour les ajustements présentés dans la figure 4.29.

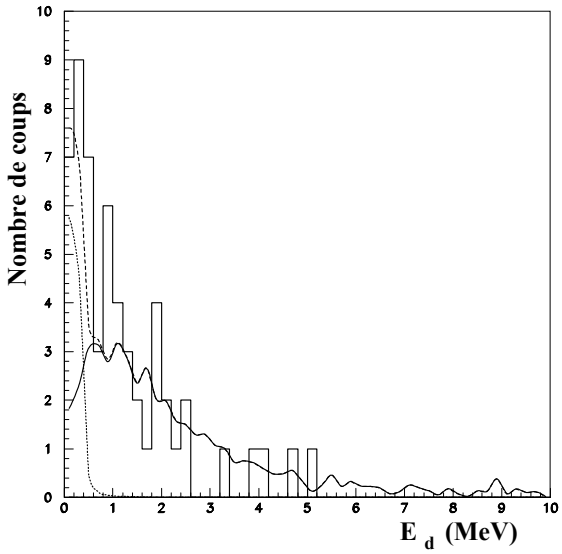

FIG. 4.31 – Ajustement (tirets) d'une résonance $\ell = 1$ avec $E_r = 400$ keV et $\Gamma = 700$ keV (pointillés) avec un fond combinatoire (continu) pour l'énergie de décroissance du système ^{8}He + n (faisceau de ^{11}Be).

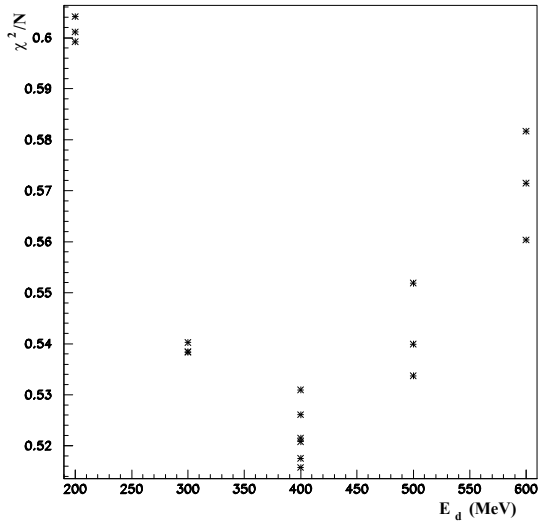

FIG. 4.32 – χ^2 / N en fonction de la position de la résonance ($\ell = 1$) pour les ajustements présentés dans la figure 4.31. Pour chaque énergie, nous avons essayé plusieurs largeurs (voir le texte).

en revanche, la statistique est nettement insuffisante pour pouvoir différencier un état s virtuel avec a_s = 0 fm d'un état p à basse énergie avec E_r = 400 keV et Γ= 700 keV puisque les χ^2/N correspondant sont 0,48 et 0,51 respectivement, sachant que l'erreur est de l'ordre de 0,02. Les valeurs de a_s et E_r correspondant aux meilleurs ajustements ne sont elles-mêmes que des indications peu précises, puisqu'une valeur du χ^2/N nettement inférieure à 1 peut être le signe d'une différence de forme importante entre la distribution expérimentale et la distribution théorique. Cela signifie que nos résultats ne sont pas incompatibles avec [Che01]. Le résultat qui ressort de cette étude est la confirmation de l'existence d'un état à très basse énergie, car le fond combinatoire ne permet pas d'expliquer l'ensemble des événements situés à une énergie inférieure à 0,5 MeV.

4.6 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons pu vérifier nos outils de simulations, nos calibrages, ainsi que nos méthodes d'analyses, grâce à l'état fondamental de l'^{7}He, dont les caractéritiques permettent de reproduire parfaitement les données. Nous avons également montré qu'un état autour de 1 MeV permettait de mieux reproduire les données, et que l'état vu dans [Mei02a] avec E_r =1,0 MeV et Γ = 0,75 MeV convient parfaitement pour décrire nos résultats.

Pour le ^{10}Li, un état *s* virtuel avec a_s = - 16 fm $^{+4,5}_{-3,5}$ fm a permis de reproduire les données obtenues à partir de la réaction C(^{11}Be, ^{9}Li + n). Cette valeur est compatible avec les résultats précédents où -40 < a_s < -10 fm [Che00]. Nous avons par ailleurs pu reproduire les données de la réaction C(^{12}Be, ^{9}Li + n) avec a_s= -30 fm $\pm$ 5 fm , mais ce résultat est conditionné par le choix de la position et de la largeur de l'état excité situé autour de 0,55 MeV, dont les caractéristiques précises ne sont pas encore déterminées, puisque son énergie varie de 0,5 à 0,62 MeV et sa largeur de 0,3 à 0,6 MeV ([Yon94], [Boh97],[Zin97] et [Cag99]).

Pour l'^{9}He, nous avons confirmé qu'un état à très basse énergie vu par [Che01] est présent, mais nous n'avons pas pu, faute de statistique et d'une résolution suffisante, déterminer la nature et les caractéristiques de cet état.

Chapitre 5

Étude de la cassure de l'^{6}He

5.1 Introduction

5.1.1 Position du problème

Avec l'^{6}He, nous quittons la physique à deux corps pour celle à trois : α + n + n. La marche théorique et phénoménologique entre ces deux sujets ne doit pas s'évaluer à l'aune d'un simple rapport proportionnel à ce nombre de corps. Les modèles sont plus complexes, puisqu'il leur faut tenir compte d'un problème à N-corps, même si N est seulement égal à trois. Par ailleurs, les modèles de type champ moyen atteignent ici une région où leur notion fondamentale devient difficile à maintenir, et cela est rendu d'autant plus vrai par la nature de l'^{6}He qui présente un halo de deux neutrons.

D'où l'introduction de modèles tenant compte de cette nature en agrégats ou "clusters" (ce dernier terme étant à prendre comme synonyme du premier, et non dans le sens francisé de ..."grappe de sons attaqués simultanément"). Pour une présentation succinte de certains de ces modèles, on se reportera au chapitre 1. Les coordonnées utilisées sont généralement celles de Jacobi, et une des méthodes les plus utilisées est celle de l'expansion sur les harmoniques hypersphériques. Une brève introduction à ces élements est proposée dans l'annexe A, afin de donner une idée de ce dont il s'agit. Ce que nous pouvons souligner ici, c'est que l'utilisation de clusters dans les modèles répond au fait qu'il existe des corrélations fortes entre les nucléons.

Dans le présent chapitre, nous nous intéresserons aux variables globales, après des réactions sur des cibles de carbone et de plomb, telle l'énergie de décroissance de l'^{5}He et surtout de l'^{6}He, et aux distributions angulaires des neutrons. Il s'agit de s'appuyer sur ce qui est connu pour vérifier ce que nous regardons et de préparer ainsi l'étude que nous mènerons dans le prochain chapitre, portant sur les corrélations entre les neutrons du halo. D'autre part, comme nous allons le voir dans cette introduction, l'étude du spectre en énergie de l'^{6}He dans le continuum constitue aussi en soit un domaine de recherche qui est loin d'être épuisé.

5.1.2 Expérience

L'^{6}He a fait l'objet de nombreuses études expérimentales. Dans son état fondamental, il présente une structure simple avec un cœur constitué d'un α et deux neutrons formant le halo qui occupent à plus de 90 % la configuration $(0p_{3/2})^2$ [Chl97a], et environ 7 % la configuration $(0p1/2)^2$. L'alpha peut être considéré comme non excité puisque S_n = 20,58 MeV et S_{2n} = 28,3 MeV, alors que pour l'^{6}He, S_n=1,77 MeV et S_{2n}= 0,97 MeV. La décroissance de l'^{6}He autrement que par α + 2 n n'a lieu que pour E^* >12,3 MeV (il décroît alors en deux tritons).

Son premier état excité n'est pas lié et possède les caractéristiques suivantes : E_r = 0,824 ± 0,025 MeV et Γ = 0,113 MeV [Ajz88] (les énergies sont données par rapport au seuil α + n + n). Cette résonance 2^+ a été observée à de nombreuses reprises et constitue à présent un repère grâce auquel il est possible de vérifier que notre analyse en énergie de décroissance n'est pas erronée. En revanche, les autres états qui ont été observés ne permettent pas encore vraiment de dessiner une image claire du continuum de ce noyau.

Avant d'aborder les résultats sur ces niveaux, rappelons la signification des phénomènes à l'origine de ces états du continuum que nous retrouverons dans la partie suivante. Il peut exister des résonances à trois corps tel que l'état 2^+. Il peut apparaître également une résonance dipolaire douce ("soft dipole resonance" ou SDR) tel que l'état 1^-. Il s'agit d'une oscillation entre le cœur et les neutrons du halo. Sa position en énergie n'est pas déterminée théoriquement de façon certaine mais, si elle existe, elle doit se situer à basse énergie, car la force de rappel est faible. Enfin, le cas d'une oscillation dipolaire géante ("giant dipole resonance" ou GDR), c'est-à-dire une oscillation dipolaire entre tous les protons et tous les neutrons en opposition de phase, n'apparaîtra pas dans ce qui va suivre.

Les réactions mettant en jeu un échange de charge comme ^{6}Li(^{7}Li, ^{7}Be)^{6}He ont été particulirement utilisées, notamment pour rechercher la résonance dipolaire douce ([Sab93] et [Jan96]). Une structure autour de 4,6 MeV et une largeur autour de 12 MeV ont été observées par [Jan96]. Avec la même réaction, un candidat pour une SDR à E_r = 3 ± 1 MeV avec Γ = 4 ± 1 MeV a été observé [Naa00]. Enfin, une structure asymétrique et large autour de 5 MeV a été observée [Nak00] et ajustée par trois gaussiennes à E_r = 3,4 6,7 et 8,9 MeV avec Γ = 4,0 2,3 et 3,3 MeV. Cette structure à 5 MeV est selon les auteurs dominée par une partie dipolaire (1^-), et serait également un mélange d'état de parité positive.

Récemment, une expérience de diffusion inélastique ^{6}He(p, p)^{6}He [Lag02] a été menée. Outre le bien connu 2^+ à 0,82 MeV, plusieurs états entre 3 et 6 MeV ont été interprétés comme des états 0^+, 2^+ et 1^-. Un pic à 1,8 MeV avec une largeur du même ordre que celle de la résonance 2^+ à 0,82 MeV a été interprété comme un état 1^- en accord sur la position avec [Fun94] et [Co98] qui prédisent un pic autour de 1,5 MeV, mais en contradiction avec les largeurs prédites.

Il n'y a donc pas d'accord général entre les expériences (figure 5.1), et comme nous allons le voir, il n'y a pas d'accord général de ces expériences avec les prédictions théoriques. Comme l'indique le tableau 5.1, notre expérience de cassure constitue une autre voie d'exploration de l'^{6}He qui a été utilisée par Aumann et al [Aum99] à 240 MeV/ nu-

cléon sur cibles de carbone et de plomb. Avec le carbone, seul l'état 2^+ semble ressortir. Avec le plomb en revanche, l'explication du spectre s'appuie essentiellement sur la SDR.

Réactions	E_r(MeV)	Γ (MeV)	J^π	Références
	0,824 ± 0,025	0,113	2^+	[Ajz88]
^{6}Li(^{7}Li,^{7}Be)^{6}He	0,95 ± 0,12	-	2^+	[Jan96]
^{6}Li(^{7}Li,^{7}Be)^{6}He	4,6 ± 0,3	12,1 ± 1,1	1^-	[Jan96]
C,Pb(^{6}He, α + n + n)X	0,82	0,11	2^+	[Aum99]
C,Pb(^{6}He, α + n + n)X	$\sim$ 1,5	>2 MeV	1^-	[Aum99]
^{6}Li(^{7}Li,^{7}Be)^{6}He	3 ± 1	4 ± 1	1^-	[Naa00]
^{6}Li(t,^{3}He)^{6}He	$\sim$ 4	large	1^-	[Nak00]
p(^{6}He,p)^{6}He	1,8	$\sim$0,11	1^-	[Lag02]
p(^{6}He,p)^{6}He	3	-	2^+	[Lag02]
p(^{6}He,p)^{6}He	4	étroit	1^-	[Lag02]
p(^{6}He,p)^{6}He	$\sim$ 6	large	0^+,2^+	[Lag02]

TAB. 5.1 – Niveaux d'énergie expérimentaux des états de l'^{6}He à partir du seuil alpha + n +n (pour les énergies inférieures à 10 MeV).

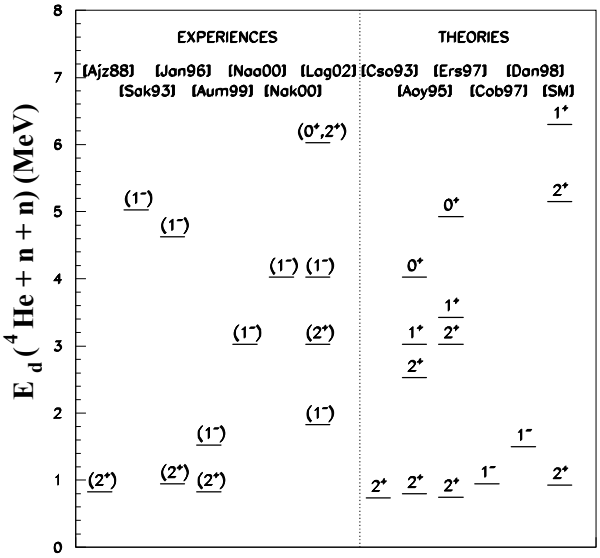

FIG. 5.1 – Schéma de niveau de l'^{6}He. L'énergie est donnée par rapport au seuil α n + n. La référence [SM] renvoie au modèle en couche "naïf".

5.1.3 Théorie

De nombreuses études à petit nombre de corps ont été menées, mais peu sont applicables au continuum. Parmi ces dernières, notons : les harmoniques hypersphériques (annexe A) HH ([Dan98], [Dan99] et [Thm00]), la méthode hypersphérique adiabatique [Gar97], la méthode des états de Gamov (énergie complexe) [Dan90], la méthode de la rotation de la coordonnée complexe ([Cso94] et [Myo01]), la version algébrique de la méthode du groupe résonant [Fil96], la représentation de l'oscillateur harmonique des équations de diffusions [Zai98], la continuation analytique de la constante de couplage [Taa97].

Dans les systèmes à trois corps, il existe 3 types d'états à longue durée de vie [Dan04] : la résonance étroite à trois corps "vraie" avec une amplitude du type :

$$A \sim \frac{c}{E - (E_r - i\Gamma/2)} \tag{5.1}$$

où E_r et Γ sont l'énergie et la largeur de la résonance. Elle est présente principalement pour les hypermoments K faibles et correspond à trois particules interagissant en étant proches les unes des autres. Il s'agit d'une résonance étroite, dont la fonction d'onde est concentrée dans la région où les particules sont toutes proches les unes des autres. Il peut exister également une résonance à deux corps ou état virtuel : il n'y a pas d'expression analytique générale. Dans le cas d'une résonance à 2 corps de longue durée de vie et interagissant peu avec la troisième particule :

$$A \sim \frac{c_\gamma(E)}{\epsilon - (\epsilon - i\tilde{\Gamma}/2)} \tag{5.2}$$

où ϵ est la part de l'énergie totale E présente dans le sous-système résonant, $\epsilon - i\tilde{\Gamma}/2 = \epsilon_0 + \Delta\epsilon - i(\tilde{\Gamma}_0/2 + \Delta\Gamma/2)$ avec ϵ_0 et $\tilde{\Gamma}_0$ la position et la largeur de la résonance binaire en l'absence de la troisième particule. $\Delta\epsilon$ et $\Delta\Gamma$ sont le déplacement et l'élargissement dus au couplage avec la troisième particule. Enfin c_γ(E) est une fonction qui varie doucement avec l'énergie totale E. Cela correspond à une corrélation à longue distance quand les deux particules impliquées dans la résonance binaire, qui sont spatialement proches l'une de l'autre, se déplacent à une distance relativement grande de la troisième. Enfin, il peut y avoir une résonance provenant de transitions entre différents états, avec de possibles correlations à grande distance.

La section efficace de dissociation électromagnétique est particulièrement grande pour les noyaux à halo, en raison de leur faible énergie de liaison. Cet effet a été prédit par [Han87] et vu pour la première fois par [Kob89]. La valeur trouvée atteint jusqu'à 80 fois ce qui était attendu en suivant la dépendance en Z^2. Cette grande section efficace de dissociation des noyaux à halo observée sur cible lourde pourrait être associée à une excitation dipolaire douce à basse énergie dans le continuum, l'état 1^- précédemment cité [Ike92].

Comme l'indique le schéma 5.1, cet état est prédit à environ 0,9 MeV avec un épaulement à 1,7 MeV par [Cob97] (les énergies sont données à partir du seuil α + n + n). Le maximum de cet état se situe autour de 1,5 MeV pour [Dan98]. La forme de ces deux distributions n'est pas celle d'un pic bien défini, car elles ne retombent que très lentement,

même si un pic est visible à basse énergie (figure 5.2). La largeur FWHM peut être estimée à environ 2 MeV ([Cob97] et [Dan98]).

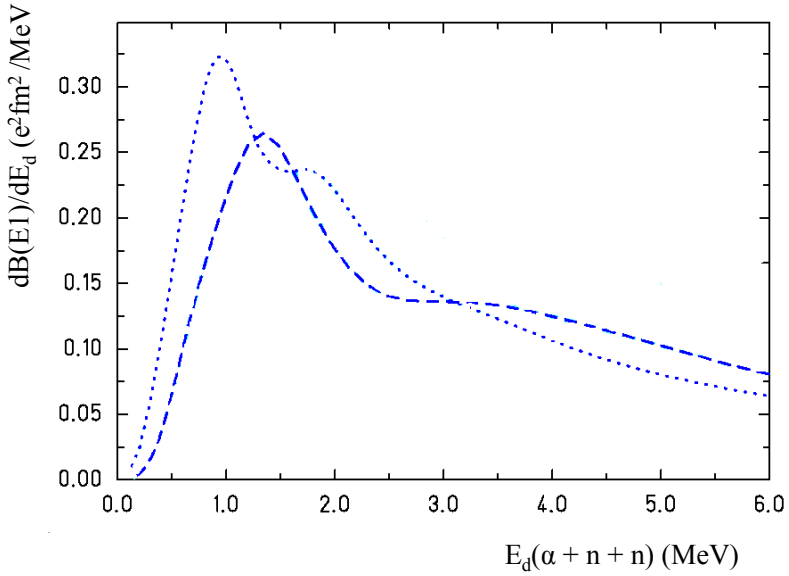

FIG. 5.2 – Distributions théoriques en énergie de l'excitation E1 (état 1^-). En pointillés : [Cob97], en tirets : [Dan98].

Des résonances 2_2^+, 1^+ et 0^+ sont prédites par diverses théories dont celles citées précédemment (schéma 5.1). Le tableau 5.2 indique les niveaux prédits par quelques modèles, afin de donner une idée des chaînes de résonances qui ont pu être calculées, donnant les spins-parités, les positions et les largeurs.

	E_r, Γ (MeV)		
J^π	[Cso93],[Cso93b]	[Aoy95]	[Ers97], [Dan98]
2_1^+	0,74 0,06	0,80 0,26	0,75 0,04
2_2^+	- -	2,5 4,7	2,7 1,2
1^+	- -	3,0 6,4	3,2 1,8
0_2^+	- -	3,9 9,4	5,4 6,0

TAB. 5.2 – Niveaux d'énergie théoriques de l'^{6}He à partir du seuil alpha + n + n.

5.2 Sélection des noyaux ayant interagi dans la cible

Contrairement au chapitre précédent où les noyaux étudiés ne constituaient pas le faisceau, notre étude de l'^{6}He a été réalisée à partir d'un faisceau d'^{6}He. Cela entraîne l'apparition d'un nouveau problème dans la sélection des événements. En effet, comme le montre la figure 3.11 du chapitre 3 page 90, la sélection dans le plan ΔE_{Si} / E_{CsI} de la quasi-hyperbole suivant laquelle se placent les événements α en coïncidence avec deux neutrons est située, dans sa partie inférieure, dans la bande issue des ^{6}He du faisceau qui n'ont pas interagi dans la cible, et ont réagi dans le télescope. Ces événements constituent plus d'un tiers du total dans cette zone. Nous allons exposer les différentes options que nous avons explorées pour nous affranchir de ce problème, et justifier notre choix.

5.2.1 Soustraction des données en l'absence de cible

La méthode employée classiquement pour supprimer ce problème consiste à soustraire aux données recueillies avec une cible les données recueillies en l'absence de cible. Cette méthode demande de connaître précisément le nombre total de noyaux incidents dans les deux cas, avec et sans cible, afin de soustraire des distributions équivalentes. L'autre point important de cette approche réside dans la nécessité de corriger l'énergie du faisceau afin de compenser l'absence de cible et d'avoir des particules chargées arrivant dans le télescope avec la même énergie dans les deux cas.

La figure 5.3 présente en haut, pour les cibles de carbone et de plomb, le PID (pour la signification du PID, voir le paragraphe 3.3.3) avec et sans cible. La figure du bas présente le résultat après soustraction des données sans cible. Sur chaque figure les pics de gauche correspondent à un fragment chargé dans le télescope identifié comme étant un α en coïncidence avec deux neutrons dans DEMON, et les pics de droite à un ^{6}He avec deux signaux assimilables à des neutrons dans DEMON.

Dans le cas du carbone, la soustraction nettoie parfaitement le spectre. Dans le cas du plomb, le spectre est également nettoyé, mais il devient négatif pour les faibles valeurs du PID. Cela s'explique par le fait que l'hyperbole utilisée pour effectuer la projection correspondait à la perte d'énergie de l'α. Pour les autres noyaux, cette hyperbole déforme les spectres. Cette méthode de soustraction des événements sans cible ne nous a servis que de repère, au niveau du nombre d'événements notamment, pour explorer les autres possibilités. La raison de ce rejet tient à notre objet d'étude : nous nous intéresserons aux fonctions de corrélations qui ne peuvent être construites qu'événement par événement, or la méthode de sélection dont nous parlons ne permet d'effectuer que des corrections sur des distributions globales.

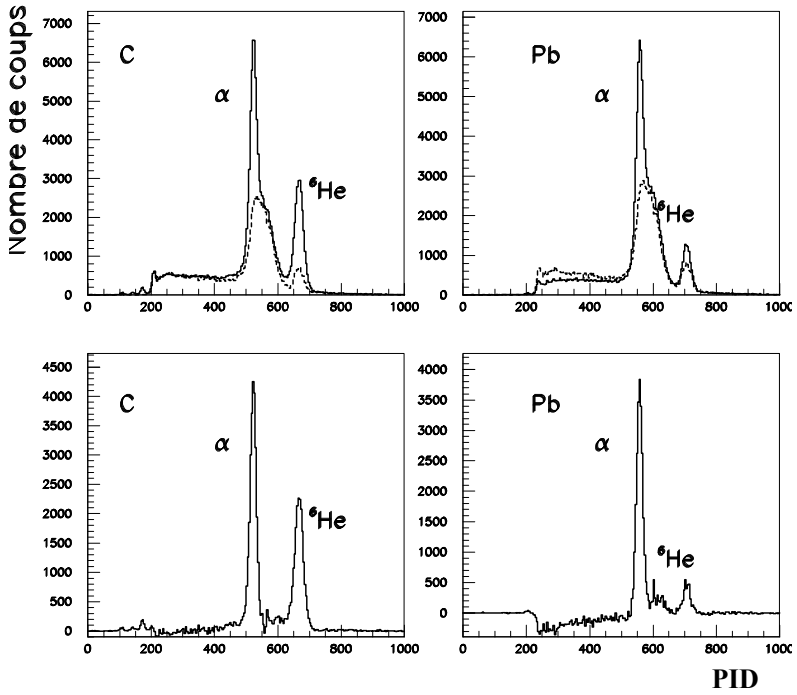

FIG. 5.3 – PID pour l'^{6}He sur cible de carbone à gauche et de plomb à droite. En haut, la ligne continue représente les données avec cible et les pointillés les données sans cible. En bas : différence entre les deux spectres précédents.

5.2.2 Sélection des événements

Nous avons essayé de sélectionner les événements qui avaient interagi dans la cible en effectuant différentes coupures. Pour tester leur aptitude à écarter les événements issus d'une réaction dans le télescope et non dans la cible, et connaître le nombre d'événements conservés, nous avons représenté sur la figure 5.4 les distributions dans le plan $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ avec le PID correspondant à tous les événements (a), à ceux des CsI non-centraux (b), à ceux en dehors d'une coupure ellipsoïdale satisfaisant à :

$$\frac{(X_{Si}-1)^2}{135} + \frac{(Y_{Si}-1)^2}{50} > 1 \tag{5.3}$$

permettant de conserver en plus de la sélection (b) une partie des événements détectés dans les 4 CsI centraux (elle n'élimine que la tache due au faisceau) (c) et, enfin, seulement aux événements avec $\beta > 1.4°$ pour la cible de carbone et $\beta > 3°$ pour la cible de plomb (voir la figure 4.23 page 4.23 pour sa définition) (d).

Le choix de ces valeurs a été guidé par les distributions de cet angle que présente la figure 5.5. La contribution des événements n'ayant interagi que dans le télescope apparaît

nettement dans le domaine des petits angles, c'est-à-dire lorsque le noyau incident a peu ou pas interagi avec la cible.

Il apparaît sur la figure 5.4 que les trois coupures permettent de nettoyer le spectre. La coupure (b) ne conservant que les CsI non centraux entraîne une perte de statistique très importante. La coupure (c) conserve moins d'événements que la coupure (d), et ne permet pas un gain considérable en ce qui concerne la pureté des événements conservés, puisque les deux PID sont bien symétriques. La traîne due aux événements ayant interagi seulement dans le télescope dans (d) n'est donc pas très importante, d'autant que le PID ne conservera que les événements du pic principal.

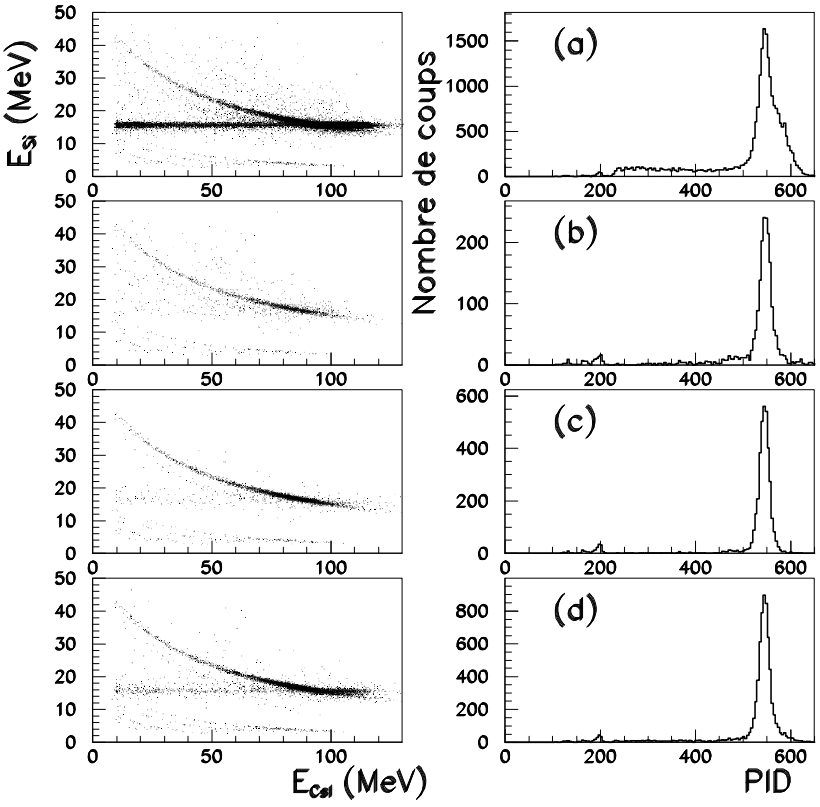

FIG. 5.4 – Hyperboles dans le plan $E_{Si} - E_{CsI}$ et PID pour les différentes sélections d'événements (cible de carbone). Sans coupure (a). Seulement les CsI non-centraux (b). Seulement les événements en dehors d'une coupure ellipsoïdale dans le plan $X_{Si}Y_{Si}$ (c). Seulement les événements avec $\beta > 1.4°$ (d).

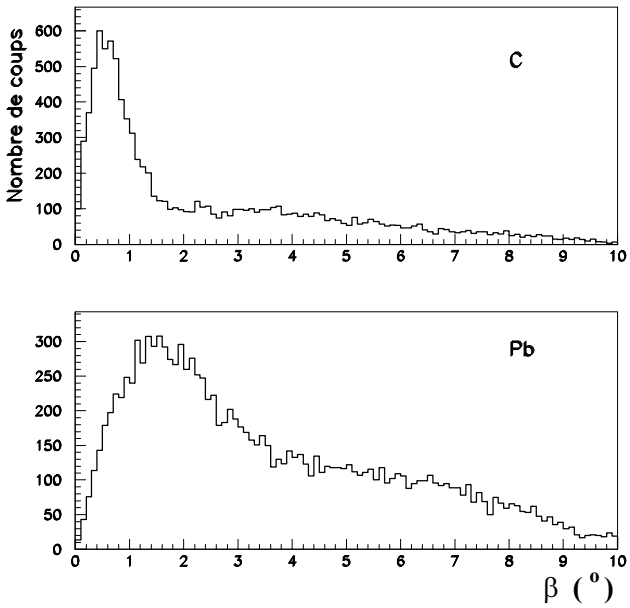

FIG. 5.5 – Spectre en angle β (faisceau - fragment chargé) pour les cibles de carbone et plomb. La coupure a été située à 1,4° et 3° respectivement.

La figure 5.6 illustre les effets de ces différentes coupures pour sélectionner les événements sur cible de carbone. A gauche apparaissent les projections des événements perpendiculairement à l'hyperbole du PID. Au centre est représentée la position de la particule α sur un des silicium et, à droite, l'angle du système (α + n + n) par rapport au faisceau. Ces spectres sont présentés pour tous les événements (solide), pour une coupure $\beta > 1{,}4°$ (tirets-points), pour la coupure ellipsoïdale dans le plan $X_{Si}Y_{Si}$ (pointillés), et pour les 12 CsI non centraux (tirets). Ces figures indiquent clairement que la coupure qui consisterait à ne prendre que les événements situés au dessus de la ligne due au faisceau dans le plan $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$, revient à diviser la statistique de façon inacceptable. De plus, une telle sélection, si elle permet l'obtention d'événements "propres" sans contaminant du faisceau, peut malgré tout introduire un biais dans les résultats, puisqu'elle sélectionne en énergie les particules chargées. Cette figure indique qu'une sélection s'appuyant sur les CsI non centraux, ne recevant donc pas le faisceau, est déjà un moindre mal. La coupure ellipsoïdale permet d'affiner encore la sélection et de gagner des événements, sans supprimer totalement le problème évoqué.

Finalement, nous avons choisi d'utiliser une coupure suivant l'angle β formé par le faisceau et la particule chargée, car elle permet à la fois de conserver plus d'événements, et d'introduire un minimum de biais dans ces événements puisqu'elle conserve des événements se situant dans la traîne du faisceau. En effet, le gain obtenu par notre sélection par rapport aux autres dans la zone -5 +5 cm apparaît clairement : notre sélection permet de conserver des événements dans tout le domaine couvert par le télescope (figure du centre de 5.6).

Cette sélection permet également de conserver une proportion importante des réactions à petit angle α, c'est-à-dire à grand paramètre d'impact (figure de droite de 5.6). Le fait de pouvoir ainsi balayer la plage entière des paramètres d'impact se révèlera important lors de notre analyse des corrélations neutron-neutron. Enfin, comme nous l'avons vu sur la figure 5.4, cette sélection n'augmente pas significativement le nombre d'événements provenant des réactions dans le faisceau.

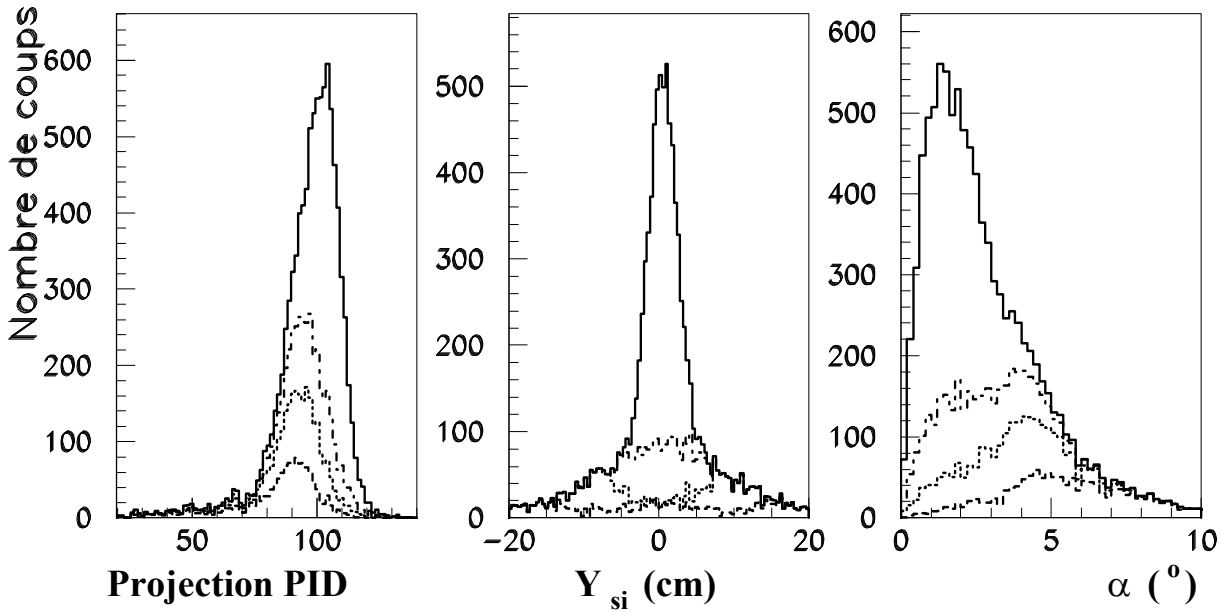

FIG. 5.6 – Effets des différentes coupures pour sélectionner les événements (cible de carbone). A gauche : projection des événements perpendiculairement à l'hyperbole du PID, pour tous les événements (solide), pour une coupure angle $\beta > 1{,}4°$ (tirets-points), pour une coupure ellipsoïdale dans le plan $X_{Si}Y_{Si}$ (pointillés), et pour les 12 Csi non centraux (tirets). Au centre : effet des mêmes coupures sur la variable de position Y_{Si} dans le silicium. A droite, même chose pour l'angle α.

Pour compléter cette étude sur les différentes sélections possibles, nous avons regardé leurs effets sur la distribution en énergie de décroissance du système α + n + n. La figure 5.7 présente les résultats pour les cibles de carbone et de plomb. Les formes des distributions, que ce soit avec la coupure en angle (ligne continue), celle avec l'ellipse (tirets) ou celle avec les CsI extérieurs, sont identiques.

Seule la proportion du pic autour de 0,8 MeV ($E_x(^6He)_{2^+} = 1{,}8$ MeV) pour le carbone est légèrement plus faible pour la méthode choisie relativement à l'ensemble du spectre, par rapport aux deux autres courbes. Cela s'explique par le fait que notre coupure est le fruit d'un compromis entre nombre d'événements conservés et pureté de ces événements. Le fait de placer la limite à 1,4° implique qu'il reste quelques événements provenant du faisceau, or l'énergie associée à ces événements n'a aucune raison pour être préférentiellement située

autour de 0,8 MeV, contrairement aux vrais événements qui forment une résonance dans l'^{6}He. L'autre raison tient aux bons événements que notre sélection en angle conserve contrairement aux deux autres critères. Ces événements sont situés essentiellement à grand paramètre d'impact (faible déviation de l'alpha qui arrive donc dans les CsI centraux), or nous verrons par la suite que ces événements peuplent plus les grandes énergies de décroissances que les autres.

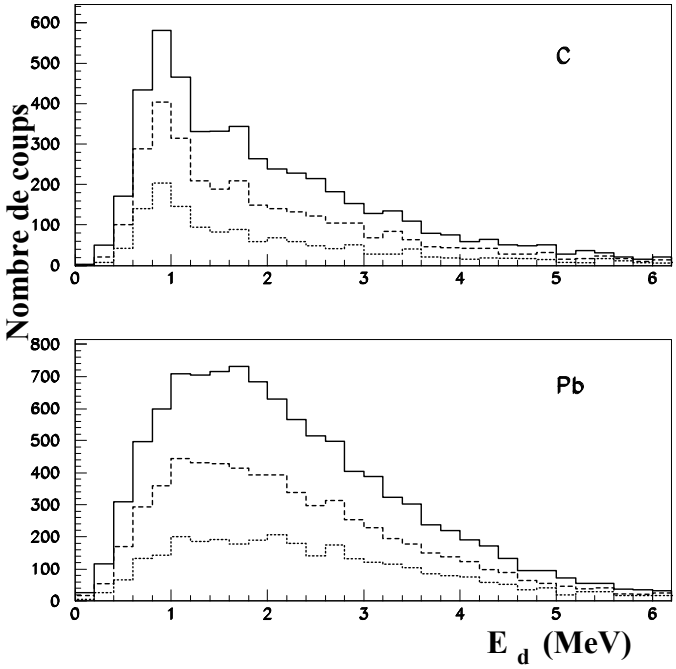

FIG. 5.7 – Distributions en énergie de décroissance sur cible de carbone et de plomb. En continu : distributions avec coupure en angle (faisceau - fragment chargé). En tirets : distributions issues de la coupure à l'aide d'une ellipse dans le plan $X_{Si}Y_{Si}$ des silicium. En pointillés : coupure ne conservant que les 12 Csi extérieurs.

Enfin, nous avons vérifié que la coupure suivant en angle β ne créait pas de modification importante dans les distributions neutroniques. Nous avons utilisé pour cela le grand nombre d'événements disponibles dans la voie $^6\mathrm{He} + \mathrm{C} \rightarrow \alpha + \mathrm{n}$ (la coupure se situe alors à 2° pour éliminer le faisceau dans cette voie). La figure 5.8 présente les distributions angulaires obtenues avec et sans la coupure. Les barres d'erreurs statistiques sont incluses dans les symboles. Les deux courbes sont des ajustements à l'aide de deux gaussiennes ayant les mêmes paramètres et dont la seule différence consiste en un facteur 2. La coupure en angle ne crée donc pas de distorsion particulière dans la distribution angulaire des neutrons.

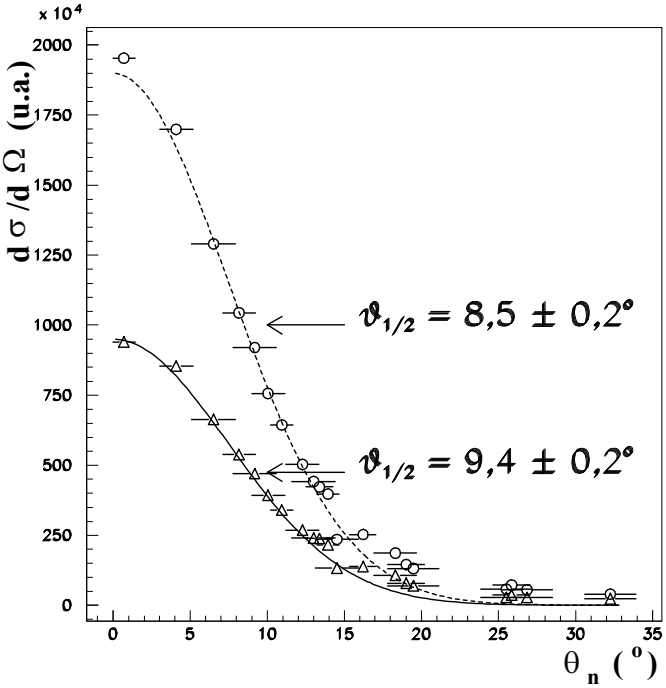

FIG. 5.8 – Distributions angulaires des neutrons en coïncidences avec l'α (cible de carbone). Sans coupure en angle β (cercles) et avec coupure en angle β (triangles).

5.3 Efficacité et résolution en énergie de décroissance

La figure 5.9 présente les simulations de l'efficacité du dispositif expérimental pour le système α + n + n. La courbe en pointillés correspond à la distribution obtenue avec cible de plomb sans coupure sur l'angle β. La courbe en tirets-points correspond à la distribution obtenue avec la coupure en angle évoquée dans la partie précédente. Pour la cible de carbone, il s'agit des courbes continues et en tirets respectivement. L'énergie neutron minimale est de 15 MeV afin de se placer dans les mêmes conditions que pour l'analyse des données (voire le chapitre 3 pour la justification).

Ces distributions diminuent toutes quand $E_d \rightarrow 0$, contrairement à ce que nous avions observé dans le chapitre précédent pour l'^{7}He, l'^{9}He et le ^{10}Li. Cette perte d'efficacité pour les faibles énergies est due à la taille des détecteurs DEMON : le dispositif n'est pas en mesure de détecter deux neutrons ayant des moments très similaires, car alors ils arrivent dans le même module, or deux neutrons ayant des moments semblables proviennent le plus souvent d'une décroissance dans laquelle peu d'énergie était disponible.

L'efficacité sans coupure n'est que très peu sensible à la cible. La coupure en angle utilisée pour sélectionner les événements diminue évidemment l'efficacité. Cette diminution est nettement plus marquée pour le plomb, car la coupure est située à 3°, contre 1,4° pour le carbone.

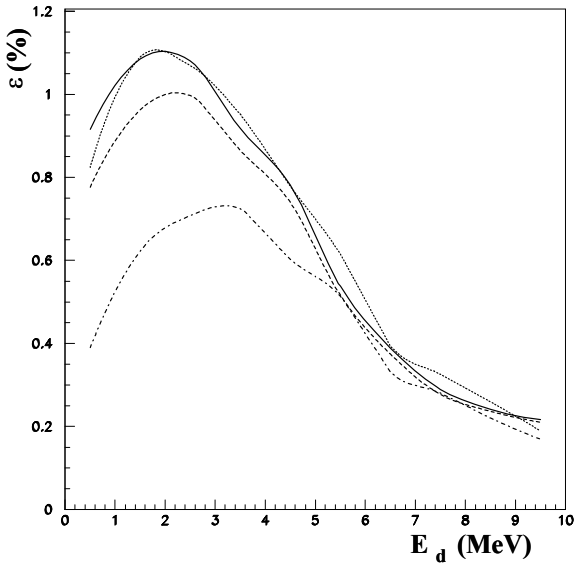

FIG. 5.9 – Simulation de l'efficacité du dispositif expérimental pour le système α + n + n. Sur cible de plomb sans coupure sur l'angle β, avec coupure (tirets-points), et sur cible de carbone (continu et tirets respectivement). L'énergie neutron minimale est de 15 MeV.

L'efficacité simulée avec la coupure en angle β n'a de sens que si nos simulations reproduisent correctement cette variable. La figure 5.10 présente la comparaison entre les expériences et les simulations pour cette variable. La différence qui apparaît aux faibles angles est due à la présence des événements n'ayant pas interagi dans la cible dans les données expérimentales, qui ne sont pas simulés, puisque par la coupure nous nous affranchissons de ce problème.

La figure 5.11 présente la résolution du dispositif expérimental en énergie de décroissance dans les mêmes conditions que pour le spectre précédent. Pour le plomb sans coupure en angle β les résultats sont représentés par des étoiles, et avec coupure par des carrés. Pour le carbone, il s'agit des triangles et des cercles respectivement.

La coupure en angle ne modifie pas la résolution en énergie que ce soit pour le plomb ou le carbone. Une nette différence apparaît en revanche entre ces deux cibles, puisqu'à 1 MeV par exemple, la résolution est de 0,4 MeV pour la cible de carbone et de 0,6 MeV pour la cible de plomb. L'épaisseur des deux cibles, 275 mg/cm^2 pour le carbone et 568 mg/cm^2 pour le plomb, a été choisie pour que les pertes d'énergies soient identiques. La différence dans les résolutions tient à un plus grand nombre de diffusions multiples. Ce phénomène est visible sur la figure 5.10 puisque pour les événements n'ayant pas subi de réaction dans la cible, le pic est décalé et élargi vers les grands angles β pour la cible de plomb par rapport à la cible de carbone. Cela indique que pour le plomb, les noyaux incidents subissent une déflection plus importante que pour le carbone. L'autre explication tient au fait que le Z du plomb est beaucoup plus grand que celui du carbone, les déflexions

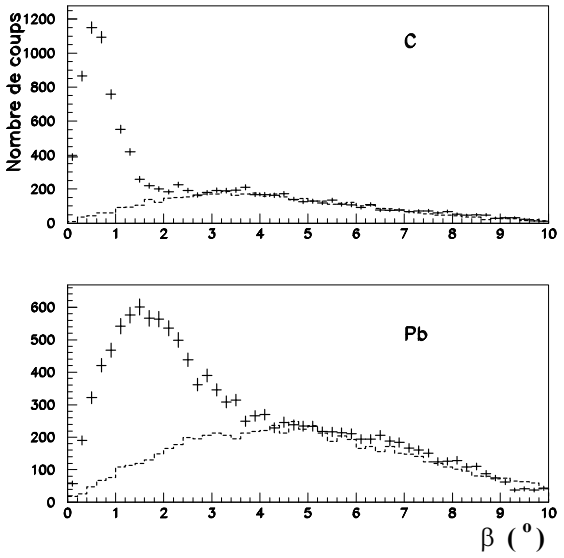

FIG. 5.10 – Comparaison entre simulations (tirets) et expériences (croix) pour l'angle β pour les cibles de carbone et de plomb.

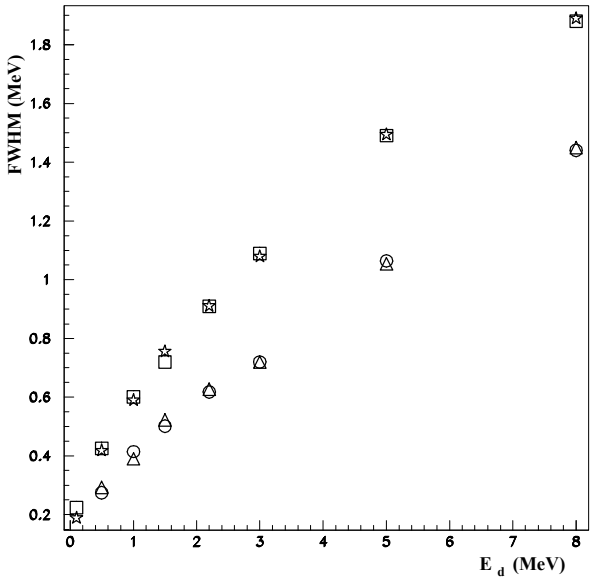

FIG. 5.11 – Résolutions en énergie de décroissance du dispositif expérimental pour le système α + n + n. Pour le plomb sans coupure en angle faisceau/α (étoiles), et avec coupure (carrés), et pour le carbone (triangles et cercles respectivement). L'énergie neutron minimale est de 15 MeV.

électromagnétiques pour un même paramètre d'impact sont donc plus importantes dans le cas du plomb.

Nous verrons à la fin de ce chapitre une signature de ce phénomène dans les données expérimentales. Comme nous l'avons dit au chapitre 3, nous ne simulons pas les interactions dans le télescope réaction par réaction, mais nous tenons compte de la déflection globale observée dans les données, d'où ce résultat.

5.4 Distributions en moments et en angle pour l'^{6}He.

La figure 5.12 présente pour les cibles de carbone et de plomb les distributions en moments du système α + n + n suivant les trois directions (z étant l'axe du faisceau). L'ensemble des données est représenté par un histogramme continu et les données sélectionnées en angle β par des tirets. Il est logique que les distributions en moment transversal (x, y) présentent un plateau en leur centre pour la cible de plomb alors que ce n'est pas le cas pour le carbone, puisque la coupure en angle β rejetant les alphas prochent du centre est deux fois plus importante que pour la cible de carbone.

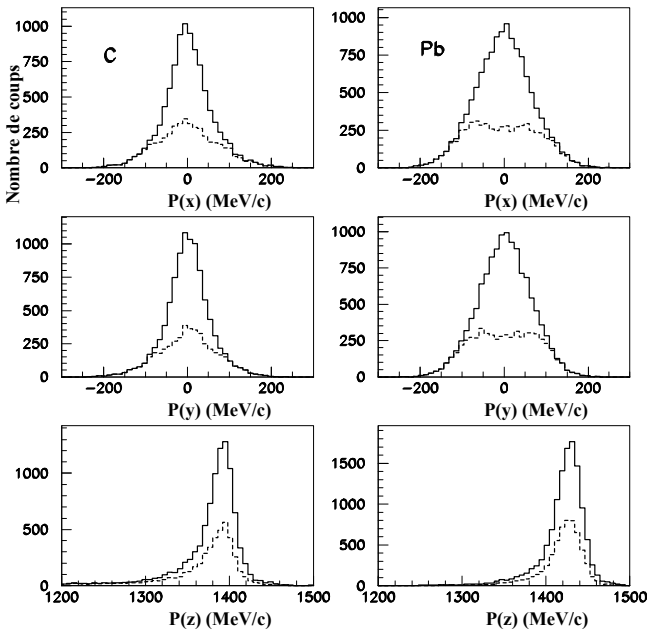

FIG. 5.12 – Spectres en moments parrallèle (z) et transversal (x,y) du système α + n + n.

La figure 5.13 présente la distribution angulaire des neutrons issus de la réaction sur cible de carbone. Nous avons utilisé la méthode classique consistant à soustraire les données obtenues sans cible aux données avec cible, afin de comparer les sections efficaces de perte de deux neutrons obtenues à d'autres résultats.

Nous avons obtenu 437 ± 100 mb dans le cas du carbone. Pour la cible de plomb, comme le montre la figure 5.14, la section efficace est beaucoup plus grande, puisqu'elle atteint 4,6 ± 0,8 b. Ces résultats peuvent être rapprochés des calculs effectués par [Gar00] qui reproduisent les données à plus haute énergie. L'extrapolation pour l'énergie de notre faisceau donne autour de 450 mb pour le C et 4 b pour le Pb.

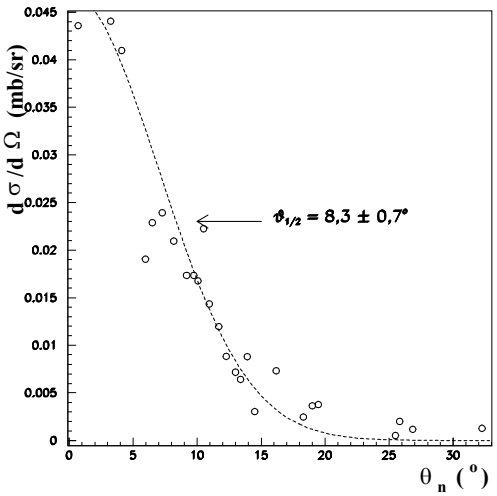

FIG. 5.13 – Distribution angulaire des neutrons issus de la réaction ^{6}He + C.

5.5 Spectres en énergie

5.5.1 Spectres de l'^{5}He

L'^{5}He constitue un test pour notre méthode d'analyse et la validité de notre méthode de mélange d'événements. Par ailleurs, nous verrons au prochain chapitre que la question d'une décroissance séquentielle $^6\text{He}^* \rightarrow {}^5\text{He} + \text{n} \rightarrow \alpha + \text{n} + \text{n}$ est importante pour notre étude des corrélations neutron–neutron.

5.5.1.1 Données alpha-n

Nous nous intéressons dans un premier temps aux événements α - n. La figure 5.15 présente les spectres en énergie de décroissance du système ^{4}He + n pour différentes réactions : ^{12}Be + C (a), ^{6}He + C (b) et ^{6}He + Pb (c). Les trois premières figures présentent pour ces réactions les données brutes (continu), le fond combinatoire (tirets) et la différence de ces deux distributions (pointillés). Pour les deux figures avec le faisceau d'^{6}He, les coupures en angles β appliquées sont 2° (C) et 4,5° (Pb) pour éliminer les événements ne provenant pas d'une interaction avec la cible (paragraphe 5.2).

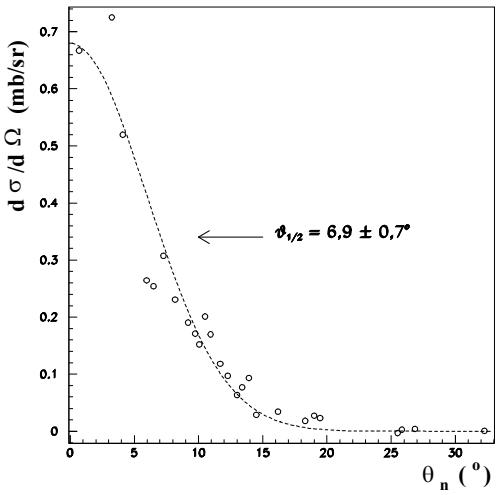

FIG. 5.14 – Distribution angulaire des neutrons issus de la réaction ^{6}He + Pb.

Pour la réaction (b), l'histogramme en tirets-points résulte de la soustraction des événements sans cible aux événements sans coupure en angle β . Il a été renormalisé pour être comparé aux événements obtenus après coupure en angle β. Les deux distributions ont des formes quasiment identiques : cela confirme que notre sélection ne déforme pas le spectre en énergie de décroissance.

Il apparaît nettement que les spectres issus du faisceau d'^{6}He présentent une traîne vers les grandes énergies beaucoup moins importante que le spectre issu du faisceau de ^{12}Be, ce qui s'explique par la différence entre les nombres de neutrons susceptibles d'arriver dans DEMON et donc de créer ce fond. Dans le cas du faisceau de ^{12}Be, le mélange d'événements semble bien prendre en compte ce bruit supplémentaire.

Cette constatation est confirmée par la figure (e) présentant la comparaison entre les spectres des trois premières figures après soustraction du fond : ^{6}He + C (continu), ^{6}He + Pb (pointillés), ^{12}Be + C (tirets). Les courbes ont été renormalisées pour comparer leur forme. La résonance ^{5}He ainsi représentée ne semble pas dépendre de la nature de la cible (carbone ou plomb) puisque les deux spectres correspondant issus de l'^{6}He sont quasiment identiques, hormis une largeur un peu plus grande pour le plomb, qui s'explique par la moins bonne résolution évoquée précédemment. Le spectre issu du ^{12}Be présente de légères fluctuations dues à une statistique avant renormalisation plus faible. Le spectre est légèrement décalé par rapport aux deux autres, ce qui ne semble pas aberrant étant donnée la grande différence entre les projectiles.

La similitude de ces trois distributions est un indice fort en faveur de notre mélange d'événements qui, partant de distributions différentes à cause du bruit, permet de remonter aux distributions originales des résonances. La normalisation des différents fonds a été réalisée en plaçant ceux-ci à un niveau maximum, au delà duquel le fond aurait été plus important que le spectre de départ dans une des zones d'énergie. Cette maximisation

du fond n'est pas a priori légitime, puisque le fond pourrait être situé plus bas, mais nous voyons que cette procédure, qui aboutit à normaliser le fond dans la partie des petites énergies dans les cas (b) et (c) et dans la partie des grandes énergies dans le cas (a), aboutit à un résultat comparable pour l'^{5}He (e). Cette comparaison relative va être complétée par une comparaison absolue avec les paramètres connus de l'^{5}He confirmant que ces proportions de fond sont les bonnes.

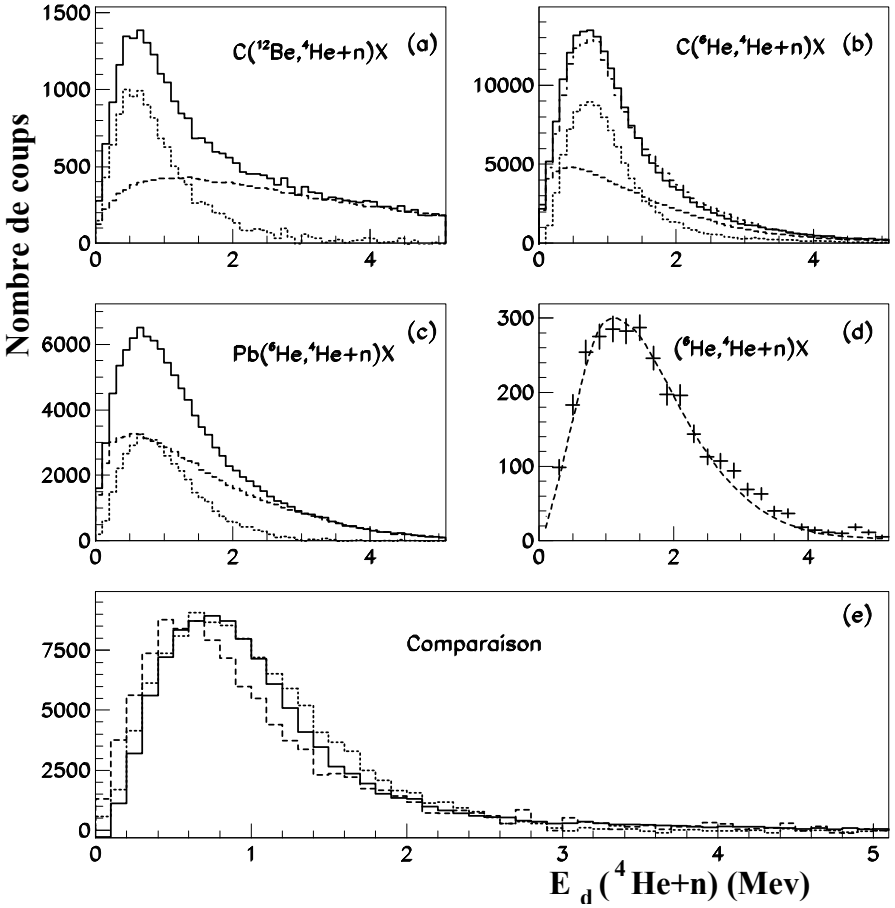

FIG. 5.15 – Spectres en énergie de décroissance du système α + n pour différentes réactions. Les trois premières figures (a-b-c) présentent pour ces réactions les données brutes (continu), le fond combinatoire (tirets) et la différence de ces deux distributions (pointillés). Pour les deux figures avec faisceau d'^{6}He, les coupures en angles β sont 2° (C) et 4,5° (Pb) pour éliminer les événements du faisceau. Dans le cas (b), l'histogramme en tirets-points représente les données sans coupure en angle après soustraction du fond sans cible. La figure (d) présente les données obtenues sans cible (sans coupure angulaire) avec le fond combinatoire (tirets). Figure (e) : comparaison entre les spectres des trois premières figures après soustraction du fond : ^{6}He + C (continu), ^{6}He + Pb (pointillés), ^{12}Be + C (tirets). Les courbes ont été renormalisées pour comparer leurs formes.

Avant de parvenir à cette comparaison, nous avons testé le mélange d'événements d'une autre manière. La figure (d) présente les données obtenues sans cible (sans coupure angulaire puisque nous détectons par définition essentiellement le faisceau, le supprimer n'aurait donc aucun sens) et le fond combinatoire (tirets). Conformément à ce que nous attendions, le mélange d'événements ne diminue pas dans la zone de la résonance : il s'agit bien d'événements non corrélés.

La figure 5.16 présente la comparaison entre le spectre en énergie de décroissance obtenu à partir des données connues sur la résonance ^{5}He [Tie02] après passage par le filtre expérimental (nous avons utilisé une fonction de type Breit-Wigner ($\ell = 1$) avec pour paramètre $E_r = 0{,}8$ MeV et $\Gamma = 0{,}65$ MeV dont la formule est donnée par les équations 1.12 et 1.14), et le spectre obtenu avec les données brutes (^{6}He sur cible de carbone de 275 mg/cm^2) auxquelles a été soustrait le fond combinatoire. La même coupure en angle β à 2° a été effectuée dans les deux cas.

La courbe théorique décrit parfaitement les données, ce qui confirme que notre mélange d'événements permet d'extaire une résonance du bruit de fond non corrélé. Le léger désaccord entre les deux courbes tient probablement au fait que les distributions de Breit-Wigner proviennent de la théorie de la matrice R qui ne tient pas compte de la fonction d'onde du noyau initial ni de la réaction. Le même genre de désaccord a pu être observé dans [Lec02] entre un calcul prenant en compte la fonction d'onde du noyau initial et la réaction et une distribution de Breit-Wigner.

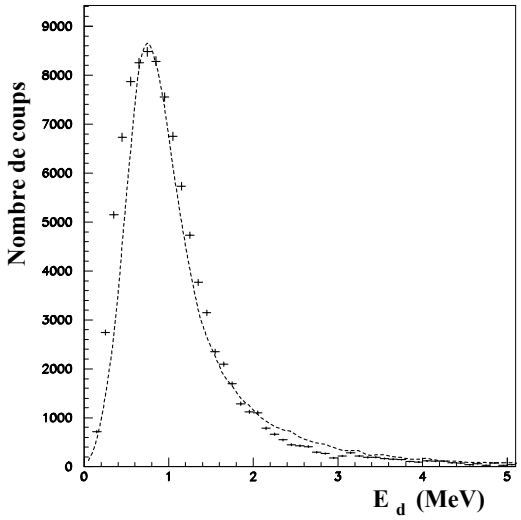

FIG. 5.16 – Comparaison entre le spectre en énergie de décroissance obtenu à partir des données connues sur la résonance ^{5}He après passage par le filtre expérimental, et le spectre obtenu avec les données brutes (^{6}He sur cible de carbone de 275 mg/cm^2) auxquelles a été soustrait le fond combinatoire. La même coupure en angle β à 2° a été effectuée dans les deux cas.

5.5.1.2 Données alpha-n-n

Après avoir regardé l'énergie de décroissance du système ^{4}He + n, nous avons regardé cette même variable, mais construite à partir des événements provenant d'une triple coïncidence ^{4}He + n + n. Cette étude vise à savoir dans quelle mesure l'^{6}He excité décroît en passant par un ^{5}He, en s'appuyant ici uniquement sur la forme des spectres en énergie de décroissance.

Dans l'hypothèse où l'un des deux neutrons a formé une résonance avec la particule α, l'autre neutron n'a pas pu faire de même. En reconstruisant deux ^{5}He (un par neutron) à partir d'un événement triple, nous introduisons donc un fond à hauteur au moins de 50 % du spectre, et même probablement plus puisque dans les événements doubles, la proportion du fond combinatoire n'était pas nulle non plus (figure 5.15).

Les figures (a) et (b) de 5.17 représentent le spectre en énergie de décroissance pour le système ^{4}He + n à partir des événements triples ^{4}He + n + n pour les cibles de carbone et de plomb, pour tous les événements (continu) et après coupure en angle β (tiret) (Les coupures en angles β utilisées ici aussi bien pour les données que pour les simulations sont celles pour les événement triples). Le fond combinatoire obtenu à partir des événements sélectionnés est représenté en pointillés. La proportion de celui-ci a été normalisée de façon à être maximum. Sous cette condition, la proportion du fond est nettement plus importante pour la cible de plomb, ce qui peut s'expliquer au moins en partie par un nombre plus important de neutrons provenant de la cible.

La figure (c) présente la distribution obtenue sans cible sans (continu) et avec les coupures en angle utilisées pour les cibles de carbone (pointillés) et de plomb (tirets). Il apparaît clairement que les sélections angulaires utilisées pour les deux cibles permettent de supprimer la quasi totalité des événements provenant directement du faisceau, d'autant plus qu'ici les noyaux n'ont pas subit de diffusion multiple due à la cible (paragraphe 5.2).

Les figures (d) et (e) présentent une comparaison entre les événements sélectionnés après soustraction du fond (croix) et la courbe théorique après passage par le filtre expérimental déjà utilisée pour la figure 5.16 (mais soumise aux mêmes coupures en angles que les données étudiées ici). Les deux distributions ne sont visiblement pas identiques. Pourtant, si l'^{6}He excité décroît séquentiellement et forme une résonance ^{5}He, le fond combinatoire devrait permettre de retrouver cette résonance.

Comme nous l'avons vu, la proportion du fond a été fixée au maximum. Bien que cette façon de procéder ait été validée par ce qui précéde, une certaine latitude existe. Nous avons poussé cette possibilité plus loin qu'il n'était physiquement vraisemblable, en supprimant totalement le fond. Les distributions obtenues (pointillés) ont été renormalisées pour que nous puissions comparer les formes. Il apparaît clairement que quelle que soit la proportion du fond, nous ne pouvons pas obtenir à partir des événements triples une distribution analogue à la distribution théorique de la résonance de l'^{5}He. Il semble donc que l'^{6}He* ne forme pas une résonance ^{5}He au cours de sa décroissance, tout au moins pas dans tous les cas.

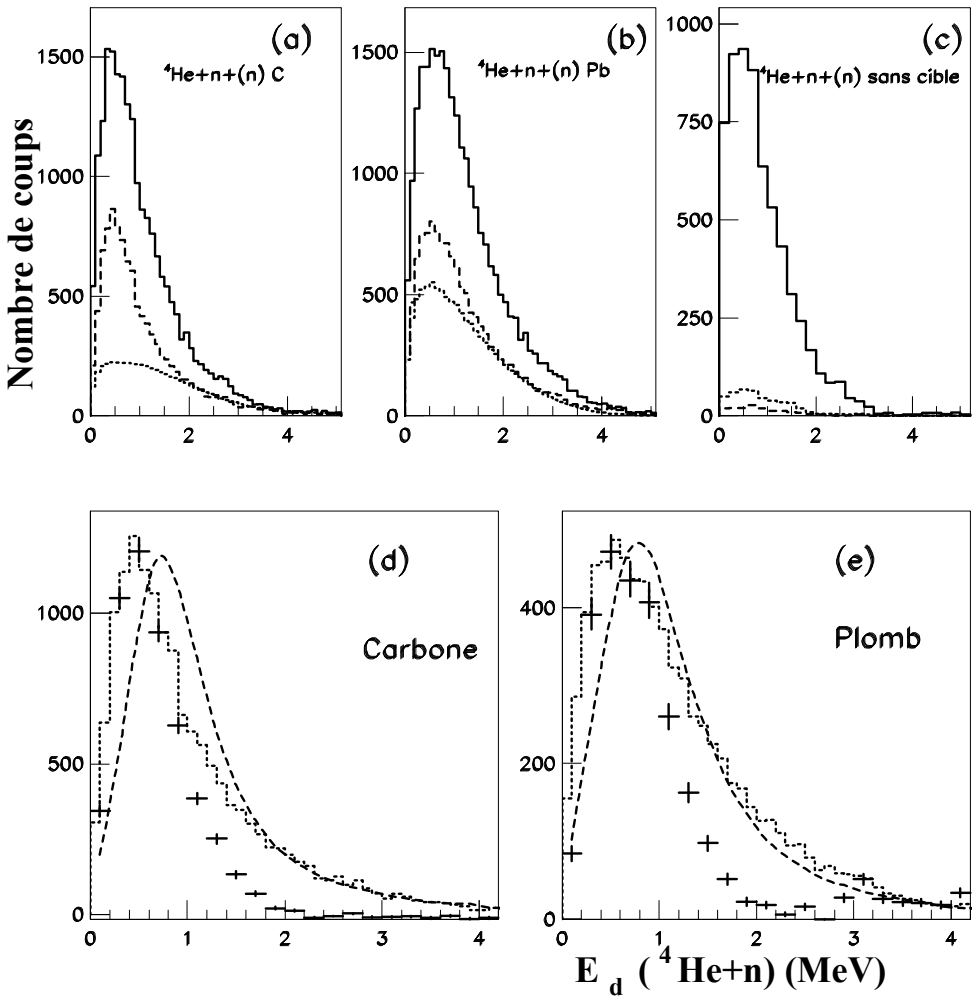

FIG. 5.17 – Spectres en énergie de décroissance pour le système α + n reconstruit à partir des événements triples. (a) et (b) : E_d pour les cibles de carbone et de plomb, pour tous les événements (continu), après coupure en angle β (tiret) et fond combinatoire pour ces événements (pointillés). (c) Même chose sans cible. Evénements dont le fond a été soustrait après sélection angulaire (croix), courbe théorique (tirets), événements sans suppression du fond (pointillés) (d) et (e) (voir le texte).

5.5.2 Spectres en énergie et mélange d'événements à trois particules de l'^{6}He

5.5.2.1 Mélange d'événements à trois particules

Nous avons jusqu'à présent rencontré des résonances du type cœur + neutron. Dans le cas de l'^{6}He et de l'^{5}H qui sera abordé au chapitre 7, nous allons étudier des systèmes du type cœur + neutron + neutron. Passer de 2 à 3 particules n'augmente malheureu-

sement pas la complexité d'un tiers, comme nous pourrons le constater dans la façon de traiter théoriquement ces systèmes. Au niveau de la détection, le problème réside dans la limitation de la diaphonie et la capacité à discriminer les bons événements comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 2. Dans le cadre du mélange d'événements, la difficulté réside dans le fait que nous créons des triplets cœur + n + n en tirant aléatoirement chacun des trois composants. Mais encore faut-il s'assurer que ces événements auraient bien été détectés comme étant des coïncidences triples, et non pas rejetés par le filtre anti-diaphonie. L'exemple le plus simple étant deux neutrons tombant dans le même détecteur. Nous avons donc inclus dans notre programme un passage par le filtre cinématique pour chaque événement virtuel.

D'un point de vue technique, le temps de calcul de ce mélange à trois corps est évidemment beaucoup plus long que le mélange à deux corps. Nous avons créé 1000 fois plus de triplets virtuels que de triplets réels comme dans le mélange à deux corps, mais nous avons limité le nombre d'événements de départ à 1000. Nous avons malgré tout vérifié que cela ne biaisait pas notre calcul, en effectuant une simulation avec les 5000 événements triples obtenus sur la cible de carbone. Après plusieurs semaines de calculs, le résultat ne présentait aucune déviation par rapport à l'échantillon tronqué à 1000 événements. Notons qu'il faut tout de même s'assurer que l'échantillon lui-même ne présente pas de déviation par rapport à la distribution contenant tous les événements.

5.5.2.2 Spectres en énergie

La figure 5.18 présente les spectres en énergie de décroissance du système α + n + n sur cible de carbone (5000 événements) et de plomb (6400 événements), après les coupures en angle β, respectivement fixées à 1,4° et 3°. Les deux spectres ont des formes très différentes. Avec la cible de carbone, la résonance 2^+ à E_x = 1,8 MeV, c'est-à-dire 0,8 MeV au dessus du seuil α + n + n, est directement visible sur le spectre brut, contrairement au cas de la cible de plomb pour laquelle aucun pic n'est visible à cette énergie. Ces deux spectres sont très similaires à ceux obtenus dans des expériences comparables mais effectuées à 240 MeV/nucléon [Aum99].

Les courbes en tirets représentent le premier mélange d'événements et les courbes en pointillés le dernier mélange (il s'agit ici du $9^{ème}$ mais la convergence a lieu avant). L'effet de la suppression des corrélations résiduelles est plus grand dans le cas de la cible de carbone puisque le dernier fond est nettement plus bas que le premier. Cela s'explique par la forme des distributions : dans le cas du carbone, la résonance est nettement marquée, ce qui implique, comme nous l'avions vu dans le chapitre 4, que les premiers mélanges aléatoires subissent cette asymétrie qui crée comme une pondération à l'origine des corrélations résiduelles.

La proportion du fond dans le spectre total est de 55 % pour le carbone, et de 75 % pour le plomb, sous l'hypothèse d'une normalisation à un niveau maximum. Dans le cas du plomb, la similitude entre la forme des distributions expérimentales et du fond combinatoire rend délicate la normalisation de la proportion de celui-ci. Nous l'avons malgré tout placée à un niveau tel qu'il ne peut pas être supérieur sans dépasser les données expérimentales aux extrémités du spectres, comme dans le cas du carbone.

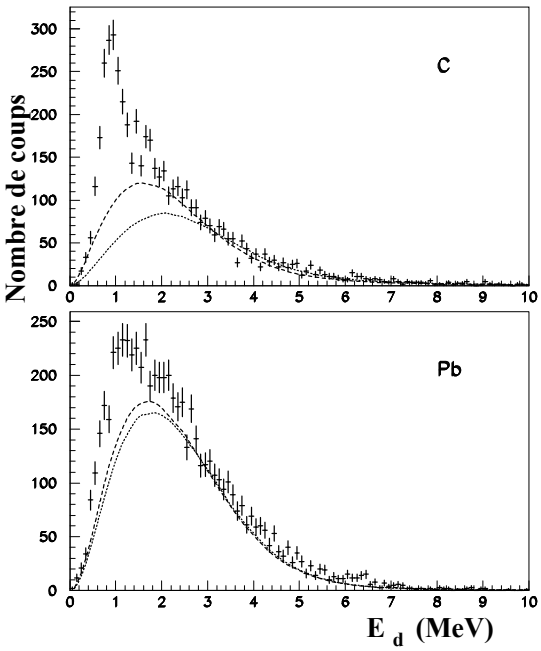

FIG. 5.18 – Spectres en énergie de décroissance du système α + n + n sur cible de carbone et de plomb. Courbe en tirets : premier mélange d'événements, courbe en pointillés : dernier mélange d'événements (normalisation maximale).

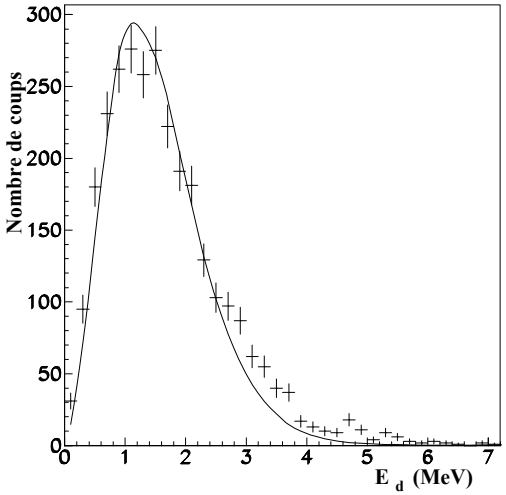

FIG. 5.19 – Mélange d'événements sur les données sans cible. Les données sont représentées par les croix avec les incertitudes statistiques. La courbe représente le mélange d'événements après itérations.

Outre les tests concernant le mélange à deux particules qui valident la méthode, nous avons effectué un dernier test pour le mélange d'événements à trois particules en utilisant les données recueillies sans cible. La figure 5.19 présente le mélange d'événements sur les données sans cible. Les données sont représentées par les croix avec l'incertitude. La courbe en continu représente le mélange d'événements. Le résultat du mélange est très différent de ce qu'il est pour les données avec cible : le fond reste à la même hauteur que les données, ce qui confirme la capacité du mélange d'événements à éliminer les événements n'ayant pas interagi dans la cible.

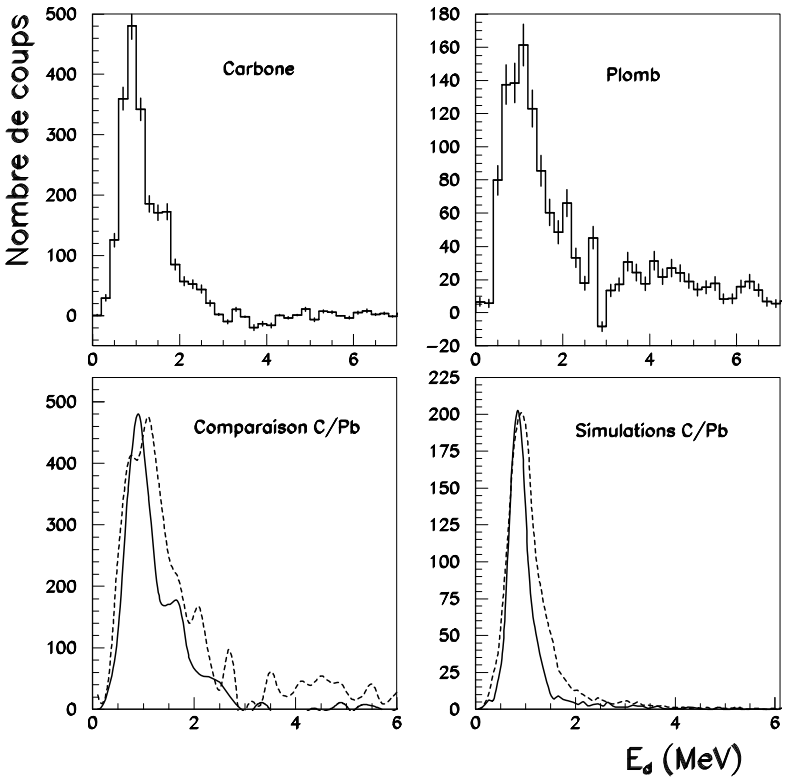

FIG. 5.20 – En haut : spectres en énergie de décroissance pour le système α + n + n une fois le fond combinatoire soustrait pour les cibles de carbone et plomb. En bas à gauche, comparaison des deux spectres précédement (le spectre de la cible de plomb (en tirets) a été ajusté à celui du carbone (ligne continue)). En bas à droite : même comparaison mais pour des simulations de la résonance 2^+ de l'^{6}He.

Nous allons pouvoir étudier à présent les distributions en énergie de décroissance pour le système α + n + n une fois le fond soustrait et la sélection en angle β réalisée. La figure 5.20 représente en haut ces spectres en énergie de décroissance pour les cibles de carbone et plomb. L'état 2^+ est moins large pour la cible de carbone, tandis que sur la cible de plomb, il semble qu'un ou des états sont peuplés entre 3 et 7 MeV. En bas à gauche, nous avons comparé les deux spectres précédents en normalisant le maximum du

pic du spectre de la cible de plomb (en tirets) sur celui du carbone (ligne continue). La différence d'élargissement apparaît plus nettement. Celui-ci s'explique très bien si nous nous reportons à la figure en bas à droite où la même comparaison a été effectuée mais pour des simulations utilisant une fonction de type Breit-Wigner avec $\ell = 1$ (équation 1.12 e 1.14) et les paramètres de la résonance 2^+ de l'^{6}He. Nous avions déjà rencontré et expliqué cette différence de comportement à propos de la résolution en énergie du dispositif.

Nous avons tenté d'interpréter les spectres à partir des états connus ou prédits pour l'^{6}He. La figure 5.21 présente les comparaisons simulation-expérience. Les données sont représentées par des croix avec les incertitudes, l'état 2^+ par des tirets, l'état autour de 1,5 MeV par des pointillés et l'état autour de 4 MeV par des tirets-points. La somme des contributions est représentée par la ligne continue.

Pour l'état 2^+ nous avons utilisé une fonction de type Breit-Wigner avec $\ell = 1$ (formules 1.12 et 1.14) pour $E_r = 0{,}82$ MeV et $\Gamma = 160$ keV. Pour le pic à 1,5 MeV, nous avons utilisé une distribution de type Breit-Wigner avec $\ell = 0$ avec comme paramètre $E_r = 1{,}5$ MeV et $\Gamma = 0{,}5$ MeV. Ce pic est situé dans la zone attendue pour l'état 1^- ([Fun94], [Cob97] et [Dan98]), mais ne présente pas la traîne vers les hautes énergies que prédisent ces calculs théoriques. Un pic à 1,8 MeV attribué à l'état 1^- a également été observé par [Lag02], mais sa largeur était $\sim 0{,}11$ MeV. Ce pic situé à 1,5 MeV est présent à la fois pour la cible de carbone et pour la cible de plomb. Les réponses dipolaires électromagnétiques et nucléaires sont situées quasiment à la même énergie et ont des formes similaires [Dan98], ce qui expliquerait la présence de ce pic dans la même région pour les deux cibles même s'il s'agit de l'état 1^-. Finalement, nos données montrent qu'un pic présentant des corrélations importantes existe vers 1,5 MeV, mais il est difficile de lui assigner un spin-parité dans l'état actuel des prédictions théoriques.

Dans le cas du plomb, nous avons utilisé le même type de distribution que pour le pic précédent avec comme paramètres une énergie de 4 MeV et une largeur de 6 MeV. La faible statistique et la probable présence de plusieurs états dans cette région rend très délicate l'extraction d'informations. Le seul fait notable est qu'il existe visiblement des états dans cette région, et que ces états ne sont pas peuplés dans le cas de la cible de carbone.

Si nous comparons nos résultats à Aumann et al [Aum99], nous retrouvons pour le carbone le même spectre. L'épaulement autour de 1,5 MeV pourrait être également présent dans leurs données, bien que de façon moins importante, de telle sorte qu'ils ne l'ont pas pris en compte. Il est possible que cette différence provienne en partie de la différence des méthodes d'analyses. En effet, pour faire ressortir les états résonants, Aumman et al divisent le spectre expérimental par un spectre résultant d'un mélange d'événements, sans procédure itérative, or nous avons vu sur la figure 5.18 que le mélange d'événements après itérations était précisément moins important dans la zone autour de 1,5 MeV.

Pour la cible de plomb, nos résultats bruts sont également proches. Comme pour le carbone, les méthodes d'analyses diffèrent ensuite quelque peu. Après division du spectre par leur mélange d'événements, l'état 2^+ à 0,82 MeV ressort comme dans notre cas, bien que de façon moins nette, mais l'état autour de 1,5 MeV n'apparaît pas du tout,

probablement pour la même raison que pour la cible de carbone. Aumann et al. suggèrent d'interpréter l'essentiel du spectre brut (avant division) sur cible de plomb à partir de l'état 1^- calculé dans [Dan98]. Cependant il semble au vu de nos résultats qu'il est difficile d'oublier l'importance du peuplement de l'état 2^+, et qu'un état autour de 1,5 MeV présente des corrélations importantes, puisqu'il subsiste après la soustraction de notre fond au même titre que la résonance 2^+.

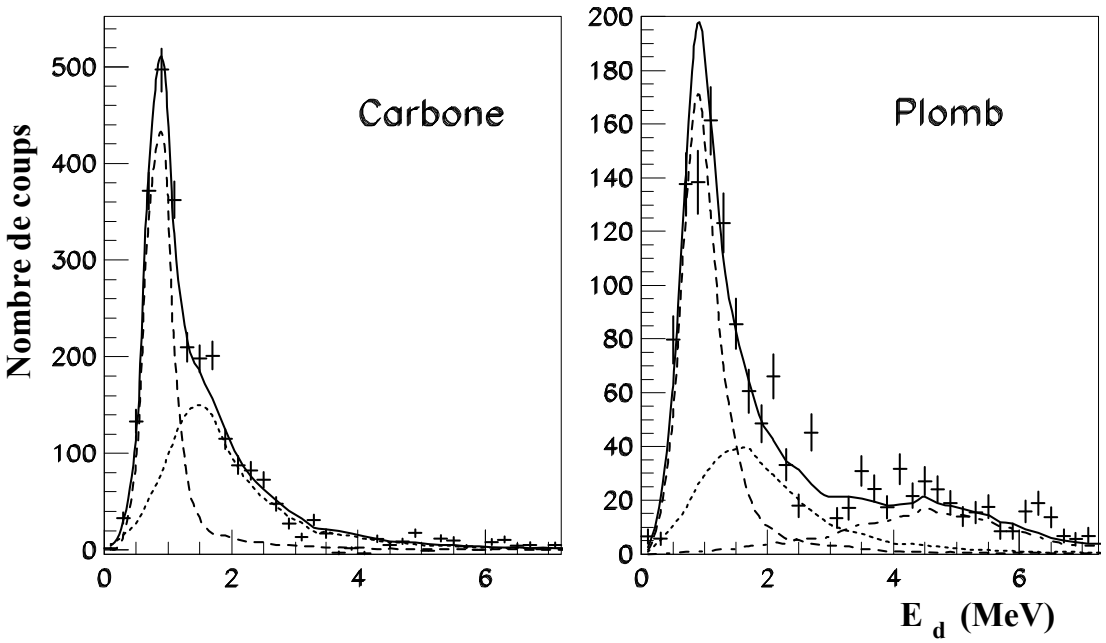

FIG. 5.21 – Spectres en énergie du système α + n + n : comparaison simulation-expérience. Les données sont représentées par des croix, l'état 2^+ par des tirets, le pic autour de 1,5 MeV par des pointillés et l'état à plus grande énergie dans le plomb par des tirets-points, et la somme de ces contributions par la ligne continue.

5.6 Conclusion

Nous avons vu au cours de ce chapitre que la sélection des événements à l'aide d'une coupure suivant l'angle β entre le faisceau et les particules α était la meilleure solution pour conserver un maximum d'événements tout en éliminant ceux ne provenant pas d'une réaction dans la cible.

L'^{5}He nous a permis de vérifier que nous retrouvions dans nos données les paramètres connus de cette résonance, et de tester encore une fois notre mélange d'événements, mais également notre normalisation consistant à fixer sa proportion au maximum. La reconstruction d'événement α + n à partir des événements triples nous a par ailleurs fourni une indication sur la décroissance de l'^{6}He*. Il semble que cette décroissance ne passe pas systématiquement par la perte préliminaire d'un neutron et la formation d'une résonance

^{5}He.

Pour étudier le continuum de l'^{6}He, nous avons mis au point un mélange d'événements à trois particules, utilisant la méthode itérative visant à supprimer les corrélations résiduelles dans la construction du fond combinatoire. Après soustraction de ce fond, les spectres obtenus sur cibles de carbone et de plomb se sont révélés très semblables, avec l'état 2^+ à 0,82 MeV clairement peuplé, ainsi qu'un état autour de 1,5 MeV qui pourrait être l'état 1^- prédit dans cette région par [Fun94], [Cob97] et [Dan98]. Cependant, la soustraction du fond combinatoire ne fait subsister que les états présentant des corrélations importantes, or l'état 1^- n'est pas prédit être une résonance. De plus l'état 1^- prédit par les calculs présente une traîne vers les hautes énergies, contrairement à cet état à 1,5 MeV, mais cela peut venir de notre utilisation du fond avec une proportion maximale. Soit notre procédure d'analyse ne conserve qu'une partie de cette état 1^-, située essentiellement à basse énergie, soit il s'agit d'un autre état, mais nous ne pouvons pas trancher actuellement. Enfin, pour la cible de plomb, un ou des états ont été peuplés autour de 5 MeV, sans que nous puissions extraire les caractéristiques de ces états.

Chapitre 6

Corrélations neutron-neutron dans l'^{6}He

6.1 Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, et rappelé succintement dans le précédent chapitre, les corrélations entre nucléons jouent un rôle majeur dans un système comme l'^{6}He. Leur étude expérimentale est donc incontournable, mais elle n'est pas d'un accés des plus aisés. Nous nous proposons ici d'étudier la distance entre les deux neutrons de valence. Il faut pour cela détecter et identifier les trois fragments en coïncidence : α + n + n, avec tous les problèmes techniques évoqués dans le chapitre 2 (discrimination neutron-gamma, efficacité, granularité, diaphonie) et le chapitre précédent (sélection des événements ayant interagi dans la cible, présence d'un fond non corrélé supprimé dans certains cas par un mélange d'événements) que cela peut impliquer. A cela s'ajoute une difficulté liée plus directement à la physique lors de la réaction : l'^{6}He* peut décroître de façon séquentielle, en émettant un neutron avant l'autre, ce dernier formant éventuellement une résonance ^{5}He. Cela compliquera notre approche en faisant passer le problème d'un domaine purement spatial, à un domaine spatio-temporel.

Après une présentation rapide des éléments en jeu, nous rappellerons les quelques résultats précédents. Nous exposerons ensuite les méthodes particulières que nous avons employées. Les prédictions théoriques sont pour le moins rares car, si les corrélations dans l'état fondamental de l'^{6}He ont donné lieu à plusieurs études, les corrélations neutron-neutron dans le continuum que notre méthode expérimentale conduit à observer, présentent des difficultés théoriques qui commencent seulement à être abordées.

Concernant l'état fondamental ($J^\pi = 0^+$), les caractéristiques prédites sont L = S = 0 (90 %) et L = S = 1 (10-15 %), ou K = 2 (92%), K = 0-5 %, $r_{nn}^{rms} \sim$ 5 fm et $r_{n-alpha}^{rms} \sim$ 4,5 fm [Zhu93]. Il s'agit de grande distance, ce qui pourrait laisser penser que le principe d'exclusion de Pauli n'est pas déterminant, mais les corrélations sont quand même dues à ce principe [Zhu93]. Comme le montre la figure 1.9 dans le chapitre d'introduction, les calculs prédisent que cet état fondamental possèderait deux configurations relativement marquées, appelées cigare (grande disance entre les neutrons) et dineutron (faible distance

entre les deux neutrons). Pour ces deux configurations particulières les distances calculées sont respectivement : $r_{nn}^{rms} \sim 4{,}5$ fm et $r_{nn-alpha}^{rms} \sim 1{,}2$ fm, et $r_{nn}^{rms} \sim 2{,}1$ fm et $r_{nn-alpha}^{rms} \sim 2{,}8$ fm [Zhu93].

Différentes expériences ont été menées pour la taille du noyau : r_{rms} =2,48 ± 0,03 fm (modèle de Glauber dans la limite optique [Oza02]), r_{rms} =2,71 ± 0,04 fm (modèle de Glauber à petit nombre de corps [Alk96]), et r_{rms} = 2,30 ± 0,07 fm (à partir de la diffusion élastique sur cible de protons [Alh02]). D'autres distances ont été déduites : $r_{cœur-cdm_{noyau}}$ = 1,12 ± 0,13 fm, $r_{nn-cdm_{noyau}}$ = 2,24 ± 0,26 fm [Dan93a], $r_{c-(nn)}^{rms}$ = 3,36 ± 0,39 fm [Aum99], et r_{rms}^{nn} =5,9 ± 1,2 fm [Mar00].

Cette dernière mesure nous intéresse particulièrement, puisque la technique utilisée, l'interférométrie d'intensité, est l'une de celles que nous allons employer. Les résultats sur l'^{6}He, le ^{11}Li et le ^{14}Be obtenus par ce biais sont globalement en accord avec les prédictions ([Zhu93], [Zhu95] et [Thm96]).

Les distances extraites pour le ^{11}Li, le ^{14}Be et l'^{6}He sont de l'ordre de $r_{nn}^{rms} \sim 7$ fm, soit deux fois plus qu'attendu pour une sphère de rayon $r_0 A^{1/3}$. Cette distance est également plus grande que le rayon du deuton. Cela est en accord avec le résultat de la capture radiative [Sau01] : les deux neutrons sont apparemment éloignés l'un de l'autre dans le halo.

Cette distance r_{nn}^{rms} = 5,9 ± 1,2 fm a été obtenue à partir de données ^{6}He + Pb. Étant donné la faible statistique, l'ensemble des données avait été utilisé, aucune sélection n'avait écarté les événements provenant des réactions du faisceau dans le télescope, que nous nous sommes attachés à supprimer au début du chapitre précédent par une coupure en angle. Rappelons qu'il n'est en effet pas possible d'utiliser la méthode habituelle de soustraction des résultats obtenus sans cible, car la fonction de corrélation que nous utilisons pour calculer la distance doit être construite événement par événement : une soustraction globale n'a aucun sens. Cette mesure était déjà le fruit d'une amélioration par rapport aux résultats [Iek93] dans laquelle la distance nn obtenue était plus grande en raison du fait que les corrélations résiduelles n'étaient pas prises en compte.

Outre cette première difficulté, la nature de la réaction est également source de problème. Le processus de dissociation peut soit être direct, les deux neutrons partent ensemble, auquel cas notre méthode donne bien la distance entre les deux neutrons, soit l'^{6}He perd d'abord un neutron, l'autre formant éventuellement une résonance ^{5}He, et alors notre méthode mesurera le produit de convolution entre la distance recherchée et le temps de décroissance (figure 6.1). Dans des expériences à plus hautes énergies (240 MeV/ nucléon) , il a été montré que la décroissance était essentiellement séquentielle ([Chl97] et [Chl97a]).

Nous allons dans un premier temps tenter de voir dans quelle mesure nous sommes en présence de ce phénomène séquentiel dans nos données obtenues avec des conditions expérimentales et de sélections notablement différentes des études précédentes, puis nous aborderons la question de la distance entre les deux neutrons du halo. Avant d'aborder l'analyse des données, nous avons regroupé l'exposé des deux techniques principales que nous avons utilisées, la construction d'une fonction de corrélation et de la représentation de Dalitz, dans la dernière partie de cette introduction.

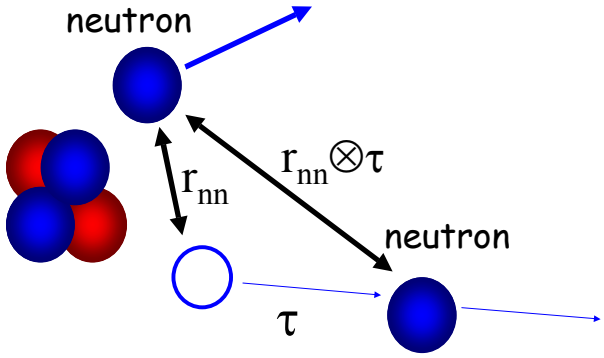

FIG. 6.1 – Schéma de la cassure séquentielle de l'^{6}He. Le passage par l'^{5}He implique un délai τ entre l'émission des deux neutrons.

6.2 Méthodes

Cette partie expose les méthodes qui vont être employées à la fois pour déterminer quelle est l'importance du rôle joué par une décroissance séquentielle, et pour mesurer la distance neutron-neutron, à savoir l'interférométrie mono et bi-dimentionelles, et les masses invariantes normalisées mono et bi-dimentionnelles. Ces deux méthodes s'appuient sur les interactions dans l'état final entre les trois fragments (α, n, n).

6.2.1 Fonctions de corrélation mono et bi-dimentionnelles

L'interférométrie d'intensité a été developpée par Hanbury-Brown et Twiss dans les années 60 [Hab54] pour le domaine stellaire, puis adaptée à la mesure de la taille des sources dans les collisions d'ions lourds à haute énergie [Gol60], avant d'être employée pour les mesures de distances entre les particules ([Kop74], [Boa90] et [Mar97]). Le principe sur lequel repose cette technique est le suivant : quand des particules identiques sont émises en étant proches dans l'espace temps, la fonction d'onde du mouvement relatif est modifiée par les interactions dans l'état final, autrement dit ici l'interaction nucléaire forte, et les conditions de symétrie de la statistique quantique [Boa90]. Dans le cas d'un noyau à halo, ce sont les interactions dans l'état final qui prédominent sur la statistique de Fermi-Dirac [Mar00], comme nous l'avions vu sur la figure 1.4 page 46. Finalement, plus la distance relative des deux neutrons du halo est faible, et plus l'attraction nucléaire entre ces neutrons sera intense, et donc plus les neutrons seront détectés dans des directions proches.

L'interférométrie d'intensité permet de relier la séparation spatio-temporelle des particules lors de leurs émissions à la distribution en quadrimoment relatif de ces particules,

par l'intermédiaire d'une fonction de corrélation $C_{nn}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$. Pour construire $C_{nn}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$, nous allons utiliser l'équation suivante :

$$C_{nn}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{\frac{d^2n}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2}}{\frac{dn}{d\vec{p}_1}\frac{dn}{d\vec{p}_2}} \tag{6.1}$$

où $\frac{d^2n}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2}$ est la distribution expérimentale en moment relatif des deux neutrons, et $\frac{dn}{d\vec{p}_1}$ et $\frac{dn}{d\vec{p}_2}$ sont les distributions de deux neutrons qui n'auraient pas interagi dans l'état final.

Ce problème à 8 dimensions est accessible expérimentalement si nous le projetons sur 1 dimension, qui est la plus importante, à savoir le moment relatif des deux neutrons du halo. Nous pouvons donc nous ramener à une fonction dépendante du moment relatif de ces particules, soit $C_{nn}(q)$ avec $q = |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|$:

$$C_{nn}(q) = \frac{\sigma(q)}{\sigma_0(q)} = \frac{N(q)}{D(q)} \tag{6.2}$$

où $\sigma(q)$ est la distribution expérimentale en moment relatif et $\sigma_0(q)$ une distribution sans interaction dans l'état final entre les neutrons. Nous noterons dans la suite de l'explication ces distributions respectivement N(q) et D(q) (pour numérateur et dénominateur).

$C_{nn}(q)$ est proportionnelle au carré de l'intégrale de superposition de l'interaction $\Psi_s^*(a_{nn})$ avec la fonction d'onde du halo $\Psi_{halo}(r)$, soit :

$$C_{nn}(q) \propto \mid \int \Psi_{halo}(r)\Psi_s^*(a_{nn})d^3r \mid^2 \tag{6.3}$$

Ou encore :

$$C_{nn}(q) = \iint \rho(r,\tau)F(q,E,r,\tau)drd\tau \tag{6.4}$$

où $\rho(r,\tau)$ est la distribution de la source de neutrons et $F(q,E,r,\tau)$ l'interaction nucléaire entre ces neutrons. F est suffisamment bien connue étant données les incertitudes expérimentales dans cette étude pour être considérée comme un paramètre fixé et non une variable. Pour $\rho(r,\tau)$, nous pourrions réaliser une intégration numérique, mais cela alourdit la procédure, alors qu'en utilisant une distribution analytique de type gaussien ([Led82] et [Mar04]), les calculs sont simplifiés, sans que cela ne constitue une approximation importante.

La figure 6.3 permet de visualiser la procédure que nous allons décrire. La seule distribution que nous possédions au départ est N(q), ou $N(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ (étape 1 du schéma). L'effet des interactions dans l'état final entre les deux neutrons apparaît dans cette distribution (distribution en haut à droite), puisqu'elle est piquée dans la région des faibles moments relatifs q : les deux neutrons se "voient" d'autant plus que leur moment relatif est faible. En renversant le point de vue, nous pouvons dire que plus l'interaction entre les neutrons est forte, plus leur moment relatif sera faible, du fait de la nature attractive de cette interaction.

En revanche, nous ne possédons pas de distributions de neutrons "libres" expérimentales $D(q) = \frac{dn}{d\vec{p}_1}\frac{dn}{d\vec{p}_2}$, nous sommes donc amenés à les créer. Pour ce faire, nous utilisons

un mélange d'évenements. Nous effectuons un tirage aléatoire pour obtenir une particule alpha provenant d'un événement réel, un neutron d'un autre événement réel, et un second neutron d'un troisième événement réel, afin de créer un événement virtuel. Il est nécessaire de s'assurer que cet événement virtuel aurait bien était détecté par le dispositif : nous faisons donc passer cet événement par le filtre cinématique anti-diaphonie (étape 2). Nous pouvons alors construire une nouvelle distribution en moment relatif D(q) (étape 3). Cette distribution a normalement été lavée de ses corrélations par le mélange aléatoire, et peut donc servir de dénominateur dans l'expression 6.1 (étape 4). Il ne reste plus qu'à calculer $C_{nn}(q)$ en faisant le rapport de N(q) par D(q) (étape 5). Notons que le rapport N(q) / D(q) permet de s'affranchir de l'acceptance du dispositif expérimental, puisque ses effets sont présents dans le numérateur et le dénominateur. Il apparaît sur le schéma de gauche que la distribution C_{nn}(q) est plate lorsque q est grand, car les deux neutrons ayant un grand moment relatif, ils n'ont pas interagi. Étant donné qu'il n'y a pas de corrélation dans le numérateur quand q devient grand, de même que dans le dénominateur, nous normalisons C_{nn}(q) à 1 dans cette zone.

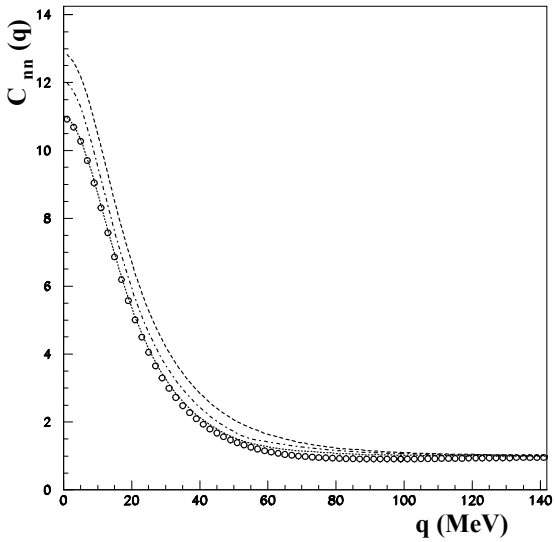

FIG. 6.2 – Fonction de corrélation C_{nn}(q) réalisée pour l'^{6}He. Les cercles représentent une simulation avec une source gaussienne $r_0 = 3$ fm. Les lignes correspondent respectivement à $r_0 = 3$ fm et $\tau_0 = 100$ fm/c (pointillés), $r_0 = 3$ fm et $\tau_0 = 300$ fm/c (points-tirets), $r_0 = 3$ fm et $\tau_0 = 1000$ fm/c (tirets),

A partir de C_{nn}(q), nous utilisons un ajustement suivant une expression analytique tirée du formalisme de Lednicky et Lyuboshits [Led82] avec l'hypothèse d'une source gaussienne de variance spatio-temporelle r_0 et τ. C_{nn} dépend uniquement de r_0 et τ. Si τ est inférieur à 50 fm/c, r_0 devient le seul paramètre. Il faut un temps supérieur à 100 fm/c pour voir un effet sur C_{nn}(q) (figure 6.2). En pratique, l'hypothèse d'une distribution

gaussienne pour la distance relative des neutrons du halo n'est pas une hypothèse cruciale quant au résultat, car même si la distribution de chaque neutron n'est pas gaussienne, la distribution relative est peu sensible à la forme de ces distributions. Une distribution uniforme ou de type Yukawa, moyennant le fait qu'elle possède le même r_n^{rms}, aboutit à une distribution relative très proche de la première évoquée [Mar04].

En raison de l'importance de l'effet des interactions dans l'état final sur la fonction de corrélation (en q = 0, C_{nn}(q) peut être de l'ordre de 10, comme l'indique la figure 6.2), le mélange d'événements initial ne permet pas de supprimer toutes les corrélations. En effet, la probabilité de tirer deux neutrons dans la zone des faibles moments relatifs est plus importante que celle de tirer deux neutrons dans une zone de même largeur en q, mais située à plus haut moment relatif. Pour supprimer ces corrélations résiduelles, nous employons une méthode itérative [Mar00a].

Nous procédons comme précédemment dans un premier temps (étape 5). Une fois une première approximation de C_{nn}(q) déterminée, nous pouvons estimer la corrélation de chaque particule avec toutes les autres, de la même façon que nous avions procédé pour le mélange d'événements itératif à deux ou trois particules (voir le paragraphe 4.3.4.2, étape 6 sur le schéma). Nous pouvons alors effectuer un nouveau mélange d'événements, tenant compte de la corrélation moyenne de chaque particule avec toutes les autres, afin de favoriser le poids de celles qui sont les moins corrélées (étape 7). Nous pouvons alors entrer à nouveau dans la procédure initiale, mais avec une distribution en moment relatif pour le dénominateur qui contient moins de corrélations résiduelles : cela signifie que D(q) sera moins grande vers les moments relatifs faibles (étape 8). La suppression des corrélations résiduelles entraîne une augmentation de la valeur de $C_{nn}(q)$ pour q proche de 0. Autrement dit, moins il y a de corrélations résiduelles, et plus la distance relative des neutrons que nous obtenons est faible et se rapproche de la valeur réelle. Typiquement, après moins d'une dizaine d'itérations, $C_{nn}(q)$ converge vers une valeur, indiquant par là même qu'il n'y a plus de corrélation résiduelle dans D(q), tout au moins qui soit accessible par cette méthode.

Le processus décrit s'applique si l'^{6}He* décroît de façon directe (dans ce cas nous posons $\tau = 0$ fm/c dans la fonction que nous ajustons), ou de façon séquentielle (dans ce cas nous posons $\tau \neq 0$ fm/c). Il est clair que si un temps et une distance particuliers expliquent les données, un temps plus court et une distance plus grande, ou inversement, pourraient également expliquer ces mêmes données. Le problème est donc de pouvoir savoir si oui ou non le processus est séquentiel.

Pour ce faire, nous avons utilisé la même technique de base que pour sonder r_{nn}^{rms} seul, mais nous avons construit une fonction de corrélation bidimentionnelle $C_{nn}(q_T, q_L)$, avec q_T et q_L les moments relatifs tranversaux et longitudinaux des neutrons, la direction de référence étant donnée par $\vec{p_1} + \vec{p_2}$ (schéma 6.4). Cette fonction devrait nous permettre de sonder à la fois r_{nn}^{rms} et τ. Comme le montrent les deux simulations de la figure 6.5, $C_{nn}(q_T, q_L)$ devrait nous permettre de séparer le temps et l'espace [Led82]. En effet, si τ > 100 fm/c, nous devrions déjà voir apparaître une déformation le long de l'axe q_L, or le temps de vie de l'^{5}He est d'environ 300 fm/c.

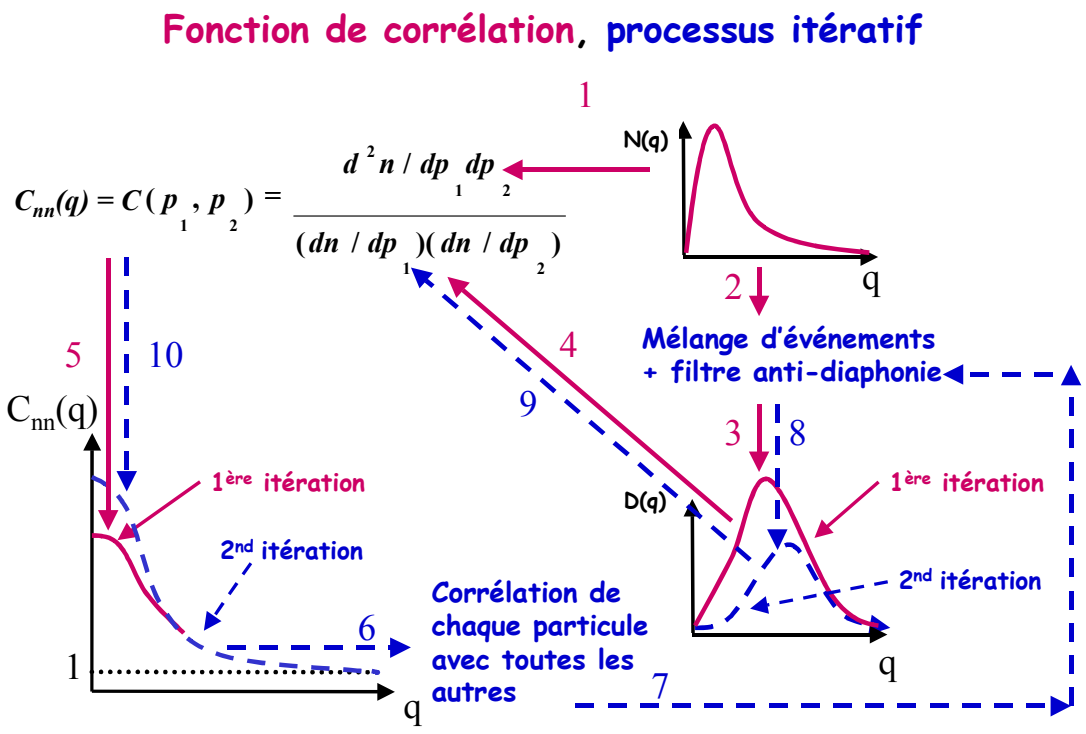

FIG. 6.3 – Représentation schématique de la construction des fonctions de corrélation $C_{nn}(q)$. En continu, première étape, en pointillés, seconde itération. Les chiffres indiquent l'ordre des opérations (voir le texte).

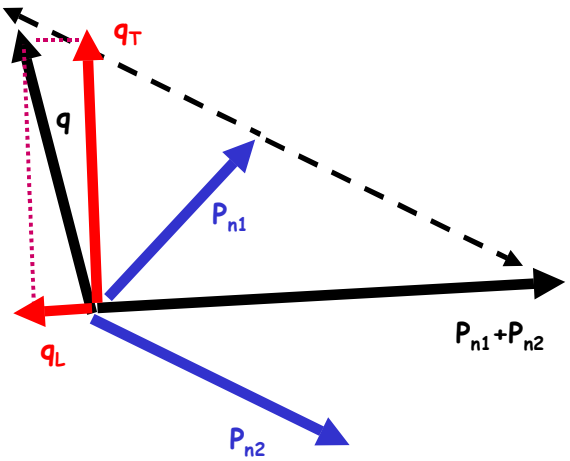

FIG. 6.4 – Schéma représentant q_T e q_L.

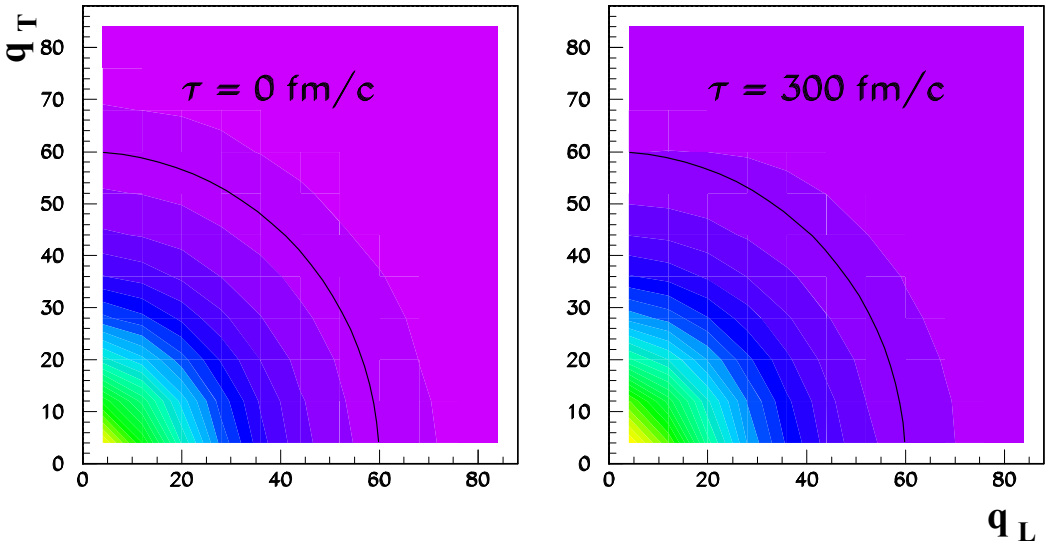

FIG. 6.5 – Simulation de la fonction de corrélation à deux dimensions $C_{nn}(q_T,q_L)$ pour l'^{6}He avec r_{nn}^{rms} = 7,2 fm et τ = 0 et 300 fm/c.

6.2.2 Masses invariantes normalisées mono et bi-dimentionnelles

L'outil permettant d'étudier les corrélations lors de décroissances à trois corps que nous allons présenter ici a été developpé pour la physique des particules dans les années 50 par Dalitz ([Dal53] et [Per87]). Il s'agit des masses invariantes au carré des paires de particules (M_{ij}^2, M_{ik}^2), avec :

$$M_{12}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \tag{6.5}$$

où E_u est l'énergie et $\vec{p}_u$ le moment de la particule u.

Dans les représentations de Dalitz, les interactions dans l'état final, ou les résonances, se traduisent par une population non-uniforme de la surface dans les limites cinématiques définies par les lois de conservation de l'énergie et du moment, ainsi que par l'énergie de la décroissance E_d. Dans notre cas, le système α + n + n présente une distribution en énergie de décroissance, ce qui entraîne une dilution du signal de telle sorte qu'il n'est pas possible d'interpréter facilement les résutats. Pour palier à ce problème, nous utilisons une masse invariante normalisée m_{ij}^2 [Mar01] :

$$m_{ij}^2 = \frac{M_{ij}^2 - (m_i + m_j)^2}{(m_i + m_j + E_d)^2 - (m_i + m_j)} \tag{6.6}$$

où m_i est la masse de la particule i. m_{ij}^2 est alors compris entre 0 et 1 pour tous les événements, et la limite cinématique est la même pour tous.

La figure 6.6 illustre les structures caractéristiques de ce genre de représentation. Le schéma en bas à droite présente m_{nn}^2 en fonction de $m_{\alpha n}^2$, et les deux autres représentations sont les projections de cette figure sur ces deux axes. La zone physiquement possible, c'est-à-dire dans les limites cinématiques, est représentée en grisé. La forme ellipsoïdale de cette zone est dictée par les différences de masse entre les trois particules.

Les zones en noir sur la figure bidimentionnelle représentent les zones d'accumulations dues aux corrélations internes de chaque paire de particules. Du fait de la normalisation réalisée avec la formule 6.6, la masse invariante ne présente pas une structure simple à l'énergie de la résonance cœur + n, mais deux zones d'accumulation horizontale se répartissant de part et d'autre de l'axe de symétrie horizontal. La bande verticale est due quant à elle à l'interaction dans l'état final entre les neutrons du halo.

Les effets des interactions, résonance ou FSI, apparaissent clairement sur les projections, mais si la résonance cœur + n est large en énergie, l'effet sera peu ou pas visible sur l'axe $m_{\alpha n}^2$. Sans corrélation, du fait de la forme ellipsoïdale des limites cinématiques, les projections ne sont pas plates, comme le montrent les distributions en pointillés qui représentent une décroissance de l'^{6}He suivant l'espace de phase à 3 corps.

La méthode permet donc une double approche. Elle permet de sonder la nature séquentielle ou non de la décroissance, moyennant l'hypothèse qu'une décroissance séquentielle se traduit par le passage par une résonance cœur + n. Elle permet également d'avoir accès à l'interaction neutron-neutron de façon quantitative dans le spectre m_{nn}^2, information que nous exploiterons en comparant les données à des simulations en faisant varier la distance entre les neutrons et en introduisant, ou pas, le passage par une résonance ^{5}He.

De façon pratique, la corrélation entre les neutrons reflétant leurs distances relatives est introduite dans la simulation à l'aide de la fonction de corrélation théorique $C_{nn}(q)$. Pour une distance entre les neutrons et un temps donné, celle-ci peut être calculée. Nous obtenons les moments des trois particules après avoir effectué un tirage aléatoire suivant les contraintes énergétiques. Si nous faisons l'hypothèse que la décroissance de l'^{6}He* ne passe pas par l'^{5}He ($\tau = 0$ fm/c), nous effectuons un tirage suivant la distribution en énergie $E_d(\alpha + n + n)$ avec une décroissance à 3 corps.

Si nous faisons l'hypothèse que la décroissance de l'^{6}He* passe par l'^{5}He, nous réalisons un tirage aléatoire suivant la distribution en énergie connue de l'^{5}He ($E_r = 0{,}8$ MeV et $\Gamma = 0{,}65$ MeV). Si l'énergie disponible pour le système à trois corps $E_d(\alpha + n + n)$ est inférieure à cette énergie $E_d(\alpha + n)$, nous recommençons ce premier tirage. Dans le cas contraire, nous simulons une décroissance à 2 corps ^{5}He-n avec comme énergie diponible $E_d(\alpha + n + n) - E_d(\alpha + n)$, puis une décroissance à deux corps $\alpha + n$ avec l'énergie $E_d(\alpha + n)$ tirée préalablement. Le temps τ correspondant est alors égal à 300 fm/c, correspondant à la durée de vie de l'^{5}He.

Nous calculons alors le moment relatif des deux neutrons générés, puis nous tirons un nombre aléatoire entre 0 et le maximum de la fonction de corrélation. Ce nombre est alors comparé à la valeur de $C_{nn}(q)$ pour le moment relatif des deux neutrons. Si le nombre aléatoire est inférieur à $C_{nn}(q)$, l'événement est conservé et passe par le filtre expérimental,

puis le filtre cinématique anti-diaphonie. Si le nombre aléatoire est supérieur à $C_{nn}(q)$, l'événement est rejeté, et un nouvel événement est généré, permettant ainsi de forcer notre distribution en moment relatif entre les neutrons à être égale à la distribution théorique en moment relatif de neutrons situés à une distance spatio-temporelle r_{nn}^{rms}, τ donnée [1].

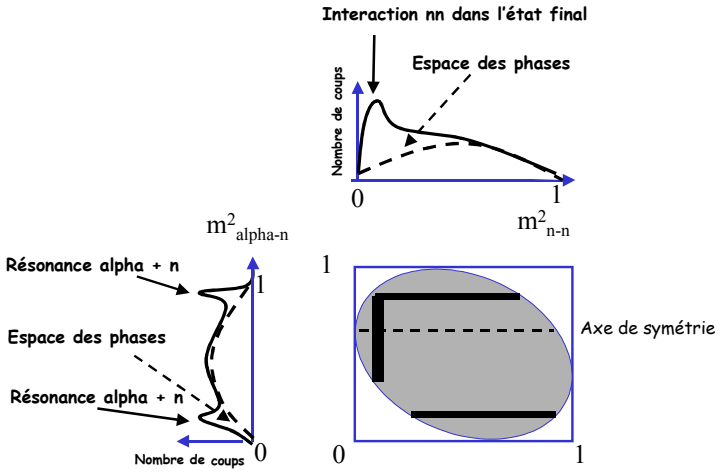

FIG. 6.6 – Représentation de Dalitz. Les effets des résonances / FSI sont indiqués dans les systèmes binaires.

6.3 Déconvolution spatio-temporelle : influence du passage par la résonance ^{5}He

6.3.1 Considérations énergétiques

Il est important, avant de s'engager dans une séparation du temps et de l'espace par les méthodes des fonctions de corrélation et de la masse invariante, d'évaluer l'importance du passage par un état résonant dans l'^{5}He.

Préliminairement à cette étude, il n'est pas inutile de regarder le schéma énergétique de l'^{6}He et de ses modes possibles de décroissance en α + n + n. La figure 6.7 indique que énergétiquement, il est possible à partir de l'état excité 2^+ de l'^{6}He de passer par une résonance ^{5}He avant d'atteindre l'état à trois particules. Cependant, si l'état 2^+ est

[1] L'utilisation de la méthode du rejet n'est pas pénalisante en terme de temps de calcul, car nous n'effectuons pas un tirage plat sur toute la plage en q, mais un tirage contraint par la cinématique, qui peuple préférentiellement les moments relatifs faibles pour lesquels $C_{nn}(q)$ est grand, et donc le rejet faible. De plus, q n'est pas une variable d'entrée dans notre code, car nous tirons les moments des trois particules avant de calculer q.

réellement peuplé, cela signifie que le neutron émis en premier, celui qui ne forme pas la résonance ^{5}He avec la particule α, emportera une énergie cinétique très faible, de l'ordre de 0,1 MeV ($\Gamma(^5\text{He}) = 0{,}65$ MeV).

En revanche, pour les états de l'^{6}He situés au dessus de l'état 2^+, le passage par l'^{5}He devient moins délicat. Nous avons vu au chapitre précédent que les spectres $E_d(\alpha + n + n)$ avant soustraction du fond sur cible de carbone et de plomb ne sont pas identiques, ce qui pourrait donc conduire à des différences dans le mode de décroissance. Mais cette première approche énergétique ne fournit que des possibilités, que nous allons à présent investiguer.

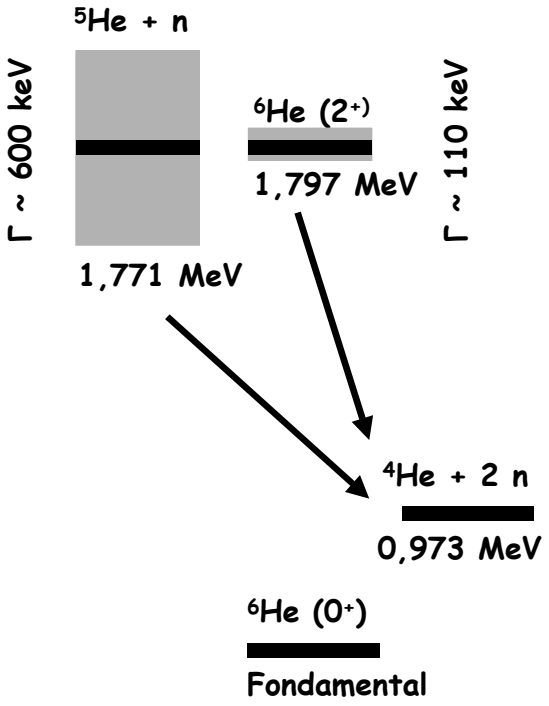

FIG. 6.7 – Schéma énergétique de décroissance de l'^{6}He.

6.3.2 Corrélation angulaire alpha-neutron

De façon analogue à ce qui se produit lors de l'émission séquentielle de deux radiations dont les directions de propagation sont corrélées [Bie53], une direction d'émission privilégiée du neutron de valence par rapport au système (α + n) pourrait signer la présence d'une résonance ^{5}He et indiquerait le moment cinétique orbitale ℓ de cette résonance ([Bie53], [Bal74] et [Chl97]). L'angle $\omega_{\alpha n}$ qu'il s'agit de mesurer est donc celui entre la direction du recul du système α + n dans le système du projectile et la direction du mouvement relatif entre la particule α et le neutron qui a formé le système $\alpha + n$ (noté n_2 sur le schéma de la figure 6.8).

Le formalisme employé reprend celui de Chulkov et al. ([Chl97] et [Chl97a]). L'angle de corrélation $\omega_{\alpha n}$ est obtenu à partir de l'équation suivante :

$$\cos(\omega_{\alpha n}) = \frac{\vec{p}_{rel}.\vec{p}_{tot}}{\|\vec{p}_{rel}\| \, \|\vec{p}_{tot}\|} \tag{6.7}$$

où les vecteurs $\vec{p}_{rel}$ et $\vec{p}_{tot}$ sont les impulsions relative et totale du système α-n :

$$\vec{p}_{rel} = \vec{p}_n - \vec{p}_\alpha \tag{6.8}$$

et

$$\vec{p}_{tot} = \vec{p}_n + \vec{p}_\alpha \tag{6.9}$$

où $\vec{p}_n$ et $\vec{p}_\alpha$ sont les moments du neutron et de la particule α.

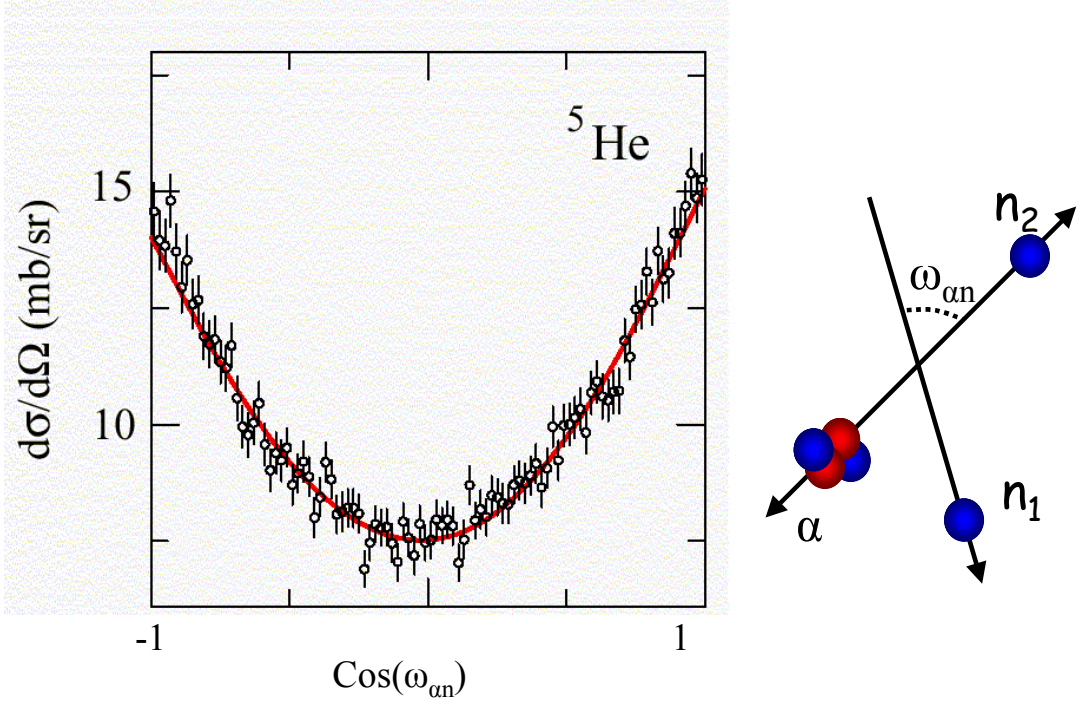

FIG. 6.8 – Corrélations angulaires α-n$_2$ dans la décroissance de l'^{6}He*. Angle entre la direction du recul du système $\alpha + n_2$ dans le système du projectile et la direction du mouvement relatif entre la particule α et le neutron qui a formé le système $\alpha + n_2$. La distribution expérimentale est extraite de [Chl97]. La courbe est un ajustement polynomiale en $\cos(\omega_{\alpha n})$.

Il est apparu lors d'une expérience d'éjection d'un neutron avec un faisceau d'^{6}He de 240 MeV/ nucléon sur cible de carbone ([Chl97] et [Chl97a]) que l'angle $\omega_{\alpha n}$ présentait une corrélation de la forme 1 + B $\cos^2(\omega_{\alpha n})$ fois une constante, que nous omettrons par la suite. $\mathrm{Cos}^2(\omega_{\alpha n}) \sim \mathrm{Y}^2_{1,0}$, qui est un polynôme de Legendre. Cela signifie que la direction d'émission du neutron privilégiée est celle de la direction de l'^{5}He. Dans cette expérience, B = 1,5, ce qui est inférieur au B = 3 attendu dans le cas d'un état résonant avec un ^{5}He totalement dans son état fondamental $3/2^-$ dans les conditions de l'expérience (figure 6.8). L'ajout de seulement 7 % du premier état excité $1/2^-$ est à l'origine de cette différence. Si les états interférents sont de parités différentes, le terme d'interférence est asymétrique, il apparaît alors une dépendance linéaire en $\cos(\omega_{\alpha n})$ [Chl97], mais cela ne devrait pas être le cas pour l'^{5}He étant donné qu'un tel état de parité positive dans l'^{5}He se situe à 17,6 MeV au dessus du seuil α + n. Nous avons recherché ces corrélations angulaires dans notre expérience.

6.3.2.1 Événements alpha-n

Dans un premier temps nous avons étudié les événements de type α + n pour avoir un point de repère avec les résultats précédents. Cependant, il faut noter que contrairement aux résultats de Chulkov et al. [Chl97] où la multiplicité neutronique était égale à 1, nous ne savons pas lorsque nous regardons les événements doubles α + n s'il y avait un ou deux neutrons. Autrement dit nous ne sommes pas sûrs qu'un des neutrons ait été arraché à l'^{6}He sans que le reste du système ne soit affecté.

La figure 6.9 présente le $\cos(\omega_{\alpha n})$ pour ces événements doubles. Lorsque $\cos(\omega_{\alpha n}) = \pm$ 1, le neutron de valence de l'^{5}He est émis de façon parallèle (+) ou anti parallèle (-) par rapport à l'axe du mouvement du système (α + n). Les figures (a) et (b) présentent des simulations pour lesquelles aucune corrélation angulaire n'a été introduite. L'effet du filtre expérimental est visible puisque les distributions en sortie ne sont plus isotropes, mais l'effet n'est pas très prononcé.

Les figures (c) et (d) présentent les données et les simulations (courbes) pour les événements ayant subi une coupure en angle β ($>2^\circ$ pour le C et $> 4{,}5^\circ$ pour le Pb), permettant la suppression des événements n'ayant pas interagi dans la cible. Nous avons réalisé deux simulations. La première sans corrélation, et la seconde avec une corrélation de la forme $\cos^2(\omega_{\alpha n})$. Pour obtenir celle-ci, nous avons calculé $\cos(\omega_{\alpha n})$ après la décroissance de l'^{5}He suivant une distribution E_d(α + n) identique à celle utilisée au paragraphe 5.5.1.2 page 176 (E_r = 0,8 MeV et Γ = 0,65 MeV), puis nous avons effectué un tirage aléatoire entre 0 et 1. Si le résultat était inférieur à $\cos^2(\omega_{\alpha n})$, l'événement était conservé, sinon, nous simulions un nouvel événement. Enfin, un ajustement à l'aide de ces deux distributions, avec et sans corrélation, a été effectué pour reproduire les données.

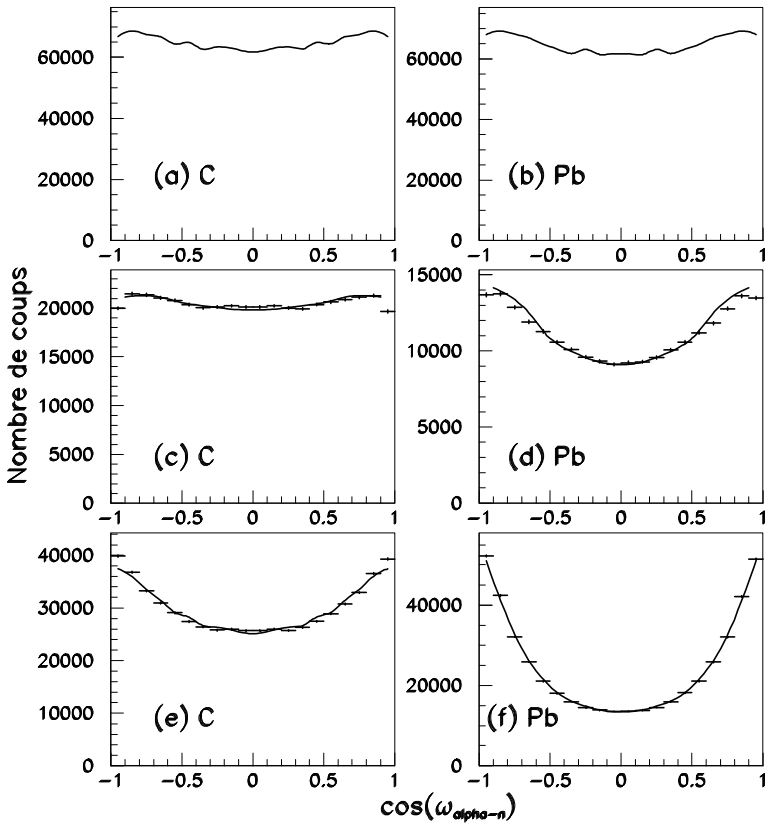

FIG. 6.9 – Distributions en $\cos(\omega_{\alpha n})$ pour les événements α + n pour les cibles de carbone et de plomb (coïncidences doubles). Simulations sans corrélation (a) et (b). Distributions avec les coupures en angle β (c) et (d). Données sans coupure en angle, après soustraction des événements obtenus sans cible. Les courbes proviennent d'une simulation du type 1 + B $\cos^2(\omega_{\alpha n})$.

Les résultats de l'analyse sont regroupés dans le tableau 6.1. B est exprimé en pourcentage par rapport au nombre d'événements total. La valeur précédemment citée de 1,5 pour [Chl97] sur cible de carbone correspond donc ici à $1{,}5/(1+1{,}5) = 60$ % par exemple[2]. Il ressort de ces résultats que la formation d'un ^{5}He est moins importante dans le cas du carbone que dans le cas du plomb pour l'ensemble des événements après soustraction des événements sans cible. Nous avons vu au chapitre précédent que l'état 2^+ de l'^{6}He était favorisé pour la cible de carbone tandis que l'excitation E1 (état 1^-) semblait dominante pour la cible de plomb, ce qui pourrait expliquer cette différence si l'état 2^+ ne décroît pas en passant par l'^{5}He comme le laissaient supposer les considérations énergétiques du paragraphe 6.3.1.

[2]Nous avons opté pour cette notation plutôt que pour la normalisation employée par Chulkov et al., qui passe de l'expression X + Y $\cos^2(\omega_{\alpha n})$ à $1 + \frac{Y}{x}\cos^2(\omega_{\alpha n})$, pour éviter d'obtenir $B = \frac{X}{Y} \sim \infty$ quand B = 100 %.

L'application de la sélection en angle β diminue fortement B dans les deux cas, au point que celui-ci est quasi nul pour la cible de carbone. L'application de cette sélection implique que nous privilégions les réactions avec un paramètre d'impact petit, qui favorise l'excitation E1 par rapport à l'excitation E2. La diminution de B s'expliquerait donc si l'état 2^+ ne décroît pas en passant l'^{5}He.

Coïncidences	Cibles	Conditions	B (%)
α+ n	C	$\alpha > 2°$	0,03 ± 0,02
”	Pb	$\alpha > 4,5°$	33 ± 3
”	C	Soustraction sans cible	13 ± 3
”	Pb	Soustraction sans cible	60 ± 8
α+ n + n	C	$\alpha > 1,4°$	$0 \pm {}^{10}_{0}$
”	Pb	$\alpha > 3°$	64 ± 10
”	C	Soustraction sans cible	37 ± 4
”	Pb	Soustraction sans cible	$100 \pm {}^{0}_{15}$
”	C	$\alpha > 1,4°$ et $E_d < 1,1$ MeV	$0 \pm {}^{10}_{0}$
”	C	$\alpha > 1,4°$ et $E_d > 1,1$ MeV	21 ± 4
”	Pb	$\alpha > 3°$ et $E_d < 1,1$ MeV	29 ± 4
”	Pb	$\alpha > 3°$ et $E_d > 1,1$ MeV	76 ± 8

TAB. 6.1 – Paramètre de la fonction de corrélation angulaire.

6.3.2.2 Événements alpha-n-n

L'étude sur les événements α-n ne constituait qu'un repère, car la classe d'événements qui nous intéresse est celle des événements triples α-n-n. La figure 6.10 présente les spectres obtenus avec les coupures en angle β (>1,4° pour le carbone et >3° pour le plomb) et ceux obtenus avec soustraction des événements obtenus sans cible. Nous avons reconstruit l'angle $\omega_{\alpha n}$ en utilisant les deux neutrons détectés pour chaque événement, car nous ne pouvons pas savoir quel neutron a pu former une résonance avec la particule alpha. Ce faisant, nous introduisons donc un "fond" à hauteur de 50 %. Un B de 100 % pour les événements triples signifie que 100 % des événements doivent posséder une corrélation en $\cos^2(\omega_{\alpha n})$ pour reproduire le spectre, et donc que 50 % du spectre est constitué d'événements non corrélés car construit à partir du neutron émis en premier.

Pour les simulations, nous avons réalisé une décroissance séquentielle de l'^{6}He* en utilisant une distribution $E_d(\alpha + n + n)$ analogue à la distribution expérimentale, et une distribution $E_d(\alpha + n)$ reprenant les caractéristiques de la résonance $3/2^-$ de l'^{5}He, comme cela a été décrit au paragraphe 6.2.2. La seule différence est qu'une fois les moments des trois particules connnus, nous imposons, ou pas, au neutron qui a formé l'^{5}He, une corrélation de la forme $\cos^2(\omega_{\alpha n})$ comme dans le cas décrit au paragraphe précédent.

Contrairement aux coïncidences doubles, les spectres expérimentaux pour les coïncidences triples présentent une légère asymétrie avec une augmentation quand $\cos(\omega_{\alpha n}) \rightarrow 1$. Elle est reproduite par nos simulations, sans avoir besoin d'introduire un terme en $\cos(\omega_{\alpha n})$ en plus du terme $1 + \cos^2(\omega_{\alpha n})$. Cela signifie qu'il n'y a pas besoin de faire appel

à un état de parité positive pour expliquer ce phénomène, ce qui est conforme à ce que nous attendions.

Le tableau 6.1 présente les résultats de ces analyses. Comme pour les événements doubles, B est plus grand sur cible de plomb que sur cible de carbone, et il est plus faible pour les deux cibles quand nous appliquons la coupure en angle β. Favoriser l'état 2^+ diminue l'importance de B. Il est délicat d'effectuer une comparaison entre les chiffres obtenus pour les coïncidences doubles et triples, car pour les événements triples, si un ^{5}He a été formé, nous sommes sûrs qu'il a été pris en compte, puique nous utilisons les deux neutrons, alors que pour les coïncidences doubles, nous ne savons pas si le neutron détecté est toujours celui qui a formé un ^{5}He.

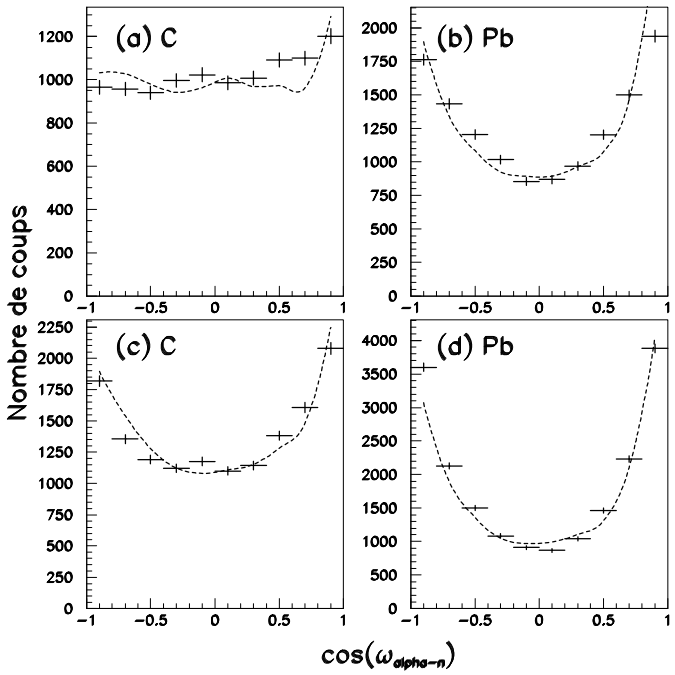

FIG. 6.10 – Distributions en cos(ω) pour les événements α + n + n pour les cibles de carbone et de plomb (coïncidences triples). Distributions avec les coupures en angle β (a) et (b). Données sans coupure en angle, après soustraction des événements obtenus sans cible. Les courbes proviennent d'une simulation du type 1 + B $\cos^2(\omega_{\alpha n})$.

Pour le carbone dans le cas de notre coupure en angle, B est nul, signant l'absence de passage par la résonance ^{5}He lorsque l'^{6}He* décroît à partir de l'état 2^+. Pour le plomb, l'application de la sélection en angle semble agir de la même façon en diminuant B. Pour conforter cette interprétation, nous avons regardé dans le cas du carbone et du plomb les distributions en cos($\omega_{\alpha n}$) dans le cas d'une coupure en énergie de décroissance pour le système (α + n + n). La figure 6.11 présente les résultats pour $E_d(\alpha+n+n) > 1{,}1$ MeV (croix) et <1,1 MeV (cercles vides), les coupures en angle β ayant été appliquées.

Il apparaît nettement pour les deux cibles que dans la zone $E_d(\alpha+n+n) < 1{,}1$ MeV,

dans laquelle la résonance 2^+ de l'^{6}He représente une part importante du spectre, voire la quasi totalité pour la cible de carbone, la distribution est quasiment plate et donc que B est très faible (tableau 6.1), alors que dans la zone $E_d(\alpha+n+n) > 1{,}1$ MeV pour laquelle la résonance 2^+ est absente, les corrélations sont plus fortes qu'en l'absence de sélection sur E_d.

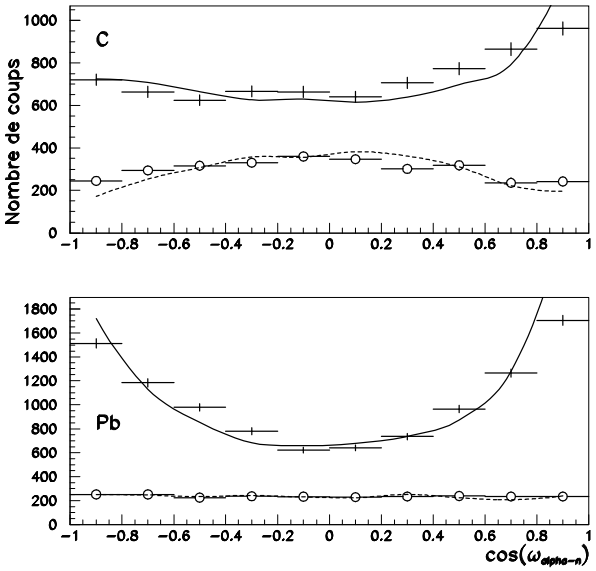

FIG. 6.11 – Distributions en $\cos(\omega_{\alpha n})$ pour les év énements α+ n + n sur les cibles de carbone et de plomb. Les croix représentent les événements pour lesquels $E_d(\alpha$+ n + n) > 1,1 MeV, et les cercles vides les événements pour lesquels $E_d(\alpha$+ n + n) < 1,1 MeV. Les courbes représentent les simulations (voir texte). Les coupures en angle α ont été appliquées.

Il ressort de cette étude que la signature de la présence de l'^{5}He existe dans nos données α + n mais nous ne pouvons faire de comparaison directe avec le résultat de Chulkov et al. [Chl97] car les processus réactionnels ne sont pas totalement identiques. En effet, l'énergie de leur faisceau était de 240 MeV/nucléon. Ces conditions favorisent l'absorption d'un neutron par rapport à nous, et permettent de se placer dans le cas d'une multiplicité neutron égale à 1 quand, en moyenne, la nôtre est autour de 1,5, il n'est donc pas surprenant que les résultats recèlent des différences.

Pour les événements triples, après les sélections en angle β, il apparaît que le passage par une résonance ^{5}He est important dans le cas de la cible de plomb, et qu'il est très faible dans le cas de la cible de carbone. Ce phénomène est relié à l'importance du peuplement de l'état 2^+ de l'^{6}He*. Si la proportion de celui-ci augmente, le passage par l'^{5}He diminue, et inversement.

Afin de confirmer les résultats de cette première étude et pour tenter d'aller voir

directement si un temps séparant les émissions des deux neutrons pouvait être observé, nous avons poursuivi notre travail en utilisant d'autres approches.

6.3.3 Représentation de Dalitz et fonction de corrélation bidimentionnelle

Nous avons utilisé deux autres méthodes pour tenter d'évaluer l'importance du passage par l'^{5}He dans nos données, c'est-à-dire après coupure en angle β et pour des coïncidences triples. Dans un premier temps, nous avons utilisé la représentation de Dalitz qui, comme l'explique le paragraphe 6.2.2, permet de visualiser la présence d'une résonance pour peu qu'elle ne soit pas trop large.

La figure 6.12 présente les représentations de Dalitz pour la cible de carbone (en haut) et de plomb (en bas) dans le plan $m^2_{\alpha n}$ vs m^2_{nn}. Les figures de gauche présentent les résultats pour les données. Les simulations correspondent à une décroissance séquentielle avec formations d'une résonance ^{5}He pour 100 % des événements et sans interaction neutron-neutron dans l'état final (a), et une décroissance à trois corps directe (pas de formation d'^{5}He) mais avec $r^{rms}_{nn} = 3$ fm (b). La simulation (c) a été réalisée via une décroissance à trois corps, sans résonance ^{5}He ni interaction dans l'état final entre les neutrons.

Les accumulations présentes dans la simulation de l'espace de phase à trois corps (c) sont dues uniquement au dispositif expérimental et aux coupures en angle, et sont de moindres amplitudes que celles observées sur les autres figures. L'interaction neutron-neutron dans l'état final est clairement visible dans les données (accumulation d'événements dans la partie gauche des figures), mais en revanche, il semble qu'il n'y ait pas de résonance ^{5}He, en tout cas pas en proportion majoritaire.

Nous avons également tenté de voir un effet dû au passage par l'^{5}He dans la fonction de corrélation bi-dimentionnelle (voir le paragraphe 6.2.1). La figure 6.13 présente la fonction de corrélation bi-dimentionnelle $C_{nn}(q_T,q_L)$ pour trois simulations réalisées pour différents temps de vie moyen τ de la résonance formée lors de la décroissance séquentielle de l'^{6}He*. Ce temps est relié à la largeur en énergie de la résonance. Sur les figures est indiqué le temps en fm/c. Rappelons que pour l'^{5}He dans son état fondamental, la largeur est de 650 keV, soit un temps de l'ordre de 300 fm/c.

En raison des problèmes de statistique pour l'expérience, et de la nature lacunaire de DEMON qui crée des oscillations importantes dans le spectre en moment relatif transversal q_T, nous avons dû utiliser un nombre de canaux très faible (20 canaux pour une plage de 200 MeV/c), d'où une lecture rendue délicate. La ligne noire qui relie les échelles à hauteur de 50 MeV/c est un guide pour l'oeil. Sans les effets expérimentaux, les courbes de niveau devraient être parallèles à cette ligne dans le cas $\tau = 0$ fm/c. L'échelle en moment relatif transversal ne commence qu'à 10 MeV/c en raison de la taille des modules DEMON et de leur espacement. Il ressort de ces simulations avec le dispositif expérimental que la déformation se traduisant par un allongement le long de l'axe q_L n'est pas aussi évident que celui attendu sans effet expérimental (figure 6.5).

Nous avons malgré tout construit cette fonction de corrélation $C_{nn}(q_T,q_L)$ pour les

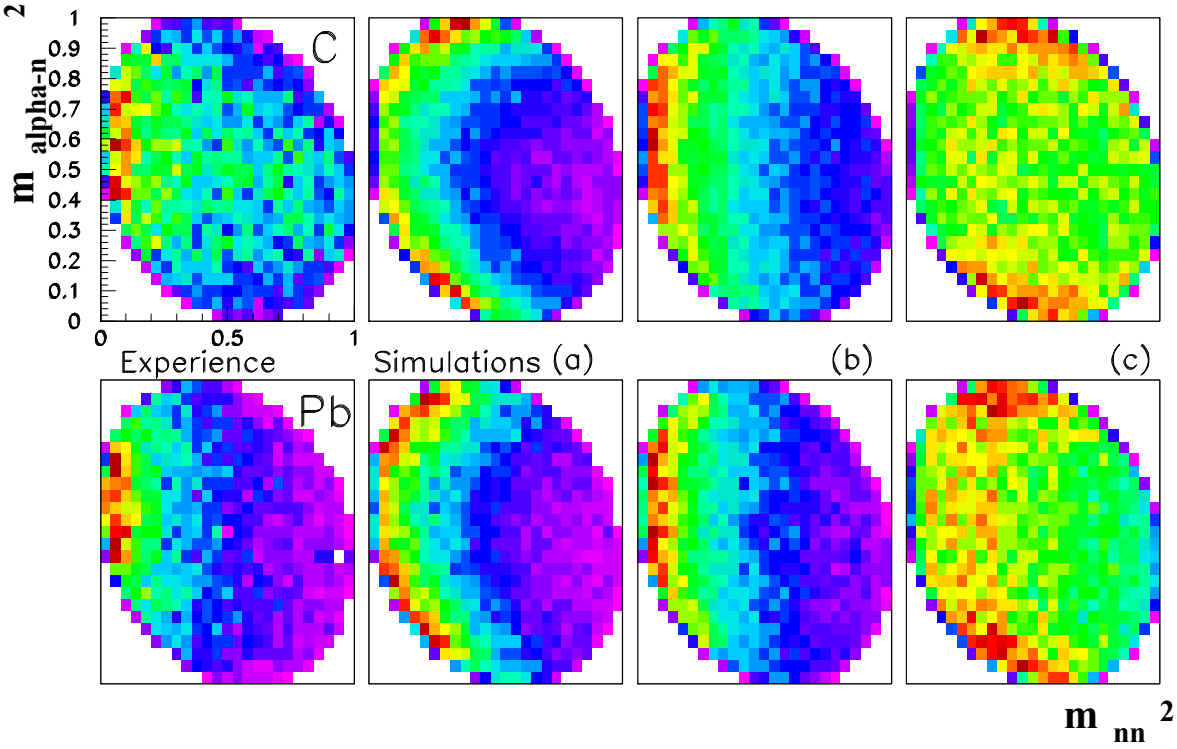

FIG. 6.12 – Représentations de Dalitz ($m^2_{\alpha n}$ vs m^2_{nn}) pour la cassure de l'^{6}He. En haut : cible de carbone, en bas, cible de plomb. A gauche sont représentées les données. (a) Simulations avec passage à 100 % par l'^{5}He. (b) Simulations avec aucune formation d'^{5}He. (c) Simulations sans formation d'^{5}He ni interaction neutron-neutron dans l'état final (espace des phases).

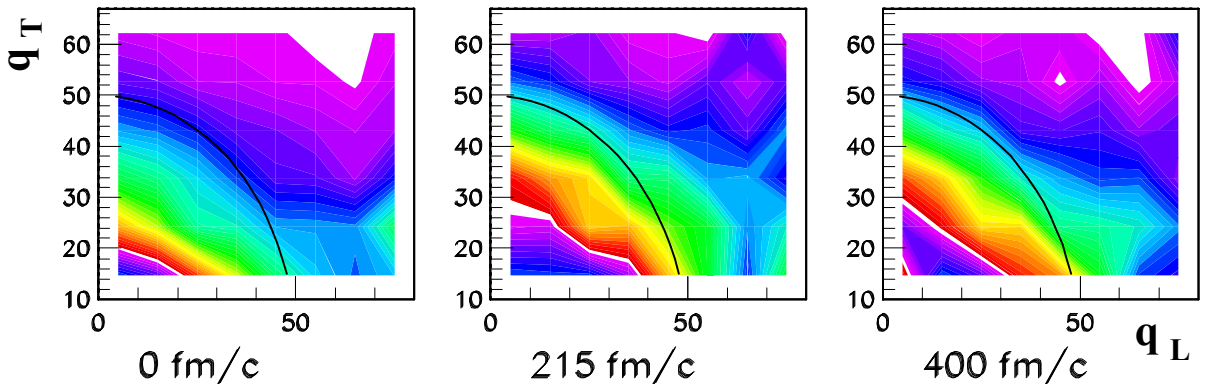

FIG. 6.13 – Simulations de la décroissance de l'^{6}He avec passage par l'^{5}He pour différentes largeurs de cette r ésonance pour la cible de carbone. La coupure en angle β a été appliquée. La ligne est un guide reliant les échelles à hauteur de 50 MeV/c.

données. La figure 6.14 présente les résultats pour le plomb (en bas) et le carbone (en haut), sous deux représentations. Une légère déformation apparaît dans le cas du carbone autour de 55 MeV/c le long de l'axe longitudinal, mais la figure 6.15, qui présente les projections de $C_{nn}(q_T,q_L)$ suivant les deux axes, indique qu'il s'agit probablement d'un simple accident local qui n'est pas significatif. La figure 6.16, qui est une projection des simulations présentées sur la figure 6.13 pour $\tau = 0$ fm/c et $\tau = 400$ fm/c, indique par ailleurs que même en projetant ainsi $C_{nn}(q_T,q_L)$, il est difficile de discerner les deux cas. Le seul élément qui semble ressortir est que le maximum de $C_{nn}(q_T,q_L)$ est plus grand pour la cible de carbone que pour la cible de plomb, ce qui va dans le sens d'une proportion plus grande de passage par l'^{5}He pour la cible de plomb.

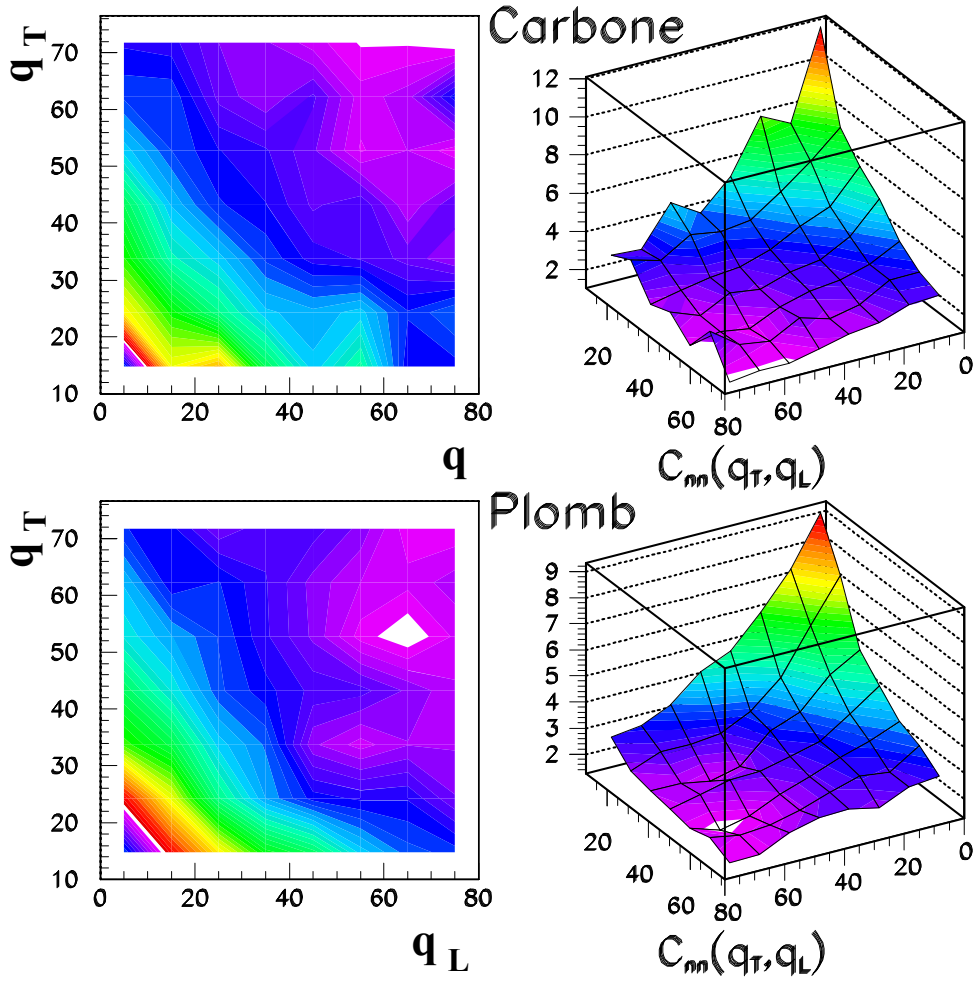

FIG. 6.14 – Fonction de corrélation $C_{nn}(q_T,q_L)$ avec des données après application de la coupure en angle β sur cible de carbone et de plomb.

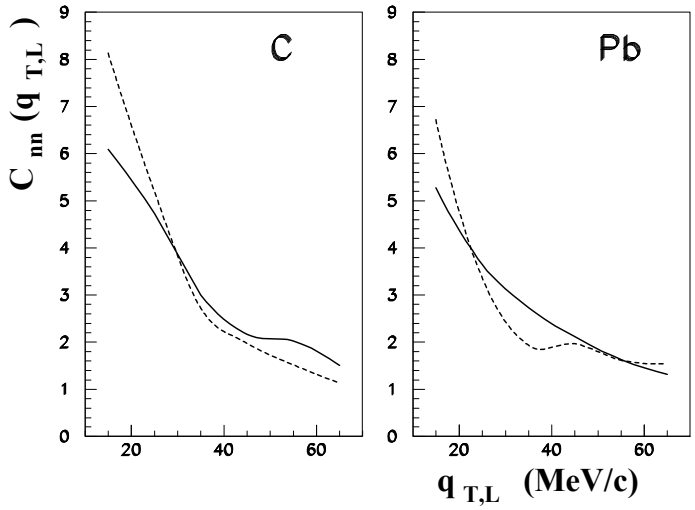

FIG. 6.15 – Projections suivant les deux axes de la fonction de corrélation bidimentionnelle $C_{nn}(q_T,q_L)$ (données expérimentales). Ligne solide : projection sur q_L, ligne en pointillés, projection sur q_T.

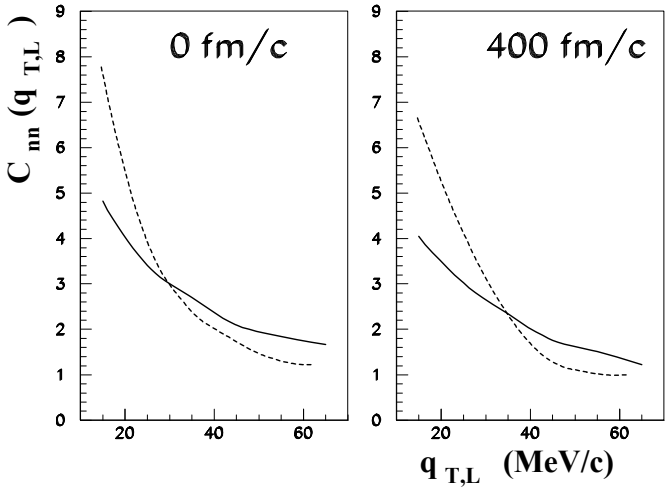

FIG. 6.16 – Projections suivant les deux axes de la fonction de corrélation bidimentionnelle $C_{nn}(q_T,q_L)$ (simulations). Ligne solide : projection sur q_L, ligne en pointillés, projection sur q_T.

6.3.4 Interprétation

Au vu des résultats obtenus avec la corrélation angulaire, la fonction de corrélation bi-dimentionnelle et surtout la masse invariante réduite, il semble que la décroissance séquentielle, avec passage par l'^{5}He, ne tient qu'une faible place dans les données avec triples coïncidences après sélection en angle β sur cible de carbone. Pour la cible de plomb, la proportion de ce passage n'est pas négligeable, bien que cela n'apparaisse pas dans la représentation de Dalitz. Une différence allant dans ce sens apparaît dans les maxima de la fonction de corrélation bidimentionelle $C_{nn}(q_T,q_L)$. Cependant nous avons vu que les effets expérimentaux rendaient l'utilisation de ces deux méthodes délicate.

Il ressort de cette étude, aussi bien pour la cible de carbone que pour la cible de plomb, que lorsque l'^{6}He est excité dans son état 2^+, la décroissance est directe, $\tau \sim 0$ fm/c, et ne passe donc pas par l'^{5}He, alors que pour les états au dessus du 2^+, et donc probablement l'état 1^-, la décroissance est séquentielle, $\tau \geqslant 0$ fm/c, et il y a formation d'un ^{5}He.

Rappelons que l'énergie du faisceau est de 30 MeV/nucléons et qu'à cette énergie, les réactions d'arrachement ("knock-out") sont moins prépondérantes qu'à 240 MeV/A, énergie à laquelle le processus séquentiel était apparu majoritaire [Chl97], mais pour des événements avec une multiplicité neutron égale à 1.

A ces divers éléments, il faut ajouter les résultats du chapitre précédent dans lequel nous avions vu que le spectre en énergie du système (α + n) dans le cas des événements avec triple coïncidences était apparu différent du spectre de l'^{5}He, laissant penser là encore qu'il n'y a pas ou peu de formation d'^{5}He dans le cas de nos conditions d'expérience et d'analyse sur le carbone.

6.4 Distance relative neutron-neutron par l'interférométrie d'intensité

6.4.1 Distance neutron-neutron

La distance neutron-neutron n'a été mesurée qu'une seule fois, et précisément avec la méthode de l'interférométrie d'intensité utilisant une fonction de corrélation [Mar00] (paragraphe 6.2.1), mais en utilisant l'ensemble des données, c'est-à-dire y compris les événements n'ayant interagi que dans le télescope, et non dans la cible. Nous avons pu cette fois-ci, grâce à une statistique plus grande, opérer une coupure éliminant ces événements, à savoir la coupure suivant l'angle β.

La figure 6.17 présente les résultats pour les cibles de plomb et de carbone, après coupure en angle. Pour le carbone $r_{nn}^{rms} = 7{,}7 \pm 0{,}8$ fm, et pour le plomb $r_{nn}^{rms} = 9{,}4 \pm 0{,}7$ fm. Pour l'^{6}He, seule une mesure sur une cible de plomb avait pu être effectuée dans l'expérience précédente [Mar00], mais pour le ^{14}Be, des mesures sur cible de plomb et de carbone avaient abouti à des résultats opposés, à savoir une plus grande distance avec le carbone. L'interprétation de ce résultat se basait sur une plus grande proportion de passage par une décroissance séquentielle dans le cas du plomb, mais nous avons vu dans la partie précédente que dans notre cas, le phénomène était inversé pour les deux cibles.

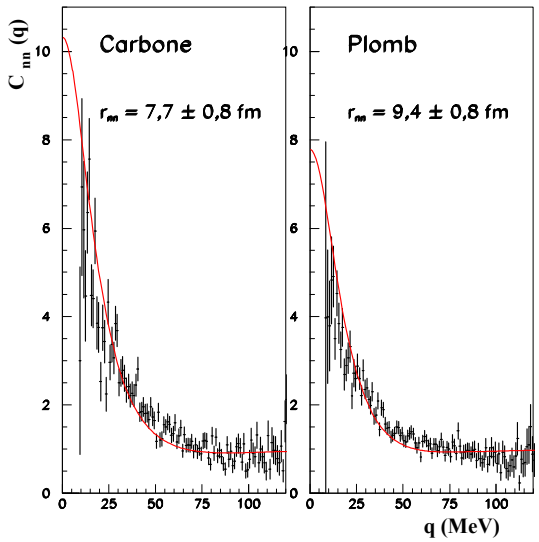

FIG. 6.17 – Fonction de corrélation $C_{nn}(q)$ avec l'ensemble des données sur cible de carbone et de plomb après coupure en angle β.

6.4.2 Variation en fonction du paramètre d'impact

Les résultats précédents ont été obtenus pour l'ensemble des données, mais selon l'état dans lequel se situe l'^{6}He excité, la distance neutron-neutron peut varier. Pour étudier cet élément, nous avons effectué des coupures par tranche suivant l'angle β.

6.4.2.1 Énergie de décroissance

Les figures 6.18 présentent les spectres en énergie de décroissance du système α + n + n sur cible de carbone pour différentes sélections angulaires. La figure (a) présente le spectre sans aucune coupure (avec les événements n'ayant interagi que dans le télescope). Pour la figure (b), la coupure en angle β a été appliquée : l'état 2^+ appaît plus nettement. Pour les quatre figures suivantes (c - d - e - f), cette même coupure a été appliquée, et chaque graphique est le résultat d'un intervalle en angle α (qui, rappelons-le, peut être assimilé à une mesure, inversement proportionelle, du paramètre d'impact). La première de ces 4 figures présente donc une classe d'événements avec un grand paramètre d'impact. Plus le paramètre d'impact diminue (et donc plus α augmente), et plus la proportion de l'état 2^+ par rapport à l'ensemble du spectre croît.

La figure 6.19 est identique à la précédente, à ceci près qu'il s'agit des événements obtenus avec la cible de plomb. Contrairement au cas du carbone, l'état 2^+ n'est pas visible, sauf peut-être à très petit paramètre d'impact (figure (f)), ce qui s'explique par le fait que l'interaction nucléaire joue alors un rôle accru, de telle sorte que l'état 2^+ est plus peuplé que l'état 1^- par exemple.

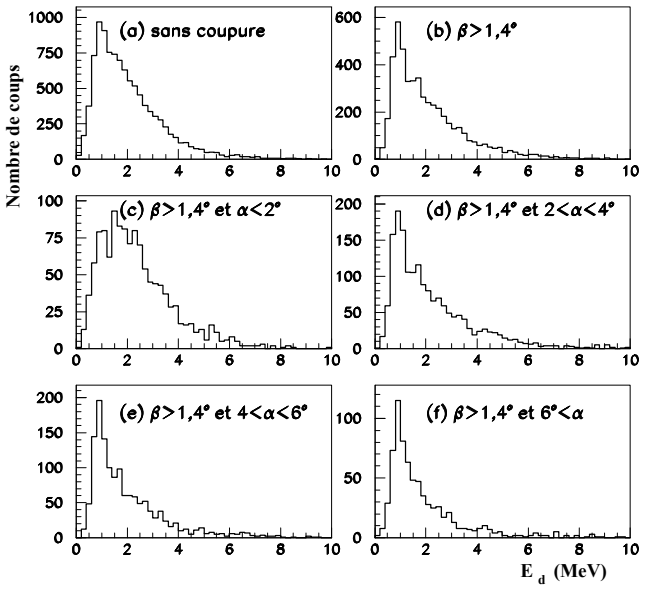

FIG. 6.18 – Variation du spectre en énergie de décroissance du système α + n + n en fonction du paramètre d'impact (angle α) sur cible de carbone.

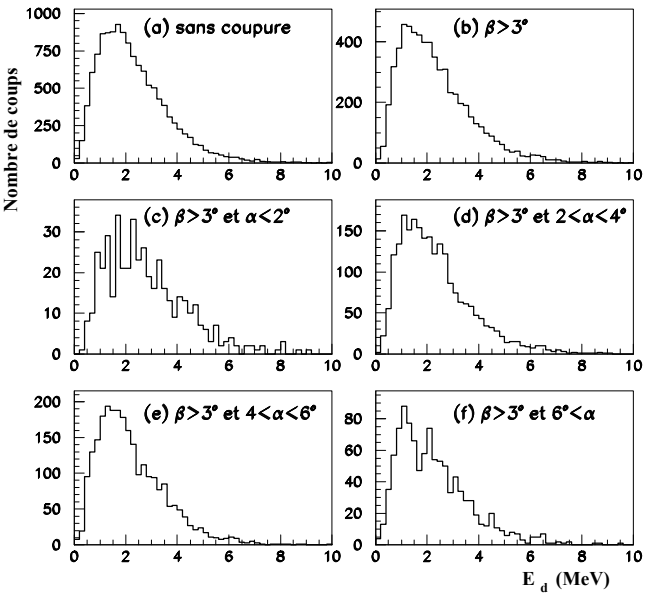

FIG. 6.19 – Variation du spectre en énergie de décroissance du système α + n + n en fonction du paramètre d'impact (angle α) sur cible de plomb.

6.4.2.2 Fonctions de corrélations

Nous avons construit la fonction de corrélation en effectuant les mêmes coupures que pour les figures 6.18 et 6.19. La figure 6.20 présente les résultats pour la cible de carbone. En se plaçant dans les mêmes conditions que [Mar00], il apparaît que la distance entre les neutrons est peut-être légèrement sous-estimée, $r_{nn}^{rms} = 7{,}0 \pm 0{,}7$ fm, comparée à la valeur obtenue en supprimant les événements n'ayant interagi que dans le télescope pour lesquels $r_{nn}^{rms} = 7{,}7 \pm 0{,}8$ fm, mais les incertitudes ne permettent pas de les différencier véritablement.

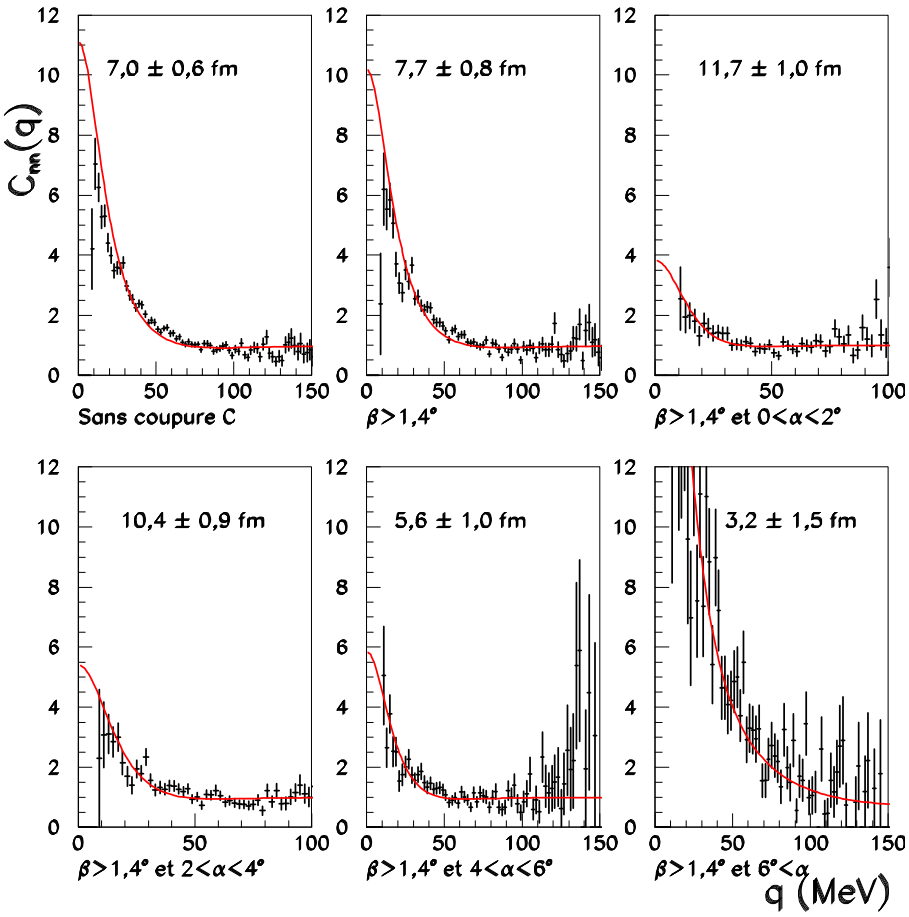

FIG. 6.20 – Variation de la fonction de corrélation en fonction du paramètre d'impact (coupures en angle β indiquées sous les figures) sur cible de carbone.

La figure du haut de 6.22 présente les résultats en fonction de l'angle α. Plus l'angle croît, autrement dit plus le paramètre d'impact est faible, et plus la distance diminue. Ce résultat est à rapprocher de celui obtenu avec le spectre en énergie, qui montrait que plus le paramètre d'impact diminuait, et plus l'état 2^+ devenait prépondérant. Le résultat obtenu dans le cas de la dernière tranche (α grand) appelle quelques réserves. Nous avions vu que nous avions besoin d'une région présentant un plateau à grand q pour pouvoir normaliser

la fonction, or ici la statistique devient très faible dans cette région. Nous ne pouvons en tirer de conclusion quantitative, seulement qualitative : la distance neutron-neutron semble continuer à décroitre.

La figure 6.21 présente la même chose que la figure précédente, mais pour la cible de plomb. Ici aussi, le fait de conserver les événements n'ayant interagi que dans le télescope semble minimiser légèrement la distance entre les neutrons, soit $r_{nn}^{rms} = 8{,}8 \pm 0{,}7$ fm au lieu de $r_{nn}^{rms} = 9{,}4 \pm 0{,}7$ fm après la coupure en angle α, mais une fois encore, les deux résultats sont compatibles. Ce $8{,}8 \pm 0{,}7$ fm est à rapprocher des $5{,}9$ fm $\pm$ $1{,}2$ fm trouvé précédemment par [Mar00]. Il apparaît donc que la distance entre les neutrons est plus faible dans le cas du carbone que dans le cas du plomb, ce qui est en accord avec les résultats précédents concernant une proportion plus grande de passage par l'^{5}He pour la cible de plomb.

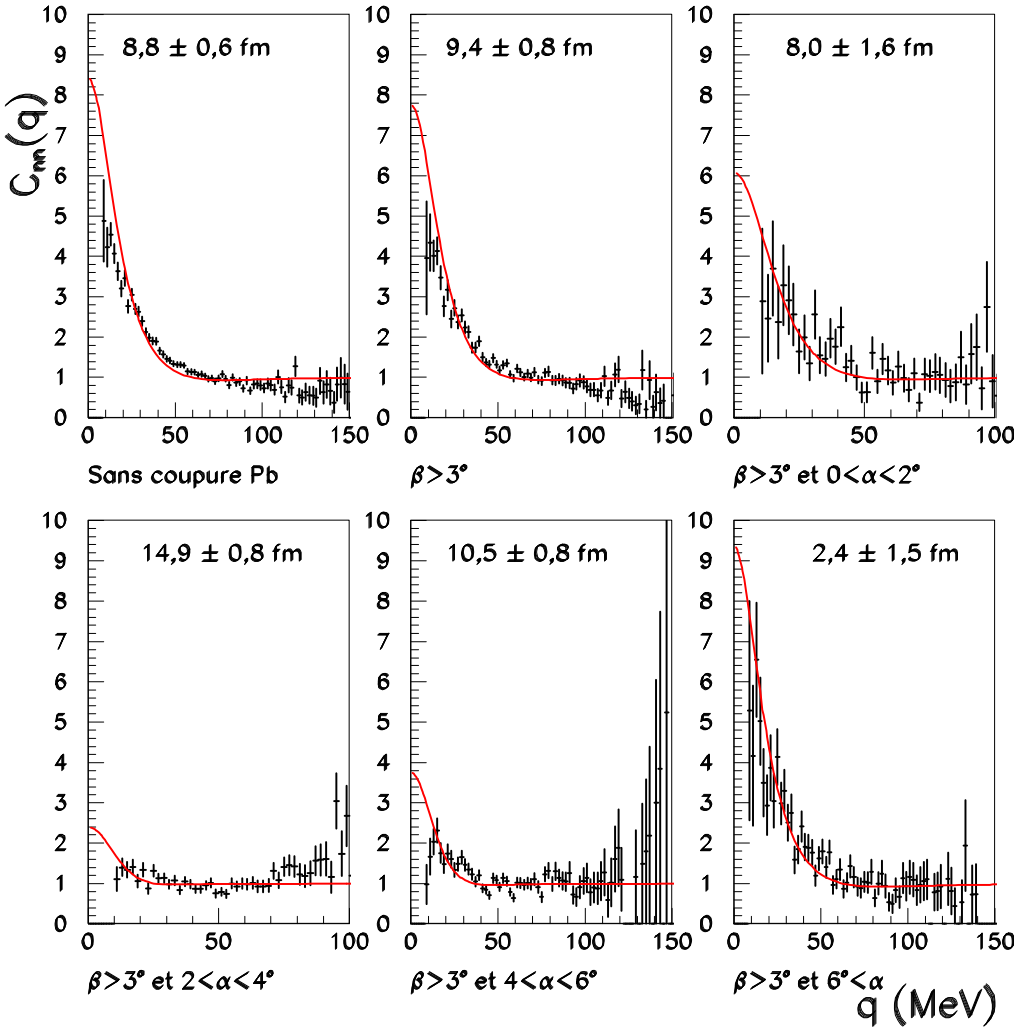

FIG. 6.21 – Variation de la fonction de corrélation en fonction du paramètre d'impact (coupures en angle β indiquées sous les figures) sur cible de plomb.

Sur la figure 6.22 est représentée la variation de la distance neutron-neutron, déduite à partir de $C_{nn}(q)$ par de la fonction de corrélation, en fonction de la tranche en angle α utilisée. Il apparaît pour les deux cibles que la distance neutron-neutron diminue quand α augmente, excepté pour la première tranche pour le plomb, mais pour celle-ci, la même remarque que précédemment concernant la normalisation s'applique.

De la même façon que pour le carbone, nous pouvons attribuer cette tendance à l'augmentation de la proportion de l'état 2^+, puisque nous avons vu que pour la cible de plomb, cet état ne se détachait du reste de la distribution que pour les paramètres d'impacts les plus petits. Cela laisse supposer que la proportion de cet état augmente lorsque α augmente, comme pour le carbone. Par ailleurs, nous avions constaté dans le chapitre précédent qu'après soustraction du fond non corrélé, cet état était bien présent dans le cas de la cible de plomb. Le tableau 6.2 regroupe les résultats pour les deux cibles.

Cibles	Nombre d'événements	Conditions	r_{nn}^{rms} (fm)
C	10358	–	**7,0** ± 0,6
"	5133	$\alpha > 1,4°$	**7,7** ± 0,8
"	1244	$\alpha > 1,4°; 0° < \beta < 2°$	**11,7** ± 1,0
"	1744	$\alpha > 1,4°; 2° < \beta < 4°$	**10,4** ± 0,9
"	1409	$\alpha > 1,4°; 4° < \beta < 6°$	**5,6** ± 1,0
"	736	$\alpha > 1,4°; 6° < \beta$	**3,2** ± 1,5
"	2475	$\alpha > 1,4°; 0° < \beta < 3,5°$	**12,1** ± 0,7
"	2617	$\alpha > 1,4°; 3,5° < \beta$	2,5 ± 1,3 ?
"	1490	$\alpha > 1,4°; 0\ MeV < E_d < 1,1\ MeV$	4,1 ± 1,4 ?
"	3643	$\alpha > 1,4°; 1,1\ MeV < E_d < 10\ MeV$	**13,3** ± 0,7
Pb	12902	–	**8,8** ± 0,6
"	6375	$\alpha > 3°$	**9,4** ± 0,8
"	460	$\alpha > 3°; 0° < \beta < 2°$	**8,0** ± 1,6
"	2299	$\alpha > 3°; 2° < \beta < 4°$	**14,9** ± 0,8
"	2558	$\alpha > 3°; 4° < \beta < 6°$	**10,5** ± 0,8
"	1058	$\alpha > 3°; 6° < \beta$	2,4 ± 1,5 ?
"	2756	$\alpha > 3°; 0° < \beta < 4°$	**13,2** ± 0,7
"	3619	$\alpha > 3°; 4° < \beta$	**6,7** ± 0,7
"	1196	$\alpha > 3°; 0\ MeV < E_d < 1,1\ MeV$	4,2 ± 0,5 ?
"	5179	$\alpha > 3°; 1,1\ MeV < E_d < 10\ MeV$	**14,0** ± 0,7

TAB. 6.2 – Distances neutron-neutron pour l'^{6}He excité selon les conditions d'obtention des événements. Les points d'interrogations signalent des problèmes de normalisation.

Les figures du haut de 6.23 et 6.24 présentent les résultats pour 2 coupures en angle α . Elles ont été choisies pour avoir le même nombre de coups dans les deux distributions, afin de confirmer les résultats précédents. Il apparaît effectivement que l'interaction neutron-neutron devient plus forte quand α augmente. Dans le cas du carbone, pour la tranche supérieure en angle α, l'ajustement donne un résultat qu'il faut encore une fois

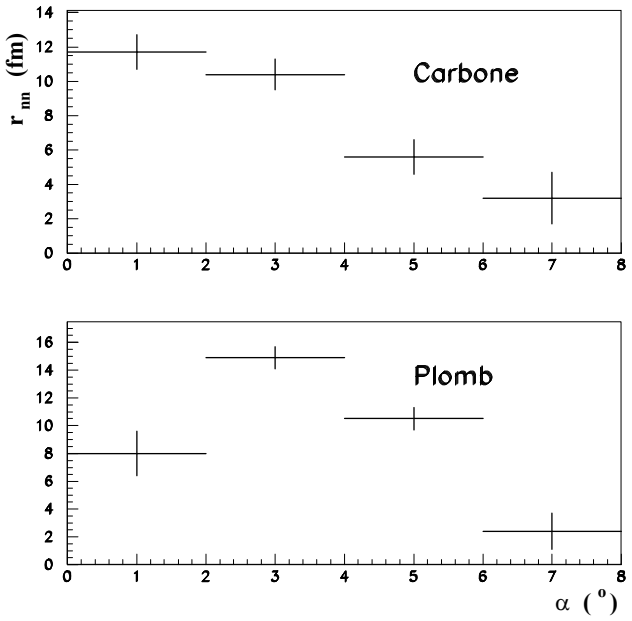

FIG. 6.22 – Distance neutron-neutron en fonction de l'angle α par la méthode de la fonction de corrélation (après coupure en angle β).

ne considérer que qualitativement en raison de la normalisation.

Enfin, les figures du bas de 6.23 et 6.24 présentent les résultats pour deux coupures en énergie de décroissance $E_d(\alpha + n + n)$: inférieur à 1,1 MeV, et supérieur à 1,1 MeV. Il apparaît qu'il n'est pas possible d'extraire une distance par cette méthode, surtout pour $E_d < 1{,}1$ MeV, car cette coupure à faible énergie entraîne dans le spectre en moment relatif q une coupure autour de 60 MeV/c, il n'est donc pas possible d'obtenir un plateau vers les grands moments relatifs permettant de normaliser les données afin d'effectuer l'ajustement avec la courbe théorique. Cependant, le résultat pour $E_d > 1{,}1$ MeV va dans le même sens que le précédent, puisque la distance entre les neutrons est clairement plus grande, et que nous avions vu que moins l'état 2^+ était prépondérant, et plus l'interaction neutron-neutron devenait faible.

6.4.3 Interprétation

Nous avons vu que la distance neutron-neutron était d'autant plus petite que la proportion de l'état 2^+ était grande. Cela peut s'expliquer, conformément à nos conclusions sur la nature séquentielle ou directe de la décroissance de l'^{6}He, par le fait que cet état ne décroît pas séquentiellement, alors que les autres états du continuum passe par une résonance ^{5}He, générant ainsi un délai qui augmente artificiellement le résultat de notre mesure.

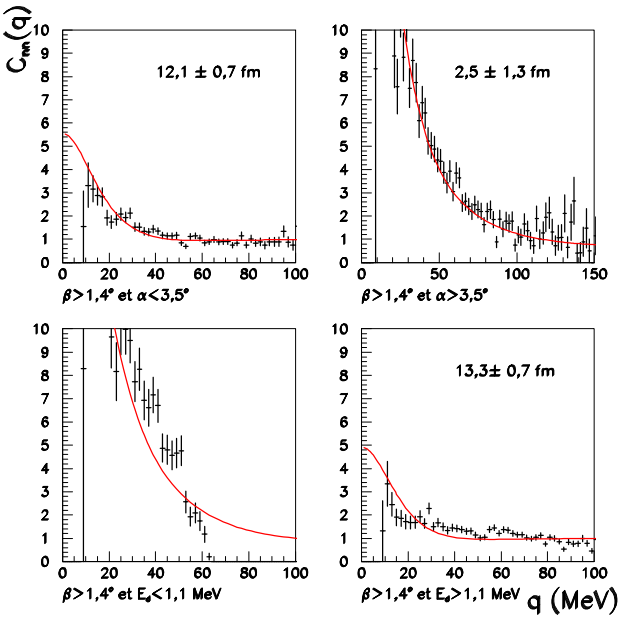

FIG. 6.23 – C_{nn}(q) pour la cible de carbone pour différentes coupures en angle α et en énergie de décroissance du système α + n + n.

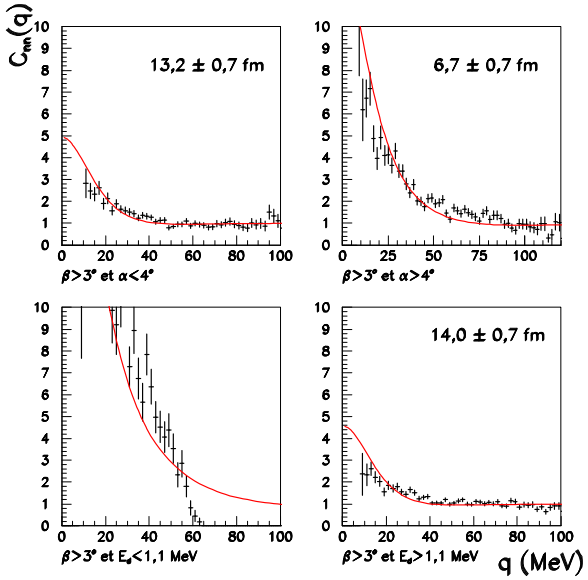

FIG. 6.24 – C_{nn}(q) pour la cible de plomb pour différentes coupures en angle α et en énergie de décroissance du système α + n + n.

Cependant, le temps de vie de la résonance ^{5}He ne semble pas suffisant pour influencer beaucoup les résultats, et l'explication première pourrait provenir du fait que la distance neutron-neutron est peut-être plus petite dans l'état 2^+ que dans les autres états du continuum. Un modèle utilisant les harmoniques hypersphériques a récemment été employé pour étudier cette question [Dan04] (voir l'annexe A). La figure 6.25 regroupe les résultats de cette prédiction théorique pour les différents états prédits par [Dan98]. Les bases T et Y font références aux coordonnées de Jacobi employées.

Pour l'état résonant 2^+ à 0.83 MeV, il apparaît qu'il possède les propriétés d'un état quasi stationnaire, avec un hyperrayon de 11 fm, et un rayon de matière de 4,8 fm. Le calcul donne comme distance la plus probable $r_{(nn)} \sim 5$ fm, $r_{(nn)\alpha} \sim 3$ fm et $r_{\alpha n} \sim r_{(\alpha n)n}$ $\sim 3{,}5$ fm. Cela correspond à $r_{nn}^{rms} \sim 10$ fm. La distance entre les neutrons pour cet état est en bon accord avec nos résultats $r_{nn}^{rms} \sim 7{,}7 \pm 0{,}8$ fm et $9{,}4 \pm 0{,}8$ fm pour le carbone et le plomb respectivement. Pour la résonance large 2_2^+ prédite à 3,6 MeV, des corrélations à longue distance apparaisent. Les résultats sont essentiellement les mêmes que pour l'état 2^+ en ce qui concerne les distances, mais le pic principal est moins prononcé.

Pour les excitations virtuelles du mode dipolaire doux, état 1^- prédit autour de 1,5 MeV, le pic vers 4 fm ne peut pas être considéré comme une véritable résonance comme précédemment, et des corrélations à longue portée (30 fm) importante relativement à ce pic existent. Autrement dit, quand l'^{6}He* est dans cet état, la distance neutron-neutron est supérieure à ce qu'elle est dans l'état 2^+, avec $r_{(nn)}$, $r_{(nn)\alpha}$, et $r_{\alpha n} \sim r_{(\alpha n)n}$ de l'ordre de 15 à 20 fm. Pour l'état 0^+ monopolaire prédit ici à 1,8 MeV, il y a seulement des corrélations à longue portée sans pic résonant, et donc une distance neutron-neutron plus grande que pour l'état 2^+.

Ces résultats prédisent donc que lorsque l'^{6}He excité est dans l'état 2^+, la distance neutron-neutron est plus faible que lorsqu'il est dans l'état 1^- ou dans l'état 0^+. Cela est en accord avec nos observations, et expliquerait, au moins en partie, la distance plus grande obtenue pour la cible de plomb, pour laquelle l'état 2^+ représente une proportion moindre du spectre que pour le carbone.

Pour interpréter la diminution de la distance mesurée lorsque le paramètre d'impact diminue, une explication supplémentaire peut être avancée. En effet, plus le paramètre d'impact est petit, et plus la coupure dans la fonction d'onde de l'^{6}He est grande, mais comme nous détectons les trois fragments, cela veut dire que nous sondons une partie seulement de la fonction d'onde. Plus le paramètre d'impact est petit, plus la partie de la fonction d'onde sondée sera réduite, et donc plus les neutrons devront être proches au moment de la cassure.

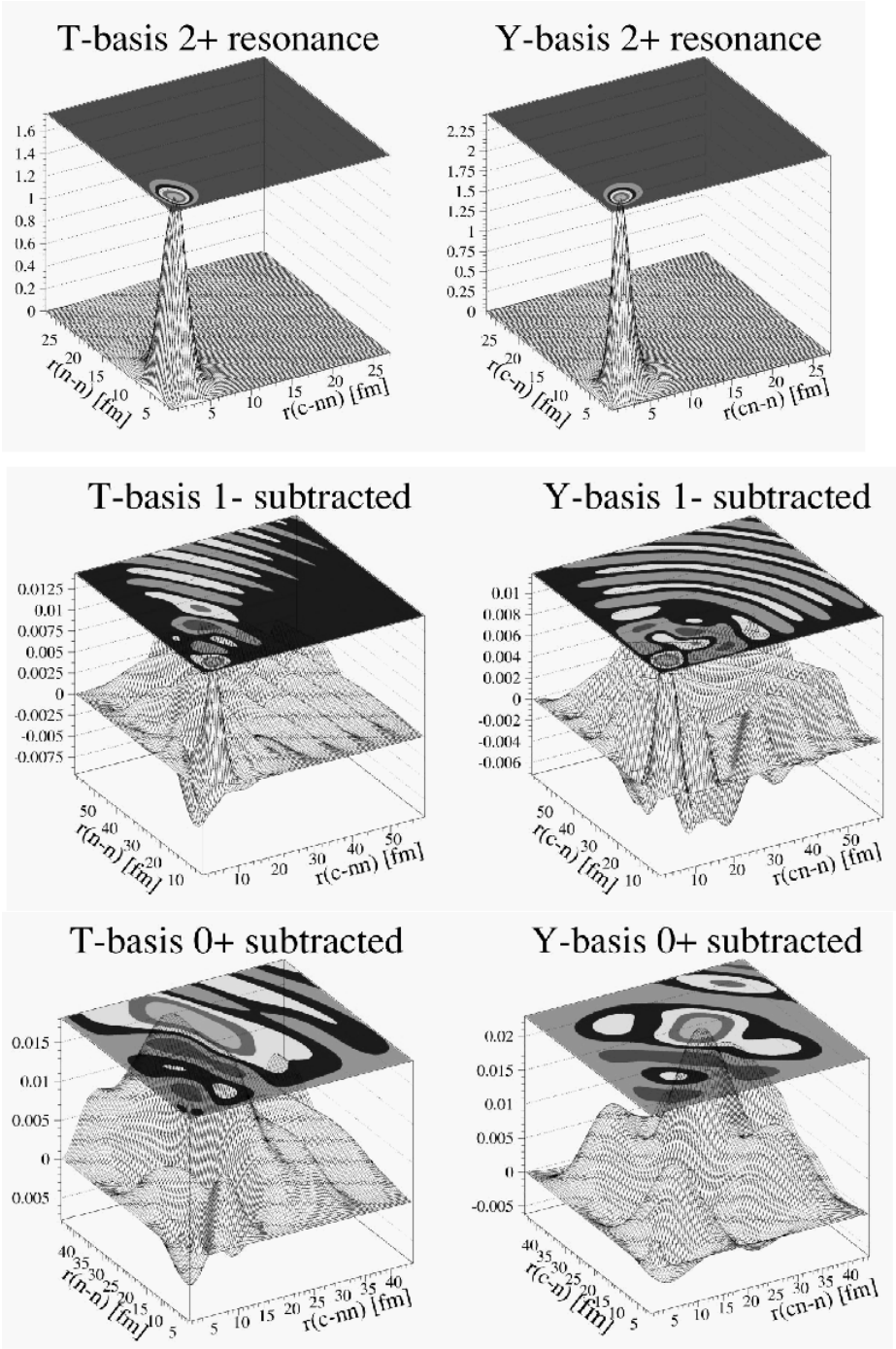

FIG. 6.25 – Distributions théoriques des distances nn et αn pour les différents états du continuum de l'^{6}He (figures extraites de [Dan04]).

6.5 Distance relative neutron-neutron par la masse invariante réduite

La mesure de la distance relative neutron-neutron n'a été réalisée jusqu'à présent qu'avec la fonction de corrélation. Nous avons exploré une nouvelle façon d'aborder ce problème, consistant à s'appuyer sur le spectre de masse invariante réduite des deux neutrons m^2_{nn}. La distribution suivant cette variable, comme nous l'avons vu dans la partie 6.2.2, dépendant de l'interaction dans l'état final entre les deux neutrons. Il s'agit donc d'utiliser le même phénomène physique que pour l'interférométrie d'intensité, mais par une approche technique différente.

6.5.1 Comportement de la masse invariante réduite

Avant d'effectuer des comparaisons entre les données et des simulations afin d'en déduire la distance relative neutron-neutron, nous allons regarder l'influence sur la variable m^2_{nn} de différentes coupures en angle ou en énergie afin d'évaluer la sensibilité de cette variable vis-à-vis de ces paramètres.

La figure 6.26 présente différentes distributions en masse invariante m^2_{nn}. Les croix représentent l'ensemble des données, les étoiles représentent les données avec $\beta > 1{,}4°$ pour la cible de carbone (a). L'insert présente le rapport de ces deux distributions. Il apparaît que dans la zone autour de $m^2_{nn} \sim 0{,}1$ la distribution incluant tous les événements, y compris ceux ayant interagi seulement dans le télescope et non dans la cible, est proportionellement plus importante que la distribution sans ces événements. Cela signifie que sans cette sélection, nous trouverions une distance relative neutron-neutron trop faible, sauf s'il s'agit uniquement d'un effet de la coupure. Nous avions rencontré le même effet avec l'interférométrie d'intensité. Nous avons la même chose pour la cible de plomb ($\beta > 3°$) (b), mais l'effet est moins marqué.

Sur la figure (c), les croix représentent les données pour lesquelles $E_d(\alpha + n + n) < 1{,}1$ MeV et $\beta > 1{,}4°$ avec la cible de carbone. Autrement dit, nous avons isolé la partie pour laquelle les événements proviennent majoritairement de l'état 2^+. Les étoiles représentent les données pour lesquelles $E_d(\alpha + n + n) > 3$ MeV et $\beta > 1{,}4°$, c'est-à-dire une zone dans laquelle il n'y a plus d'événement provenant de l'état 2^+. Il apparaît clairement que la zone autour de $m^2_{nn} \sim 0{,}1$ diffère d'une sélection à l'autre. Nous pouvons prévoir une différence importante entre les deux résultats qui seront obtenus pour la distance relative entre les deux neutrons dans ces conditions.

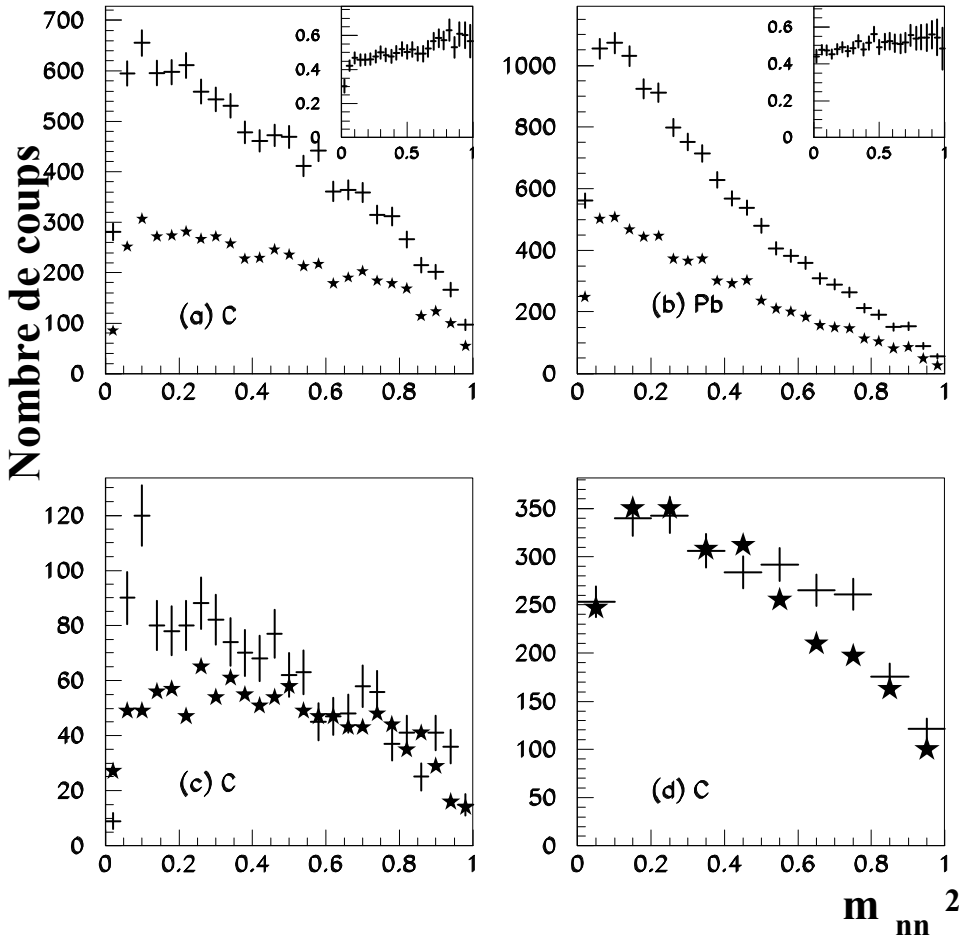

FIG. 6.26 – Masse invariante m^2_{nn}. (a) (C) : les croix représentent l'ensemble des données et les étoiles les données avec $\beta > 1{,}4°$. L'insert présente le rapport de ces deux distributions. (b) même chose pour la cible de Pb ($\beta > 3°$). (c) (C) : les croix représentent les données pour lesquelles $E_d(\alpha + n + n) < 1{,}1$ MeV. Les étoiles représentent les données pour lesquelles $E_d(\alpha + n + n) > 3$ MeV. (d) (carbone) : les croix représentent les données pour lesquelles $\beta > 1.4°$ et $\alpha > 3{,}5°$. Les étoiles celles pour lesquelles $\alpha < 3{,}5°$.

Sur la figure (d), toujours pour la cible de carbone, les croix représentent les données pour lesquelles $\beta > 1{,}4°$ et $\alpha > 3{,}5°$ et les étoiles celles pour lesquelles $\beta > 1{,}4°$ et $\alpha < 3{,}5°$. Aucune différence importante ne semble apparaître ici, ce qui semble indiquer que notre étude s'appuyant sur la variable m^2_{nn} ne pourra pas être décomposée suivant des tranches en angle α, contrairement à l'étude par l'interférométrie d'intensité, mais cette première approche sera affinée par la suite.

6.5.2 Distance neutron-neutron

Dans cette partie, toutes les données et les simulations ont été obtenues en appliquant la coupure en angle β.

6.5.2.1 Hypothèse d'une distance neutron-neutron unique

Afin de déterminer la distance relative entre les neutrons, nous avons réalisé des simulations en faisant varier la distance neutron-neutron. Nous avons simulé une décroissance à trois corps de l'^{6}He* en imposant une distance neutron-neutron à partir de la fonction de corrélation théorique $C_{nn}(q)$ correspondante comme expliqué dans le paragraphe 6.2.2, puis une autre avec une décroissance séquentielle en passant par l'^{5}He. Nous avons ensuite comparé la somme de ces simulations aux données, en faisant varier leurs proportions respectives.

Dans ce paragraphe, nous avons utilisé dans la simulation une distribution $E_d(\alpha+$ n + n) ayant la même forme que la distribution expérimentale sans soustraction du fond combinatoire, et nous avons considéré que tous les événements présentaient une distance neutron-neutron obéissant à la même distribution gaussienne.

La figure 6.27 présente un exemple illustrant cette procédure dans le cas de la cible de plomb. Les données sont représentées par les croix. En haut à gauche, la courbe provient d'une simulation pour laquelle aucune interaction dans l'état final entre les neutrons n'a été utilisée, autrement dit il s'agit de l'espace des phases. Les fluctuations des courbes sont d'origine purement statistique, mais il n'a pas été nécessaire de les réduire au vu de l'allure de la figure 6.28, puisque la courbe qui représente l'évolution du χ^2/N ne présente pas d'irrégularité majeure, seule la valeur absolue du χ^2/N est affectée, mais nous cherchons seulement la distance neutron-neutron pour laquelle la valeur du χ^2/N est minimum.

Pour les autres simulations, la distance neutron-neutron r_{nn}^{rms} a été augmentée comme indiqué sur la figure. En bas à droite, la simulation ressemble à l'espace des phases, ce qui est cohérent, puisque lorsque la distance relative des neutrons devient très grande, leur interaction dans l'état final devient inexistante. Les proportions de toutes les simulations ont été ajustées sur le nombre de coups dans la partie $m_{nn}^2 > 0{,}5$ de chaque spectre, c'est-à-dire dans la partie dans laquelle l'interaction neutron-neutron n'intervient pas.

La figure 6.27 a été réalisée dans l'hypothèse où la décroissance de l'^{6}He était un processus directe, sans passage par une résonance ^{5}He. Comme nous l'avons annoncé, nous avons également réalisé des simulations pour lesquelles le processus était séquentiel, puis nous avons fait varier la proportion de ces deux simulations. La figure 6.28 présente les résultats de ces simulations.

La figure en haut à gauche regroupe les résultats du calcul du χ^2/N pour les simulations illustrées sur la figure 6.27, avec donc 0% de passage par l'^{5}He. Les quatre figures suivantes voient la proportion de décroissance séquentielle augmenter, jusqu'à atteindre 100 %. Il apparaît que le meilleur résultat est obtenu dans le cas d'un processus direct à 75 %, cependant les résultats sont très proches dans la gamme allant de 25 à 50 % de processus séquentiel, puisque χ^2/N =1,4 pour ces deux simulations. Cette méthode ne permet pas de déterminer une distance neutron-neutron clairement dans le cas du plomb, il semble

que quelque chose manque à la simulation.

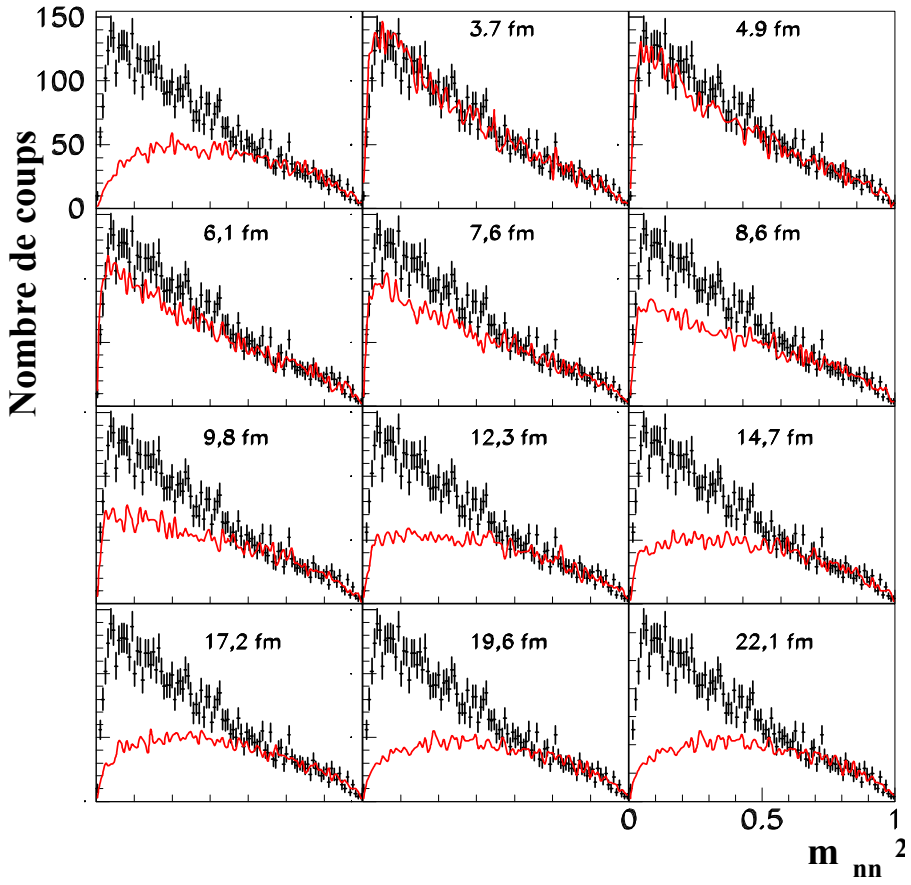

FIG. 6.27 – Masse invariante m^2_{nn} (cible de plomb). Les données sont représentées par les croix (erreurs statistiques), les courbes correspondent à des simulations pour lesquelles la distance neutron-neutron augmente, excepté pour le premier cas qui correspond à l'espace des phases. Les chiffres correspondent à la valeur de r^{rms}_{nn} utilisée.

La figure 6.29 illustre, mais pour la variable $m^2_{\alpha n}$, la même chose que la figure 6.27. En bas à droite de la figure 6.28 est représenté le χ^2/N obtenu par la même méthode que précédemment, mais pour cette variable dans le cas d'un passage par l'^{5}He à hauteur de 25 %. Le comportement obtenu est le même que pour la variable m^2_{nn}. Les données sont encore bien reproduites, mais pour une distance neutron-neutron très faible, en limite de validité de la méthode, qui n'a plus de sens en dessous de $\sim$ 3,5 fm [3]. Comme pour la variable m^2_{nn}, le meilleur χ^2/N est obtenu avec 75 % de processus direct.

Nous avons illustré par les figures 6.30 et 6.31 les résultats des simulations lorsque le processus de décroissance est purement séquentiel. Si le spectre en m^2_{nn} n'est que légère-

[3] En deça de cette distance, la formule utilisée pour calculer l'interaction neutron-neutron n'est plus valable.

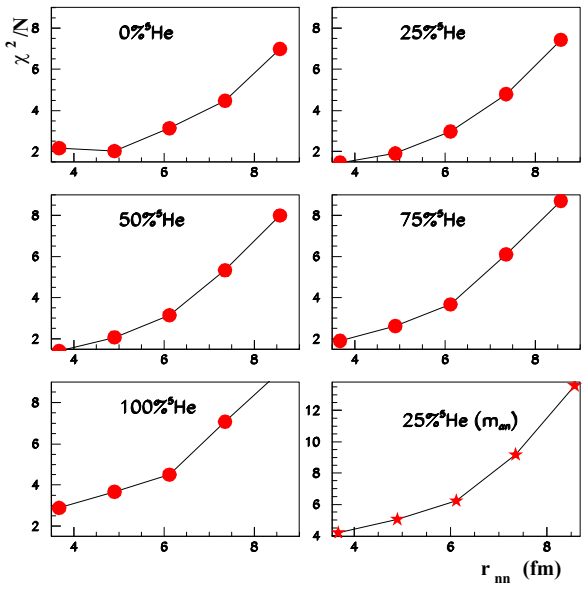

FIG. 6.28 – Variation de la minimisation du χ^2/ N pour m^2_{nn} en fonction de la proportion de passage par une résonance ^{5}He (décroissance en deux étapes) pour la cible de plomb. En bas à droite, minimisation du χ^2/ N pour $m^2_{\alpha n}$ dans le cas 25% de passage par l'^{5}He.

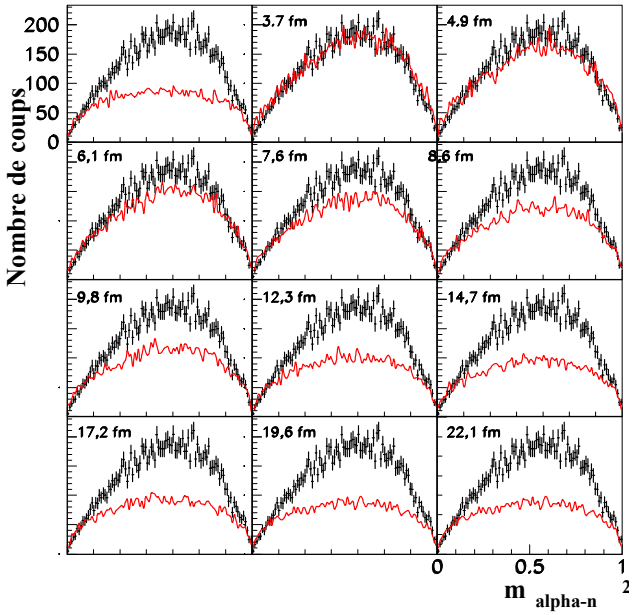

FIG. 6.29 – Masse invariante $m^2_{\alpha n}$ (cible de plomb). Les données sont représentées par les croix (erreurs statistiques), les courbes correspondent à des simulations pour lesquelles la distance neutron-neutron augmente, excepté pour le premier cas qui correspond à l'espace des phases. Les chiffres correspondent à la valeur de r^{rms}_{nn} utilisée.

ment affecté, le spectre en $m^2_{\alpha n}$ est quant à lui incapable de décrire les données, ce qui n'est pas étonnant puisque cette variable est reliée au passage par l'^{5}He, or nous avons vu, même pour le plomb, que la décroissance de l'^{6}He* ne passait pas toujours par cette étape. C'est donc une indication suplémentaire sur la proportion de passage par une résonance ^{5}He dans nos données.

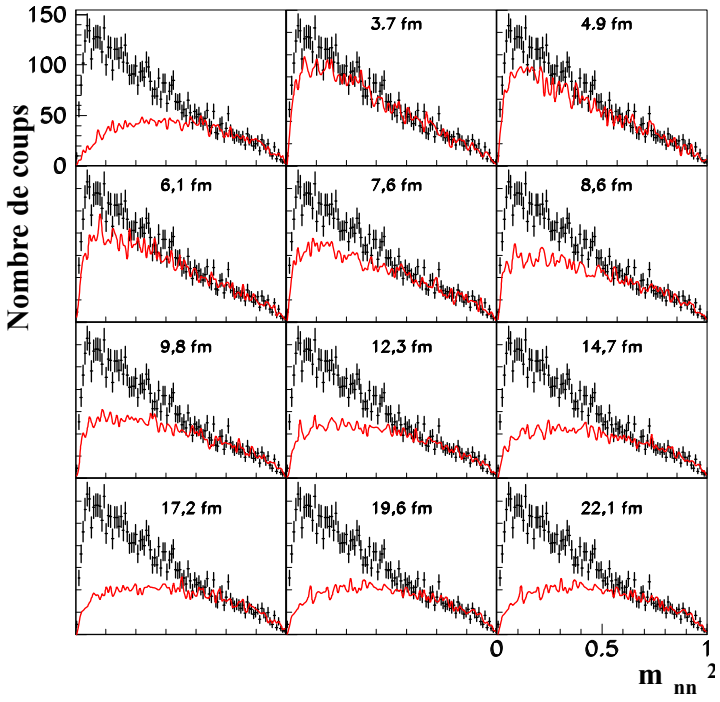

FIG. 6.30 – La même chose que la 6.27 est représentée, mais dans le cas d'une décroissance purement séquentielle.

Nous avons effectué la même étude pour la cible de carbone. La figure 6.32 illustre le processus direct. Les résultats sont regroupés dans la figure 6.33. Le meilleur résultat est obtenu cette fois-ci pour le cas purement direct, mais la plage dans laquelle les résultats sont similaires tant du point de vue du χ^2/N que de la distance neutron-neutron reste entre 0 et 50 % de processus séquentiel. Finalement, nous obtenons par cette méthode $r^{rms}_{nn} = 13{,}0 \pm 1{,}5$ fm.

La figure 6.34 montre que le résultat obtenu avec la variable $m^2_{\alpha n}$ n'est pas aussi satisfaisant. Cependant de nouveau le meilleur résultat est concordant avec celui obtenu en utilisant m^2_{nn}.

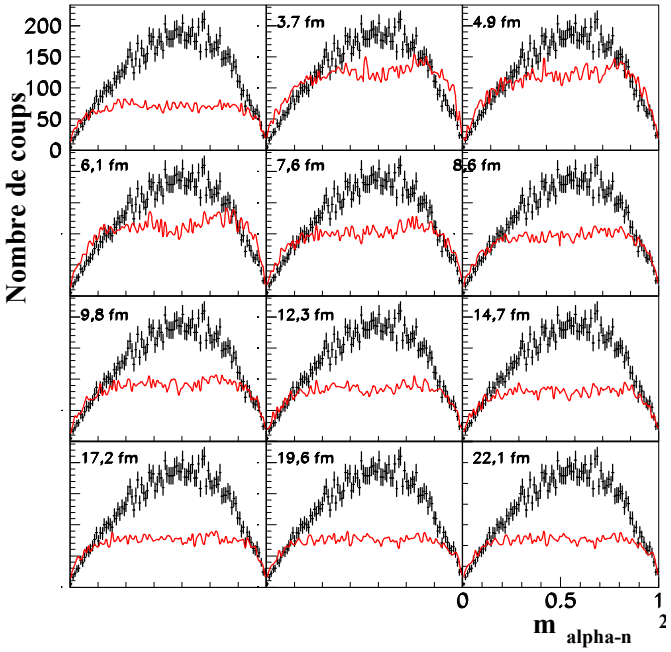

FIG. 6.31 – La même chose que pour la figure 6.29 est représentée, mais pour une décroissance purement séquentielle.

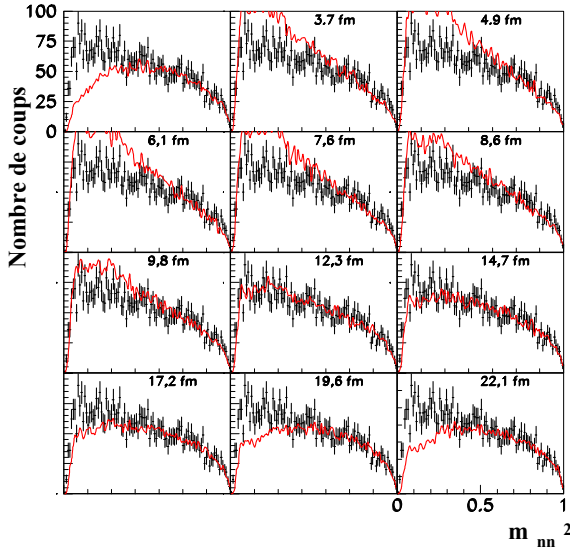

FIG. 6.32 – Masse invariante m^2_{nn} (cible de carbone). Les données sont représentées par les croix (erreurs statistiques), les courbes correspondent à des simulations pour lesquelles la distance neutron-neutron augmente, excepté pour le premier cas qui correspond à l'espace des phases. Les chiffres correspondent à la valeur de r^{rms}_{nn} utilisée.

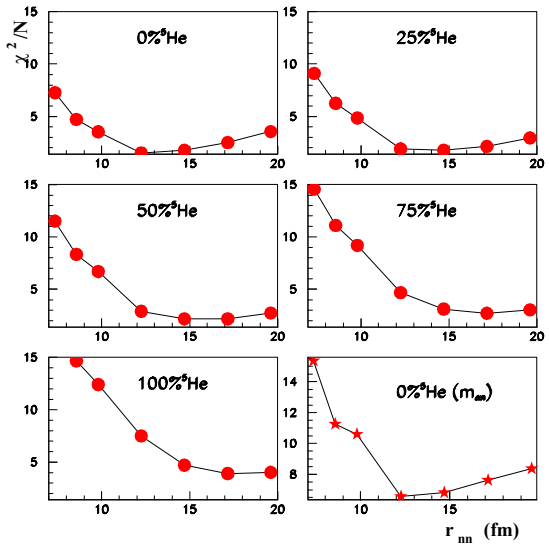

FIG. 6.33 – Variation de la minimisation du χ^2/ N pour m^2_{nn} en fonction de la proportion de passage par une résonance ^{5}He (décroissance en deux étapes) pour la cible de carbone. En bas à droite, minimisation du χ^2/ N pour $m^2_{\alpha n}$ dans le cas 0% de passage par l'^{5}He.

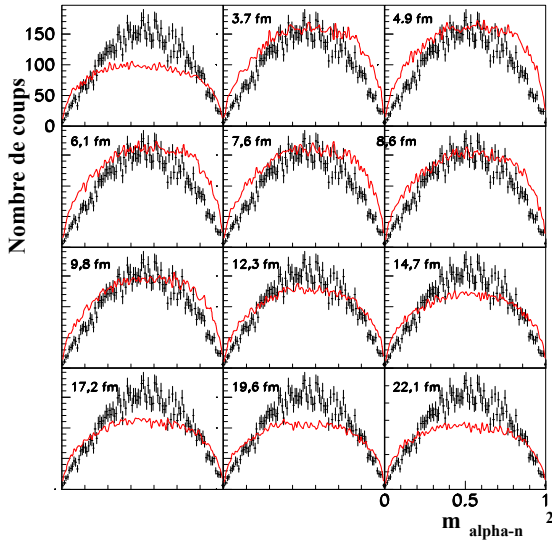

FIG. 6.34 – Masse invariante $m^2_{\alpha n}$ (cible de carbone). Les données sont représentées par les croix (erreurs statistiques), les courbes correspondent à des simulations pour lesquelles la distance neutron-neutron augmente, excepté pour le premier cas qui correspond à l'espace des phases. Les chiffres correspondent à la valeur de r^{rms}_{nn} utilisée.

6.5.2.2 Hypothèse d'une distance neutron-neutron non unique

6.5.2.2.1 Création du fond Dans la partie précédente, nous considérions que tout le spectre obéissait à la même distribution de distance neutron-neutron. Mais comme nous l'avons déjà vu, il semble que pour l'état 2^+, la distance entre les neutrons soit plus faible que pour le reste des états. De plus, nous ne savons pas quelle distance neutron-neutron permettrait de reproduire la distribution en m^2_{nn} provenant des événements attribués au fond combinatoire.

Nous avons donc réalisé ici des simulations pour lesquelles nous avons utilisé le spectre en énergie correspondant à l'état 2^+ de l'^{6}He, en faisant varier la distance entre les neutrons. Avant de comparer ces simulations aux données expérimentales, nous avons ajouté à ces simulations une distribution en m^2_{nn} pour laquelle il n'y avait pas d'interaction neutron-neutron (espace de phase), et ce dans la proportion que nous avions déterminée à partir du spectre en énergie et du mélange d'événements à trois particules étudié dans le chapitre précédent. Pour le carbone, la part de ce fond s'élève à 55 %, et à 75 % pour le plomb (comme précédemment, il s'agit ici des proportions maximales).

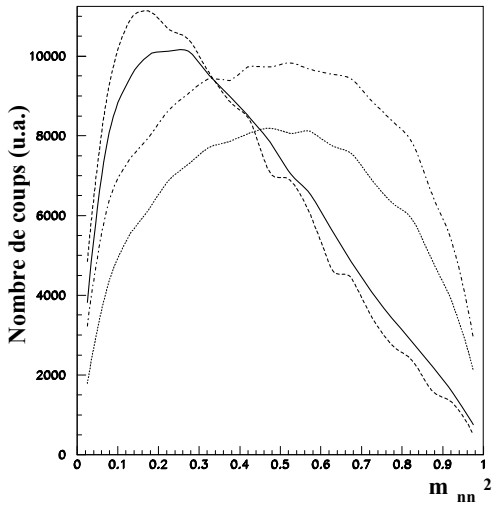

FIG. 6.35 – Distributions en m^2_{nn} à partir du mélange d'événements. Pour la cible de plomb, la ligne continue représente le mélange obtenu à partir des données et la ligne en tirets illustre le problème de sensibilité de la procédure dû à la forme triangulaire de la distribution (voir le texte). Pour la cible de carbone, la ligne en pointillés représente le fond obtenu à partir des données. La ligne en pointillés-tirets représente le cas de l'^{5}H sur cible de carbone.

Nous n'avons pas pu parvenir à des résultats dans le cas du plomb, alors que dans le cas du carbone, cette méthode semblait prometteuse. L'écart entre le résultat attendu et le résultat obtenu dans le cas de la cible de plomb était tel que nous avons remis en cause l'utilisation d'un simple espace des phases obtenu par simulation, et nous avons réalisé un

spectre en m^2_{nn} à partir du mélange d'événements de l'expérience. La figure 6.35 présente les résultats. Dans le cas de la cible de carbone, nous retrouvons un spectre symétrique (ligne en pointillés), conformément à ce que nous attendions, et que nous avions obtenu par une simulation utilisant l'espace des phases, sans interaction dans l'état final entre les neutrons. Ce résultat a également été obtenu pour le système t + n + n qui sera étudié dans le prochain chapitre (pointillés-tirets). Notons que les spectres en $m^2_{\alpha n}$ pour l'^{6}He et en m^2_{tn} pour l'^{5}H ont également un comportement semblable aux fonds obtenus à partir de l'espace des phases.

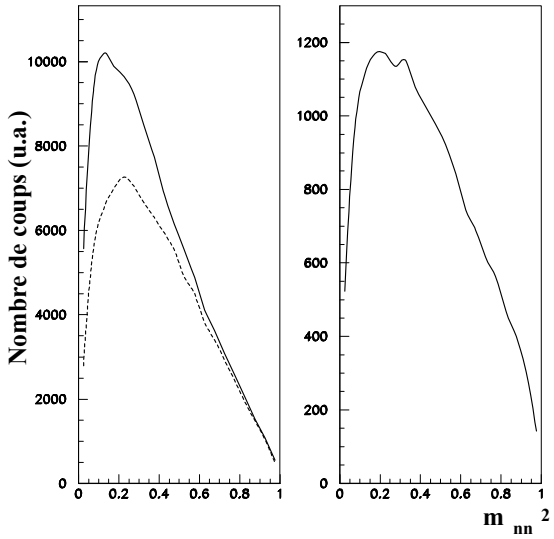

FIG. 6.36 – Distributions en m^2_{nn} à partir du mélange d'événements pour la cible de plomb et simulations. A gauche, la ligne en continue représente le mélange obtenu à partir des données $2 < E_d < 5$ MeV et la ligne en tirets le mélange sans coupure sur l'énergie. A droite, mélange issu d'une simulation avec $r^{rms}_{nn} = 7{,}3$ fm et $\beta > 3°$.

En revanche, pour la cible de plomb, le résultat obtenu est nettement asymétrique (ligne continue), ce qui explique pourquoi le résultat précédent, pour lequel nous avions utilisé un fond symétrique, était si loin de nos prévisions. La figure 6.36 de gauche présente les mélanges d'événements obtenus à partir de l'ensemble des données, et pour une sélection en énergie $2 < E_d(\alpha + n + n) < 5$ MeV. Il apparaît que l'asymétrie est beaucoup plus marquée lorsque nous sélections en énergie les événements. Cette plage a été choisie car l'état 1^- (voir le chapitre précédent) devrait représenter une proportion importante du spectre (figure 5.2 du chapitre 5). Ce phénomène n'est donc pas spécifique à une région située près de l'état 2^+.

La figure 6.36 de droite présente le mélange d'événements obtenu avec une simulations, avec $r^{rms}_{nn} = 7{,}3$ fm et une distribution en énergie identique à la distribution expérimentale. L'enseignement qualitatif est que les conditions de l'expérience entraine une asymétrie

dans le mélange obtenu avec notre méthode.

L'état 1^- est présent dans nos données de façon probablement importante, car la faible proportion d'événements 2^+ ne peut expliquer à elle seule l'asymétrie de la distribution initiale m^2_{nn}. L'utilisation d'un fond combinatoire pour simuler ces événements suivant cette variable est donc probablement une approximation aussi erronée que l'approximation précédente consistant à considérer que tous les événements suivaient la même distribution r^{rms}_{nn}.

6.5.2.2.2 Application aux données obtenues sur la cible de plomb Pour vérifier cette hypothèse, nous avons réalisé la même procédure que précédemment avec le fond obtenus par simulation de l'espace de phase, mais en utilisant cette fois les distributions en m^2_{nn} obtenues à partir du mélange d'événements de l'expérience. La figure 6.37 présente le meilleur résultat dans le cas du plomb (ligne continue), c'est-à-dire pour une distance neutron-neutron de 3,7 fm, en limite de validité de la méthode. La courbe en pointillés représente le fond combinatoire, dont la proportion est, comme nous l'avions vu, de 75 % si nous nous fions au chapitre 5.

Plusieurs remarques permettent d'expliquer ce résulat non concluant. La proportion du fond est une proportion maximale, autrement dit, et surtout dans le cas du plomb, il est possible que ce fond soit moins important (paragraphe 5.5.2), permettant par là même à la partie provenant de la simulation avec une distance neutron-neutron variable de jouer un plus grand rôle.

D'autre part, un problème supplémentaire vient s'ajouter au premier : il se situe au niveau de la forme du fond (... si l'on peut dire). La forme quasi triangulaire des spectres expérimentaux et provenant du fond combinatoire rend l'ajustement très sensible à une variation de la pente du spectre simulé et du fond. Sur la figure 6.35, si la ligne continue représente le fond utilisé ayant abouti au résultat présenté sur la figure 6.37, la ligne en tirets, qui n'est pas fondamentalement différente, aboutit à un résultat autour de 9 fm pour la distance neutron-neutron. Ce fond a été obtenu en utilisant une statistique trop faible, nous ne l'avons conservé que pour illustrer ce problème de forme triangulaire. Nous savons que la distance nn n'est pas la même suivant les états or, dans notre simulation, nous n'en introduisons qu'une seule : cette approximation peut expliquer à elle seule la différence entre nos données et nos simulations étant donnée la probable présence de l'état 1^- et la faible variation séparant un résultat cohérent d'un résultat visiblement erroné.

La conclusion concernant les données obtenues avec la cible de plomb est que les différents états présents dans le spectre et notre ignorance de leurs proportions respectives exactes, ainsi que la forme des spectres, rend difficile l'utilisation de cette approche.

6.5.2.2.3 Application aux données obtenues sur cible de carbone Dans le cas du carbone, un seul état est majoritairement présent, et les résultats sont tout autres. La figure 6.38 présente les résultats obtenus dans le cas d'une cassure directe de l'^{6}He, qui est, comme le montre la figure 6.39, le meilleur cas. Le résultat obtenu est de 7,6 $\pm$ 1,4 fm, qui est en très bon accord avec le résultat obtenu avec l'interférométrie d'intensité (7,7 $\pm$ 0,8 fm).

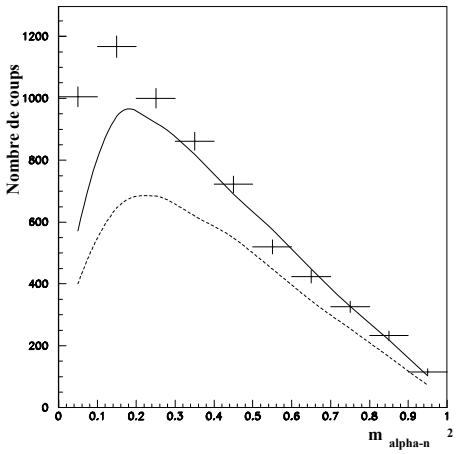

FIG. 6.37 – Masse invariante m^2_{nn} (cible de plomb) avec utilisation de la distribution obtenue avec mélange d'événements. Les données sont représentées par les croix. La ligne continue est le résultat de la somme de la simulation et du fond combinatoire. La ligne en pointillés représente le fond combinatoire utilisé dans la sommation précédente.

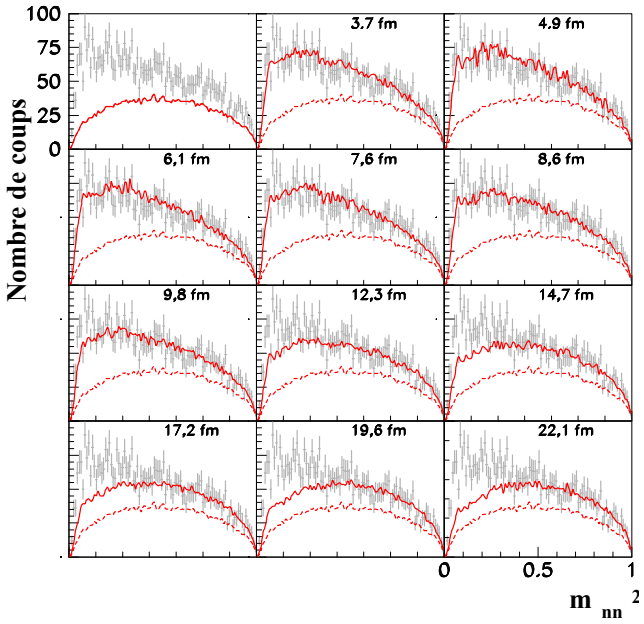

FIG. 6.38 – Masse invariante m^2_{nn} (cible de carbone) avec utilisation de la distribution obtenue avec mélange d'événements. Les données sont représentées par les croix (erreurs statistiques), les lignes continues correspondent à des simulations pour lesquelles la distance neutron-neutron augmente (de gauche à droite et de bas en haut), excepté pour le premier cas qui correspond à l'espace des phases. Les chiffres correspondent à la valeur de r^{rms}_{nn} utilisée. Les lignes en tirets correspondent à la contribution issue du fond combinatoire.

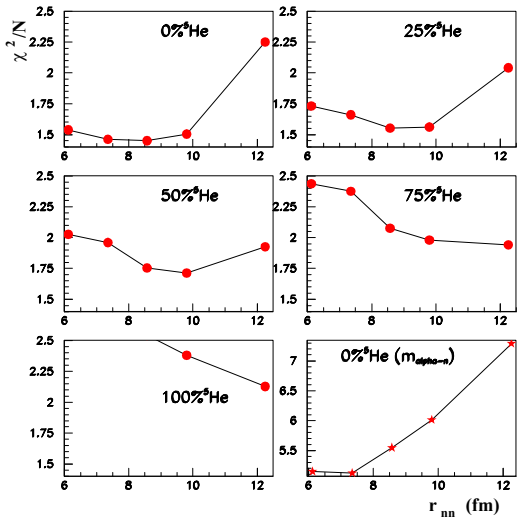

FIG. 6.39 – Variation de la minimisation du χ^2/ N pour m^2_{nn} en fonction de la proportion de passage par une résonance ^{5}He (décroissance en deux étapes) pour la cible de carbone en utilisant le fond combinatoire. En bas à droite, minimisation du χ^2/ N pour $m^2_{\alpha n}$ dans le cas 0% de passage par l'^{5}He.

6.5.3 Variation en fonction de l'énergie de décroissance

Après avoir observé la dépendance de m^2_{nn} en fonction de l'énergie du sytème α + n + n de façon préliminaire, nous avons réalisé la même étude que précédemment (méthode avec le fond combinatoire) en effectuant deux sélections sur l'énergie. La figure 6.40 présente la variation du χ^2/N en fonction de la distance neutron-neutron pour la cible de carbone. Les sélections appliquées sont $E_d(\alpha + n + n)$ <1,1 MeV et $E_d(\alpha + n + n)$ >1,1 MeV. Dans le premier cas, les événements retenus proviennent essentiellement de l'état 2^+ de l'^{6}He, alors que dans le second cas, les événements provenant de cet état sont éliminés pour la plupart. Nous avons employé pour chaque sélection un fond obtenu à partir de la classe d'événements ainsi constituée, et nous avons employé des proportions déterminées également pour chaque coupure, en maximisant cette proportion comme précédemment. (L'essentiel de nos tests concernant le fond ont été réalisés avec des noyaux ayant réagi dans la cible, c'est pourquoi nous avons préféré ne pas utiliser cette méthode dans le cas où la coupure en angle β n'était pas appliquée, d'où l'absence de résultat pour ce point dans le tableau 6.3).

Les résultats de cette méthode sont $r^{rms}_{nn} = 6{,}5 \pm 2{,}4$ fm pour la sélection conservant les événements provenant de l'état 2^+ et $11{,}0 \pm 3{,}0$ fm dans l'autre cas. En utilisant la première méthode, c'est-à-dire sans fond combinatoire, nous obtenons respectivement 9,0 et 15,5 fm. Dans les deux cas, ces résultats sont cohérents avec la valeur trouvée sans coupure en énergie, puisqu'ils sont répartis de part et d'autre de celle-ci.

Ces résultats confirment la tendance qui se dessinait après notre étude utilisant l'interférométrie d'intensité, à savoir que plus l'état 2^+ représente une proportion importante

du spectre, et plus la distance relative entre les neutrons est faible.

Enfin, conformément à ce que l'étude préliminaire avait montré, une coupure en angle α n'influe pas sur les résultats. Le tableau 6.3 regroupe les résultats obtenus. Nous avions trouvé par l'interférométrie d'intensité une dépendance suivant cette variable, en contradiction avec le présent résultat. Il est possible que la variable normalisée m^2_{nn} ne soit pas sensible, vis-à-vis de notre méthode, à de telles sélections, mais nous avons tenté d'explorer plus avant le comportement de cette variable m^2_{nn}, aussi bien en fonction de l'énergie que de l'angle α.

Statistique	Conditions	r^{rms}_{nn} (fm)	χ^2/N	r^{rms}_{nn} (fm)	χ^2/N
10358	-	**9,6 ± 1,4**	**3,0**	-	-
5133	$\beta > 1,4°$	**13,0 ± 1,5**	**1,4**	**7,6 ± 1,4**	**1,4**
1490	$\beta > 1,4°$ et $E_d < 1,1$ MeV	**9,0 ± 2,2**	**1,3**	**6,5 ± 2,4**	**1,3**
3643	$\beta > 1,4°$ et $E_d > 1,1$ MeV	**15,5 ± 1,3**	**1,2**	**11,0 ± 3,0**	**1,6**
2475	$\beta > 1,4°$ et $\alpha < 3,5°$	**12,7 ± 1,5**	**1,6**	**7,5 ± 1,5**	**1,7**
2617	$\beta > 1,4°$ et $3,5° < \alpha$	**12,9 ± 1,4**	**1,8**	**8,5 ± 2,0**	**1,4**

TAB. 6.3 – Distance neutron-neutron de l'^{6}He excité selon les conditions d'obtention des événements pour la cible de carbone).

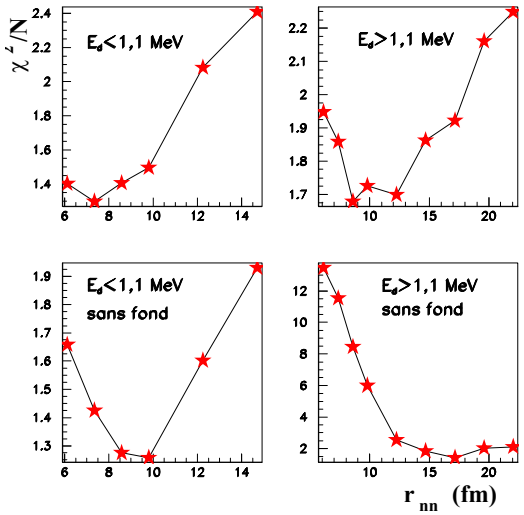

FIG. 6.40 – Variation du χ^2/N en fonction de la distance neutron-neutron avec la méthode de la masse invariante (cible de carbone). En haut à gauche $E_d(\alpha + n + n)$ <1,1 MeV pour le spectre m^2_{nn}, à droite $E_d(\alpha + n + n)$ >1,1 MeV. En bas, même chose pour la méthode sans utiliser le fond combinatoire.

6.5.4 Degré d'asymétrie de la masse invariante

Lorsque nous regardons le spectre en masse invariante normalisée m^2_{nn}, il apparaît clairement que la zone $m^2_{nn} < 0{,}5$ dépend fortement de l'interaction dans l'état final des deux neutrons, tandis que la zone $m^2_{nn} > 0{,}5$ n'en dépend pas du tout. Nous avons soustrait les événements pour lesquels $m^2_{nn} > 0{,}5$ à ceux pour lesquels $m^2_{nn} < 0{,}5$, puis divisé ce résultat par tous les événements ($0 < m^2_{nn} < 1$). Nous noterons le rapport des deux $\frac{\Delta N}{N}$. L'intérêt d'une telle procédure est de donner une idée directe de l'importance de l'interaction entre les deux neutrons, tout en permettant des comparaisons entre des échantillons de tailles différentes, et en permettant, par la sommation des données, de travailler avec des statistiques très faibles.

La figure 6.41 présente la variation du degré d'asymétrie de la masse invariante $\frac{\Delta N}{N}$ en fonction de l'énergie relative du système α + n + n avec la cible de carbone et de l'angle α. Les coupures sur l'angle β ont également été employées dans les deux cas. La figure 6.42 présente la même chose pour la cible de plomb.

Ces spectres appellent quelques commentaires. Le premier concerne l'amplitude des variations. Étant donné que nous utilisons une variable normalisée, les résultats sont compris entre -1 et 1. Pour les deux cibles, il apparaît que les variations sont importantes aussi bien dans le cas de l'énergie que de l'angle α. Cette variable semble donc appropriée pour une telle étude, du moins à ce stade, puisqu'elle est apparemment sensible aux variations en énergie et en angle. Rappelons enfin que la statistique devient très faible au delà de 4 à 5 MeV pour E_d et 4 à 5° pour α dans le cas du carbone.

Pour les deux cibles, le comportement global est le même, à savoir une augmentation apparente de l'interaction neutron-neutron lorsque l'énergie augmente, et une diminution de cette interaction lorsque l'angle α augmente. Dans le cas du carbone, il apparaît dans la zone autour de $E_d = 1$ MeV un comportement différent signalé par une flèche placée à l'énergie de la résonance 2^+, soit 0,8 MeV. Cela traduit une augmentation apparente localement plus forte de l'interaction neutron-neutron, ce qui serait cohérent avec ce que nous avons pu voir préalablement, puisque la distance r^{rms}_{nn} mesurée était plus faible lorsque la proportion du 2^+ augmentait. En revanche, les résultats sur l'angle α semblent contradictoires, puisque l'interaction neutron-neutron semble diminuer à mesure que cet angle augmente. Pour interpréter plus avant ces éléments, nous avons effectué des simulations.

La figure 6.43 présente des simulations pour les deux cibles sur les variables précédentes, avec une distribution plate à l'entrée pour $E_d(\alpha + n + n)$. Il apparaît qu'avant le filtre expérimental, il n'y pas de dépendance du degré d'asymétrie de la masse invariante en fonction de l'énergie, ce qui était attendu, mais après passage par le filtre expérimental, les distributions sont très déformées. Les variations expérimentales n'étaient donc pas le reflet direct des variations de l'intensité de l'interaction entre les deux neutrons.

Nous avons effectué un ajustement linéaire pour le carbone dans le cas de la simulation pour la variation en fonction de E_d, et nous avons obtenu une pente de 0,042 MeV^{-1}. Pour les données, ce rapport est de 0,044 MeV^{-1}, autrement dit, l'effet du filtre expérimental explique la variation observée sur les données expérimentales, à l'exception notable de la région autour de 0,8 MeV, c'est-à-dire dans la zone de l'état 2^+, pour laquelle une augmentation de l'interaction est présente, même après correction de l'effet du filtre expérimental.

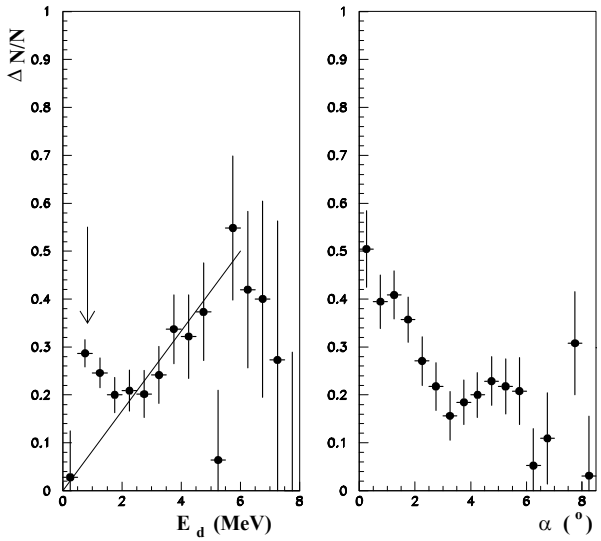

FIG. 6.41 – Variation de l'asymétrie évaluée par $\frac{\Delta N}{N}$ en fonction de l'énergie relative du système α + n + n (à gauche) et de l'angle α (à droite) avec cible de carbone ($\beta > 1{,}4°$). La flèche est située au niveau de l'état 2^+. La ligne droite est un guide pour l'œil.

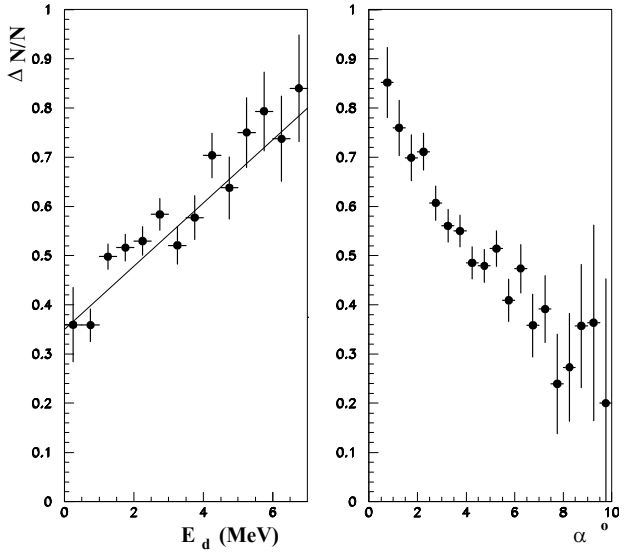

FIG. 6.42 – Variation de l'asymétrie évaluée par $\frac{\Delta N}{N}$ en fonction de l'énergie relative du système α + n + n (à gauche) et de l'angle α (à droite) avec cible de plomb ($\beta > 1{,}4°$). La ligne droite est un guide pour l'œil.

Ce résultat confirme que pour l'état 2^+, l'interaction entre les neutrons est plus forte.

La figure 6.44 présente une comparaison entre les données et des simulations avec une distance neutron-neutron égale à celle que nous avons trouvée précédemment avec les deux méthodes utilisant la masse invariante (avec et sans fond combinatoire), soit respectivement $r_{nn}^{rms} = 7{,}6$ fm et 13 fm pour le carbone. Dans le cas du plomb, nous avons pris la distance limite de 3,7 fm et la méthode sans fond combinatoire, puisque c'est celle qui permet de reproduire le mieux les données.

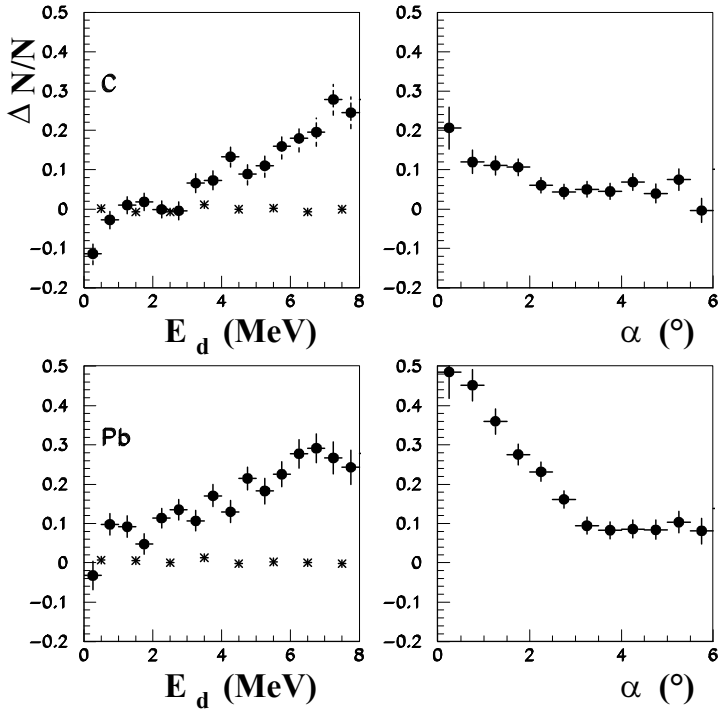

FIG. 6.43 – Variation de l'asymétrie évaluée par $\frac{\Delta N}{N}$ pour le carbone (en haut) et le plomb (en bas) en fonction de l'énergie relative du système α + n + n (à gauche) et de l'angle β (à droite). Les point noir représente le résulat d'une simulation avec en entrée une distribution en énergie $E_d(\alpha + n + n)$ plate entre 0 et 10 MeV. Les étoiles représentent le résultat de la même simulation, mais sans passage par le filtre expérimental.

Les distributions en énergie $E_d(\alpha + n + n)$ sont similaires aux distributions expérimentales obtenues après coupure en angle β pour la méthode n'utilisant pas le fond combinatoire. Pour la méthode utilisant ce fond, la simulation utilise la distribution expérimentale en énergie après la soustraction du fond combinatoire, c'est-à-dire ici essentiellement la distribution en énergie de l'état 2^+.

La variation du rapport $\frac{\Delta N}{N}$ en fonction $E_d(\alpha + n + n)$ est présentée à gauche, sur cible de carbone et de plomb. La variation du même rapport en fonction de l'angle β

est présentée à droite. Il apparaît que la variation du rapport en fonction de l'angle α s'explique aussi bien pour le plomb que pour le carbone par une simulation globale telle que celles que nous avons réalisées. Dans le cas du carbone, la comparaison entre les simulations avec et sans utilisation du fond combinatoire penche légèrement en faveur de la première.

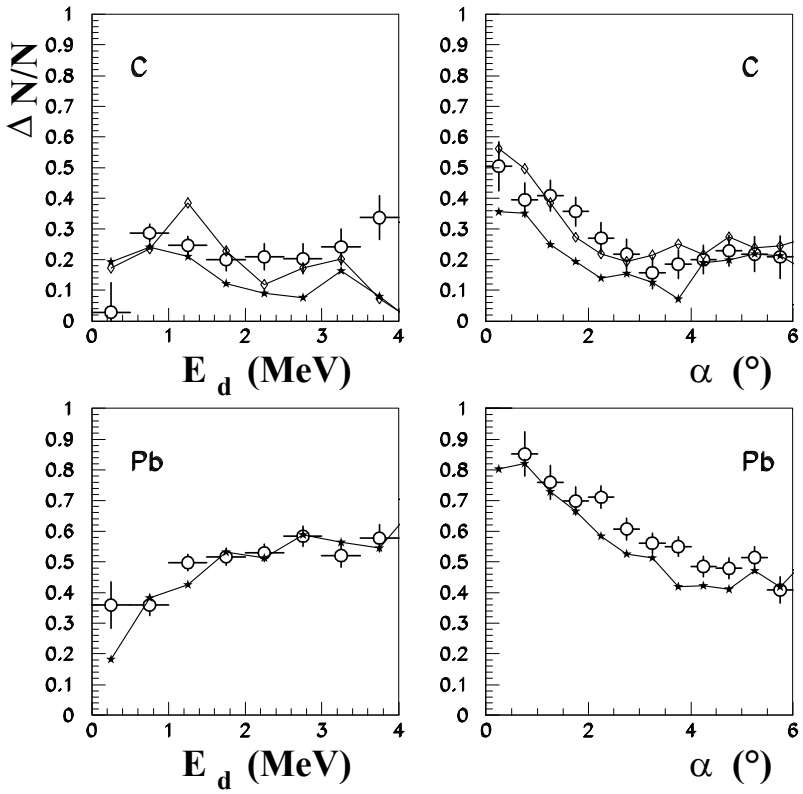

FIG. 6.44 – Variation de l'asymétrie évaluée par $\frac{\Delta N}{N}$ en fonction de l'énergie relative du système α + n + n (à gauche) et de l'angle α (à droite) pour les deux cibles. Les cercles ouverts représentent les données expérimentales. Les étoiles pleines représentent des simulations avec une distance neutron-neutron de $r_{nn}^{rms} = 13$ fm pour le carbone et 3,7 fm pour le plomb. Les losanges ouverts représentent des simulations avec $r_{nn}^{rms} = 7{,}6$ fm plus le mélange d'événements pour le carbone.

6.5.5 Interprétation

L'étude concernant la distance neutron-neutron menée à l'aide de la masse invariante aboutit à des résultats qui sont compatibles avec ceux obtenus à l'aide de l'interférométrie d'intensité si nous tenons compte du fait qu'une partie importante, voire majoritaire des événements provient du fond combinatoire. En incluant celui-ci, nous n'obtenons plus

$r_{nn}^{rms} = 13 \pm 1{,}5$ fm, mais $7{,}6 \pm 1{,}4$ fm pour la cible de carbone, ce qui est en bon accord avec le résultat obtenu par la méthode de la fonction de corrélation pour laquelle $r_{nn}^{rms} = 7{,}7 \pm 0{,}8$ fm.

Il apparaît également que la distance mesurée diminue lorsque la proportion de l'état 2^+ augmente. L'utilisation du rapport $\Delta N/N$ nous fourni une visualisation presque directe de ce phénomène, puisque la réponse du dispositif n'entraîne qu'une déformation linéaire de ce rapport en fonction de l'énergie. Nous avons vu que pour la cible de plomb, la présence probablement non négligeable de l'état 1^- et la forme triangulaire des distributions rendaient l'utilisation de cette méthode délicate. Les conclusions et interprétations de la partie concernant l'interférométrie d'intensité se voient donc ici renouvellées.

6.6 Corrélations angulaires entre les neutrons.

Cette partie se situe à la marge de ce chapitre en ce sens qu'il ne s'agit pas de mesurer la distance neutron-neutron, mais elle constitue un prolongement naturel de notre étude, puisqu'il s'agit de rechercher des corrélations angulaires entre les neutrons, de la même façon que nous avions recherché les corrélations angulaires entre les directions du système (α + n) et du neutron après la décroissance. Ces corrélations étaient apparues de façon particulièrement nettes, de telle sorte que cette approche pourrait peut-être permettre d'étudier les corrélations neutron-neutron qui signeraient un éventuel état résonant avec $\ell \neq 0$ dans ce système neutronique, même si celui-ci ne représentait qu'une faible proportion des événements et qu'il est très large, le rendant très difficile à détecter par une étude portant sur l'énergie du système nn.

Nous avons appliqué cette idée à nos données, seulement pour voir dans quelle mesure elle serait exploitable. La démarche est rendue d'autant plus légitime que nous avons vu, au moins pour la cible de carbone, que la décroissance de l'^{6}He* était majoritairement directe dans nos données, et non séquentielle, laissant la place à une interaction nn sans la présence de la particule α. Pour le formalisme, on se reportera au paragraphe 6.3.2, la seule modification consiste à remplacer la particule α par le second neutron.

La figure 6.45 présente les distributions en $\cos(\omega_{nn})$ pour 3 noyaux : l'^{6}He (sur cibles de plomb et de carbone), l'^{5}H (C) et le ^{11}Li (C). Les données concernant le ^{11}Li sur cible de carbone proviennent du faisceau de ^{12}Be à 41 MeV/nucléon (tableau 2.4 page 68). Les courbes représentent des simulations avec une distribution isotrope en $\cos(\omega_{nn})$ avant le filtre expérimental. Les simulations ont été normalisées de façon à ce qu'elles ne dépassent pas les données et ont été réalisées de la même façon que les simulations pour $\omega_{\alpha n}$. Il apparaît que pour l'^{6}He, la distribution isotrope permet d'expliquer l'essentiel des distributions, mais il subsiste des différences. Ces différences semblent également présentes dans les cas de l'^{5}H et du ^{11}Li, mais le nombre d'événements est faible pour ces deux noyaux.

Afin de mieux reproduire les données, nous avons introduit des distributions anisotropes dans nos simulations, du type (1 + B $\cos^2(\omega_{nn})$+ C $(3\cos^2(\omega_{nn})\text{-}1)^2$) fois une constante, que nous omettrons par la suite. B correspond donc à un état avec $\ell = 1$ et C correspond à un état avec $\ell = 2$. Dans les faits, comme le montre le tableau 6.4 qui

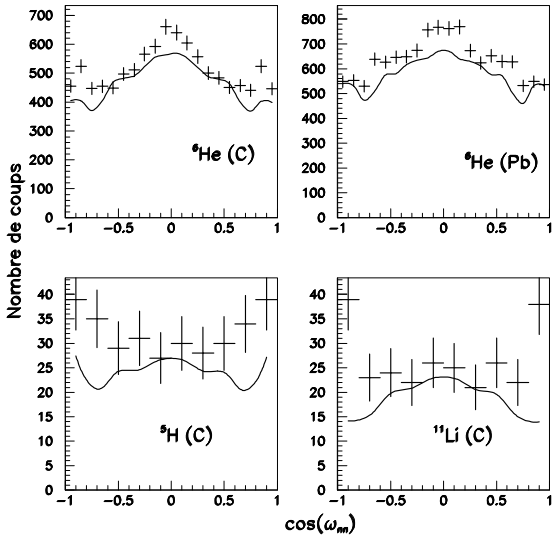

FIG. 6.45 – Distribution en cos(ω_{nn}) pour 3 noyaux (^{6}He, ^{5}H, ^{11}Li). Les courbes représentent des simulations avec une distribution isotrope en cos(ω_{nn}) avant le filtre expérimental.

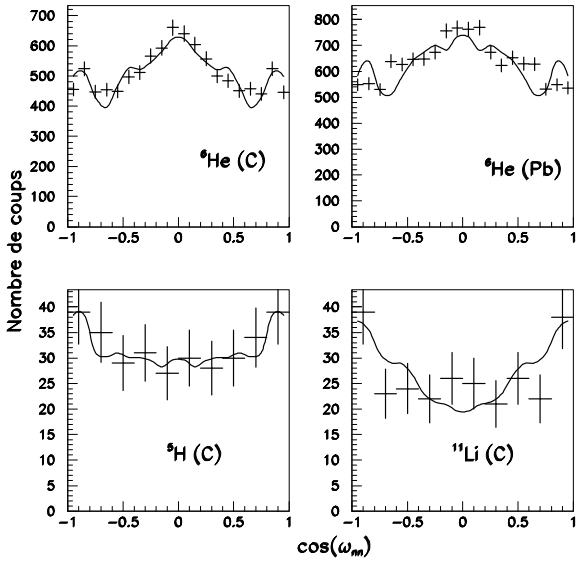

FIG. 6.46 – Distribution en cos(ω_{nn}) pour 3 noyaux (^{6}He, ^{5}H, ^{11}Li). Les courbes représentent des simulations avec une distribution en cos(ω_{nn}) du type 1 + B cos$^2\omega_{nn}$ + C (3cos$^2\omega_{nn}$-1)^2 avant le filtre exp érimental.

regroupe les résultats, soit C, soit B sont nuls, ce qui évite tout problème d'interférence.

La figure 6.46 présente les résultats obtenus. Dans tous les cas, l'introduction de cette anisotropie améliore nettement les résultats. La simulation décrit parfaitement les données dans le cas du carbone avec C = 11%. Pour le plomb, l'accord est légèrement moins bon, mais le meilleur résultat est à nouveau obtenu pour C = 11%. Pour l'^{5}H, il faut utiliser B = 24% pour obtenir un bon accord, mais les barres d'erreurs rendent la comparaison délicate. De même pour le ^{11}Li, où l'ajustement avec B = 49 % ne repose que sur les deux points extrêmes.

Noyaux	Cibles	Conditions	B(%)	C(%)
^{6}He	C	$\beta > 1,4°$	-	11 ± 5
^{6}He	Pb	$\beta > 3°$	-	11 ± 5
^{5}H	C	-	24 ± 12	-
^{11}Li	C	-	49 ± 16	-
^{6}He	C	$\beta > 1,4°$ et $\alpha > 7°$	-	11 ± 5
^{6}He	C	$\beta > 3°$ et $\alpha < 1°$	-	15 ± 6

TAB. 6.4 – Paramètres de la fonction de corrélations angulaires neutron-neutron.

Nous avons achevé cette étude en effectuant une coupure sur l'angle α (en plus de celle sur l'angle β) pour les événements concernant l'^{6}He, toujours pour voir si le comportement des événements provenant de l'état 2^+ différait ou pas du comportement des autres événements. La figure 6.47 présente en haut la distribution en $\cos(\omega_{nn})$ pour l'^{6}He sur cible de carbone avec $\beta > 7°$ à gauche et $\beta < 1°$ à droite. Les courbes représentent des simulations avec une distribution en $\cos(\omega_{nn})$ du type 1 + C $(3\cos^2(\omega_{nn})\text{-}1)^2$ avant le filtre expérimental. En bas sont représentés les spectres en énergie de décroissance du système α + n + n correspondant aux mêmes coupures en angle.

Dans le cas des événements provenant de l'état 2^+, C = 11 % permet de bien reproduire les données, tandis que pour les événements avec α <1°, ce paramètre atteint 15 %. Étant données les barres d'erreurs, ces deux résultats sont compatibles. Les formes des deux distributions semblent très différentes, mais les simulations montrent que cela est dû en partie au filtre expérimental, puisque la même distribution en 1 + C $(3\cos^2\omega_{nn}\text{-}1)^2$ permet de reproduire les deux, même si elles sont présentes dans des proportions légèrement différentes.

De cette courte étude prospective nous ne pouvons conclure qu'un état nn avec $\ell \neq 0$ serait formé lors de certaines décroissances, mais les résultats présentés militent pour tenter d'étudier plus avant une telle éventualité.

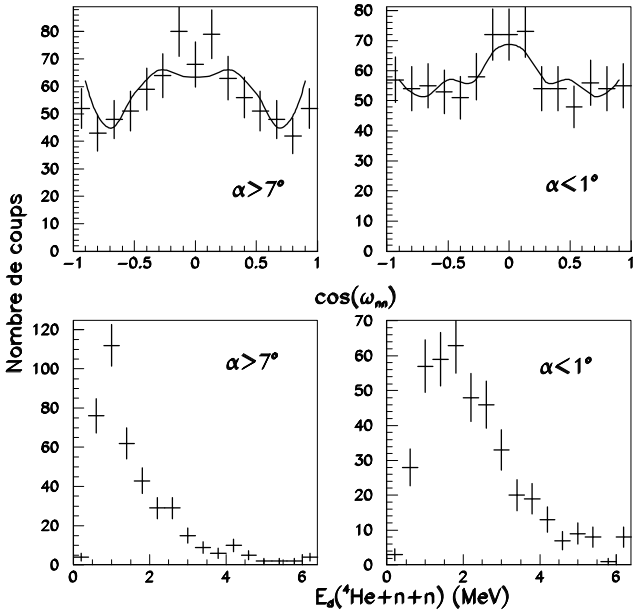

FIG. 6.47 – En haut, distribution en $\cos(\omega_{nn})$ pour l'^{6}He sur cible de carbone avec $\alpha > 7°$ à gauche et $\alpha < 1°$ à droite. Les courbes représentent des simulations avec une distribution en $\cos(\omega_{nn})$ du type 1 + C $(3\cos^2(\omega_{nn})\text{-}1)^2$. En bas, spectres en énergie de décroissance du système α + n + n correspondant aux mêmes coupures en angle.

6.7 Conclusion

Nous avons étudié le mode de décroissance de l'^{6}He excité dans son continuum, et la distance entre les deux neutrons de valence. Les corrélations angulaires entre la direction du système (α+ n) et la direction du neutron nous ont conduits à la conclusion que l'^{6}He*, lorsqu'il était dans l'état 2^+, décroissait principalement de façon directe pour la cible de carbone, sans passer par la formation d'un ^{5}He. Cette conclusion confirme ce que laissait supposer le schéma énergétique présenté en début de chapitre : si l'^{6}He est dans l'état 2^+, il est énergétiquement beaucoup plus favorable de décroitre directement vers α + n + n.

La méthode utilisant une représentation de Dalitz avec des masses invariantes normalisées semble confirmer cette vision pour le carbone, mais le fait de ne pas voir d'interaction α-n pour le plomb non plus laisse penser que cette représentation ne permet que difficilement de voir une telle interaction. La fonction de corrélation bidimentionnelle $C_{nn}(q_T, q_L)$ nous a seulement permis, au même titre que $C_{nn}(q)$, de constater une valeur maximale supérieure pour le carbone, signant une interaction neutron-neutron plus forte. Les difficultés rencontrées avec $C_{nn}(q_T, q_L)$ tiennent à la fois à des raisons techniques (faible statistique pour une étude bidimentionnelle, structure lacunaire de DEMON), et au temps de vie de l'^{5}He, puisqu'au vu des simulations, il semble que $\tau = 300$ fm/c ne crée pas un

signal très fort, même dans le cas extrême où 100 % des décroissances sont séquentielles. Cette méthode pourrait en revanche être plus adaptée à l'étude du ^{17}B, car le sous-système résonant, le ^{16}B, possède un temps de vie au moins 7 fois supérieur [Lec02]. Enfin, nous avons également vu que la variable $m^2_{\alpha n}$ n'était pas bien reproduite lorsque nous utilisions une décroissance séquentielle de façon très majoritaire.

L'étude de r^{rms}_{nn} en utilisant l'interférométrie d'intensité nous a conduits à une distance de 7,7 $\pm$ 0,8 fm et 9,4 $\pm$ 0,8 fm sur les cibles de carbone et de plomb. Ces résultats sont en bon accord avec les calculs de Danilin et al. [Dan04] qui prédit $r^{rms}_{nn} \sim 10$ fm pour l'état 2^+. La distance supérieure obtenue dans le cas du plomb peut s'expliquer par une plus grande proportion d'événements ne provenant pas de l'état 2^+ en raison de la prépondérance de l'interaction électromagnétique par rapport à l'interaction nucléaire. Nous avons vu que la décroissance à partir de cet état était directe, donc avec $\tau \sim 0$ fm/c, et que d'autre part, selon les calculs de Danilin et al. [Dan04], la distance neutron-neutron dans l'état 2^+ est inférieure à celle dans l'état 1^-. Or, cet état explique probablement une partie non négligeable du spectre obtenu avec la cible de plomb selon [Aum99]. L'utilisation d'une nouvelle variable exprimant le degré d'asymétrie de la masse invariante, ΔN/N, nous a également permis de visualiser directement l'augmentation de l'interaction neutron-neutron dans la région d'énergie de l'état 2^+, confirmant ainsi notre interprétation.

Nous avons également utilisé une autre approche pour déterminer la distance neutron-neutron, basée sur la masse invariante normalisée m^2_{nn}, et la fonction de corrélation $C_{nn}(q)$ pour les simulations. Il est apparu qu'il était nécessaire d'associer à une simulation utilisant une distribution en distance neutron-neutron donnée, un mélange d'événements permettant de simuler le signal provenant des événements non corrélés. Sous cette condition, nous avons obtenu $r^{rms}_{nn} = 7{,}6 \pm 1{,}4$ fm avec la cible en carbone, en très bon accord avec le résulat obtenu avec l'ajustement sur la fonction de corrélation.

Un problème lié à la forme des distributions, allié à la plus grande complexité du spectre entrainant des incertitudes sur les proportions des états et la distance nn de chacun d'entre eux, nous ont empêché de réaliser la même chose pour la cible de plomb.

Nous avons achevé ce chapitre par une courte étude prospective des éventuelles corrélations angulaires entre la direction du système nn et la direction de l'un des neutrons. La mise en évidence de ces corrélations signerait l'existence d'un éventuel état résonant, dont l'accès par la méthode classique d'étude du spectre en énergie du système nn serait très difficile. Nos résultats ne permettent pas de conclure sur cette délicate question, mais laissent penser qu'une étude complémentaire ne serait pas sans intérêt.

Chapitre 7

Étude de l'^{5}H

7.1 Introduction

7.1.1 Position du problème

Les isotopes très lourds d'hydrogène (^{4}H, ^{5}H, ...) sont les systèmes nucléaires présentant le plus grand rapport N/Z que nous puissions atteindre expérimentalement actuellement, mais l'intérêt de cette position en frontière de nos connaissances ne découle pas directement de son extrémité. N'importe quelle insignifiance peut devenir l'extrémité d'une représentation. L'intérêt provient de l'ensemble de la chaîne qui précède l'ultime (et provisoire) maillon. En l'occurence, nous nous plaçons dans le cadre des notions d'isotope et d'isotone, autrement dit nous faisons l'hypothèse que la proportion de neutrons et de protons dans un noyau est une variable pertinente pour l'étude de la structure nucléaire.

Cette hypothèse a déjà largement été confirmée que se soit par les phénomènes d'inversion de couches comme nous l'avons vu au chapitre 4 ou de halo comme nous l'avons vu aux chapitres 5 et 6 notamment. Dans le cas qui nous occupe, l'^{5}H, nous sommes au croisement de deux frontières. Dans la chaîne des isotopes d'hydrogène, l'^{5}H pose question quant à la position de sa résonance et sa largeur. Situé entre un ^{4}H qui n'est pas lié de 3 MeV et un ^{6}H qui n'est pas lié de 2,8 MeV ([Ogl89],[Tie02]), il est permis de penser que la possession de 4 neutrons permet à l'^{5}H d'être plus proche de la liaison que ces voisins. Cette possibilité est renforcée si nous observons que dans le cas de l'hélium, l'^{5}He, non lié de 0,8 MeV [Tie02] et l'^{7}He, non lié de 0,44 MeV [Mei02a], entourent un ^{6}He possédant 4 neutrons qui est lié par 0,89 MeV (figure 1.6 page 159).

Dans la chaîne des isotones N = 4 à laquelle nous nous intéressons dans ce travail, l'^{5}H est situé entre l'^{6}He dont la structure en halo est pour le moins remarquable et un tétraneutron qui sera abordé dans le chapitre suivant. Autrement dit, la question qui apparaît ici naturellement est celle de la structure de l'^{5}H. Comment s'agencent les neutrons, quelles corrélations possèdent-ils ? Évidemment ces deux chaînes ne sont pas indépendantes, pas plus que les questions qu'elles suscitent, ce n'est que notre représentation et plus encore notre présentation des choses qui font ressortir de façon plus marquée ces interrogations.

Nous tenterons d'apporter des éléments de réponse à ces deux questions, en nous

appuyant au niveau méthodologique sur ce que nous avons proposé dans les chapitres traitant de l'^{6}He.

7.1.2 Expérience

Le début de l'étude expérimentale de l'^{5}H remonte à 40 ans, avec une expérience montrant l'instabilité β de l'^{5}H dont la durée de vie n'excède pas quelques centaines de millisecondes [Nef63]. Le questionnement se porte alors sur la stabilité vis-à-vis de l'émission de particules. L'^{5}H est d'abord considéré comme stable dans [Bla64]. De nombreuses réactions nucléaires ont depuis servi de support pour tenter de cerner l'existence de l'^{5}H. Toute une série d'expériences est compilée dans [Ajz88], qui recommande une résonance à 7,4 MeV pour une largeur de l'ordre de 8 MeV. Plus récemment [Tie02] préconise une énergie à 1,1 ± 0,3 MeV en s'appuyant sur [Kob97]. Quelques résultats dont les plus récents sont présentés dans le tableau récapitulatif 7.1. Ce qui ressort de ces études, c'est que si la nature résonante, de l'^{5}H est à présent admise, la position et la largeur de cette résonance ne sont pas clairement établies. Plusieurs résultats présentent un pic au delà de 3 MeV avec une largeur également supérieure ou égale à 3 MeV, alors que d'autres donnent un pic autour de 1,8 MeV ayant une largeur relativement étroite autour de 1,9 MeV, voire inférieure à 0,5 MeV. Ces résultats sont apparemment contradictoires, et des tentatives visant à comprendre ces divergences sont actuellement menées [Gri04], [Gri04a] sans pouvoir conclure avec les données actuelles. On peut noter que certaines expériences voient plusieurs résonances à 5, 10, 18 et 26 MeV dans [Gor03] et à 2,7 ± 0,1 MeV dans [Goo03].

Réactions	E_r (MeV)	Γ (MeV)	Références
^{3}H(^{3}H, p)^{5}H	1,8 ± 0,4	1,5	[You68]
^{7}Li(^{6}Li, ^{8}B)^{5}H	5,2 ± 0,4	4	[Ale95]
p(^{6}He, pp)^{5}H	1,1 ± 0,7	-	[Kob97]
p(^{6}He, pp)^{5}H	1,7 ± 0,3	1,9 ± 0,4	[Kor01]
^{9}Be(π^-, pt)^{5}H	5 ± 0,1	5,4 ± 0,5	[Gor03]
^{9}Be(π^-, dd)^{5}H	5,5 ± 0,2	5,4 ± 0,5	[Gor03]
^{2}H(^{6}He, t)^{5}H	1,8 ± 0,1	<0,500	[Sid03]
^{3}H(^{3}H, p)^{5}H	1,8 ± 0,1	<0,500	[Goo03]
C(^{6}He, ^{3}H + n + n)X	3	6	[Mei03a]

TAB. 7.1 – Résultats expérimentaux pour les états de l'^{5}H par rapport au seuil t + n + n.

La plupart des dernières expériences s'appuient sur une méthode de masse manquante alliée à une analyse consistant à comparer les données à un espace de phase simulé. La construction de celui-ci est délicate à basse énergie, car les nombreuses particules présentes peuvent interagir de telle sorte que ces interactions simulent une résonance pour l'^{5}H [Ale99]. C'est cette difficulté posée par le fond qui a empéché Young de conclure de façon ferme à l'exitence d'une résonance à 1,8 MeV présente dans ses données [You68].

Le fait de détecter les trois sous-éléments de l'^{5}H que sont le triton et les deux neutrons non seulement nous affranchit de cette difficulté, mais nous permet également d'étudier les corrélations entre ces constituants.

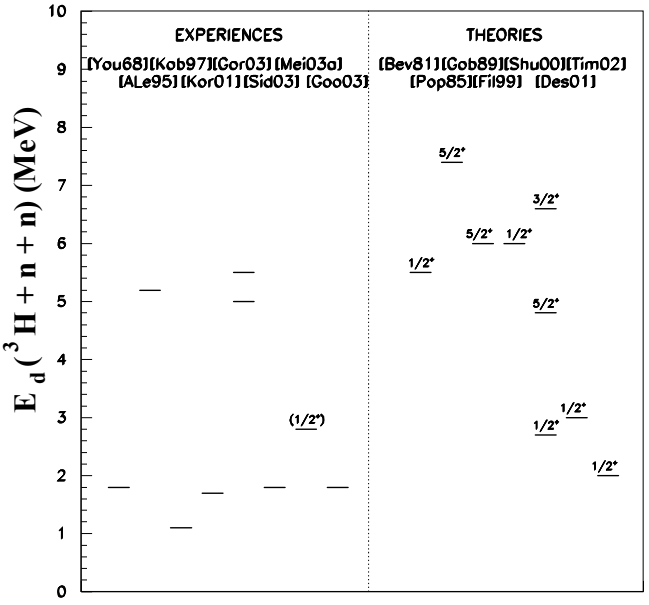

FIG. 7.1 – Schéma de niveaux expérimentaux et théoriques de l'^{5}H. L'énergie est donnée par rapport au seuil d'émission neutronique.

Une seule expérience utilise la même réaction que nous, à savoir C(^{6}He, t + n + n)X [Mei03a], consistant à arracher un proton à l'^{6}He, mais à une énergie faisceau plus élevée de 240 MeV/nucléon contre 30 dans notre étude. Le dispositif utilisé permettait également de détecter le triton et les deux neutrons. Ce travail conclut à un maximum observé pour le système t + n de E_{obs} = 1,6 MeV et Γ_{obs} = 3,15 ± 0,29 MeV. Un calcul utilisant la matrice R donne $E_{rés}$ = 1,89 ± 0,05 MeV [Mei03a]. Ce résultat se situe dans le partie basse des résultats précédents [Tie02], mais ne permet pas de reproduire la section efficace de diffusion élastique t + n [Phi80], expérience pour laquelle le maximum en énergie $E_{rés}$ était situé à 2,6 MeV.

Par ailleurs, il ne semble pas exister de résonance étroite dans le spectre en énergie de l'^{5}H, mais un pic autour de 3 MeV d'une largeur de 6 MeV [Mei03a], qui est bien reproduite par un calcul à 3 corps [Shu00]. L'état fondamental qui ressort de cette étude est $J^\pi = 1/2^+$. Ce résultat a été obtenu par mesure des corrélations angulaires et énergétiques. Les neutrons occupent pour une large part la couche *p*. La configuration neutronique de l'^{5}H serait identique à celle de l'^{6}He.

7.1.3 Théorie

Les premiers modèles appliqués au problème de l'^{5}H étaient aussi loin des résultats actuels que les premiers résultats expérimentaux. A preuve la théorie de la matrice R prédit une largeur comprise entre 10 et 15 MeV car le système ne présente pas de barrière coulombienne dans la voie t + n + n ([Ogl89] et [Shu00]). L'^{5}H est communément pensé comme un cœur inerte constitué par un triton, entouré de deux neutrons([Ogl89], [Shu00] et [Des01]), mais certains modèles traitent les cinq nucléons explicitement [Tim02]. Tous ces modèles prévoient que l'^{5}H est non lié. Ses sous-systèmes t + n et n + n ne sont pas liés puisque l'^{4}H et le dineutron ne le sont pas, mais la connaissance de leur structure est nécessaire au modèle à trois corps pour construire l'^{5}H.

Les systèmes à peu de corps comme l'^{5}H constituent un test particulièrement intéressant pour les modèles en structure, car il est possible à présent de mener à bien des calculs complexes à plusieurs corps jusqu'à leur terme. Plusieurs approches sont utilisées. Les calculs ab initio prenant en compte une interaction microscopique entre nucléons sont devenus accessibles [Pie01]. Un modèle à trois corps ^{3}H + n + n [Shu00], et la méthode de la coordonnée généralisée utilisant trois amas de fonctions d'onde [Des01] prédisent un état fondamental à 2,5 - 3 MeV avec une largeur de 1 à 4 MeV. Enfin une méthode employant les harmoniques hypersphériques traitant le problème à cinq corps prédit une résonance à 1,14 MeV au dessus du seuil t + 2n [Tim02] (annexe A). Les harmoniques hypersphériques sont également utilisées pour l'$^{3-7}$H et l'^{10}He [Tim02]. Les résultats les plus récents sont regroupés dans le tableau 7.2. Ils concluent que l'^{5}H possède des états $1/2^+$, $5/2^+$ et $3/2^+$ par ordre d'énergie croissante.

Le problème de la formation de l'^{5}H est rarement traité, sauf dans le modèle avec source (MWS) [Gri04] dont nous reparlerons par la suite. Étant donné que l'^{5}H n'est pas lié, il faut utiliser l'équation de Schrödinger à trois corps. Les modèles considèrent souvent la diffusion $3 \rightarrow 3$ mais en fait, expérimentalement, la réaction passe souvent par la perte d'un proton de l'^{6}He ([Kor01], [Mei03a] ou ce travail) ou par le transfert de 2 neutrons [Goo03]. L'^{5}H ainsi formé ne vit pas assez longtemps pour oublier sa voie de formation [Gri04].

Pour former un état bien défini, la particule devrait avoir le temps de se réfléchir plusieurs fois sur la barrière de potentiel [Gri04]. Pour un système à deux corps, d'énergie cinétique autour de 50 MeV/nucléon et un rayon d'interaction de 3 à 6 fm, les résonances ayant une largeur plus grande que $\sim$1 MeV font moins de 10 réflexions. Pour les diffusions à plus de deux corps, une largeur de 200-500 keV donne le même résultat. De façon générale, des résonances étroites pour plus de deux corps correspondent, pour ces considérations, à une largeur plus grande pour un système à deux corps (une largeur 100 keV pour trois corps correspond à une largeur de 500-800 keV pour deux corps par exemple [Gri04]). Pour l'^{5}H dont la largeur est supérieure à 1 MeV, le temps de vie est court, et le nombre de réflexions n'est que de 2 à 5 environ, d'où la probable influence du mécanisme de réaction.

Habituellement, les résonances sont formées parce qu'un certain temps est nécessaire pour franchir une barrière de potentiel. Il y a 30 ans, un autre type de résonance a été suggéré [Baz76] : il s'agit d'une transition à travers de nombreuses voies générant un délai. On parle de résonance du second ordre, caractérisée par une interaction à longue portée,

contrairement aux autres. L'^{5}H est typiquement une résonance de ce genre, car tous ses potentiels diagonaux hyperradiaux à trois corps sont répulsifs et ne permettent pas de structures à des énergies inférieures à 7 MeV dans le meilleur des cas. Ce sont uniquement les interactions entre les différentes voies qui permettent à une structure basse énergie d'exister. Dans cette perspective énergétique, l'^{5}H serait similaire à l'état 1^- de l'^{6}He [Dan98].

De façon plus précise, la barrière de potentiel formée reste très petite, ce qui pourrait laisser penser que la décroissance de l'^{5}H est instantanée, mais les choses ne sont pas si simples, car les résonances peuvent exister même sans barrière de potentiel, voire même s'il n'existe que des potentiels répulsifs [Flu71] ! Cela provient d'un effet d'interférence entre l'onde réfléchie par l'origine du potentiel et celle provenant du front du potentiel quand il y a un nombre entier de demi ondes à l'intérieur de celui-ci. Cela peut être assimilé à une particule se déplaçant lentement dans la zone du potentiel carré répulsif, contrairement à une résonance ordinaire pour laquelle le déplacement interne est beaucoup plus grand que celui à l'extérieur du potentiel, et il y a alors une concentration de la fonction d'onde dans la région du potentiel en raison des multiples réflexions sur la barrière.

Dans l'approximation d'une seule voie, le potentiel effectif hyperradial de l'^{5}H ressemble également à un large plateau répulsif, bien qu'il possède une petite zone attractive, mais pour avoir une résonance autour de 2,5 MeV par exemple, il est nécessaire d'introduire une attraction plus forte que celle obtenue réellement par diagonalisation du problème à trois corps. Cela signifie que l'effet discuté ci-dessus concernant l'existence de résonances malgré une barrière de potentiel très petite ne suffit pas à expliquer le comportement du continuum de l'^{5}H et que les transitions entre plusieurs voies évoquées précédemment pourraient jouer un rôle non négligeable dans la compréhension de l'^{5}H [Gri04].

Méthodes	E Γ			Références
	$1/2^+$	$3/2^+$	$5/2^+$	
Modèle en couches	5,5 -	- -	- -	[Bev81]
Modèle en couches	- -	10,5 -	7,4 -	[Pop85]
HH, 5-corps	- -	- -	6 ∼6	[Gob89]
RGM	∼6 >4	- -	- -	[Fil99]
HH, 3 → 3	∼2,7 ∼3	∼6,6 ∼8	∼4,8 ∼5	[Shu00]
GCM	∼3 1-4	- -	- -	[Des01]
HH, 5 corps	∼2 -	- -	- -	[Tim02]

TAB. 7.2 – Prévisions théoriques pour les états de l'^{5}H par rapport au seuil t + n + n (énergies et largeurs en MeV).

La principale conclusion de cette approche avec source MWS [Gri04] est que l'énergie et la largeur de la résonance mesurées expérimentalement dépendent de la façon avec laquelle sera formé l'^{5}H. Cette approche est d'autant plus intéressante, au vu des résultats expérimentaux contradictoires en apparence, qu'elle montre qu'il est possible expérimenta-

lement pour des données obtenues à basse énergie de savoir quelle voie a été principalement suivie. Nous reviendrons sur ce point dans l'interprétation des données.

Pour plus de détails sur ces considérations à propos des résonances, on se reportera à [Gri04]. Aussi poussé que soit le modèle MWS prenant en compte le mécanisme de formation de l'^{5}H, les approximations sont encore nombreuses. Ainsi le moment de l'^{5}H dû au recul lors de la perte du proton n'est pas pris en compte, même si ce n'est probablement pas déterminant [Zhu93]. Notons enfin que la largeur en énergie de la résonance déterminée par la relation de Heisenberg à partir du temps de vie n'est pas égale à la largeur déterminée par le modèle MWS pour une résonance au delà de 0,5 MeV. Autour de 2 MeV, la largeur déterminée par le modèle est 3 fois plus grande que celle obtenue par le temps de vie, cela dit pour souligner les problèmes rencontrés pour faire le lien entre les largeurs observées, et les largeurs calculées.

7.2 Efficacité et résolution en énergie de décroissance

L'étude concernant l'^{5}H a été réalisée en parallèle avec l'étude sur l'^{6}He, puisqu'il s'agissait du même faisceau d'^{6}He à 30 MeV/nucléon, et que dans les deux cas, nous avions un système cœur + n + n.

La figure 7.2 du haut présente l'efficacité du dispositif expérimental pour l'^{5}H obtenue à partir d'une simulation prenant comme énergie de décroissance une distribution plate entre 0 et 15 MeV. Il apparaît qu'entre 0,5 et 3,5 MeV, plage qui va nous intéresser particulièrement dans cette étude, l'efficacité ne présente pas de brusque variation susceptible de créer artificiellement un pic. Comme nous l'avions remarqué pour l'^{6}He, nous observons une perte d'efficacité pour les faibles énergies qui est due à la taille des détecteurs DEMON : le dispositif n'est pas en mesure de détecter deux neutrons ayant des moments très similaires, car alors ils arrivent dans le même module, or deux neutrons ayant des moments semblables proviennent le plus souvent d'une décroissance dans laquelle peu d'énergie était disponible. L'efficacité totale est de $\sim$1 %. La figure 7.2 du bas présente l'efficacité pour le système t + n, qui est globalement 10 fois plus grande.

La figure 7.3 présente la résolution en énergie de décroissance du dispositif obtenue par simulation pour les systèmes t + n et t + n + n. La zone qui sera plus particulièrement étudiée, autour de 2 MeV, présente une résolution de l'ordre de 0,4 MeV.

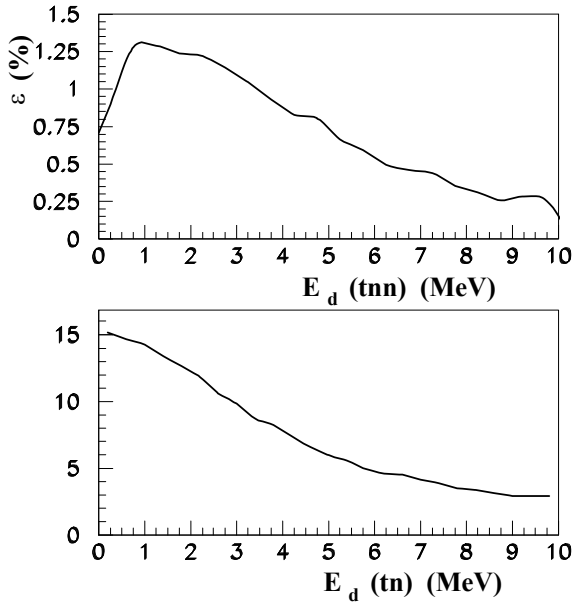

FIG. 7.2 – Simulation de l'efficacité du dispositif expérimental en énergie de décroissance des systèmes t + n + n et t + n.

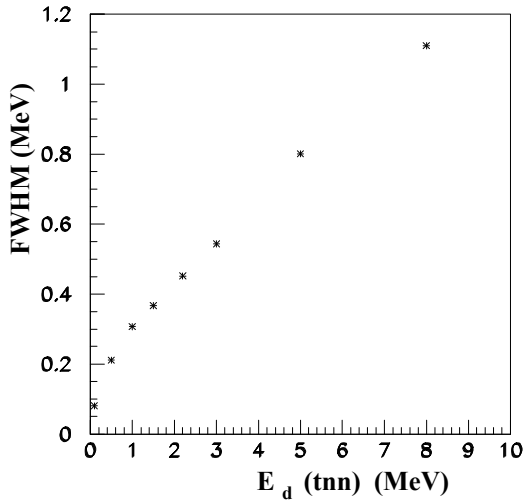

FIG. 7.3 – Simulation de la résolution en énergie de décroissance du dispositif expérimental pour les systèmes t + n + n et t + n (les deux séries de points sont indiscernables).

7.3 Spectres en énergie

7.3.1 Spectres de l'^{4}H

L'étude de l'^{4}H intervient ici pour deux raisons. La première consiste en une comparaison avec ce qui a pu être observé ailleurs, et la seconde consiste à comprendre dans quelle mesure l'interaction t + n peut influencer notre vision de l'^{5}H.

L'^{4}H présente deux résonances autour de 3,3 MeV relativement larges (tableau 7.3 extrait de [Tie92]) que la résolution de notre dispositif ne permet pas de séparer. Ces valeurs ont été obtenues à partir de la réflexion de charge du ^{4}Li par la matrice R et sont en accord avec le résultat obtenu par diffusion élastique n + t [Tob66] et par réaction de transfert [Sid04]. Les deux premiers états possèdent la même structure [Zhu93], avec un neutron dans la couche $p_{3/2}$, car la configuration neutronique reste inchangée après la réaction puisqu'avec un faisceau à 30 MeV/nucléon, nous pouvons nous placer dans l'approximation soudaine [Esb01]. Étant donné que nous enlevons un proton à l'^{6}He, les états 2^- et 1^- peuvent être peuplés ($\pi s_{1/2} \otimes \nu p_{3/2}$). Les états 0^- et 1^- de l'^{4}H doivent venir d'un neutron $p_{1/2}$ mais sont moins peuplés car la configuration $(p_{1/2})^2$ est peu probable dans l'^{6}He [Zhu93].

E_{res} (MeV)	Γ_{res}	J^π
3,19	5,42	2^-
3,50	6,73	1^-
5,27	8,92	0^-
6,02	12,99	1^-

TAB. 7.3 – Etats de l'^{4}H [Tie92].

La figure 7.4 présente les données t + n à partir du faisceau d'^{6}He sur cible de carbone. La figure de gauche présente les données brutes et le fond combinatoire qui a été normalisé de façon à ne dépasser en aucun point la distribution expérimentale. La figure de droite présente le résultat de la soustraction des deux distributions précédentes. La courbe résulte d'une simulation avec une fonction de type Breit-Wigner (équation 1.14 pour $\ell = 1$) de paramètres : $E_r = 1{,}9$ MeV et $\Gamma = 3{,}2$ MeV. Nous sommes donc loin des chiffres cités dans le tableau 7.3 pour $E_{rés}$, mais ces paramètres sont extraits d'une analyse par la matrice R, ce qui n'est pas notre cas, or la façon avec laquelle est produite la résonance ainsi que le mécanisme de réaction influent sur les paramètres observés. Ce dernier phénomène est dû à l'interférence entre les termes de résonance et de diffusion élastique [Lan58], l'effet est d'autant plus accentué que la résonance est large. Ainsi, le maximum apparent, et non l'énergie formelle, du pic dans la fonction d'excitation expérimentale pour la diffusion élastique t-n se situe à 2,6 MeV [Phi80], alors que l'énergie physique de la résonance E_0 et sa largeur Γ_0 ont été extraites à partir des pôle de la matrice R [Sid04]. Le résultats est $E_0 = 1{,}99 \pm 0{,}37$ MeV et $\Gamma_0 = 2{,}85 \pm 0{,}3$ MeV, alors que le résultat obtenu par la matrice R était $E_{rés} = 3{,}05 \pm 0{,}19$ MeV.

Un calcul utilisant la matrice R [Mei03] dans le cas d'un faisceau d'^{6}He à 240 MeV/ nucléon sur une cible de carbone, donc dans des conditions proches des nôtres, a abouti, à partir d'un pic apparent à 1,6 MeV, à $E_{rés} = 1{,}89 \pm 0{,}05$ MeV et $\Gamma_{obs} = 3{,}15 \pm 0{,}29$ MeV, mais aucune soustraction de fond combinatoire n'a été employée. Notons cependant que cette expérience a eu lieu à plus haute énergie que nous et que, par conséquent, le processus de réaction aboutissant à deux neutrons détectés était moins important que pour nous. Autrement dit, les événements que nous simulons à l'aide du fond combinatoire étaient beaucoup moins présents dans cette expérience, car le neutron n'ayant pas formé l'^{4}H ne pouvait pas, le plus souvent, être détecté puisqu'il était arrêté dans la cible ou dévié à grand angle. Ce résultat est en désaccord avec le tableau 7.3, mais est en revanche très proche du notre.

Quels que soient les résultats, une constante apparait : les états d'énergie sont larges. Cette largeur des états dans l'^{4}H conduit à une durée de vie de l'ordre de 30 fm/c. Nous pouvons donc supposer que la décroissance de l'^{5}H est directe, même si elle passe en partie par la formation de la résonance ^{4}H, car elle ne sera pas affectée au niveau des interactions dans l'état final puisque l'émission des neutrons restera quasiment simultanée (voir la discussion concernant le passage par l'^{5}He dans la décroissance de l'^{6}He au chapitre précédent). Rappelons que pour un temps inférieur à 100 fm/c la cassure est considérée comme directe ([Nak94], [Sag95], [Sac96] et [Shi99]). Notre reconstruction à partir des trois constituants de l'^{5}H n'est donc pas biaisée.

La figure 7.5 présente à gauche, pour les cibles de carbone et de plomb, les spectres en énergies de décroissance des systèmes t + n. Les histogrammes représentent l'ensemble des données, les courbes en tirets représentent les mélanges d'événements, et les courbes en pointillés représentent les événements t + n construits à partir des événements t + n + n renormalisés afin d'être comparés aux histogrammes. Dans le cas du plomb, même s'il faut rester prudent étant donné la faible statistique pour les triples coïncidences (40 événements triples, formant donc 80 événements doubles), il semble que les deux spectres soient semblables, ne permettant pas de savoir s'il s'agit d'une coïncidence numérique ou si le spectre E_d(t + n + n) n'est dû qu'à des événements ^{4}H + n. En revanche, pour la cible de carbone, il y a une nette différence, laissant penser qu'une autre voie est en jeu, à savoir une interaction à trois corps t + n + n, et non de simples coïncidences (t + n) + n.

Cette idée est renforcée par la figure de droite, qui présente le spectre en énergie du système t + n à partir des événements triples t + n + n avec la cible de carbone. Il est clair que dans ces événements, même en supposant que la totalité des réactions passe par la formation d'un ^{4}H, l'autre neutron ne passe pas par cet état résonant, et le fond combinatoire devrait donc au minimum atteindre une proportion de 50 % du spectre. Cette proportion est en fait beaucoup plus grande, plus de 95 %, ce qui laisse penser que très peu de corrélations de type t + n existent pour les événements triples mais, comme toujours, la hauteur du fond a été fixée au maximum, sans que nous puissions avoir la certitude que cela soit la bonne proportion.

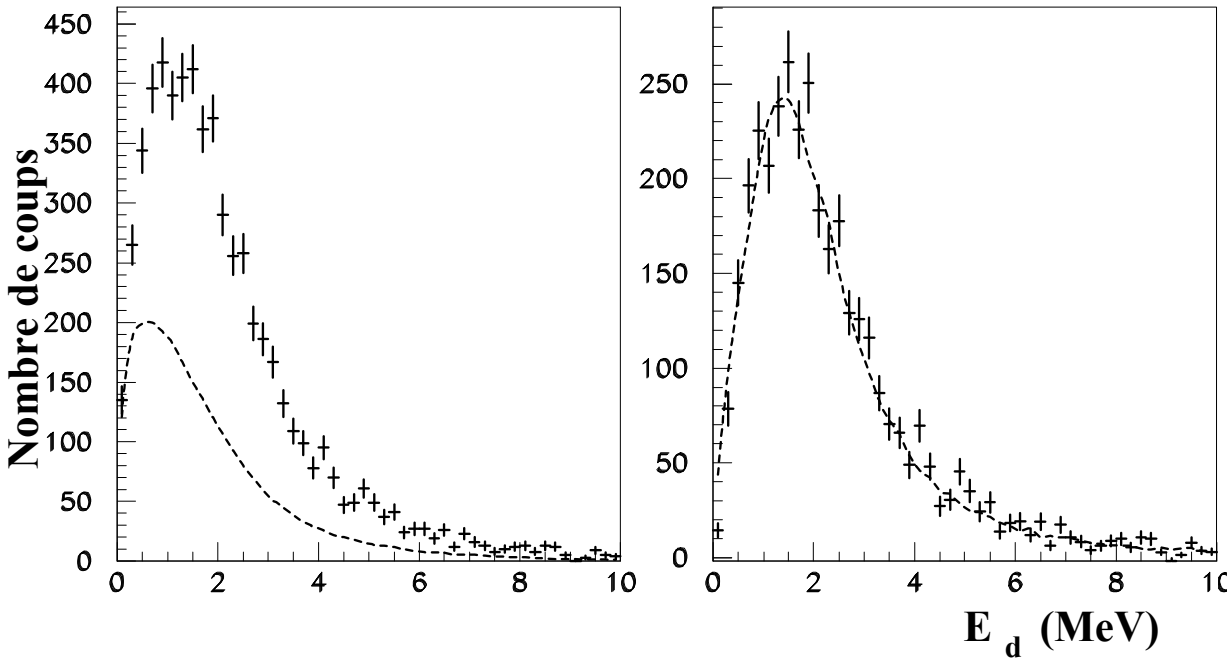

FIG. 7.4 – Spectre en énergie du système ^{3}H + n avec le fond combinatoire à gauche (tirets), et à droite, soustraction des deux courbes précédentes (croix), et courbe représentant une fonction de type Breit-Wigner après passage par le filtre expérimental.

Enfin, pour les deux cibles, le rapport entre le total d'événements des deux distributions (doubles et triples) est d'environ 40, or l'efficacité DEMON pour détecter deux neutrons est environ 10 fois plus faible que l'efficacité pour en détecter un seul. Cette différence d'un facteur 4 pourrait s'expliquer par des mécanismes de réaction différents entre les deux échantillons : les événements t + n peuvent être formés lors de processus qui entraineraient la non détection d'un des neutrons, comme l'absorption de celui-ci par la cible, ou sa déviation en dehors de la zone couverte par DEMON. Autrement dit, si les événements triples contiennent apparement si peu d'événements correspondant à un état dans l'^{4}H, c'est peut-être parce que le fait de devoir détecter l'autre neutron élimine beaucoup de ces événements avec une interaction t + n.

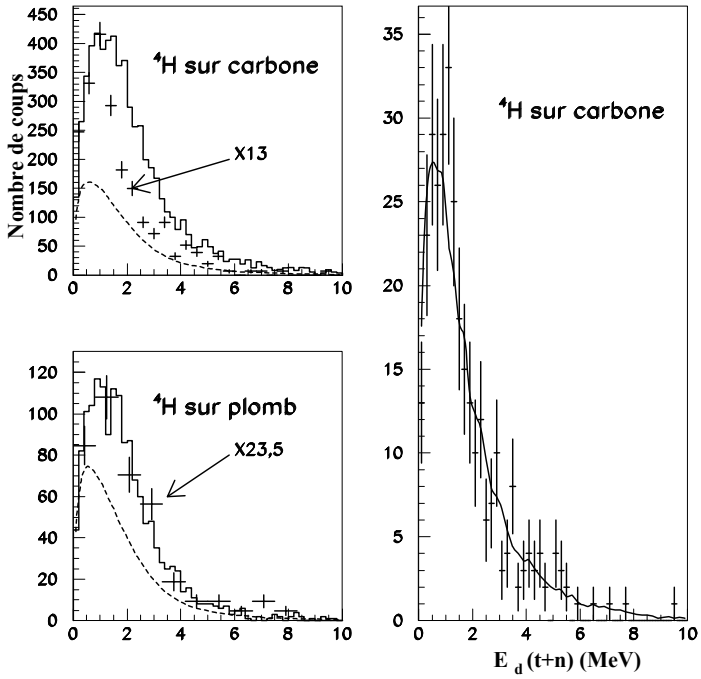

FIG. 7.5 – Spectres en énergie de décroissance du système ^{3}H + n. En haut à gauche : l'histogramme en traits pleins représente les données t + n. La courbe en tirets est le fond combinatoire pour ces événements. Les croix représentent les événements t + n reconstruits à partir des événements t + n + n (taille de canal différent et renormalisation de la distribution). En bas : idem sur cible de plomb. A droite : spectre en énergie du système t + n à partir des événements triples t + n + n sur cible de carbone. La courbe représente le mélange d'événements.

7.3.2 Spectre brut et mélange d'événements à trois particules de l'^{5}H

La figure 7.6 représente le spectre en énergie de décroissance du système t + n + n sur cible de carbone. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique et le nombre d'événements total est de 160. La courbe en tirets représente le mélange d'événements à trois particules déjà expliqué dans le chapitre 5. La courbe continue représente le mélange d'événements après convergence des itérations. La diminution relative de ce fond combinatoire est très significative, laissant supposer que des corrélations importantes sont à l'œuvre dans ce spectre. La proportion absolue du fond après itérations provient de la procédure qui va être exposée dans le paragraphe suivant. La proportion relative du premier fond par rapport au dernier est guidée par le fait que les fonds successifs ne doivent pas être situés au dessus du fond précédent (absence de corrélations destructives).

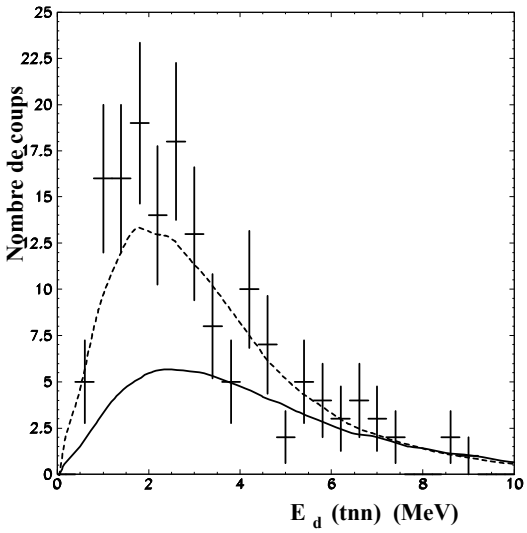

FIG. 7.6 – Énergie de décroissance de l'^{5}H (cible de carbone). Les croix représentent les données et l'erreur statistique, la courbe en tirets représente le premier mélange d'événements, la courbe en trait plein représente le mélange d'événements après itérations.

7.3.3 Paramètres de la résonance

Afin de déterminer quelles étaient les caractéristiques de l'éventuelle résonance ^{5}H, nous avons réalisé une minimisation par la méthode du χ^2 à l'aide du dernier fond combinatoire dont la proportion a été laissée entièrement libre, et d'une fonction de type Breit-Wigner dont la position et la largueur étaient également libres :

$$\frac{d\sigma}{E_d} = \sigma_0 \frac{\Gamma\sqrt{\frac{E_d}{E_r}}}{(E_d - E_r)^2 + (\frac{\Gamma}{2}\sqrt{\frac{E_d}{E_r}})^2} \tag{7.1}$$

D'après [Mcv68], la largeur d'une fonction de type Breit-Wigner pour un état $\ell = 0$ possède la forme $\Gamma(E_d) = \Gamma\ \sqrt{\frac{E_d}{E_r}}$. Nous avons utilisé cette expression car en majorité, les états de l'^{6}He et probablement de l'^{5}H (voir le tableau 7.4 page 7.4) sont de type ℓ_x et $\ell_y = 0$ (voir l'annexe A).

La figure 7.7 présente le résultat, dont le χ^2/N = 0,69. Les paramètres de la fonction de type Breit-Wigner sont $E_r = 1{,}8\ ^{+0,2}_{-0,1}$ MeV et $\Gamma = 2{,}1\ ^{+0,3}_{-0,5}$ MeV. L'insert de la figure 7.7 représente le χ^2 en fonction de ces deux paramètres. Chaque point est le résultat d'une optimisation de la proportion du fond par pas de 0,05 %. Nous avions également dans un premier temps essayé d'inclure une proportion de décroissance passant par l'^{4}H (comme pour l'^{6}He et l'^{5}He). Aucun effet visible dans le spectre E_d(t + n + n) n'est apparu quel que soit la proportion, ce qui s'explique par le fait que la résonance est très large. Sous l'hypothèse que la proportion du fond combinatoire soit la bonne, la section efficace de production pour l'^{5}H dans cette réaction est d'environ 1 mb.

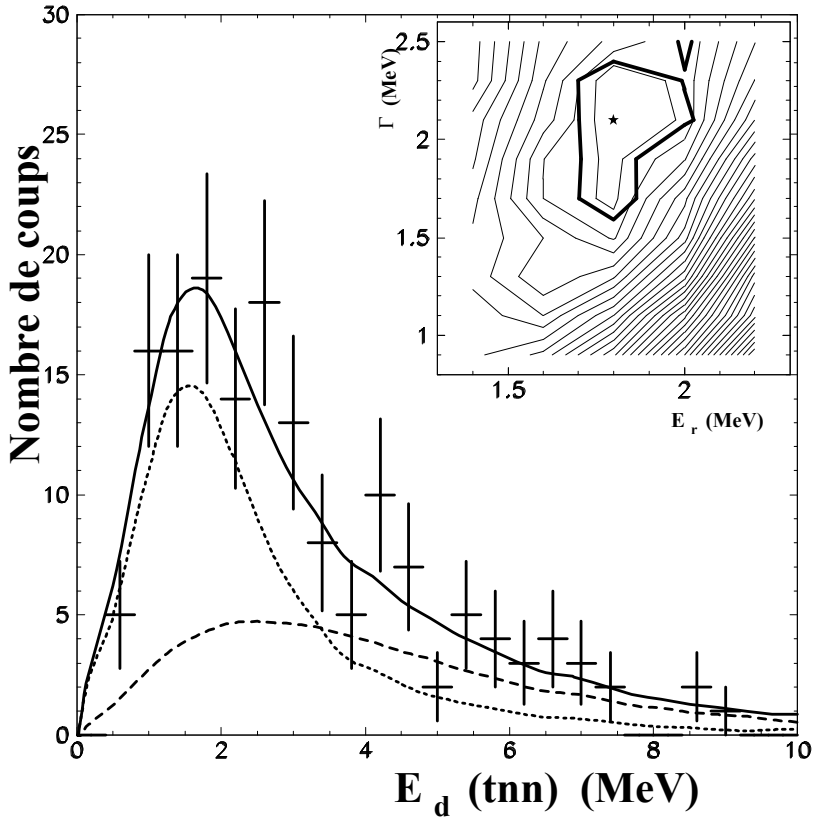

FIG. 7.7 – Énergie de décroissance de l'^{5}H (cible de carbone). Les croix représentent les données et l'erreur statistique, la courbe en tirets représente le mélange d'événements et la courbe en pointillés représente la fonction de type Breit-Wigner obtenue après minimisation du χ^2 / N. L'insert représente la variation du χ^2 / N en fonction des paramètres (énergie et largeur) de la fonction de type Breit-Wigner, la proportion du fond étant optimisée pour chaque couple. Le contour en gras représente $(\chi^2 + 1)$ / N.

7.3.4 Comparaison aux modèles théoriques

Nos résultats, en ce qui concerne la position de la résonance, sont en accord avec [You68], [Kor01], [Sid03] et [Goo03]. En revanche, si l'accord pour la largeur est également bon avec [Kor01], notre résultat n'est pas conciliable avec celui de [Goo03] comme le montre la figure 7.8 sur laquelle sont représentées la résonance que nous avons précédemment déterminée et les résonances proposées dans ces deux autres travaux, pour lesquels les largeurs sont respectivement de 1,9 MeV et inféreure à 500 keV. Nous avons utilisé pour les 3 courbes des fonction de type Breit-Wigner (équation 7.1) avec les paramètres E_r et Γ extraits de ces expériences. Nos données ne peuvent pas être expliquées par une résonance aussi étroite que celle déterminée par [Goo03].

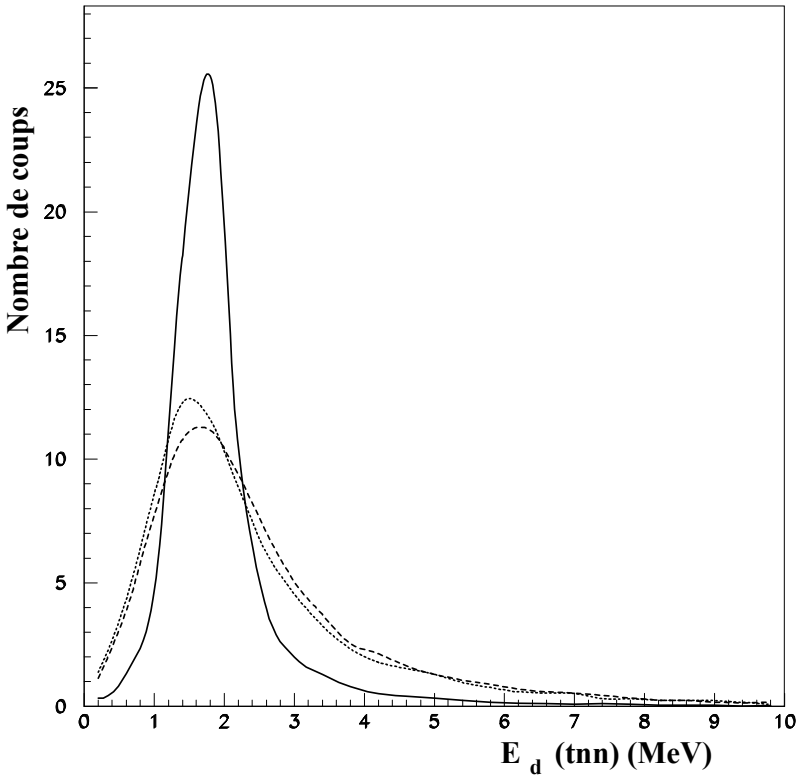

FIG. 7.8 – Spectre en énergie du système t + n + n. Comparaison des résultats de ce travail (tirets) avec ceux de [Goo03] (continu) et [Kor01] (pointillés) après le filtre expérimental.

Nous avons voulu comparer nos données aux calculs effectués par Shul'gina et al. [Shu00] qui reproduisent très bien les résultats de Meister et al. [Mei03b], qui trouve une structure vers 2,5-3 MeV avec une largeur entre 3 et 4 MeV. Ce calcul prend en compte la dynamique du système à trois corps t + n + n et utilise la méthode des harmoniques hypersphériques (voir l'annexe A), ce qui permet d'avoir accès aussi bien aux éventuels états liés qu'aux états du continuum ([Dan93] et [Zhu93]). La fonction d'onde est supposée être le produit d'un cœur inerte et de la partie "active" du système à trois corps.

La figure 7.9 illustre l'un des problèmes expérimentaux pouvant modifier notablement l'aspect du spectre en énergie, à savoir la diaphonie, que nous avons exposé dans le paragraphe 2.6.3. L'histogramme en pointillés représente les données après utilisation du filtre anti-diaphonie, tandis que l'histogramme en continu représente les données sans utilisation de ce filtre. L'absence de filtre favorise l'apparition d'événements au-delà de 2 MeV, déplaçant ainsi la résonance apparente vers des énergies supérieures.

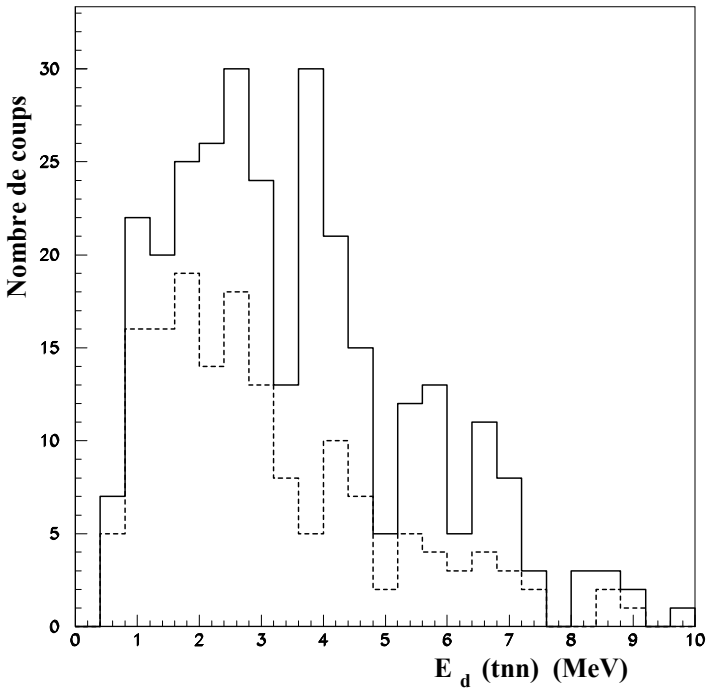

FIG. 7.9 – Spectre en énergie de décroissance du système t + n + n avec (pointillés)), et sans filtre anti-diaphonie (continu).

La figure 7.11 représente les données avec filtre (en haut) par des croix, la ligne continue représente la courbe théorique pour une onde plane, c'est-à-dire en l'absence de corrélation, que nous pouvons apparenter à notre mélange d'événements. En l'occurence, cette courbe théorique est plus plate encore que notre mélange entre 1 et 4 MeV comme le montre la figure 7.10, signifiant par la même que le résultat de la minimisation utilisant le fond et une résonance de caractéristiques variables serait plutôt pessimiste sur la proportion du spectre relevant de la résonance. La ligne en tirets est attachée à un état $1/2^+$. La ligne en pointillés représente un état $3/2^+$ et celle en tirets-points un état $5/2^+$. En bas, les mêmes états ont été simulés, mais sans utiliser le filtre. Dans le cas des données filtrées, l'état $1/2^+$ qui représentait correctement les données de [Mei03a] ne parvient pas à expliquer nos propres données, même si c'est l'état qui semble le plus proche de nos résultats. En revanche, sur la figure du bas, donc sans filtre, il semble que cet état $1/2^+$ coïncide globalement bien avec les données. Il est difficile d'affirmer que la différence entre nos résultats et ceux de [Mei03a] soit due uniquement à une différence de traitement des événements pouvant provenir de la diaphonie, mais cette piste ne semble visiblement pas dépourvue de sens. Une autre source de divergence vient de ce que nous utilisons un fond combinatoire réalisé à partir des données, alors que dans [Mei03a] un fond simulé est soustrait aux données.

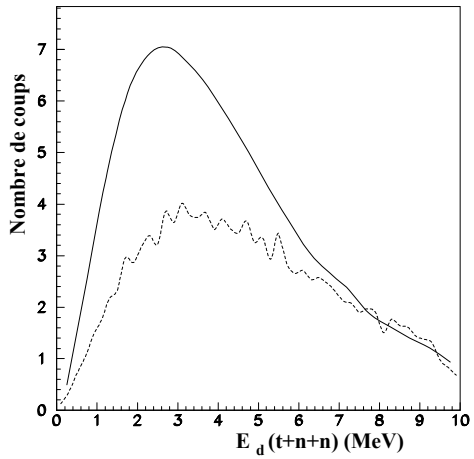

FIG. 7.10 – Spectres en énergie de décroissance pour le système t + n + n : comparaison entre notre mélange d'événements (solide) et la courbe théorique pour une onde plane (tirets) normalisés à haute énergie E_d [Shu00].

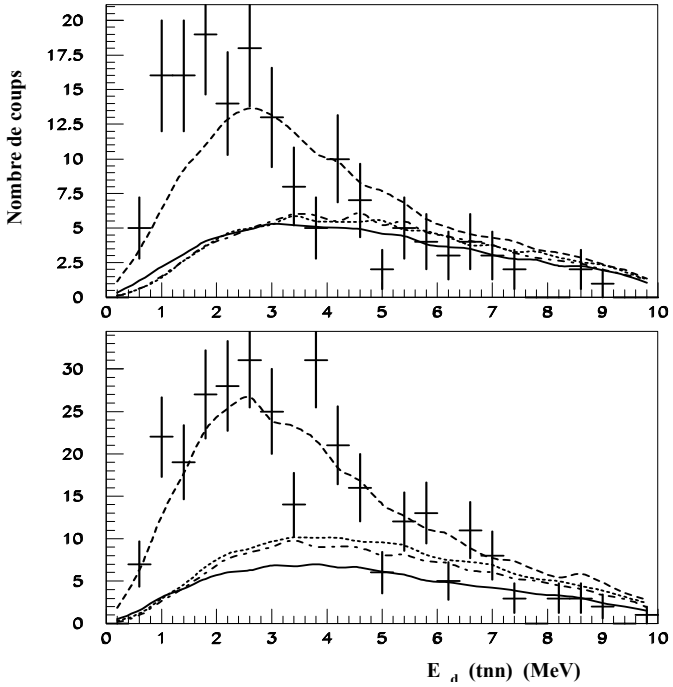

FIG. 7.11 – Spectres en énergie de décroissance du système t + n + n (cible de carbone). En haut sont représentées les données (croix) avec filtre anti-diaphonie : la ligne continue représente la courbe théorique pour une onde plane, la ligne en tirets celle pour un état $1/2^+$. La ligne en pointillés représente un état $3/2^+$ et celle en tirets-points un état $5/2^+$. En bas : idem que précédemment mais sans filtre.

7.4 Étude des corrélations neutron-neutron

7.4.1 Interférométrie d'intensité

De la même façon que pour l'^{6}He, nous avons calculé la fonction de corrélation pour l'^{5}H. La figure 7.12 présente le résultat de l'ajustement : $r_{nn}^{rms} = 5{,}6 \pm 1{,}9$ fm. Il est évident que la faible statistique entraîne une barre d'erreur importante, mais grâce à l'autre méthode développée pour l'^{6}He, nous avons été à même de pouvoir obtenir une autre estimation de la distance entre les neutrons dans l'^{5}H.

7.4.2 Méthode de la masse invariante réduite

Nous avons appliqué à l'^{5}H la même méthode que pour l'^{6}He en utilisant les masses invariantes normalisées [Mar01]. Nous avons dans un premier temps considéré l'hypothèse d'une distance r_{nn}^{rms} unique pour tous les événements, et nous avons obtenu 6,6 fm $\pm$ 1,7 fm. La figure 7.13 présente à gauche la masse invariante réduite m_{tn}^2 en fonction de m_{nn}^2. On peut voir une accumulation d'événements sur la gauche due aux interactions neutron-neutron. Il n'y a en revanche pas de structure horizontale marquée, confirmant que la résonance ^{4}H est trop large pour jouer un rôle important.

Sur la figure du centre apparaît la masse invariante réduite m_{nn}^2. Les croix représentent les données, les barres d'erreurs sont d'origine statistique. La courbe en continu représente une simulation avec r_{nn}^{rms}= 6,6 fm. Cette valeur a été obtenue à partir de la minimisation du χ^2 présentée sur la figure 7.14 en faisant varier la distance entre les deux neutrons. La droite représente $(\chi^2 + 1)$ / N. Les deux courbes sur la figure 7.13 qui encadrent la simulation minimisant le χ^2 représentent les erreurs dues à la statistique obtenues grâce à l'intersection entre la courbe et la droite représentant χ^2+1 sur la figure 7.14, et prennent également en compte l'erreur due à la méthode : nous avons simulé plusieurs spectres m_{nn}^2 avec 160 événements et déterminé l'erreur moyenne commise. L'erreur totale obtenue est de 1,7 fm, soit $r_{nn}^{rms} = 8{,}3$ fm pour la courbe du dessus sur la figure centrale de 7.13 et 4,9 fm pour celle du dessous. La courbe en tirets est une simulation sans interaction dans l'état final ($r_{nn} \sim \infty$). La figure de droite représente les mêmes éléments mais pour la variable m_{tn}^2.

La figure centrale indique que l'interaction nn se traduit par un pic bien marqué dans la partie $m_{nn}^2 < 0{,}5$. La simulation sans interaction dans l'état final, représentée par la courbe en tirets, reste parfaitement symétrique malgré le passage par le filtre constitué par le dispositif expérimental. La variable m_{nn}^2 est par conséquent intéressante pour observer une déviation par rapport à cette absence d'interaction. Sur la partie $m_{nn}^2 > 0{,}5$ toutes les simulations suivent les données : les neutrons possèdent une énergie relative grande, et ne se "voient" pas longtemps après la décroissance. En revanche seule une interaction nn dans l'état final permet d'expliquer le pic dans la partie inférieure du spectre.

Le spectre de la figure de droite, dont l'échelle a été choisie pour permettre une comparaison directe des effets avec la figure centrale, présente une interaction moins prononcée, ce qui était déjà visible dans le spectre bidimentionnel de gauche, à savoir que l'effet de l'interaction t-n n'est pas aussi fort que l'effet de l'interaction n-n. L'asymétrie est

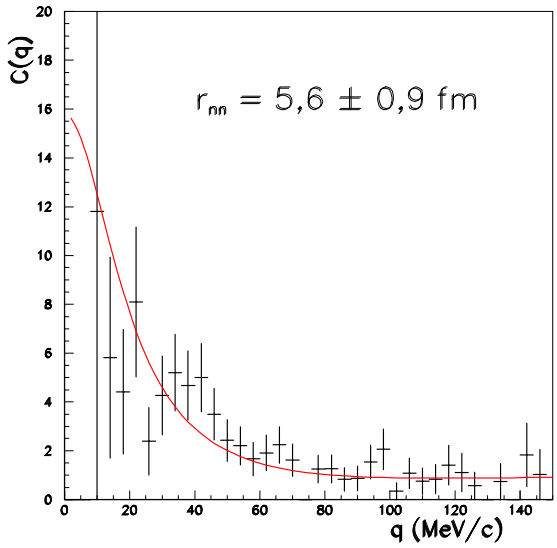

FIG. 7.12 – Fonction de corrélation obtenue à partir des événements t + n + n (cible de carbone).

provoquée par la forme même du spectre bidimentionnel : ce sont les contraintes cinématiques, et plus particulièrement les différences de masses des particules qui créent ce phénomène.

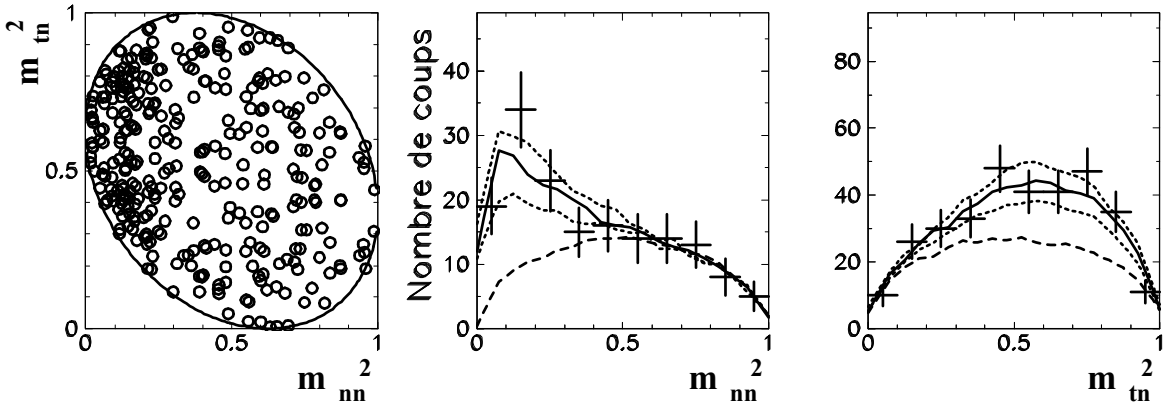

FIG. 7.13 – Représentations de Dalitz. A gauche : masse invariante réduite m^2_{tn} en fonction de m^2_{nn}. Au centre : Masse invariante réduite m^2_{nn}. Les croix représentent les données. La courbe en continu représente une simulation avec r_{nn}= 6,6 fm. Les deux courbes en pointillés qui l'encadrent correspondent aux incertitudes (1,7 fm). La courbe en tirets est une simulation sans interaction dans l'état final. A droite : même chose pour la variable m^2_{tn}.

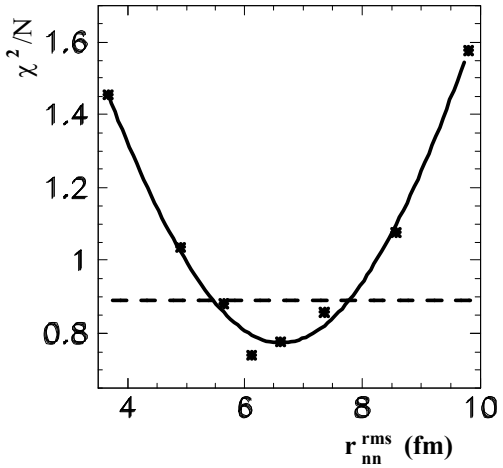

FIG. 7.14 – Variation du χ^2 / N en fonction de la distance neutron-neutron dans le système t + n + n.

Conformément aux résultats obtenus pour l'^{6}He, nous avons ensuite considéré l'hypothèse alliant une distance r_{nn}^{rms} donnée pour les événements provenant d'un état résonant ^{5}H, et un fond obtenu à partir d'un mélange d'événements pour les événements t + n + n ne provenant pas d'un tel état. La forme de ce fond combinatoire a été présentée sur la figure 6.35 page 224 du chapitre précédent. Il est symétrique, comme dans le cas de l'^{6}He sur la cible de carbone. Nous n'avons pas obtenu de résultat en utilisant la proportion de fond utilisée sur le spectre en énergie E_d(t + n + n), soit 40 % du total. Cependant, cette proportion était une proportion maximale, nous l'avons donc abaissée afin de voir si cela influençait le résultat. Il est apparu qu'à partir d'une proportion de 25 % de fond combinatoire, un minimum dans le χ^2 apparaissait, et qui est du même ordre que le minimum relevé lorsque nous n'avions pas utilisé de fond combinatoire. Notons qu'étant donné la faible statistique, la différence entre 40 % de fond, et 25 % de fond, ne rend pas incompatibles ces deux estimations de proportion. Une autre explication réside dans la possibilité d'une présence des états $5/2^+$ ou $3/2^+$, dont les distributions sont, comme nous l'avons vu, relativement semblables à celle du fond combinatoire.

La méthode aboutit à $r_{nn}^{rms} = 5{,}2 \pm 1{,}8$ fm. Ces résultats sont cohérents à la fois avec ce que nous avons obtenu par la méthode de la fonction de corrélation, puisque nous obtenions $r_{nn}^{rms} = 5{,}6 \pm 1{,}9$ fm, et avec la tendance relevée dans le cas de l'^{6}He sur la cible de carbone, pour lequel nous avions observé une diminution de la distance mesurée en incluant le fond combinatoire.

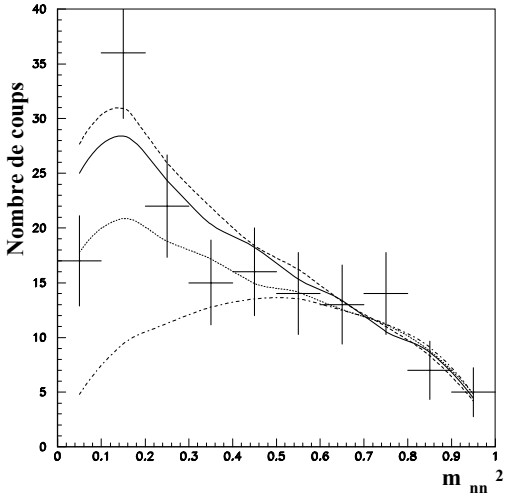

FIG. 7.15 – Représentation de Dalitz : masse invariante réduite m^2_{nn} en utilisant un fond combinatoire. Les croix représentent les données. La courbe en continu représente une simulation avec r_{nn}= 5,2 fm. Les deux courbes en pointillés et en tirets qui l'encadrent correspondent aux incertitudes (1,8 fm). La courbe en tirets-points est une simulation sans interaction dans l'état final.

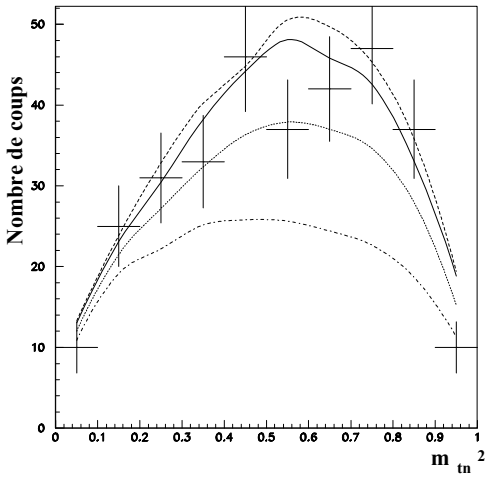

FIG. 7.16 – Représentation de Dalitz : masse invariante réduite m^2_{tn} en utilisant un fond combinatoire. Les croix représentent les données. La courbe en continu représente une simulation avec r_{nn}= 5,2 fm. Les deux courbes en pointillés et en tirets qui l'encadrent correspondent aux incertitudes (1,8 fm). La courbe en tirets-points est une simulation sans interaction dans l'état final.

7.4.3 Interprétation

Si l'^{6}He est vu comme moins dilué que l'^{5}H, l'effet des corrélations dans le cas de l'^{6}He devrait constituer une limite, soit E_r = 2,6 MeV pour la résonance ^{5}H au minimum (voir le schéma 1.6 page 48). Par ailleurs, étant donné que l'^{4}H n'est pas lié de 2,6 MeV par rapport au seuil t + n, et si nous négligeons les corrélations, l'^{5}H devrait être non lié de 5,4 MeV. La présence dans nos données d'une résonance à 1,8 MeV, en accord avec plusieurs autres mesures ([You68], [Kor01], [Sid03], [Goo03]) montre l'importance de telles corrélations, en l'occurence le pairing nn.

Les configurations 0^+ et 2^+ $((\pi s_{1/2})^2 \otimes (\nu p_{3/2})^2)$ présentes dans l'^{6}He devraient se retrouver dans le continuum de l'^{5}H $((\pi s_{1/2})^1 \otimes (\nu p_{3/2})^2)$. En tenant compte du moment du triton nous devrions, en effet, avoir à la place du 0^+ un état $1/2^+$ comme état fondamental, et à la place du 2^+ les états $3/2^+$ et $5/2^+$. C'est ce que prévoient effectivement tous les modèles actuels. Cet état $1/2^+$ a été assigné au fondamental par [Mei03a], mais comme nous l'avons vu, nos données ne sont pas totalement en accord avec celles de cette étude, et nos résultats ne sont pas correctement reproduits par ce même état $1/2^+$ proposé dans [Shu00]. Cependant il est clair que cet état est beaucoup plus proche de nos données que ne le sont les états $3/2^+$ et $5/2^+$.

Si nous regardons à présent les courbes théoriques extraites de [Gri04], obtenues en utilisant un modèle tenant compte de la façon avec laquelle est formé l'^{5}H à partir de l'^{6}He, nous voyons sur la figure du haut de 7.17 que le spectre en énergie de décroissance du système t + n + n dépend sensiblement de la voie de formation. Plus particulièrement dans la voie K=0, L=0, ℓ_x=0 et ℓ_y=0 (voir l'annexe A pour une explication de ces termes), la résonance présente un pic à 1,5 MeV. Si l'^{5}H était l'exact reflet quant aux proportions de ses composantes de celles de l'^{6}He, cela n'aurait que peu d'effet étant donné, comme l'indique le tableau 7.4, que cette configuration C_{0000} ne représente que 4 % du total [Dan98]. Mais ce même tableau indique que Meister et al. trouvent dans leurs données 18 %, alors même que la résonance mise en évidence se situe vers 2,5-3 MeV, soit très légèrement en dessous de ce qui est attendu dans le cas où l'^{5}H présenterait la même configuration que l'^{6}He. Nous pouvons donc supposer que notre expérience, réalisée à une énergie nettement plus basse, a pu peupler de façon préférentielle cette configuration C_{0000} de façon encore plus importante, créant un maximum pour la résonance vers 1,8 MeV.

Noyaux	Configurations			Références
	$\lvert C_{0000}\rvert^2$	$\lvert C_{0200}\rvert^2$	$\lvert C_{1211}\rvert^2$	
^{5}H	18(3)	45(2)	37(4)	[Mei03b]
^{6}He	4	78	15	[Dan98]

TAB. 7.4 – Poids des différentes configurations pour l'^{6}He et l'^{5}H (pourcentage) .

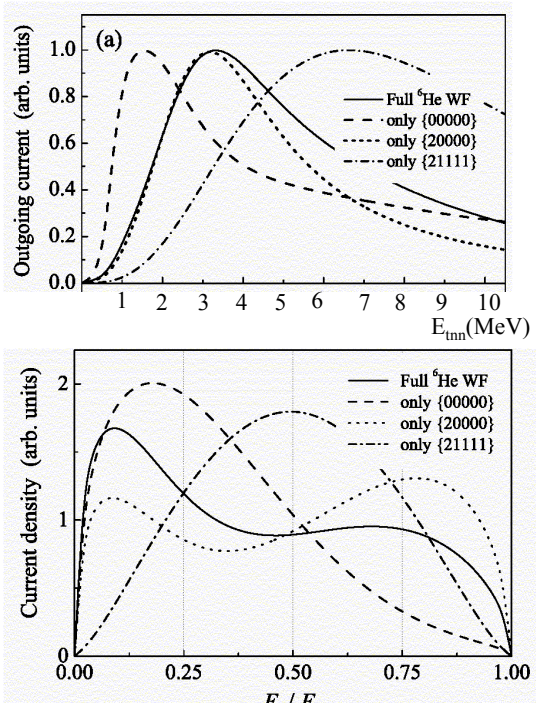

FIG. 7.17 – Spectres théoriques extraits de [Gri04]. En haut, énergie de décroissance pour le système t + n + n pour différentes composantes de la fonction d'onde totale. En bas, masse invariante réduite nn.

La figure du bas de 7.17 présente les différentes formes des distributions associées à chaque configuration pour la variable E_{nn}/E_{tnn} qui est identique à notre variable m^2_{nn}, masse invariante réduite. L'une des conclusions de [Gri04] est que cette variable devrait permettre de connaître expérimentalement quelle configuration a été préférentiellement peuplée.

Ici encore, la configuration C_{0000} présente la forme qui s'approche le plus de nos données, avec une forte asymétrie entre la partie inférieure à 0,5 et celle supérieure à 0,5. La courbe représentant la somme des configurations avec les poids attendus pour l'^{6}He ne se déduit pas d'une simple sommation pondérée, car des interférences entrent en jeu entre les configurations C_{0000} et C_{0200} par exemple [Mei03].

Si nous considérons à présent la distance neutron-neutron que nous avons extraite, $r^{rms}_{nn} \sim 5{,}6$ fm $\pm$ 1,9, il s'avère qu'elle est plus petite que la même distance extraite pour l'^{6}He dans son continuum ($r^{rms}_{nn} \sim 7{,}7$ fm $\pm$ 0,8). Outre le fait que ces deux résultats sont compatibles en raison des grandes incertitudes concernant l'^{5}H, le modèle avec source MWS [Gri04], en utilisant la fonction d'onde complète de l'^{6}He comme source, aboutit à une distribution spatiale de même type que celle relevée dans les calculs sur l'^{6}He [Zhu93] (voir la figure 1.9 page 1.9 du chapitre d'introduction). Selon ce calcul, l'^{5}H présente une configuration cigare dans laquelle les deux neutrons sont éloignés l'un de l'autre et une configuration di-neutron dans laquelle les deux neutrons sont proches, et le pic de

cette dernière est plus prononcé pour l'^{5}H que pour l'^{6}He, ce qui signifie que l'interaction neutron-neutron est plus importante dans la dynamique de l'^{5}H. Trouver une distance neutron-neutron plus petite pour l'^{5}H que pour l'^{6}He à partir d'une méthode s'appuyant sur les corrélations nn n'est donc pas anormal. De plus, il est probable que le fait d'arracher un proton aboutisse à une configuration neutronique de l'^{5}H dans un état proche de l'état fondamental de l'^{6}He pour lequel $r_{nn}^{rms} \sim 5$ fm selon [Zhu93], alors qu'en raison de notre méthode consistant à casser le noyau, nous n'avons accès dans l'^{6}He qu'aux états excités, moins compacts que l'état fondamental, pour lesquels $r_{nn}^{rms} \geq 10$ fm selon [Dan04].

7.5 Conclusion

Nos données t + n + n présentent une résonance à $E_r = 1{,}8\ ^{+\,0{,}2}_{-\,0{,}1}$ MeV avec $\Gamma = 2{,}1\ ^{+\,0{,}3}_{-\,0{,}5}$, en accord avec d'autres résultats expérimentaux sur la position [You68], [Kor01], [Sid03] et [Goo03], mais en désaccord sur la position ou / et la largeur avec [Mei03a] ou [Goo03]. Les tentatives d'explications théoriques s'orientent vers la prise en compte de la façon de former expérimentalement l'^{5}H [Gri04a].

Notre étude à l'aide de la masse invariante réduite et de la fonction de corrélation nous a conduits à une estimation de la distance neutron-neutron autour de 5,2 ± 1,8 fm et 5,6 ± 1,9 fm respectivement, soit une distance inférieure à l'^{6}He, mais nous avons vu que le modèle MWS notamment retrouve ce résultat [Gri04a]. De la même façon que pour l'^{6}He, les résultats obtenus à partir de la fonction de corrélation et de la masse invariante réduite sont en très bon accord, sous réserve d'utiliser le fond combinatoire.

Enfin, plusieurs indices, aussi bien la forme de la distribution en énergie E_d de la résonance, que la forme de la distribution m_{nn}^2, semblent indiquer que l'état peuplé est un $1/2^+$ comme le suggère tous les modèles récents (tableau 7.2).

Il ressort clairement de cette étude qu'il est nécessaire d'étudier un même noyau non seulement avec différentes équipes et matériels afin de confirmer les observations, mais qu'il est nécessaire de l'étudier de différentes façons, en le formant de plusieurs manières, et à différentes énergies, car l'image que nous pouvons en retirer est susceptible de varier suivant l'angle d'approche non pas seulement en raison de problèmes d'interprétations, mais aussi plus fondamentalement parce que la physique sous-jacente n'est tout simplement plus forcément la même. La structure et les mécanismes de réactions ne sont pas deux choses indépendantes.

Chapitre 8

Interaction entre 4 neutrons : le tétraneutron

8.1 Introduction

La physique nucléaire, comme toutes les sciences, vise la compréhension de sa matière, dans les deux sens du terme en l'occurence. Cette compréhension se nourrit de découvertes qui ont chacune leur importance, mais il est probable que plus une découverte dérange notre compréhension, plus elle a des chances de se révéler fructueuse en avancées. Le lieu privilégié de ce genre de surprise est l'extrême, la limite, ce qui est susceptible de ne pas rentrer dans le schéma établi car se situant très à la marge. En cela, la recherche des noyaux neutres et des systèmes résonants composés de plusieurs neutrons constitue une mine potentielle d'avancées, puisque leur découverte romprait avec le paradigme instituant le mélange de neutron(s) et de proton(s) dans tout les noyaux composés de plus d'un nucléon.

Se placer ainsi à la marge n'implique pas de mettre en question notre vision des choses, sauf si la variable qui est placée au-delà du connu est essentielle pour la compréhension de celui-ci. Dans notre cas, il s'agit non plus d'augmenter quantitativement le déséquilibre entre proton(s) et neutron(s), mais de modifier qualitativement les choses en ne conservant que des neutrons. L'influence éventuelle sur notre vision de la forme et de l'intensité de l'interaction nucléaire entre les neutrons provoquée par un tel changement se répercuterait évidemment sur l'interaction nucléaire dans tous les noyaux.

Dans cette introduction, nous allons tenter de voir rapidement quelle place est laissée à un tétraneutron par les modèles actuels, et à quelle condition de liaison ces modèles seraient remis en cause. Nous rappellerons ensuite les résultats expérimentaux précédents, pour finir par l'expérience [Mar02a] qui a suscité un regain d'intérêt pour cette question des noyaux neutres. Nous pourrons aborder alors le travail effectué sur le sujet dans le cadre de cette thèse, au cours duquel nous avons exploré une nouvelle voie de réaction, à savoir $^{12}\mathrm{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + 4\mathrm{n}$, en nous appuyant sur le travail préalablement exposé au chapitre 3 concernant la détectection de deux fragments chargés dans le télescope et le calibrage du dépôt d'énergie des neutrons dans DEMON.

8.1.1 La quête expérimentale

Ce petit aperçu historique pourra être complété par la lecture de [Mar02] sur lequel il s'appuie. Le dineutron ne semble pas être lié comme le montrent les expériences décrites dans [Ogl89] et [Tie92], et possède un état virtuel à 66 keV, mais durant les 40 dernières années, aucune expérience n'a en revanche permis de donner une limite pour l'énergie de liaison des systèmes ^{A}n avec A > 2. Seules les limites des sections efficaces de production ont pu être estimées pour les réactions en deux étapes ou directes.

Parmi les études en deux étapes, citons celles consistant à envoyer un neutron sur de l'uranium ([Sch63] et [Cie65]), ou des protons ou des ions légers sur une cible lourde ([Boe80], [Det97]). Le ^{A}n éventuellement formé serait alors détecté par séparation radiochimique des produits de décroissance provenant des réactions (^{A}n, xn) dans une cible secondaire. La pureté de la cible et l'analyse du bruit de fond constituent deux difficultés importantes. Le seul signal d'abord interprété positivement [Boe80] a ensuite été attribué à des tritons très énergétiques [Det97].

Parmi les réactions directes, l'échange de charge double de pion, ^{A}He(π^-, π^+)An, fait partie des voies explorées. En détectant le π^+, des énergies discrètes dans son spectre signeraient des états liés ou résonants dans le système An. Cependant, dans [Ung84], [Goi89] et [Gra99], aucun résultat n'a été reporté. Les sections efficaces mises en jeu sont de l'ordre de quelques dizaines de nb. Cela est dû au fait qu'un pion doit changer la charge de deux protons [Gra99]. La même chose a été réalisée sur du plomb 208 [Chu79], mais aucune décroissance alpha du ^{212}Pb n'a été observée. Enfin, l'échange de charge d'un pion dans la réaction ^{3}H(π^-, γ)3n n'a pas eu plus de succès, le spectre en énergie du photon ne présentant pas de pic.

Les réactions de transfert ont été appliquées aux transferts d'ions lourds, réactions du type a(b,c)An, dans [Ohl68], [Cer74], [Bel88] et [Boh95], sans résultat non plus. Outre les problèmes de faibles sections efficaces et ceux de soustraction de l'espace de phase, il faut noter que ces réactions demandent de produire à la fois le système ^{4}n et la particule qui doit être éjectée.

Dans tous les cas, les sections efficaces sont très faibles, et il y a un problème de bruit de fond dans la région attendue pour le tétraneutron. L'utilisation de cibles et de projectiles stables ou quasiment stables des expériences citées précédemment amène naturellement à se poser la question suivante : les faisceaux exotiques offrent-ils de nouvelles possibilités dans cette problématique ?

8.1.2 Ce que la théorie n'exclut pas

Considérons dans un premier temps l'aspect phénoménologique, autrement dit ce que nous connaissons dans la région qui nous intéresse. Les premiers arguments qui viennent à l'esprit vont à l'encontre d'un tétraneutron lié : le dineutron n'est pas lié et les neutrons sont des fermions, ils sont donc sousmis au principe de Pauli, qui agit comme une interaction répulsive.

Quelques éléments laissent cependant subsister une ouverture. Les atomes d'^{3}He sont également des fermions qui ne peuvent pas former de dimères, mais à partir d'environ 30,

ils peuvent constituer une goutte liquide ([Bar97] et [Gua00]). En physique nucléaire, de tels calculs sont rendus plus délicats par la complexité de l'interaction, mais des études sont en cours.

Plus proche de notre sujet, nous constatons que l'énergie de liaison diminue quand le nombre de neutrons augmente, sauf pour l'H et l'He. L'^{5}H est plus proche de la liaison que l'^{4}H et l'^{6}H (voir le chapitre précédent), et l'^{6}He et l'^{8}He sont liés, ce qui n'est pas le cas des ^{5,7,9}He, qui se situent dans cet ordre de plus en plus proche de la liaison (voir la figure 1.6 page 48). L'^{4}H et l'^{5}H ne sont pas liés, mais ils possèdent une énergie de liaison positive de 6 MeV, seulement l'^{3}H possède une énergie de liaison de 7,7 MeV, rendant ces deux noyaux instables vis-à-vis de l'émission de particules. Si nous nous tournons vers les sous-systèmes du tétraneutron, nous constatons que le dineutron n'est pas lié. Pour le ^{3}n, cette absence d'état lié n'est qu'une hypothèse, mais qui est rendue vraisemblable par le manque de place pour minimiser les effets du principe de Pauli et l'absence de l'effet de pairing (si les neutrons étaient des bosons, le système de trois neutrons serait lié de 1 MeV environ [Car01]). Si aucun sous-système n'est lié pour le tétraneutron, une énergie de liaison positive, aussi faible soit-elle, lierait le tétraneutron.

Si nous considérons les isotones N = 4, soit le ^{8}Be, le ^{7}Li, l'^{6}He et l'^{5}H, nous voyons que le ^{8}Be est une résonance très étroite très près du seuil (E_d = 0,09 MeV), le ^{7}Li et l'^{6}He sont liés, et l'^{5}H est une résonance située autour de 1,8 MeV mais qui possède un nombre impair de protons. Le tétraneutron devrait bénéficier d'une augmentation de son énergie de liaison par l'effet du pairing neutronique sans la présence d'un proton.

Au niveau théorique, un calcul de goutte liquide neutre voit sa prédiction pour un tétraneutron rendue très délicate du fait du terme d'asymétrie difficile à extrapoler [Mar02]. Le passage d'un domaine où N = Z à un domaine où Z = 0 est de toute évidence problématique. Les calculs récents suivent de toutes autres approches et obtiennent tous un tétraneutron non lié ([Bev80], [Kez86], [Gob89], [Tim03] et [Pie03]). L'un des derniers en date utilise la méthode Monte Carlo avec les fonctions de Green et les meilleures interactions NN et NNN connues. Il obtient une possible résonance très large autour de 2 MeV [Pie03].

La recherche d'une résonance dans le continuum du ^{4}n basée sur l'étude de la diffusion $4 \rightarrow 4$ a été menée par [Jib80], [Jib81], [Bad85], [Gut89] et [Sof97]. En général, ces calculs ont besoin de lier le dineutron pour lier le tétraneutron (sauf [Sof97]). Le mécanisme de réaction n'a été pris en compte que dans [Jib80] et [Jib81], montrant l'importance des interactions dans l'état final, et donc, que tout ce qui précède peut être considéré comme préliminaire [Gri04]. La possibilité d'une molécule dineutron-dineutron a également été explorée dans [Ber02]. Il apparaît que cette configuration ne peut pas lier le tétraneutron.

Dans la référence [Gri04], la méthode des harmoniques hypersphériques est utilisée (voir l'annexe A), prenant en compte la voie de formation du tétraneutron. Il apparaît que la réaction de double échange de charge par des pions ^{4}He(π^-, π^+)^{4}n n'a pas vu, et n'aurait pas dû voir de tétraneutron car, si signal il y a, son maximum est autour de 30-40 MeV !

Il n'est pas inutile de voir sur quoi ces modèles peuvent s'appuyer. Le potentiel V_{NN} est ajusté sur la diffusion np et pp, car il n'y a pas de données expérimentales neutron-neutron.

La diffusion nucléon-nucléon développée en puissance de l'énergie k est paramétrisée par le décalage de phase δ qui à basse énergie k peut s'écrire :

$$k \cot \delta = -\frac{1}{a_{NN}} + \frac{1}{2} r_{NN} k^2 + O(k^4) \tag{8.1}$$

où r_{NN} est le rayon effectif et a_{NN} la longueur de diffusion qui domine à basse énergie. Cela peut encore s'écrire :

$$k \cot \delta = -\frac{1}{a(k)} \tag{8.2}$$

de façon à pouvoir définir à basse énergie la section efficace par :

$$\sigma_{NN}(k) = 4\pi a(k)^2 \tag{8.3}$$

Expérimentalement, a_{NN} peut être déterminée par des réactions mettant en jeu deux neutrons dans l'état final qui ne sont pas perturbés par d'autres particules ([Pre75], [Sco87] et [How98]), comme :

$$\pi^- d \longrightarrow (nn) + \gamma$$

une autre possibilité étant :

$$\mu^- d \longrightarrow (nn) + \nu_\mu$$

mais cette dernière n'a pas encore été mesurée. Enfin, les valeurs extraites de :

$$nd \longrightarrow (nn) + p$$

dépendent du modèle utilisé pour ce faire [Mah01].

La valeur actuellement retenue est a_{nn} = -18,5 ± 0,4 fm [Mah01]. Cela représente le paramètre de diffusion à énergie nulle pour l'interaction $^1S_0$ nn, soit $a^S(0)$, or les modèles comme celui utilisant la méthode de Monte-Carlo quantique (QMC) ont besoin de $a^L(k)$. Il est donc nécessaire de faire évoluer l'interaction nn en s'inspirant de l'évolution de np et pp en fonction de l'énergie et du moment angulaire, effectuant ainsi l'hypothèse d'une invariance de charge de l'interaction nucléaire, que nous savons fausse du fait de la différence de masse entre proton et neutron, ou entre les différents pions. La conclusion que nous pouvons tirer de ceci est que le potentiel V_{nn} n'est pas déterminé de façon définitive et exacte, des efforts pour tenir compte de cette dépendance en charge sont en cours. Le nombre de paramètres utilisés pour V_{NN} qui sert comme nous venons de le voir pour déterminer V_{nn} est souvent colossal, jusqu'à plus de 40 ! Cela ne signifie pas que ce potentiel soit loin de la réalité même dans le domaine qui nous intéresse, car il est déjà fortement contraint par des milliers de données de diffusion élastique.

Reste alors la possibilité d'introduire les forces à trois voire quatre corps. Les observables de diffusion sont pratiquement insensibles aux forces à trois corps [Car01], laissant une marge de manœuvre plus grande que pour V_{nn}. Les calculs ab initio QMC prédisent que les multineutrons n'existent pas, mais sans force à trois corps, ces modèles donnent des résultats éloignés de plus de 10 MeV des données pour les noyaux connus. Cette force n'est pas l'émanation d'une théorie, ses paramètres étant ajustés pour reproduire ce qui

est connu. Le pouvoir prédictif n'est donc pas des plus évidents. Il faut noter qu'il existe certains calculs qui se passent de ces forces à trois corps pour rendre compte des observables à trois nucléons [Car01]. Les forces à trois corps apparaissent donc incontournables pour de nombreux calculs pour expliquer d'autres noyaux que le tétraneutron, comme l'^{4}He dont l'énergie de liaison prédite par ces potentiels (AV14, AV18, NijmII, Reid93, BonnCD, MT I-III [Car01]) est inférieure de 4-5 MeV par rapport aux données expérimentales sans les forces à plus de deux corps. La nature et l'intensité de ces forces sont loin d'être aussi bien définies que celles à deux corps.

Qu'en est-il des forces à quatre corps ? La remarque est valable pour V_{nnn} mais devient encore plus évidente pour V_{nnnn} : l'introduction de ces potentiels revient pratiquement à une multiplication des paramètres, augmentant le risque de tout reproduire sans rien comprendre. Cependant, en l'absence de toute preuve contraire, il ne serait pas logique d'écarter ces forces a priori, d'autant qu'aucun potentiel V_{NN} ne donne le premier état excité de l'^{4}He au bon endroit, y compris avec les forces à trois corps incluses. Cependant ces potentiels ne sont pas des solutions miracles, et ne peuvent pas être incorporées brutalement sans tenir compte de leur répercussion. Le tétraneutron lié demande une force à quatre corps qui lierait l'^{4}He par 100 MeV au lieu de 28 [Tim03], mais le potentiel utilisé était purement central. Soulignons que le passage de 3 à 4 nucléons est un saut dans la complexité important, et que même les forces à trois corps jouent un rôle différent suivant qu'elles agissent sur un système à trois ou quatre neutrons [Car01].

La dépendance en isospin de l'interaction est à nouveau un élément qu'il faut avoir à l'esprit. En effet, un potentiel à trois corps agissant seulement sur les triplets $T = 3/2$ aurait le même effet qu'un potentiel sans dépendance sur un tétraneutron dont l'isospin est 2, mais n'aurait aucun effet sur l'^{3}H ou l'^{4}He puisqu'ils ne contiennent que des triplets $T = 1/2$. Un potentiel à quatre corps agissant seulement sur $T = 2$ n'aurait pas non plus d'effet sur l'^{5}He ou le ^{6}Li [Pie03].

Ce que nous pouvons retenir, c'est que si tous les modèles convergent pour l'instant pour dire que le tétraneutron n'est pas lié, les résultats ne sont pas hors de doutes, il suffit de regarder l'effervescence sur le sujet pour s'en convaincre, et ces modèles n'excluent pas, ou plutôt n'excluent plus tous une résonance, même à très basse énergie.

La preuve expérimentale de l'existence d'un tétraneutron constituerait une contrainte importante pour les modèles théoriques, et pourrait permettre une meilleure compréhension de l'interaction nucléon-nucléon, des propriétés des noyaux à grand isospin ainsi que des objets aussi exotiques que les étoiles à neutrons. Si le tétraneutron se révélait être une résonance, il est clair que de la position et de la largeur de celle-ci dépendrait l'impact sur notre vision de l'interaction nucléaire.

8.1.3 Première indication expérimentale

Notre dispositif expérimental et la méthode que nous avons utilisée pour rechercher le tétraneutron sont directement inspirés de l'expérience qui a relancé l'intérêt pour cette question [Mar02a]. Avant d'exposer la nouvelle voie explorée, nous allons donc rappeler en quoi cette méthode consistait, ainsi que ses résultats.

Si nous émettons l'hypothèse que le tétraneutron préexiste sous forme d'amas dans les noyaux très riches en neutrons, et donc qu'une part non nulle de la fonction d'onde de certains de ces noyaux correspond à une configuration multineutron, il devrait être possible de voir ces multineutrons en cassant ces noyaux. Cela dit sous réserve de sections efficaces qui ne soient pas trop faibles. La détection du fragment chargé $^{A-xn}$X en coïncidence avec les neutrons devrait nous libérer du problème de bruit de fond. Mais comment distinguer xn et ^{x}n ?

La méthode proposée par Marqués et al. [Mar02a] est similaire à celle utilisée par Chadwick il y a 70 ans pour la découverte du neutron. Elle consiste à déduire la masse de la particule neutre à partir de l'énergie de recul du (des) proton(s) touché(s) [Cha32]. Dans DEMON, qui est un scintillateur liquide, la détection est réalisée essentiellement par diffusion n-p [**?**], au cours de laquelle le proton peut reculer avec une énergie au maximum égale à l'énergie du neutron incident. La plupart du temps, le neutron ne transfert pas toute son énergie, et sort du détecteur, ou interagit à nouveau dans le même module [Mar00a].

L'énergie du proton E_p est comparée à celle du neutron obtenue par mesure de temps de vol E_n. Dans le cas d'un détecteur idéal, $E_p/E_n \leq 1$, mais en raison des résolutions des détecteurs (énergie et temps pour DEMON, et temps pour la PPAC donnant le signal de départ pour le temps de vol), ce rapport peut atteindre 1,45 dans le cas d'un seul neutron incident comme nous le verrons. Dans le cas d'un multineutron, ce rapport devrait aller au-delà de ces 1,45, jusqu'à 2,6 pour un ^{3}n et 3 pour un ^{4}n [Mar02a].

Si le tétraneutron est une résonance ayant un temps de vie suffisamment long pour atteindre le détecteur, ou bien s'il est très peu lié, le scénario s'en trouve changé, mais pas forcément le dénouement. Si le tétraneutron peu lié ne peut pas laisser une grande énergie de recul au proton [She04], en revanche il est clair qu'il se cassera en 4 neutrons, soit sur un proton, soit sur un carbone dont la section efficace est également importante (voir le tableau 2.5 du chapitre 2). La probabilité pour qu'au moins deux de ces quatre neutrons interagissent dans le module est loin d'être négligeable, pouvant créer le signal recherché. Si nous considérons que l'efficacité moyenne de détection d'un neutron dans le domaine d'énergie qui nous intéresse se situe autour de 40 %, cette probabilité s'élève à plus de 50 %.

Dans le cas d'un tétraneutron qui serait une résonance ayant un temps de vie insuffisant pour ne pas décroître avant d'arriver dans DEMON, des simulations [Mar04] montrent que pour certains paramètres ($E_r \sim 1$ MeV), la probabilité pour que deux neutrons au moins arrivent dans le même détecteur est suffisamment forte pour pouvoir conduire à une détection identifiable. Il apparaît donc que cette méthode ne pourra pas différencier résonance à basse énergie et tétraneutron lié .

L'idée présentée au paragraphe précédent a été appliquée par Marqués et al. [Mar02a] sur des données existantes sur la cassure du ^{14}Be [Lab99a]. Le seuil 4 n pour ce noyau est l'un des plus bas puisque $S_{4n} = 5$ MeV, indiquant particulièrement ce noyau, qui peut être vu dans cette optique comme un cœur de ^{10}Be + 4n, pour cette recherche. Les mêmes arguments présentent l'^{8}He comme un candidat potentiel $S_{4n} = 3{,}1$ MeV. Ce noyau a fait l'objet d'une expérience en cours d'analyse dans la collaboration [Bou05].

La figure 1.11 présentée dans l'introduction générale fait apparaître 6 événements présentant un rapport $E_p/E_n \geq 1{,}4$, compris en l'occurence entre 1,4 et 2,2. Ils tombent tous dans la région correspondant au ^{10}Be alors que celle-ci correspond à 47 % des événements seulement. Aucun événement n'apparaît dans les autres voies. Une attention particulière a été donnée aux taux de coïncidences fortuites provenant de deux neutrons n'ayant pas interagi dans la voie ^{4}n, mais la possibilité d'une résonance ^{4}n à basse énergie n'a pas été prise en compte. La probabilité $P_{2n}(^{10}\text{Be})$ est de l'ordre de $9\ 10^{-4}$, conduisant à 0,5 événement imputable à l'empilement. Notons également que la simulation inclut aussi les événements pour lesquels un neutron a interagi sans déposer assez d'énergie pour être détecté, puis a été détecté dans un autre module, créant ainsi un temps de vol anormalement grand par rapport à son énergie, et donc un signal E_p / E_n >1,45.

8.2 Nouvelle recherche

Il est clair que 6 ± 2,4 événements vus dans une seule expérience ne constituent pas une preuve irréfutable de l'existence du tétraneutron, qu'il soit lié ou que ce soit une résonance, même s'il s'agit d'un effet à "2 σ" puisque le bruit a été évalué à environ 0,5 événement. A partir de nos données, c'est-à-dire des faisceaux d'^{6}He, ^{11}Be et ^{12}Be, la voie $^{12}\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + 4\text{n}$ semblait être la plus prometteuse. La signature du ^{8}Be est claire et bien connue, mais ce noyau n'étant pas lié, c'est une triple coïncidence $\alpha + \alpha +$ (x)n qu'il est nécessaire de détecter, d'où l'importance de pouvoir identifier 2 particules de même charge dans le télescope (chapitre 3). L'efficacité pour la détection de deux particules chargées dans CHARISSA est de l'ordre de 50 %, conservant le taux de comptage de ce genre d'événements triples à des niveaux suffisamment hauts pour entamer une étude. Pour les deux cibles de carbone (111 et 183 mg/cm^2) nous arrivons à un total de 10400 événements.

Tout cela constitue bien une voie différente de celle utilisée dans l'expérience [Mar00a], mais dans cette dernière, un point important de l'analyse consistait en une comparaison entre les différentes voies et la voie $^{14}\text{Be} \rightarrow {}^{10}\text{Be} + 4\text{n}$, afin d'évaluer le problème des coïncidences fortuites. Reste que cette évaluation est affectée par le nombre différent de neutrons "libres" dans les différentes voies. Nous allons voir dans le paragraphe suivant que notre étude permet une comparaison encore plus directe.

8.2.1 Résultats

La seule coupure effectuée sur les données $\alpha + \alpha +$ (x)n est un seuil bas en énergie pour les neutrons, fixé à 10 MeV comme le montre la figure 8.1, afin de s'affranchir du bruit de fond provenant des neutrons de la cible excitée (voir le chapitre 3).

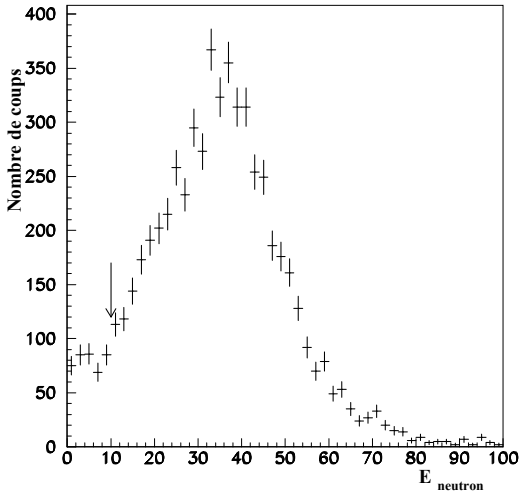

FIG. 8.1 – Spectre en énergie des neutrons en coïncidence avec les deux α.

La figure 8.2 présente deux spectres en énergie de décroissance du système $\alpha+\alpha$, avec un neutron en coïncidence. En haut, la seule coupure concerne l'énergie minimale E_n fixée à 10 MeV. En bas, la même condition s'applique, avec en plus E_p/E_n >1.45. Cette valeur de 1,45 sera justifiée par la suite. Les courbes sont des ajustements correspondants aux états du ^{8}Be et du ^{9}Be, plus un fond combinatoire obtenu de façon analogue à celle expliquée dans le chapitre 4 pour les systèmes binaires cœur + neutron. Pour justifier la présence de ce fond, rappelons que les deux α détectés n'ont pas forcément formé une résonance, et que des α peuvent venir de la cible. Les proportions des différentes composantes de l'ajustement ont été laissées libres. Le pic de plus basse énergie correspond au fondamental du ^{8}Be détecté sous la forme $\alpha+\alpha$, le second pic correspond à une décroissance en vol du ^{9}Be dans son état $5/2^-$ en ^{8}Be + n, avec le ^{8}Be dans la queue de distribution de l'état 2^+ [Ash04]. Le ^{9}Be a donc pu être détecté sous la forme $\alpha+\alpha$. Enfin, le dernier pic est l'état excité 2^+ du ^{8}Be (voir le tableau 8.1).

Systèmes	J^π	E (MeV)	Γ (MeV)	Références.
^{8}Be ($\alpha+\alpha$)	0^+	0,09	6,8 10^{-6}	[Tie02]
^{9}Be($\alpha+\alpha+n$)	$5/2^-$	0,764	0,77	[Tie98]
^{8}Be ($\alpha+\alpha$)	2^+	3,15	1,33	[Tie02]

TAB. 8.1 – Etats du ^{8}Be et du ^{9}Be.

L'existence du pic dû à la décroissance du ^{9}Be dans le spectre $E_d(\alpha+\alpha)$ est particulièrement intéressante pour notre étude. En effet, nous avons sur le même spectre des événements avec le même nombre de neutrons pouvant arriver dans DEMON, à savoir 4, mais qui n'ont pas suivi les mêmes voies de décroissance. Dans le cas de la formation d'un ^{8}Be, un tétraneutron a pu être formé, ou libéré, si nous considérons qu'il existait

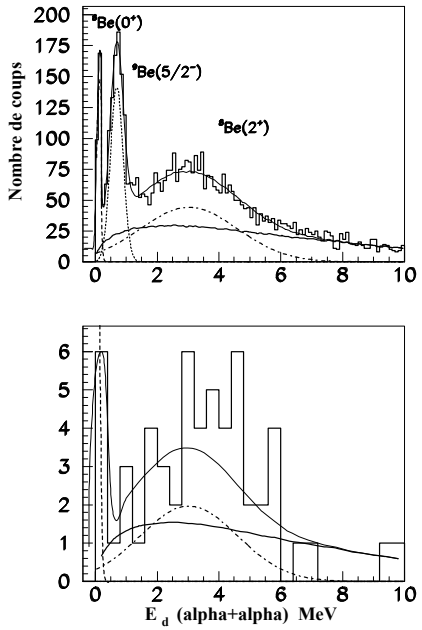

FIG. 8.2 – Spectres en énergie de décroissance pour le système $\alpha+\alpha$ avec la cible de C_{111} à partir des événements triples ($\alpha + \alpha +$ n) Les courbes sont des ajustements correspondants aux états du ^{8}Be et du ^{9}Be. Leur proportion a été laissée libre. Haut : $E_{neutron}$ minimale 10 MeV. Bas : même condition, avec E_p/E_n >1.4.

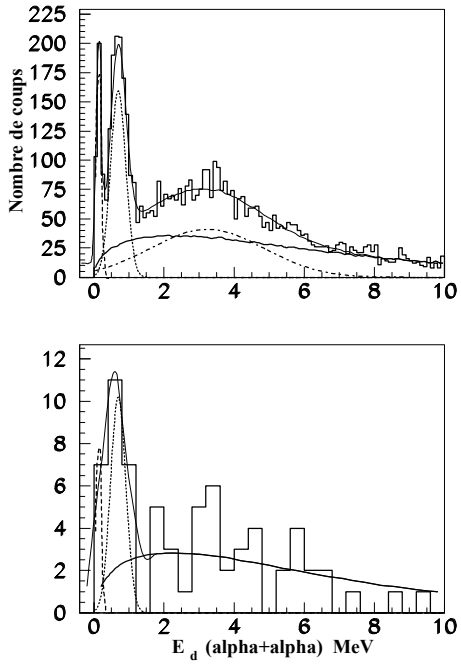

FIG. 8.3 – Même figure que précédemment pour la cible de C_{183}.

préalablement dans le ^{12}Be sous la forme d'un cluster formant une partie de la fonction d'onde totale. En revanche, si un ^{9}Be a été formé, il est clair qu'un tétraneutron n'a pas pu se former, tout au plus un "trineutron", mais nous avons vu que l'existence de ce système était plus improbable encore que celle du tétraneutron.

La figure du bas de 8.2 a été réalisée dans des conditions telles que dans l'expérience [Mar02a] seuls les 6 événements interprétés comme des tétraneutrons seraient apparus (E_p/E_n >1.45), avec une cible de 111 mg/cm^2. Le second pic, celui provenant du ^{9}Be, a totalement disparu, suggérant à première vue que les autres événements sont bien des tétraneutrons. Cependant la faible statistique (60 événements) ne permet pas d'être affirmatif quant à la disparition de ce pic.

Nous avons par la suite effectué la même analyse avec une cible de carbone d'épaisseur 183 mg/cm^2. Nous n'avons pas regoupé dans un premier temps les deux jeux de données des deux cibles de carbone en raison d'un doute sur la qualité de l'une d'entre elle. En effet, la cible de 111 mg/cm^2 n'a pas été obtenue par pyrolyse comme celle de 183 mg/cm^2, mais se présentait sous forme de carbone graphite qui n'est pas aussi homogène et présente des couches. L'épaisseur "constructeur" était donnée pour 200 mg/cm^2, et c'est seulement par analyse de perte d'énergie de faisceaux que l'épaisseur réelle de 111 mg/cm^2 a été déterminée. Ce doute sur l'une des cibles, en raison de la faiblesse du signal que nous recherchions, nous a conduits à préférer une analyse en partie séparée pour lever toute interrogation. La figure 8.3 fait apparaître que, cette fois, le pic ne disparaît absolument pas. Le pic qui disparaît est celui de l'état excité du ^{8}Be, mais étant donné que la forme du fond combinatoire se rapproche de celle de cet état, la faible statistique et en l'absence de toute contrainte sur les proportions dans l'ajustement, il est probable que cet état soit présent malgré tout.

8.2.2 Vérification des données

Nous avons effectué de multiples vérifications sur plusieurs dizaines de variables afin de vérifier que ces résultats ne provenaient pas d'un disfonctionnement des détecteurs ou de l'électronique. Nous avons également vérifié que nos deux critères de sélection : $E_n > 10$ MeV et $E_p/E_n > 1,45$ n'étaient pas à l'origine des signaux observés.

La figure 8.4 représente, en haut, le spectre E_d (^{8}Be) en fonction de E_p/E_n. Les lignes horizontales délimitent les pics en énergie du ^{8}Be et du ^{9}Be. La ligne verticale indique la limite $E_p/E_n > 1{,}45$. La figure du bas représente le spectre E_p/E_n en fonction de E_n. La flèche indique le seuil en énergie neutrons utilisée pour regarder la variable E_p/E_n. Le choix de 10 MeV réalisé précédemment était visiblement nécessaire pour éliminer le bruit situé à basse énergie.

Sur les figures du haut de 8.4 n'apparaît pas clairement la raison du choix de $E_p/E_n > 1{,}45$. En revanche sur la figure 8.5 qui représente E_p/E_n pour les voies ^{8}Be (continu) et ^{9}Be (pointillés) pour la cible de 111 mg/cm^2, apparaît la raison pour laquelle nous avons choisi 1,45 comme limite pour rechercher les tétraneutrons : il s'agit de la fin "normale" de la chute du plateau liée à la résolution des détecteurs. Cette figure permet de visualiser l'excès de coups dans la voie ^{8}Be par rapport à la voie ^{9}Be.

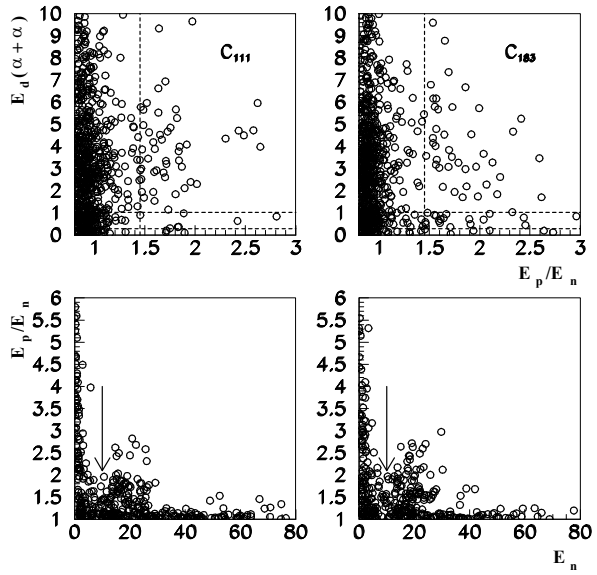

FIG. 8.4 – Spectre $E_d(^8Be)$ en fonction de E_p/E_n en haut. Les lignes horizontales délimitent les pics en énergie. La ligne verticale indique la limite $E_p/E_n = 1{,}45$. En bas : spectre E_p/E_n en fonction de E_n. La flèche indique le seuil en énergie neutrons utilisée pour regarder la variable E_p/E_n.

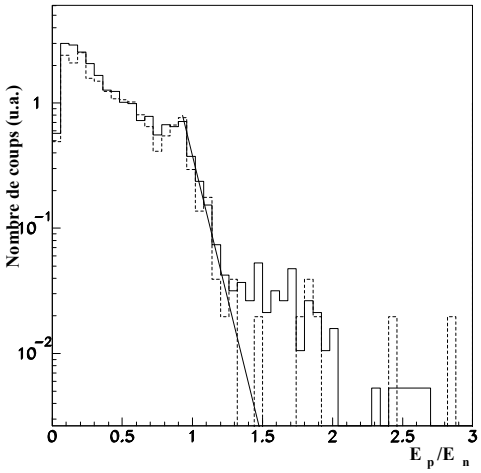

FIG. 8.5 – E_p/E_n pour les voies ^8Be (continu) et ^9Be (pointillés) (cible de 111 mg/cm^2). Le nombre de coups à était normalisé à 1 au début de la descente du plateau.

8.2.3 Interprétation

Devant les difficultés dues aux faibles statistiques, nous avons réalisé des simulations avec 60 événements, en effectuant des tirages aléatoires à partir des proportions des états relevées dans les spectres sans coupure sur la variable E_p/E_n (figure 8.2 du haut). Dans un premier temps, nous avons placé les trois pics, pour voir si le second, celui attribué au ^{9}Be, pouvait disparaître par simple effet statistique. Dans un second temps, nous n'avons placé que les deux pics attribués au ^{8}Be, afin de voir si un pic simulant celui du ^{9}Be pouvait apparaître par effet statistique.

Le tableau 8.2 indique les résultats de ces simulations. Le critère pour considérer qu'un pic a disparu ou est apparu est quelque peu arbitraire, c'est pourquoi nous en avons utilisé deux. Le premier consiste à considérer, par exemple, qu'à partir d'une proportion de 26,5 % du pic ^{9}Be dans la simulation de départ, si après tirages de 60 événements, cette proportion chutait à moins de 11,5 %, c'est-à-dire $8{,}6 + \sqrt{8,6}$, le pic avait disparu. En effet, étant donné le recouvrement des pics, même en l'absence du pic du ^{9}Be, 8,6 % des événements tombent dans la région de ce pic. Le second critère était moins strict, fixant la proportion limite à 14,5 % (soit $8{,}6 + 2\sqrt{8,6}$).

Pour le critère le plus strict, seule la disparition du pic semble possible, à hauteur de 3,3 %. Ce qui signifie qu'avec ce critère, le spectre obtenu avec la cible de C_{111}, pour lequel le signal en faveur de la présence de tétraneutrons était présent (absence du pic du ^{9}Be), s'expliquerait plus aisément par une fluctuation statistique. Autrement dit, l'hypothèse d'une absence de tétraneutrons est plus probable que l'inverse pour expliquer les spectres des deux cibles.

En revanche pour le second critère, les proportions s'équilibrent à 5 %. Les deux hypothèses, présence ou absence de tétraneutrons, sont équiprobables pour expliquer les deux spectres. La conclusion est que l'un de nos deux spectres expérimentaux se place dans un cas rare, que nous fassions l'hypothèse de l'absence ou de la présence d'un pic, car l'hypothèse retenue s'applique aux deux cas.

Au vu des résultats concernant les deux critères, il est difficile de trancher en faveur de l'une ou l'autre des hypothèses, même si les simulations montrent que la présence d'un pic dans les deux spectres expérimentaux est moins improbable. La présence d'événements provenant du ^{8}Be et du fond combinatoire dans la région du pic du ^{9}Be ne facilite pas l'interprétation.

<table>
<tr><td rowspan="2">Proportions initiales
%</td><td colspan="4">Proportions après 60 tirages de 60 événements</td></tr>
<tr><td colspan="2">pic disparu %</td><td colspan="2">pic apparu %</td></tr>
<tr><td>pic présent : 26,5</td><td colspan="2"><table><tr><td>critère</td><td><11,5</td><td><14,5</td></tr><tr><td>taux</td><td>3,3</td><td>5</td></tr></table></td><td colspan="2">-</td></tr>
<tr><td>pic absent : 8,6</td><td colspan="2">-</td><td colspan="2"><table><tr><td>critère</td><td>>21,4</td><td>>16,2</td></tr><tr><td>taux</td><td>0</td><td>5</td></tr></table></td></tr>
</table>

TAB. 8.2 – Simulations de faibles statistiques.

Les figures 8.6 représentent les spectres en énergie de décroissance du système $\alpha + \alpha +$

n. A gauche se situent les spectres avec la cible de 111 mg et à droite ceux avec la cible de 183 mg. En haut, l'histrogramme en continu représente l'ensemble des coups, tandis que les pointillés représentent le pic du ^{9}Be sélectionné dans les spectres $E_d(\alpha+\alpha)$ des figures 8.2 et 8.3 en utilisant la condition 0,25 MeV $< E_d(\alpha+\alpha) <$ 1,1 MeV. Il apparaît que le pic à basse énergie provient essentiellement de l'état $5/2^-$ du ^{9}Be. La traîne à haute énergie de cet état provient de notre coupure dans le spectre $E_d(\alpha+\alpha)$, qui inclut des événements provenant du ^{8}Be et du fond combinatoire.

Les deux spectres du bas ont été obtenus avec la coupure E_p/E_n >1.45. Le pic du ^{9}Be disparaît. Ce fait ne constitue pas la preuve que nous sommes en présence de tétraneutrons. L'état excité du ^{9}Be ne se situe que 0,764 MeV au dessus du seuil ^{8}Be + n. Autrement dit, le neutron associé aux deux alphas dans le cas du ^{9}Be aura une vitesse proche de celle du faisceau, soit autour de 41 MeV, or la saturation en énergie déposée par les neutrons E_p dans les modules DEMON autour de 30 MeV (voir le paragraphe 3.4.3.2) implique que si l'énergie neutron E_n est supérieure à 30 MeV, celui-ci ne pourra pas créer un signal suffisant pour statisfaire à la coupure E_p/E_n >1.45. Ce phénomène n'est pas à l'œuvre dans le spectre $E_d(\alpha+\alpha)$ car, dans ce cas, les neutrons n'ont pas besoin d'être corrélés avec les deux alphas. En effet, l'un des trois autres neutrons peut créer un signal E_p/E_n >1.45.

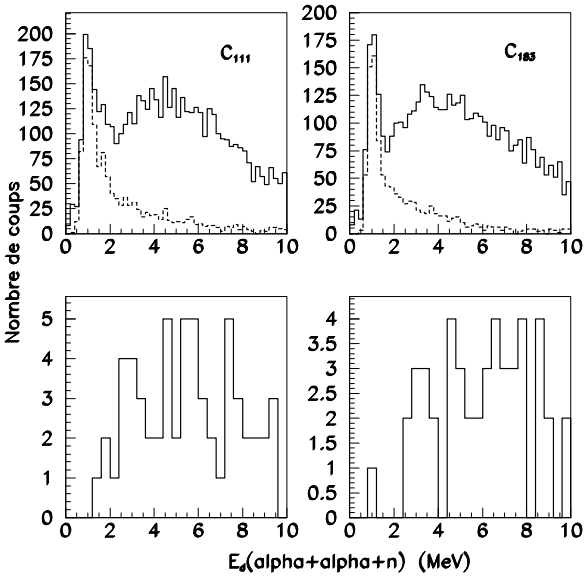

FIG. 8.6 – Spectres en énergie de décroissance du système $\alpha+\alpha+$ n. En haut : spectre total (continu) et spectre avec une coupure sélectionnant les ^{9}Be dans le spectre $E_d(\alpha+\alpha)$. En bas : même spectre mais avec la condition E_p/E_n>1,45.

La figure 8.7 en haut à gauche présente la distribution en énergie de décroissance du système ($\alpha+\alpha+{}^4$n) en considérant tous les neutrons comme des tétraneutrons. En haut à droite est représentée la distribution en énergie cinétique des neutrons. En bas apparaissent

les mêmes distributions mais en sélectionnant uniquement les événements avec E_p / E_n > 1,45. Il apparaît que les événements avec E_p / E_n > 1,45 se situent aux extrémités de ces deux distributions. Nous avons tenté d'utiliser les différences cinématiques qui apparaissent ici pour tenter de faire la distinction entre une hypothèse 1 seul neutron et une hypothèse tétraneutron.

Lors de la décroissance, l'angle entre le ^{4}n et le ^{8}Be devrait être plus focalisé vers 180° que dans le cas d'une décroissance avec plusieurs neutrons "libres" (décroissance séquentielle ou espace de phase par exemple). Nous avons reconstruit l'angle dans le centre de masse dans les deux cas, mais pour cela nous avons dû utiliser comme vitesse du centre de masse la vitesse des deux particules alpha. La perte d'énergie dans la cible des particules chargées que nous ne pouvons reconstruire qu'approximativement en considérant que la cassure a eu lieu au milieu de la cible n'a pas permis de conclure. Nous avons également tenté d'accéder directement à la masse de la particule en minimisant le moment dans le centre de masse, mais là encore, le problème de la détermination de la vitesse du centre de masse n'a pas permis de conclure.

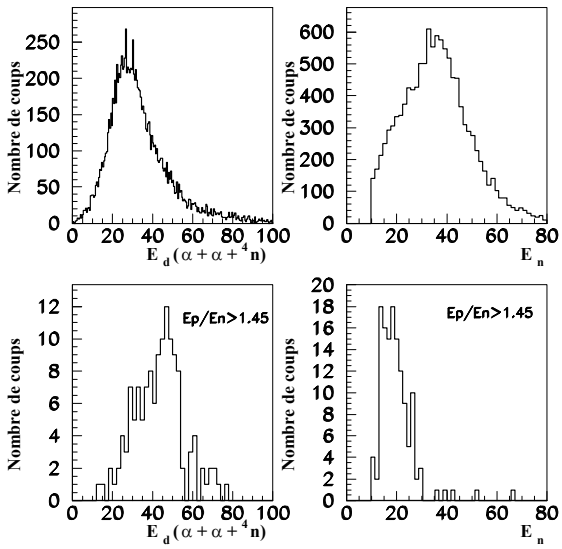

FIG. 8.7 – En haut à gauche, énergie de décroissance du système ($\alpha + \alpha +$ ^{4}n) en considérant tous les neutrons comme des tétraneutrons. En haut à droite, énergie cinétique des neutrons. En bas, mêmes distributions mais en sélectionnant uniquement les événements E_p / E_n > 1,45. Les événements issus des deux cibles ont été regroupés.

8.2.4 Comparaison aux autres voies

Après la comparaison relative interne au spectre $E_d(\alpha + \alpha)$ entre les voies ^{8}Be et ^{9}Be, nous allons à présent nous intéresser aux autres voies, pour voir comment le nombre d'événements avec E_p/E_n > 1,45 varie afin de faire ressortir d'éventuels effets systématiques.

La figure 8.8 présente les spectres E_p/E_n pour différentes voies, renormalisés à 1 au niveau du début de la chute du plateau, et inscrits dans une échelle logarythmique allant de 5 10^{-3} à 10.

La première ligne présente les voies ^{8}Be et ^{9}Be pour les cibles de 111 et 183 mg/cm^2. La seconde ligne présente les résultats pour le faisceau de ^{11}Be sur cible de carbone et plomb. Les deux lignes suivantes s'intéressent à la famille des lithiums : ^{7,8,9,10}Li pour les deux cibles. L'avant dernière ligne se concentre sur l'^{7}He dans différentes conditions et sur la réaction ^{12}Be $\rightarrow$ ^{6}He + ^{4}He +2 n. Enfin la dernière ligne présente des résultats pour le faisceau d'^{6}He. Apparaît dans les deux premiers graphiques de la première ligne l'effet qui nous a laissé penser à la possibilité de l'existence d'un tétraneutron, et dans les deux suivants l'absence de cet effet qui nous a poussé à mener une étude sur les effets statistiques.

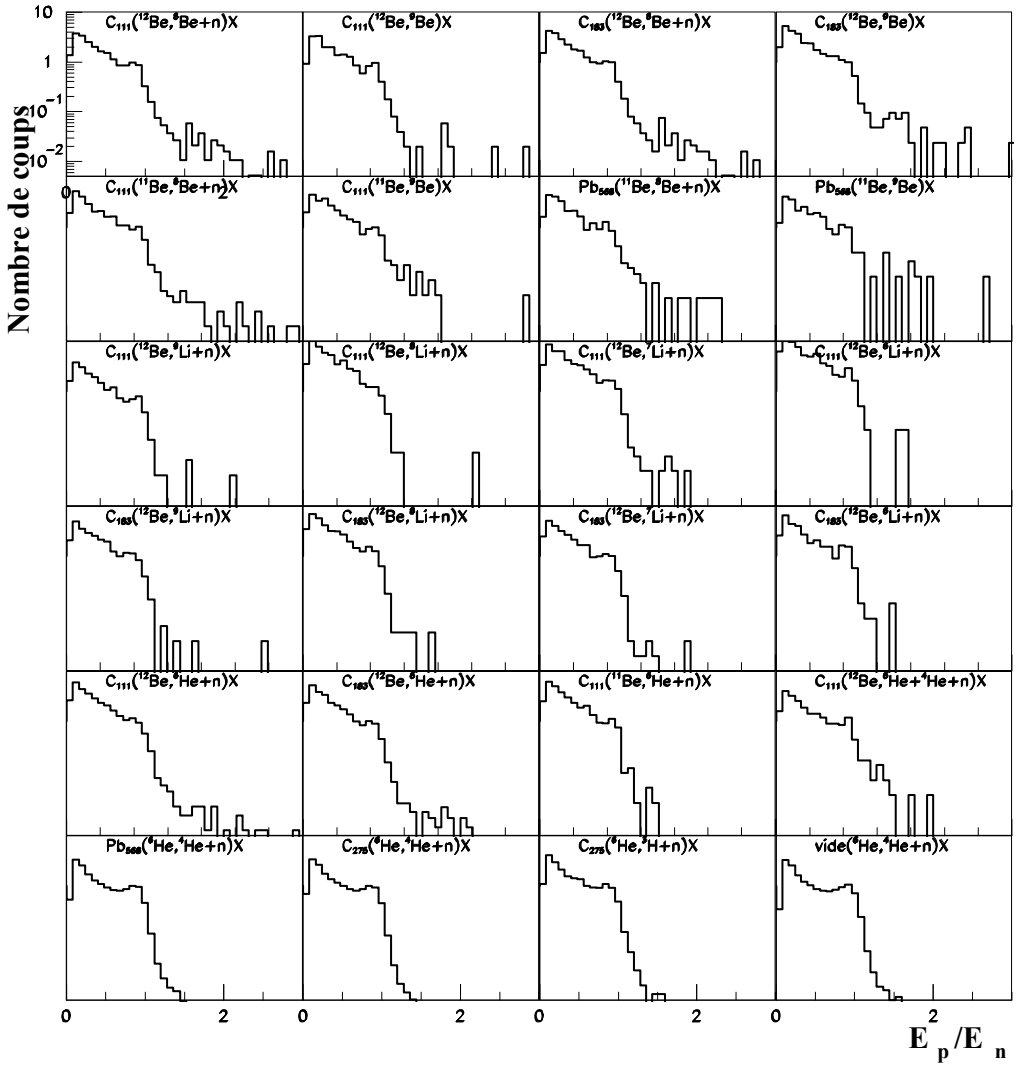

FIG. 8.8 – E_{proton}/ $E_{neutron}$ pour différentes voies de réactions.

La figure 8.9 de gauche représente les proportions d'événements avec $E_p/E_n > 1{,}45$ en fonction du nombre de neutrons susceptibles d'arriver dans DEMON. Nous avons constaté, dans le cas des He, des Li , ou des Be, que l'épaisseur et même la nature de la cible, carbone ou plomb, ne modifiait pas ou peu la proportion d'événements avec $E_p/E_n > 1{,}45$.

Puisque nous regardons à présent la somme des événements avec $E_p/E_n > 1{,}4$ et non la distribution de ces événements dans le spectre $E_d(\alpha+\alpha)$ et étant donné que la cible n'influe pas sur cette variable dans les autres voies, nous avons regroupé les données concernant les mêmes réactions, à savoir les réactions avec les cibles C_{111} et C_{183}, afin de diminuer les erreurs statistiques. La famille des Li nous permet de constater une augmentation de type exponentiel avec le nombre de neutrons arrivant dans DEMON. Les He et les Be pour 3 et 4 neutrons semblent se positionner au dessus du repère des Li. Cependant, avant d'attribuer cet effet à la présence d'interaction particulière à trois ou quatres neutrons dans les voies considérées, nous avons vérifié si cela ne pouvait pas s'expliquer par un effet cinématique.

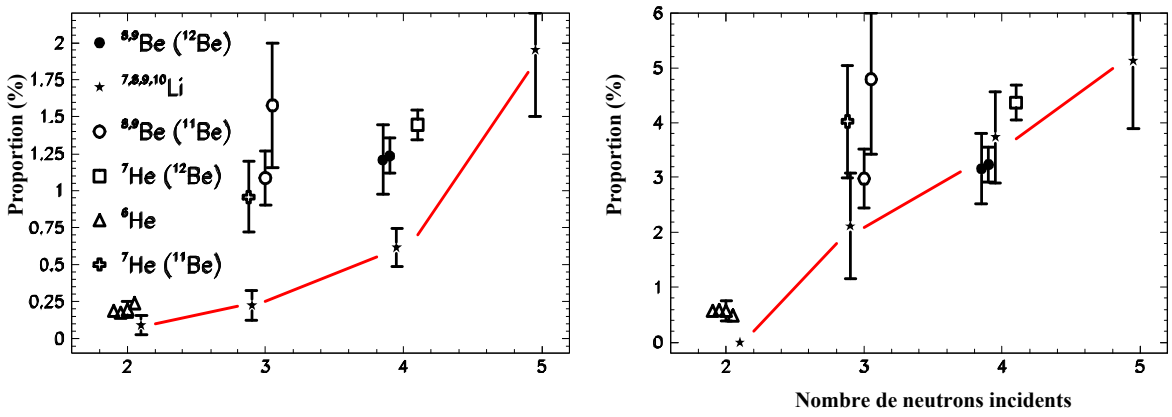

FIG. 8.9 – Proportion d'événements avec E_p / E_n >1,45 en fonction du nombre de neutrons susceptibles d'arriver dans DEMON. A gauche $10 < E_n < 60$ MeV. A droite $10 < E_n < 30$ MeV. Les points ne sont décalés autour d'un nombre entier de neutrons que pour des raisons de lisibilité.

La figure de gauche avait été réalisée avec une fenêtre en énergie neutron 10-60 MeV, or la figure 8.10 représentant les énergies neutrons dans le même ordre pour les réactions que la figure 8.8 fait apparaître que pour les Li (lignes 3 et 4), la proportion d'événements au-delà de 30 MeV est plus importante que pour les Be (lignes 1 et 2). En raison de la saturation en énergie déposée dans les modules DEMON, ces événements au dessus de 30 MeV (mesurés par temps de vol) ne pourront pas créer d'événements satisfaisants à $E_p/E_n > 1{,}45$. Cela implique un biais dans la proportion de ces événements. Nous avons donc réalisé une seconde figure avec un maximum pour l'énergie neutron de 30 MeV pour les faisceaux de Be, et 22 MeV pour le faisceau d'^{6}He (car l'énergie faisceau n'était que de 30 MeV dans ce cas). Les résultats sont présentés sur la figure 8.9 de droite. Il apparaît que

le taux augmente logiquement pour tous les noyaux, mais aussi que l'anomalie observée précédemment disparaît.

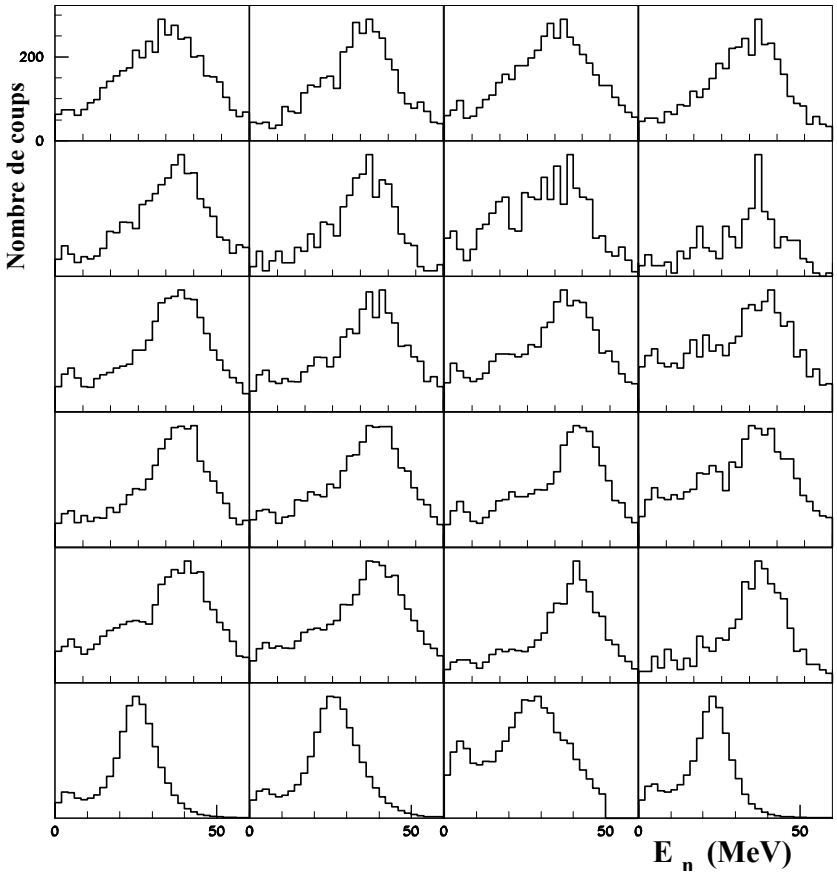

FIG. 8.10 – Distributions en énergie des neutrons pour les différentes voies de réactions. (L'ordre est identique à celui de la figure 8.8).

8.3 Conclusion

Nous avons vu au cours de ce chapitre pourquoi le tétraneutron suscitait un regain d'intérêt, et dans quelles mesures les modèles actuels pouvaient inclure un tétraneutron. Il est apparu qu'un tétraneutron lié était très peu probable, mais qu'en revanche, l'existence d'une résonance à basse énergie n'était pas exclue.

La technique utilisée pour détecter un éventuel tétraneutron était la même que pour l'expérience où 6 événements ont été attribués à ce système à 4 neutrons [Mar02a]. Des simulations ont montré que cette technique, s'appuyant sur le dépôt d'énergie dans un module DEMON supérieur à l'énergie calculée par temps de vol pour identifer le tétraneutron, permettait de détecter le tétraneutron dans l'hypothèse d'un état lié, mais aussi dans le cas d'un état résonant à basse énergie.

Une nouvelle voie a été explorée, ^{12}Be + C $\rightarrow \alpha+\alpha+$ 4n, dont l'intérêt résidait dans la présence d'un pic provenant d'une décroissance via le ^{9}Be dans le spectre $E_d(\alpha+\alpha)$. Ce pic aurait dû disparaître en imposant la condition $E_p/E_n > 1,45$, permettant de sélectionner les événements attribués à des tétraneutrons. De fait, nous avons constaté cette disparition pour l'une de nos expériences. Pour l'autre, réalisée également avec une cible de carbone légèrement plus épaisse mais fabriquée différemment, ce pic ne disparaît pas. Nous nous sommes assurés par de multiples vérifications sur les variables disponibles que ces signaux ne trouvaient pas leur origine dans un problème de détection ou d'électronique.

Devant ces résultats et nos doutes quant à la qualité d'une des cibles, nous avons mené une étude parallèle des deux expériences. Une étude sur les variations statistiques a montré que quelque soi l'hypothèse, existence ou non d'un tétraneutron, l'une des deux expériences contradictoires présentait un spectre très peu probable. Une étude cinématique, visant à utiliser les différences entre une décroissance à 2 corps ^{8}Be -^{4}n et une décoissance à 3, 4 ou 5 corps ^{8}Be + 4n n'a pas permis de conclure en raison de l'incertitude sur la reconstruction du centre de masse.

Enfin, outre cette signature dans le spectre $E_d(\alpha+\alpha)$ qui, selon notre analyse, pourrait être due à un simple effet statistique, nous avons tenté de voir si les événements de type E_p / $E_n > 1,45$ n'étaient pas attribuables à autre chose que des tétraneutrons, c'est-à-dire des coïncidences fortuites de deux neutrons ou plus dans un module. Pour cela nous avons comparé la proportion d'événements $E_p/E_n > 1,45$ pour différentes voies en fonction du nombre de neutrons susceptibles d'arriver dans DEMON. Aucune différence significative n'existe entre ces différentes réactions, montrant par là même que le signal dans la voie ^{12}Be + C $\rightarrow \alpha + \alpha +$ 4n ne peut être attribué à des tétraneutrons, qu'ils soient liés ou qu'ils forment une résonance à basse énergie, en tout cas pas pour sa grande majorité.

Chapitre 9

Conclusions et perspectives

Dans cette thèse, les corrélations dans les noyaux légers riches en neutrons ont été étudiées à partir des réactions de dissociations ^{6}He $\rightarrow \alpha$ + n + n et ^{12}Be $\rightarrow \alpha + \alpha$ + 4n, et des réactions de pertes d'un ou plusieurs nucléons à partir de faisceaux d'^{6}He, de ^{11}Be et de ^{12}Be sur cible de carbone et de plomb. Les fragments chargés ont été détectés par le télescope CHARISSA et les neutrons par le multidétecteur DEMON. La configuration spatiale de DEMON a été optimisée pour maximiser l'efficacité de détection tout en minimisant le problème de la diaphonie (§ 2.6.4).

9.1 États de l'^{7,9}He et du ^{10}Li

L'étude des noyaux ^{9}He et ^{10}Li s'inscrit dans le cadre de la compréhension de l'évolution des niveaux d'énergie $1p_{1/2}$ ($1/2^{-}$) et $2s_{1/2}$ ($1/2^{+}$) pour les isotones N = 7. Il existe une inversion entre ceux-ci par rapport au modèle en couches "naïf". Cette inversion existe pour le ^{11}Be ([Aum00] et [Win01]), et a été confirmée pour le ^{10}Li [Sag93], sans que les caractéritiques de l'état fondamental ne soient encore parfaitement connues. Pour l'^{9}He, seule une expérience a, jusqu'à présent, détecté la présence d'un état à très basse énergie, qui a été interprété comme un état $1/2^{+}$, prolongeant ainsi l'inversion de couche.

La reconstruction du spectre en énergie de décroissance du système ^{6}He + n nous a permis de valider nos procédures de calibrage et d'analyse des données ainsi que le code de simulation SILLAGE, en nous basant notamment sur l'état fondamental résonant de l'^{7}He. Les spectres en énergie des ^{6}Li, ^{7}Li et ^{8}Li ont également pu être observés et simulés.

Nous avons pu confirmer la présence d'un état de l'^{7}He autour de 1 MeV, avec une largeur de l'ordre de 0,75 MeV, obtenu à partir de plusieurs réactions (§ 4.3). Il est apparu que le χ^2/N était de 2,4 en incluant cet état excité, et de 6,1 sans cet état. Ce résultat est en accord avec l'observation d'un état $1/2^{-}$ [Mei02a] possédant ces caractéristiques. Une possibilité pour confirmer cet état pourrait passer par la réaction C(^{8}Li, ^{6}He + n)X, avec un système de détection analogue au nôtre.

Pour le ^{10}Li, un état s virtuel avec a_s = - 16 $^{+4,5}_{-3,5}$ fm a permis de reproduire les données obtenues à partir de la réaction C(^{11}Be, ^{9}Li + n). Cette valeur est compatible avec les résultats précédents où - 40 < a_s < -10 fm [Che00] (§ 4.4).

Pour l'^{9}He, nos résultats confirment qu'un état à basse énergie vu par [Che01] est présent, mais nous n'avons pas pu, faute de statistique et d'une résolution suffisante, déterminer la nature et les caractéristiques de cet état (§ 4.5). Notre étude a souffert du manque d'événements disponibles, mais elle s'appuyait sur des faisceaux qui n'étaient pas optimisés pour ce noyau, et le temps de faisceau pour le ^{11}Be sur cible de carbone n'était que de 14 heures. Ce travail montre qu'une expérience analogue à la nôtre mais spécifiquement dédiée à l'^{9}He fournira des résultats permettant de cerner la structure de l'état fondamental de ce noyau.

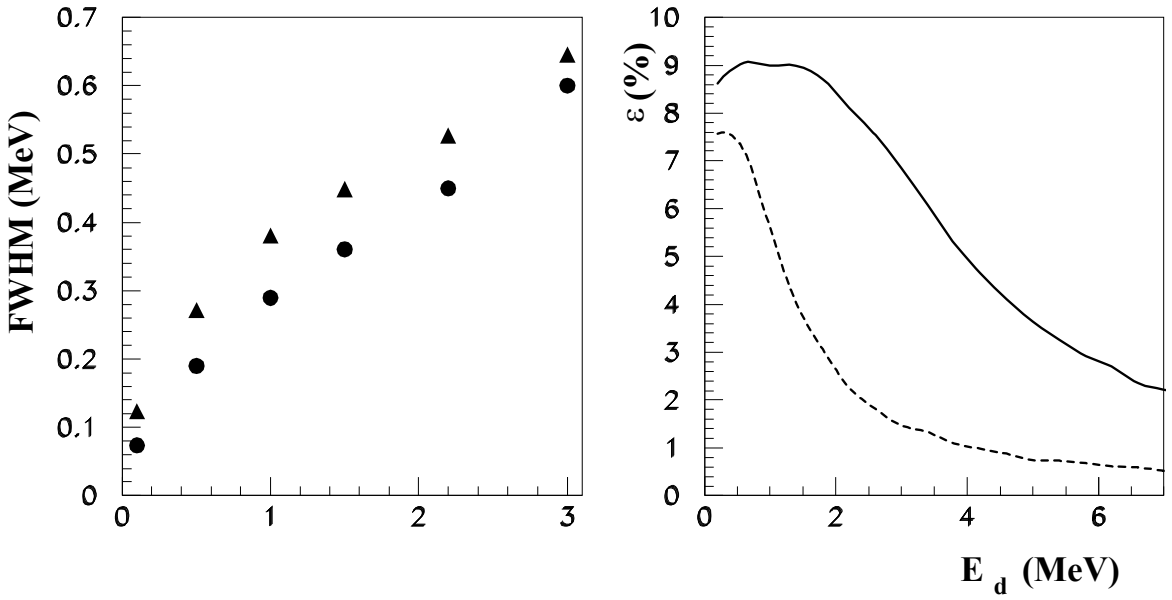

FIG. 9.1 – Efficacités et résolutions en énergie de décroissance pour le système ^{8}He + n. A gauche, les triangles représentent les simulations avec le dispositif utilisé au cours de cette thèse, et les cercles un dispositif avec 1 seul mur compact de détecteurs situés à 7 m de la cible. A droite, l'efficacité pour le dispositif de la thèse est en continu, et le nouveau en tirets.

Avec le ^{12}Be, les résultats suggèrent la présence de plusieurs états, mais la résolution insuffisante ne permet pas de les distinguer suffisament. La solution passera donc également par l'amélioration de la résolution. A partir de notre dispositif, cela est possible en optant pour une configuration de DEMON différente. Au lieu de scinder le dispositif en quatre murs de détecteurs pour minimiser la diaphonie, il serait possible pour l'^{9}He, pour lequel un seul neutron doit être détecté, de n'utiliser qu'un seul mur compact situé au moins à la distance du mur le plus éloigné de la cible.

La figure 9.1 présente l'efficacité et la résolution en énergie de décroissance pour le système ^{8}He + n pour le dispositif utilisé au cours de cette thèse, et pour un dispositif dans lequel un seul mur compact de détecteurs situés à 7 m de la cible a été utilisé. L'amélioration de la résolution autour de 0,5 MeV atteint 40 %, mais ce gain s'obtient

au détriment de l'efficacité à plus haute énergie, rendant cette configuration intéressante pour l'étude à partir du ^{11}Be, mais peut-être pas à partir du ^{12}Be pour lequel les différents états peuplés atteignent 2,5 MeV. La solution réside plus probablement dans l'utilisation d'un véritable mur de détection, sous réserve d'une résolution du même ordre.

L'étude des états résonants à basse énergie via la fragmentation d'un noyau de Z supérieur est une méthode qui est prometteuse, car elle permet de peupler les états recherchés pour peu que la structure neutronique du noyau de départ possède la configuration en question, et elle évite le problème lié à la séparation des noyaux d'intérêts et des noyaux provenant du faisceau sans avoir interagi, et ce sans avoir besoin d'utiliser un dîpole pour séparer le faisceau direct des produits de réactions.

Pour des intensités de production, des sections efficaces, et des efficacités de détections suffisants, il serait intéressant d'ajouter au dispositif des détecteurs gamma afin de voir l'excitation éventuelle du cœur dans le cas du système ^{9}Li* + n. Une meilleure statistique permettrait également de pouvoir approfondir l'étude du lien entre les énergies des résonances et les angles entre les directions du faisceau et le système cœur + n.

9.2 Continuum de l'^{6}He et distance neutron-neutron

L'étude du continuum de l'^{6}He est une voie d'accès au problème à trois corps, et plus spécifiquement aux états du continuum et à leurs configurations spatiales. Le but de cette étude était de déterminer la distance entre les deux neutrons de valence.

Un des problèmes les plus importants pour une telle étude réside dans l'identification des événements. Nous avons déterminé que la meilleure sélection des événements pour ne conserver que ceux ayant interagi dans la cible était une coupure en angle. En effet, au dessus d'un certain angle, formé par la direction du faisceau et celle de la particule α (§ 5.2), variant avec la cible et le type d'événements recherché (^{5}He ou ^{6}He), seuls les noyaux ayant interagi dans la cible étaient présents. L'intérêt de cette coupure est de conserver un maximum d'événements et de permettre d'étudier également les événements pour lesquels le paramètre d'impact est très faible.

L'étude du continuum de l'^{6}He a offert des résultats bruts très similaires à ceux obtenus avec une expérience analogue à la nôtre mais à plus haute énergie [Aum99] (§ 5.5). L'état peuplé lors de la réaction sur le carbone est essentiellement le 2^+, tandis qu'avec la cible de plomb, un ou des états à plus haute énergie sont majoritairement peuplés. Cette structure très large à plus haute énergie a été interprétée par [Aum99] comme étant le mode dipolaire doux 1^- prédit par [Dan98].

L'analyse de nos données s'est basée sur la mise au point d'un fond combinatoire permettant de simuler les événements non corrélés (§ 5.5.2.1). Ce mélange à trois particules a été obtenu après plusieurs itérations et passage par le filtre expérimental des événements virtuels, afin de supprimer les corrélations résiduelles. Sous l'hypothèse d'une maximisation de la proportion du fond, il est apparu que le continuum de l'^{6}He a été peuplé de la même façon avec les cibles de carbone et de plomb, avec l'état 2^+ et une structure à 1,5 MeV au dessus du seuil possédant un largeur de l'ordre de 0,5 MeV (5.5.2.2). Cette structure se situe dans une zone où l'état 1^- est prédit par [Fun94], [Cob97] et [Dan98].

Cependant, sa largeur n'est pas en accord avec ces calculs. Cependant, il est possible que cette divergence soit imputable à la proportion de fond que nous avons utilisée, qui était sans doute trop grande. L'expérience précédente [Aum99] n'avait pas vu cet état, mais n'avait pas utilisé une procédure itérative pour réaliser le fond combinatoire, or les corrélations résiduelles sont précisément présentes dans la région d'énergie de ce niveau. Dans le cas de la cible de plomb, un ou des états autour de 4 MeV ont également été peuplés, sans qu'il soit possible en raison du faible nombre d'événements et des nombreux états prédits dans cette région de pouvoir en extraire les caractéristiques (§ 5.5.2.2).

Nous nous sommes également intéressés au mode de décroissance de l'^{6}He* (§ 6.3). Nous avons montré que le spectre en énergie du système α + n reconstruit à partir des événements doubles correspondait parfaitement aux paramètres de la résonance ^{5}He, tandis que celui reconstruit à partir des événements triples présentait un décalage, plus marqué encore avec la cible de carbone qu'avec la cible de plomb (§ 5.5.1). Nous avons montré en étudiant les corrélations angulaires entre le système α + n et le neutron (§ 6.3.2) que dans le cas de la cible de carbone, le spectre était quasiment isotrope dans nos conditions d'études (énergie du faisceau, coupure en angle et triple coïncidence), signant ainsi l'absence de formation d'un état de l'^{5}He. Lorsque l'^{6}He est excité dans l'état 2^+, il apparaît donc que le système décroît quasi exclusivement selon la voie la plus énergétiquement favorable, à savoir une décroissance directe, sans formation d'un état intermédiaire ^{5}He. Cela a été confirmé par une étude utilisant une représentation de Dalitz à deux dimensions, ainsi qu'une nouvelle méthode utilisant une fonction de corrélation bidimentionnelle, mais ces deux méthodes ont présenté des difficultés d'interprétation liées aux conditions expérimentales et au fait que l'^{5}He possède une durée de vie de seulement 300 fm/c et ne constitue pas le seul mode de décroissance (§ 6.3.3). Enfin les simulations pour lesquelles nous avons utilisé une forte proportion de décroissance séquentielle se sont révélées dans l'incapacité de reproduire la variable $m^2_{\alpha n}$ qui est directement influencée par ce passage (§ 6.5).

L'étude de r^{rms}_{nn} par la méthode de la fonction de corrélation nous a conduits à une distance de 7,7 $\pm$ 0,8 fm et 9,4 $\pm$ 0,8 fm sur les cibles de carbone et de plomb, en bon accord avec les 10 fm prédits pour l'état 2^+ [Dan04] (§ 6.4). Une nouvelle méthode pour déterminer cette distance neutron-neutron, basée sur la masse invariante normalisée m^2_{nn}, et la fonction de corrélation $C_{nn}(q)$ pour les simulations, a abouti à $r^{rms}_{nn} = 7{,}6 \pm 1{,}4$ fm avec la cible en carbone, en très bon accord avec le résulat précédent (§ 6.5).

La distance supérieure obtenue dans le cas du plomb peut s'expliquer par une plus grande proportion d'événements ne provenant pas de l'état 2^+ en raison de la prépondérance de l'interaction électromagnétique par rapport à l'interaction nucléaire. Nous avons vu que la décroissance à partir de cet état était directe, donc avec $\tau \sim 0$ fm/c, et que d'autre part, selon les calculs de Danilin et al. [Dan04], la distance neutron-neutron dans l'état 2^+ est inférieure à celle dans l'état 1^- . Or cet état explique probablement une partie non négligeable du spectre obtenu avec la cible de plomb selon [Aum99]. L'utilisation d'une nouvelle variable indiquant le degré d'asymétrie de la masse invariante, $\Delta N/N$ (§6.5.4), nous a également permis de visualiser directement l'augmentation de l'interaction neutron-neutron dans la région d'énergie de l'état 2^+, confirmant ainsi notre interpréta-

tion. Pour la cible de plomb, la méthode de la masse invariante n'a pas permis de parvenir à un résultat en raison d'un problème lié à la forme des distributions et au plus grande nombre d'états.

La figure 9.2 présente les spectres en énergie de décroissance des systèmes ^{8}He + n + n et ^{9}Li + n + n obtenus à partir de nos données ^{12}Be + C. L'étude menée sur l'^{6}He permet d'envisager une étude similaire avec de tels systèmes. L'utilisation de la méthode de la masse invariante facilitera notamment une étude de r_{nn}^{rms} en fonction de l'énergie E_d car, contrairement à la méthode de la fonction de corrélation, elle ne souffre pas de problème de normalisation lors de coupure en énergie. La figure de droite 9.2 présente le degré d'asymétrie de la masse invariante $\Delta N/N$ en fonction de la masse des systèmes cœur + n + n. Ce genre de représentation pourrait donner une idée à partir des données brutes de l'interaction neutron-neutron : la distance neutron-neutron mesurée pour l'^{6}He est supérieure à celle mesurée pour l'^{5}H, et la figure montre directement que l'interaction neutron-neutron est plus forte dans le cas de l'^{5}H. Il serait intéressant de confirmer cette relation avec le ^{11}Li et le ^{14}Be, car cela permettrait d'avoir une idée de r_{nn}^{rms} dans des systèmes plus difficiles à étudier comme l'^{10}He. Pour obtenir une meilleure statistique pour l'^{10}He, et pour utiliser le genre de réaction étudiée ici, les réactions ^{11}Li$\rightarrow$ p + ^{10}He ou ^{14}Be$\rightarrow$ α + ^{10}He pourraient être de bons moyens d'atteindre ce noyau.

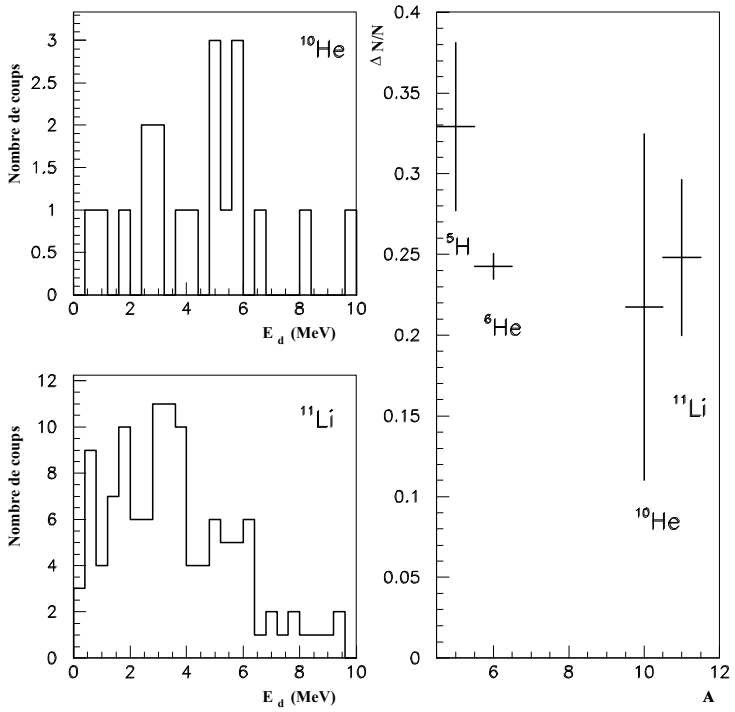

FIG. 9.2 – Spectres en énergie de décroissance des systèmes ^{8}He + n + n et ^{9}Li + n + n et asymétrie évaluée par $\Delta N/N$ en fonction de la masse des systèmes cœur + n + n.

Nous avons achevé cette étude par une courte investigation des éventuelles corrélations angulaires entre la direction du système (n + n) dans un état $\ell \neq 0$ et la direction de l'un des neutrons (§ 6.6). La présence de ces corrélations entrainerait la mise en évidence de cet éventuel état résonant, dont l'accès par la méthode classique d'étude du spectre en énergie du système (n + n) est particulièrement difficile. Nos résultats ne permettent pas de conclure sur cette complexe question, mais laissent penser qu'une étude complémentaire pourrait apporter des éléments intéressants.

9.3 État de l'^{5}H et distance neutron-neutron

A partir du faisceau d'^{6}He, nous avons pu étudier le système t + n + n pour rechercher les caractéristiques de la résonance de l'^{5}H, qui font actuellement l'objet d'une intense recherche expérimentale pour clarifier la situation créée par des résultats apparemment contradictoires. Nous avons obtenu des caractéristiques pour l'^{4}H, à savoir E_r = 1,9 MeV et Γ = 3,2 MeV (§ 7.3.1), en bon accord avec le résultat de [Mei03a], mais en désaccord avec de précédents résultats. Ces divergences sont probablement dues à la façon de former cette résonance.

De la même façon que pour l'^{5}He, le spectre en énergie du système t + n construit à partir des événements triples présente un décalage par rapport au spectre de l'^{4}H précédent obtenu avec des événements doubles. De plus, la largeur de la résonance ^{4}H implique un temps de vie de l'ordre de 30 fm/c, ce qui permettait de considérer que la décroissance de l'^{5}H est directe.

L'analyse du spectre en énergie de décroissance nous a conduits à déterminer les caractéristiques de la résonance de l'^{5}H, $E_r = 1{,}8\ ^{+\ 0{,}2}_{-\ 0{,}1}$ MeV et $\Gamma = 2{,}1\ ^{+\ 0{,}3}_{-\ 0{,}5}$ MeV (§ 7.3.3). Ce résulat est en accord avec d'autres résultats expérimentaux sur la position [You68], [Kor01], [Sid03] et [Goo03], mais en désaccord sur la position ou / et la largeur avec [Mei03a] ou [Goo03]. Une comparaison de nos résultats avec un calcul à trois corps [Shu00] semble indiquer que l'état peuplé est un $1/2^+$ comme le suggère tous les modèles récents [Gri04a] (§ 7.3.4).

Les différences concernant aussi bien la position que la largeur de la résonance sont en apparences importantes, mais seraient dues à la façon avec laquelle l'^{5}H a été formé. Les futures avancées théoriques devront s'accompagner de nouvelles expériences afin de consolider les résultats précédents qui, comme le nôtre, ont été obtenus avec un faible nombre d'événements. Du point de vue expérimental, une amélioration possible consisterait à utiliser une cible d'hydrogène liquide et une énergie faisceau supérieure à la nôtre pour simplifier l'interpétation.

Notre étude à l'aide de la masse invariante réduite et de la fonction de corrélation nous a conduits à des estimations de la distance neutron-neutron autour de 5,2 ± 1,8 fm et 5,6 ± 1,9 fm respectivement (§ 7.4), soit une distance inférieure à l'^{6}He*, mais nous avons vu que le modèle MWS notamment retrouve ce résultat [Gri04a]. De la même façon que pour l'^{6}He, les résultats obtenus à partir de la fonction de corrélation et de la masse invariante réduite sont en très bon accord, sous réserve d'utiliser le fond combinatoire également pour la seconde méthode.

L'^{5}H fait l'objet d'une attention soutenue depuis quelques années, et l'intérêt qu'il suscite ne semble pas devoir s'éteindre, puisque plusieurs propositions d'expériences ont été soumises, notamment au GANIL [Rou03] avec la réaction ^{8}He(p, α)^{5}H et au CRC [Cas03] avec la réaction ^{6}He(^{7}Li,^{8}Be)^{5}H.

La recherche des isotopes de l'hydrogène ne s'arrête pas à l'^{5}H, déjà l'^{7}H commence à faire l'objet d'études, guidées par le fait que $S_{2n}(^6\text{He}) < S_{2n}(^8\text{He})$, phénomène qui pourrait se répéter entre l'^{5}H et l'^{7}H. L'expérience ^{8}He(p, pp)^{7}H dans laquelle un proton est arraché à l'^{8}He, avec un faisceau à 61,3 MeV/nucléon [Kor03] a détecté quelques événements près du seuil t + 4 n, mais d'autres expériences seront nécessaires pour appréhender ce noyau. Ce genre d'études ne progressera qu'avec la nouvelle génération d'accélérateurs qui permettra d'atteindre des intensités plus élevées.

9.4 Le tétraneutron

L'objet de cette étude consistait à rechercher le tétraneutron via une voie de réaction différente de la première expérience ayant détecté 6 événéments compatibles avec cette structure [Mar02a].

Cette recherche nous a conduits à mettre au point une procédure pour reconstruire les moments de deux particules chargées dans le télescope (§ 3.3.3.2). Une nouvelle méthode de calibrage de l'énergie perdue par les neutrons dans les modules DEMON a également été mise au point et la procédure a été automatisée. Cette nouvelle méthode permet à la fois un gain de temps pendant l'expérience en évitant certaine procédure de calibrage de DEMON, et un gain en précision. Elle permet également d'étendre la gamme en énergie sur laquelle le calibrage est correct (§ 3.4.3).

La voie étudiée était $^{12}\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + 4$ n. Nous disposions de données obtenues sur deux cibles. L'intérêt de cette voie résidait dans la présence d'un pic issu d'une réaction ne permettant pas la formation d'un tétraneuton (^{9}Be se cassant en ^{8}Be + n) sur le même spectre en énergie que deux pics issus d'une réaction permettant cette formation (^{8}Be se cassant en $\alpha + \alpha$). Après l'application de la condition utilisée pour signer la possible présence de tétraneutrons dans l'expérience [Mar02a], un signal très net est apparu pour l'un des deux jeux de données dont nous disposions (§ 8.2.1). Une analyse statistique ne nous a pas permis de trancher en faveur de l'un de ces deux résultats contradictoires (§ 8.2.3).

Nous avons ensuite fait l'hypothèse que nous étions en présence de tétraneutrons pour les deux cibles, et nous avons comparé pour différentes voies de réactions les taux d'empilements fortuits susceptibles de créer artificiellement un signal identique à celui d'un tétraneutron. Il est apparu clairement que la totalité du signal pouvait s'expliquer par des coïncidences fortuites de plusieurs neutrons arrivant dans un même détecteur (§ 8.2.4).

La question de l'existence du tétraneutron, qu'il soit faiblement lié, ou qu'il soit une résonance à basse énergie, reste ouverte expérimentalement, mais également théoriquement. L'expérience initiale [Mar02a] a été refaite à deux reprises [Mar02b] sans succès pour des raisons techniques liées à l'accélérateur. D'autres voies sont actuellement en cours d'étude.

Parmi elles, citons le transfert de particules α à partir d'un faisceau d'^{8}He sur une cible

de deutérium conduisant à un état final ^{6}Li + 4 n ([Bea04] et [Rich05]). Les éventuels pics présents dans le spectre en énergie du ^{6}Li étant associés à des états du tétraneutron. Ce type d'expérience, si les résultats préliminaires indiquant l'existence d'une résonance vers 1 MeV sont confirmés, permettrait de trancher entre résonance et état lié.

La cassure de l'^{8}He donnant α + 4 n avec un faisceau SPIRAL de haute intensité (1,5 10^{4}pps) avec un dispositif expérimental proche de celui utilisé pour le présent travail est également en cours [Bou05]. L'un des problèmes ici est que les 4 neutrons de valence dans l'^{8}He sont dans des orbites p, alors que dans le tétraneutron, ils devraient être dans des orbites s et p. L'arrachement ("knock-out") d'un alpha est également envisagé à GSI, pour étudier des système très exotiques, comme ^{1}H(^{14}Be, pα)^{10}He, ^{1}H(^{11}Li, pα)^{7}H ou ^{1}H(^{8}He, pα)4n pour le tétraneutron [Yos98].

Plus proche de l'idée développée ici, il peut être envisagé de partir d'un faisceau de ^{15}B : à partir de la perte d'un proton, cela permettrait de réaliser une analyse de tous les Be en dehors des problèmes liés à la présence des événements n'ayant pas interagi dans la cible. Les systèmes étudiés iraient alors de 2 à 6 n.

Enfin, pour éviter les problèmes de saturation en énergie dans DEMON et de faible nombre d'événements dû à la nécessité de détecter des neutrons dans notre méthode, la voie ^{12}Be $\rightarrow \alpha + \alpha$ + 4n pourrait être reprise, mais sur une cible de proton, et en détectant seulement les deux α et le proton de recul. Cela nécessite toujours une triple coïncidence, mais les trois particules à détecter sont chargées, ce qui augmente considérablement l'efficacité des dispositifs qui peuvent être utilisés. Il faut que la cible soit mince afin que les protons puissent sortir et que la résolution reste bonne.

L'étoile à neutron constitue une piste plus... lointaine, mais pas totalement dénuée de sens, à défaut de faisabilité [Mar02]. Seule la couche superficielle de l'étoile, contenant du fer, des noyaux très riches en neutrons, et des neutrons "libres" pourrait permettre la présence de multineutrons, mais nous sommes dans l'incapacité actuelle de détecter d'éventuelles signatures de cette présence. A l'heure où la physique nucléaire est souvent "justifiée" par son "intérêt pour l'astrophysique", il était tentant de renverser la situation, ou tout au moins le point de vue, même de façon hypothétique et lointaine, en justifiant ainsi l'astrophysique... par son intérêt pour la physique nucléaire !

La compréhension de la physique nucléaire avance chaque jour, sans que nous voyions l'horizon se rapprocher. Nous pouvons nous désespérer de ce fait et parler de piétinement, ou nous réjouir que le terrain de jeu ne soit pas trop petit. Comprendre est un plaisir qui ne se conjugue qu'au présent.

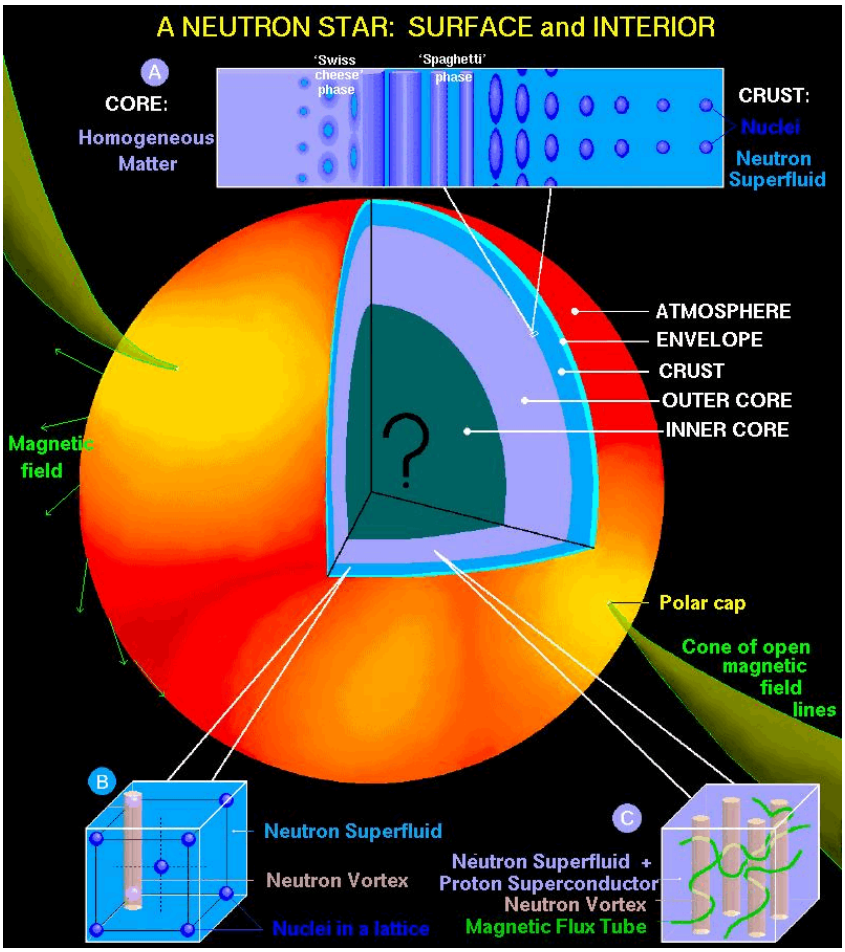

FIG. 9.3 – Schéma d'une étoile à neutron (www.lsw.uni.heidelberg.de).

Annexe A

Coordonnées de Jacobi et harmoniques hypersphériques

L'objectif de cette annexe n'est pas de donner une présentation approfondie de la méthode des harmoniques hypersphériques, qui demanderait beaucoup plus que quelques pages, et pour laquelle on pourra se reporter aux références [Zhu93] pour une approche via l'^{6}He, [Mei03] pour une étude de l'^{5}H, [Laz03] pour une application au tétraneutron et [Kri98] pour une revue sur le sujet. Cependant un minimum de vocabulaire propre aux coordonnées de Jacobi, et une ébauche d'explication de la méthode des harmoniques hypersphériques semblaient incontournables, car beaucoup de travaux théoriques récents emploient ces éléments pour les systèmes à peu de corps étudiés dans ce travail.

A.1 Coordonnées de Jacobi

Dans un système du type cœur + n + n, la fonction d'onde peut être considérée comme le produit de deux termes, le premier décrivant la fonction d'onde du cœur inerte, et la seconde la fonction d'onde de la partie "active" du système $\Psi(1,2)$, dépendante de la position relative et des spins des deux nucléons de valence.

$\Psi(1,2)$ est solution de l'équation de Schrödinger à trois corps :

$$(\hat{T} + \hat{V} - E)\Psi(1,2) = 0 \tag{A.1}$$

où $V = V_{c1} + V_{c2} + V_{12}$, les V_{ab} étant des potentiels d'interactions binaires. L'énergie est celle mesurée pour le seuil à trois corps.

Les coordonnées générales ne sont pas adaptées à la résolution du problème à quelques corps, car elles ne séparent pas les degrés de libertés reliés au centre de masse de ceux reliés aux distances relatives. Les symétries internes du système ne peuvent pas être prises en compte. On introduit alors les coordonnées de Jacobi qui sont invariantes par translation. L'idée est de partitionner le système en sous-systèmes et de repérer la position relative de ces systèmes. Pour un système à trois particules qui émergent naturellement, comme l'^{6}He avec l'alpha et les deux neutrons, il est utile d'introduire les coordonnées du centre de masse du système à trois corps, et deux autres coordonnées invariantes par translation qui

ne dépendent pas du déplacement du centre de masse. Plusieurs possibilités existent pour introduire ces deux coordonnées, celle qui est généralement utilisée dans les problèmes à trois corps en physique nucléaire est celle présentée sur la figure A.1.

Deux rayons de Jacobi $\mathbf{x}$ et $\mathbf{y}$ peuvent être introduits avec $\mathbf{x}$ le vecteur reliant les particules 1 et 2, et $\mathbf{y}$ le vecteur reliant la particule 3 et le centre de masse des particules 1 et 2 :

$$\begin{aligned} \mathbf{x} &= \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \\ \mathbf{y} &= \frac{m_1\mathbf{r}_1 + m_2\mathbf{r}_2}{m_1 + m_2} - \mathbf{r}_3 \end{aligned} \tag{A.2}$$

Sur la figure A.1 est représentée graphiquement une partition possible pour trois particules (en haut), nommée diagramme de type T, qui est bien adaptée à des noyaux borroméens comme l'^{6}He. Sont également représentées sur cette figure deux partitions possibles pour un système à quatre particules, comme pour le tétraneutron par exemple, avec les diagrammes de type K et H.

On introduit aussi généralement l'hyperrayon ρ, qui est une mesure de la taille totale du système. L'hyperrayon est un invariant par translation collective, rotation et permutation :

$$\rho^2 = (\mathbf{x}^2 + \mathbf{y}^2) = \sum_{i=1}^{3} A_i \mathbf{r}_i^2 = \frac{1}{A}\sum_{i,j} A_i A_j \mathbf{r}_{ij}^2 \tag{A.3}$$

avec A_i la masse de la particule i, $\mathbf{r}_i$ son vecteur position et $\mathbf{r}_{ij}$ la différence des vecteurs positions des particules i et j. Enfin, on introduit l'hyperangle α :

$$\alpha = \arctan\frac{\mathbf{x}}{\mathbf{y}} \tag{A.4}$$

Dans l'espace des moments, les moments conjugués $\mathbf{p}_x$ et $\mathbf{p}_y$ des coordonnées de Jacobi $\mathbf{x}$ et $\mathbf{y}$ et les énergies associées E_x et E_y permettent de définir l'hypermoment K et l'hyperangle α_K :

$$K^2 = \mathbf{p}_x^2 + \mathbf{p}_y^2 \tag{A.5}$$

$$\alpha_K = \arctan\sqrt{\frac{E_x}{E_y}} = \arctan(\frac{\|\mathbf{p}_x\|}{\|\mathbf{p}_y\|}) \tag{A.6}$$

On peut également introduire ℓ_x, le moment angulaire de la paire (12), ℓ_y, le moment angulaire de la troisième particule relativement au centre de masse de la paire (12), et enfin ℓ_z, qui n'est utilisé que pour les systèmes à quatre corps : il décrit le moment angulaire de la $4^{ème}$ particule par rapport au centre de masse de (123) pour $K^4_{12,3}$, et le moment relatif entre (12) et (34) pour $H_{12,34}$.

Un système de trois particules peut donc être décrit par 6 variables cinématiques (ρ, Ω_5), qui sont en fait les coordonnées hypersphériques, $(\alpha_K, \Omega_x, \Omega_y)$ où Ω_x et Ω_y sont les directions de $\mathbf{p_x}$ et $\mathbf{p_y}$, et ρ l'hyperrayon dont l'introduction permet d'utiliser la méthode des harmoniques hypersphériques.

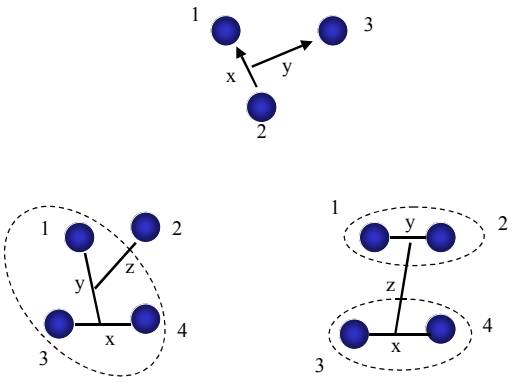

FIG. A.1 – Configurations possibles pour les systèmes à trois et quatre corps pour une description à partir des coordonnées de Jacobi. x et y sont les rayons de Jacobi. Les coordonnées du centre de masse ne sont pas représentées.

A.2 Expansion sur les harmoniques hypersphériques

Les harmoniques hypersphériques ont été introduites en physique nucléaire ([Del59] et [Smi60]) en s'appuyant sur le formalisme développé par Zernik et Brinkman [Zer35] en 1935, afin de réduire le problème à N corps de (3N-3) variables de l'équation de Schrödinger dans le centre de masse à un système infini d'équations différentielles couplées à une variable. Il s'agit en fait de passer des deux coordonnées relatives du système à trois corps à un vecteur à six dimensions, (ρ, Ω_5). Le problème à trois corps dans l'espace ordinaire devient équivalent à un problème à deux corps dans un espace à six dimensions avec un potentiel non central. L'idée de base est la même que lorsque nous séparons, dans un problème à deux corps, la partie radiale et la partie angulaire.

Les harmoniques hypersphériques sont fonctions propres de la partie angulaire de l'équation de Schrödinger dans un espace à six dimensions [Dan98] :

$$Y_{KLM}^{\ell_x,\ell_y} = N_K^{\ell_x,\ell_y} \left[\sin\alpha\right]^{\ell_x} \left[\cos\alpha\right]^{\ell_y} P_n^{\gamma,\delta}(\cos 2\alpha) \left[Y_{\ell_x}(x) \otimes Y_{\ell_y}(y)\right]_{LM} \tag{A.7}$$

et représentent une généralisation de l'expansion sur les polynômes de Legendre utilisés pour les systèmes à deux corps dans le cas des systèmes à trois corps. Les Y_{ℓ_m} sont les fonctions harmoniques sphériques ordinaires, $N_K^{\ell_x,\ell_y}$est un facteur de normalisation et les $P_n^{\gamma,\delta}$ sont les polynômes de Jacobi avec $\gamma = \ell_x + 1/2$ et $\delta = \ell_y + 1/2$. $\mathrm{K} = \ell_x + \ell_y + 2n$ avec n entier est l'hypermoment. K est l'analogue pour le système à trois corps du moment orbital ℓ pour les systèmes à deux corps. L'expression de la barrière centrifuge est alors proportionnelle à (K + 3/2) (K + 5/2) / ρ^2, à comparer à l'expression pour un système à deux corps pour lequel la barrière est proportionnelle à ℓ (ℓ + 1) / r^2. Il apparaît que même si les moments angulaires des sous-systèmes, ℓ_x et ℓ_y, sont nuls, il subsiste une barrière centrifuge effective pour le système à trois corps. Pour des particules n'interagissant pas, K est conservé.

Quand l'expansion A.7 est insérée dans la partie angulaire de l'équation A.1, nous obtenons un ensemble d'équations à une dimension couplées pour la variable ρ. Ces équations sont résolues numériquement. Plus nous calculons de termes, K=1,2..., plus la précision sur l'énergie et la fonction d'onde augmente et, en pratique, les premiers termes en K permettent d'atteindre une bonne précision car la convergence est relativement rapide.

La configuration de l'^{6}He dans son état fondamental par exemple est la somme de plusieurs états qui peuvent interférer selon la phase entre les états de différents K. Pour obtenir la configuration de l'état recherché, à chaque harmonique est attribuée une amplitude complexe du type C_{S,K,ℓ_x,ℓ_y} où S est le spin total des deux neutrons du halo, K est l'hypermoment, et ℓ_x et ℓ_y sont les moments angulaires relatifs définis précédemment. Il existe d'autres méthodes que celle des harmoniques sphériques pour résoudre les problèmes à trois corps, comme les équations de Faddeev dont on pourra retrouver une présentation dans [Zhu93].

Bibliographie

[Ajz88] F. Ajzenberg-Selove
Nucl. Phys. A 490 (1988) 1

[Ale95] D. V. Aleksandrov et al.
Proc. Int. Conf. *Exotic Nuclei and Atomic Masses* - ENAM95, M. de Saint sorlin et O. Sorlin (éditions Frontières, 1995)

[Ale98] D. V. Aleksandrov et al.
Nucl. Phys. A 633 (1998) 234

[Ale99] D. V. Aleksandrov et al.
Phys. Ato. Nuclei 62 (1999) 1789

[Alh02] G. D. Alkhazov et al.
Nucl. Phys. A 712 (2002) 269

[Alk96] J.S. Al-Khalili et J. A. Tostevin
Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3903

[Alk03] J.S. Al-Khalili
Proc. Nucl. Struc. Dyn. Lim., H. Feldmeier, J. Knoll, W. Nörenberg et J. Wambach (GSI, 2003) p. 176

[Ame90] A. I. Amelin et al.
Sov. J. Nucl. Phys. 52 (1990) 782

[Ann87] R. Anne
Nucl. Inst. Meth. A 257 (1987) 215

[Ann91] R. Anne et al.
Phys. Lett. B 250 (1990) 19

[Ann93] R. Anne et al.
Phys. Lett. B 304 (1993) 55

[Ann94] R. Anne et al.
Nucl. Phys. A 575 (1994) 125

[Aoy95] S. Aoyama et al.
Prog. Theo. Phys. (Japon) 94 (1995) p343

[Aoy02] S. Aoyama et al.
Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 052501

[Ara99] K. Arai et al.
Phys. Rev. C 59 (1999) 1432

[Ara03] K. Arai
Phys. Rev. C 68 (2003) 034303

[Arn87] E. Arnold et al.
Phys. Lett. B 197 (1987) 311

[Ash04] N. I. Ashwood et al.
Phys. Rev. B 580 (2004) 129

[Aum98] T. Aumann et al.
Nucl. Phys. A 640 (1998) 24

[Aum99] T. Aumann et al.
Phys. Rev. C 59 (1999) 1252

[Aum00] T. Aumann et al.
Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 35

[Aum03] T. Aumann
Proc. Nucl. Struc. Dyn. Lim., H. Feldmeier, J. Knoll, W. Nörenberg et J. Wambach (GSI, 2003) p. 184

[Bad85] A. M. Badalyan et al.
Sov. J. Nucl. Phys. 41 (1985) 926

[Bai03] D. Bazin et al.
Phys. Rev. Lett. (2003) 012501

[Bal74] D. P. Balamuth et al.
Phys. Rev. C (1974) 975

[Bal94] D. P. Balamuth et al.
Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 2355

[Bar96] M. Barranco et al.
Z. Phys. A 356 (1996) 46

[Bar97] M. Barranco et al.
Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 4729

[Baz76] A. I. Baz
Zh. Eksp. Teor. Fiz 70 (1976) 397

[Bea04] D. Beaumel et al.
GANIL Proposition d'expérience E465s (2004)

[Bel86] A.V. Belozyorov et al.
Nucl. Phys. A 460 (1986) 352

[Bel88] A.V. Belozyorov et al.
Nucl. Phys. A 477 (1988) 131

[Ber02] C. A. Bertulani et V. Zelevinsky
nucl-th/0212060

[Bet98] G. F. Bertsch et al.
Phys. Rev. C 57 (1998) 1366

[Bev80] J. J. Bevelacqua
Nucl. Phys. A 341 (1980) 414

[Bev81] J. J. Bevelacqua
Nucl. Phys. A 357 (1981) 126

[Bie53] L. C. Biedenharn et L. C. Rose
Rev. Mod. Phys. 25 (1953) 729

[Bla64] C. H. Blanchard et R. G. Winter
Phys. Rev. 107 (1964) 774

[Bln92] B. Blank et al.
Z. Phys. A 343 (1992) 375

[Bln03] B. Blank
C. R. Physique 4 (2003) 521

[Blu02] Y. Blumenfeld
École Joliot-Curie (2002) p. 46

[Boa90] D.H. Boal et al.
Rev. Mod. Phys. 62 (1990) 553

[Boe80] F. W. N. de Boer et al.
Nucl. Phys. A 350 (1980) 149

[Boh88] H. G. Bohlen et al.
Z. Phys. 330 (1988) 227

[Boh95] H. G. Bohlen et al.
Nucl. Phys. A 583 (1995) 775

[Boh97] H. G. Bohlen et al.
Nucl. Phys. A 616 (1997) 254c

[Boh99] H. G. Bohlen et al.
Progress in Particle and Nucl. Phys. 42 (1999) 17

[Boh01] H. G. Bohlen et al.
Phys. Rev. C 64 (2001) 024312

[Bor69] A. Bohr et B. R. Mottelson.
Nuclear Structure, vol I (W. A. Benjamin , 1969) p. 441

[Bou05] V. Bouchat
Thèse de l'université de l'Université Libre de Bruxelles (en préparation)

[Bre36] G. Breit et E. Wigner
Phys. Rev. 49 (1936) 519

[Bro95] B. A. Brown
Proc. Int. Conf. *Exotic Nuclei and Atomic Masses* - ENAM95, M. de Saint sorlin et O. Sorlin (éditions Frontières, 1995) p. 451

[Bru89] R. Brun et al.
PAW Physics Analysis Workstation, CERN (1989)

[Cag99] J. A. Caggiano et al.
Phys. Rev. C 60 (1999) 064322

[Car01] J. Carbonell
Communication privée

[Cas03] E. Casarejos et al.
CRC Proposition d'expérience PH205

[Cec79] R. A. Cecil et al.
Nucl. Inst. Meth. A 161 (1979) 439

[Cer74] J. Cerny et al.
Phys. Lett. B 53 (1974) 247

[Cha32] J. Chadwick
Nature 129 (1932) 312

[Che00] L. Chen
Thèse de l'Université d'État du Michigan (2000)

[Che01] L. Chen et al.
Phys. Lett. B 505 (2001) 21

[Chl97] L. V. Chulkov et al.
Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 201

[Chl97a] L. V. Chulkov et G. Schrieder
Z. Phys. A 359 (1997) 231

[Cho00] P. Chomaz
Colloque *Physique et interrogations fondamentales,* Rapport GANIL P 00 48

[Cho03] P. Chomaz
C. R. Physique 4 (2003) 419

[Chr01] M. Chartier et al.
Phys. Lett. B 510 (2001) 24

[Chu79] D. Chultem et al.
Nucl. Phys. A 316 (1979) 290

[Cie65] S. Cierjacks et al.
Phys. Rev. B 137 (1965) 345

[Cob97] A. Cobis et al.
Phys. Rev. Lett. 79 (1997)

[Co98] A. Cobis, D. V. Fedorov et A. S. Jensen
Phys. Rev. C 58 (1998) 1403

[Col96] N. Colonna et al.
Nucl. Inst. Meth. A 381 (1996) 472

[Cov97] L. V. Chulkov et al.
Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 201

[Cro92] M. Cronqvist et al.
Nucl. Inst. Meth. A 317 (1992) 273

[Cso93] A. Csótó
Phys. Lett. B 315 (1993) 24

[Cso93b] A. Csótó
Phys. Rev. C 48 (1993) 165

[Cso94] A. Csótó
Phys. Rev. C 49 (1994) 3035

[Dal53] R. H. Dalitz
Philos. Mag. 44 (1953) 1068

[Dan90] B. V. Danilin et al.
Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 54 (1990) 2212

[Dan93] B. V. Danilin et M. V. Zhukov
Yad. Fiz. 56 (1993) 97

[Dan93a] B. V. Danilin et al.
Phys. Lett. B 302 (1993) 329

[Dan98] B. V. Danilin et al.
Nucl. Phys. A 632 (1998) 383

[Dan99] B. V. Danilin et al.
Few-Body Sys. Suppl. 10 (1999) 273

[Dan04] B. V. Danilin et al.
Phys. Rev. C 69 (2004) 024609

[Dee91] P. Désesquelles et al.
Nucl. Inst. Meth. A307 (1991) 366

[Del59] L. M. Delves
Nucl. Phys. 9 (1959) 391

[Dem03] C.-E. Demonchy
Thèse de l'Université de Caen (2003), rapport GANIL T 03-06

[Des01] P. Descouvemont et A. Kharbach
Phys. Rev. C 63 (2001) 027001

[Det97] C. Détraz
Phys. Lett. B 66 (1998) 333

[Efi70] V. M. Efimov
Phys. Lett. B 33 (1970) 563

[Elm94] Y. El Masri et al.
Ecole Joliot-Curie (1994) p. 103

[Ers97] S. N. Ershov et al.
Phys. Rev. C 56 (1997) 1483

[Esb96] H. Esbensen
Phys. Rev. C 53 (1996) 2007

[Esb01] H. Esbensen et G. F. Bertsch
Phys. Rev. C 64 (2001) 014608

[Esr96] B. D. Esry et al.
Phys. Rev. A 54 (1996) 394

[Fil96] G.F. Filipov et al.
Prog. Theor. Phys. (Japon) 96 (1996) 575

[Fil99] G.F. Filipov et al.
Phys. At. Nucl. 62 (1999) 1642

[Fir96] R. B. Firestone et al.
Table of Isotopes (John Wiley & Sons, Eight Edition, 1996)

[Flu71] S. Flügge
*Practical Quantum Mechanics (*Springer, 1971)

[For00] C. Forssén et al.
Nucl. Phys. A 673 (2000) 143

[Fre03] M. Freer et al.
Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 1383

[Fun94] S. Funada, H. Kameyama et Y. Sakuragi
Nucl. Phys. A 575 (1994) 93

[Gar96] E. Garrido, D. V. Fedorov et A. S. Jensen
Phys. Rev. C 53 (1996) 3159

[Gar97] E. Garrido, D. V. Fedorov et A. S. Jensen
Nucl. Phys. A 617 (1997) 153

[Gar98] E. Garrido, D. V. Fedorov et A. S. Jensen
Phys. Rev. C 58 (1998) R2655

[Gar00] E. Garrido et al.
Phys. Lett. B 480 (2000) 32

[Gar01] E. Garrido et al.
Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 1986

[Gea87] R. Brun et al.
GEANT 3 user's guide, Technical Report, CERN/DD/EE/84 (1987)

[Gob89] A.M. Gorbatov et al.
Sov. J. Nucl. Phys. 50 (1989) 1551

[Goi89] T. P. Gorringe et al.
Phys. Rev. C 40 (1989) 2390

[Gol60] A. S. Goldhaber et al.
Phys. Rev. 120 (1960) 300

[Gol74] A. S. Goldhaber
Phys. Lett. B 53 (1974) 306

[Goo03] M.S. Golovkov et al.
Phys. Lett. B 566 (2003) 70

[Gor91] M.G. Gornov et al.
Nucl. Phys. A 531 (1991) 613

[Gor98] M.G. Gornov et al.
Bull. Rus. Ac. Sci. Phys. 62 (1998) 1781

[Gor03] M.G. Gornov et al.
JETP Lett. 77 (2003) 344

[Gra99] J. Gräter et al.
Eur. Phys. J. A 4 (1999) 5

[Gre97] S. Grévy
Thèse de l'Université Paris-XI Orsay (1997), rapport IPNO 97-24

[Gri04] L.V. Grigorenko et al.
Eur. Phys. J. A 19 (2004) 187

[Gri04a] L.V. Grigorenko
Eur. Phys. J. A 20 (2004) 419

[Gua00] R. Guardiola et J. Navarro
Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 1144

[Gut89] I. F. Gutich et al.
Yad. Fiz. 50 (1989) 19

[Hab54] R. Hanbury-Brown et R. Q. Twiss
Philos. Mag. 45 (1954) 663

[Han87] P. G. Hansen et B. Jonson
EuroPhys. Lett. 4 (1987) 4

[Han95] P. G. Hansen
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 45 (1995) 591

[Han96] P. G. Hansen
Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1016

[Han01] P. G. Hansen et B. M. Sherrill
Nucl. Phys. A 693 (2001) 133

[Han03] P. G. Hansen et J. A. Tostevin
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 53 (2003) 219

[Hax49] O. Haxel, J. H. D. Jensen et H. E. Suess
Phys. Rev. 75 (1949) 1766

[Hbo94] Collectif
HBOOK, Reference Manual, CERN (1994)

[Hor92] D. Horn et al.
Nucl. Inst Meth. A 320 (1992) 273

[How98] C. R. Howell et al.
Phys. Lett. B (1998) 252

[Iek93] K. Ieki et al.
Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 730

[Ike92] K. Ikeda
Nucl. Phys. A 538 (1992) 355c

[Jan96] J. Jänecke et al.
Phys. Rev. Rev. C 54 (1996) 1070

[Jen00] A. S. Jensen et K. Riisager
Phys. Lett. B 480 (2000) 39

[Jen04] A. S. Jensen et al.
Rev. Mod. Phys. 76 (2004) 76

[Jib80] R. I. Jibuti et al.
Yad. Fiz. 32 (1980) 1536

[Jib81] R. I. Jibuti et al.
Phys. Rev. Lett. B 102 (1981) 381

[Joa65] C. Joachainal
*Quantum Collision Theory (*North-Holland Publishing, 1965)

[Jon00] K. L. Jones
Thèse de l'Université de Surrey (2000)

[Jos04] B. Jonson
Phys. Rep. 389 (2004) 1

[Kan95] Y. Kanada-En'yo
Phys. Rev. C 52 (1995) 628

[Kan02] Y. Kanada-En'yo
Phys. Rev. C 66 (2002) 011303R

[Kez86] R. Y. Kezerashvilis
Sov. J. Nucl. Phys. 44 (1986) 542

[Kit93] H. Kitagawas
Nucl. Phys. A551 (1993) 16

[Kob89] T. Kobayashi et al.
Phys. Lett. B 232 (1989) 51

[Kob97] T. Kobayashi et al.
Nucl. Phys. A 616 (1997) 223

[Koo97] S. E. Koonin et al.
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 47 (1963) 463

[Kop74] G. I. Kopylov
Phys. Lett. B 50 (1974) 472

[Kor94] A.A. Korshenninikov et al.
Phys. Lett. B 326 (1994) 31

[Kor94a] A.A. Korshenninikov et T. Kobayashi
Nucl. Phys. A 567 (1994) 97

[Kor99] A.A. Korshenninikov et al.
Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 3581

[Kor01] A.A. Korshenninikov et al.
Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 092501

[Kor03] A.A. Korshenninikov et al.
Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 082501

[Kra88] K. S. Krane
*Introductory Nuclear Physics (*John Wiley & Sons, New-York, 1988)

[Kri98] R. Krivec
Few-Body Systems 25 (1998) 199

[Kro01] I. V. Krouglov et al.
Eur. Phys. J. A 12 (2001) 399

[Kry93] R. A. Kryger et al.
Phys. Rev. C 47 (1993) R2439

[Lab99a] M. Labiche
Thèse de l'Université de Caen (1999), rapport LPCC T 99-03

[Lag02] A. Lagoyannis et al.
Proc. of the 7th Int. Spring Sem. in Nucl. Phys., Covello (World Scientific Publishing, 2002) p. 445

[Lan58] A. M. Lane et R. G. Thomas
Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 257

[Lap98] V. Lapoux
Thèse de l'univeristé Paris XI (1998), rapport DAPNIA/SPHN-98-25T CEA

[Laz03] R. Lazauskas
Thèse de l'Université Joseph Fourier Grenoble I (2003), raport LPSC 03-34

[Lec02] J.-L. Lecouey
Thèse de l'Université de Caen (2002), rapport LPCC T 02-03

[Led82] R. Lednicky et L. Lyuboshits
Sov. J. Nucl. Phys. 35 (1982) 770

[Leo87] W. R. Leo
*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (*Springer-Verlag, 1987)

[Lise] Page web du GANIL consacrée à LISE
www.ganil.fr/lise

[Lom03] R.J. Lombard et C. Volpe
Proc. Nucl. Struc. Dyn. Lim., H. Feldmeier, J. Knoll, W. Nörenberg et J. Wambach (GSI, 2003) p. 196

[Luk02] S. M. Lukyanov et al.
J. Phys. G28 (2002) L41

[Mac98] M. Mac Cormick et al.
Rapport GANIL R 98 02 (1998)

[Mah01] R. Machleidt
Nucl. Phys. A 689 (2001) 11c

[Mak01] K. Markenroth et al.
Nucl. Phys. A 679 (2001) 462

[Mar97] F.M. Marqués et al.
Phys. Rep. 284 (1997) 91

[Mar00] F.M. Marqués et al.
Phys. Lett. B 476 (2000) 219

[Mar00a] F.M. Marqués et al.
Nucl. Inst. Meth. A 450 (2000) 109

[Mar01] F. M. Marqués
Phys. Rev. C 64 (2001) 061301R

[Mar02] F.M. Marqués
École Joliot-Curie (2002) p. 252

[Mar02a] F.M. Marqués et al.
Phys. Rev. C 65 (2002) 044006

[Mar02b] F.M. Marqués et al.
GANIL proposition d'expérience E415

[Mar04] F.M. Marqués et al.
En préparation

[Mat97] B. R. Martin et G. Shaw al.
Particle Physics (John Wiley & Sons, 1997)

[May49] M. G. Mayer
Phys. Rev. 75 (1949) 1969

[Mch01] R. Machleidt et I. Slaus
J. Phys. G 27 (2001) R69

[Mcv68] K. W. McVoy
Nucl. Phys. A 115 (1968) 481

[Mcv94] K. W. McVoy et P. Van Isacker
Nucl. Phys. A 576 (1994) 157

[Mei01] M. Meister et al.
Nucl. Phys. A 679 (2001) 462

[Mei02] M. Meister et al.
Nucl. Phys. A 700 (2002) 3

[Mei02a] M. Meister et al.
Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 102501

[Mei03] M. Meister
Thèse de l'Universités de Chalmers (2003)

[Mei03a] M. Meister et al.
Nucl. Phys. A 723 (2003) 13

[Mei03b] M. Meister et al.
Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 162504

[Mer74] S. P. Merkurievl
Sov. J. Nucl. Phys. 19 (1974) 447

[Mic03] N. Michel
Thèse de l'université de Caen (2003)

[Mic03a] N. Michel et al.
Phys. Rev. C 67 (2003) 054311

[Mil83] D. J. Millener et al.
Phys. Rev. C 28 (1983) 497

[Mos94] M. Moszyński et al.
Nucl. Inst. and Meth. A 350 (1994) 26

[Mou94] S. Mouatassim et al.
Thèse de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg (1994), rapport CRN 94-40

[Mou95] S. Mouatassim et al.
Nucl. Inst. Meth. A 359 (1995) 530

[Mue97] A. C. Mueller et al.
Rapport NuPECC (1997)

[Mye74] W. D. Myers et W. J. Swiatecki
Ann. Phys. 84 (1974) 186

[Myo01] T. Myo et al.
Phys. Rev. C 63 (2001) 054313

[Naa00] S. Nakayama et al.
Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 262

[Nak94] T. Nakamura et al.
Phys. Lett. B 331 (1994) 296

[Nak00] T. Nakamura et al.
Phys. Lett. B 493 (2000) 209

[Nar98] P. Navràtil et B. R. Barret
Phys. Rev. C 57 (1998) 3119

[Nav00] A. Navin et al.
Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2

[Nef63] B. M. K. Nefkens
Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 55

[Nor01] G. Normand
Rapport de stage LPCC 01-02 (2001)

[Not02] M. Notani et al.
Phys. Lett. B 542 (2002) 49

[Nun03] F. M. Nunes
C. R. Physique 4 (2003) 489

[Nup03] M. N. Harkeh et al.
Rapport NuPECC Nuclear Structure (2004)

[Oer95] W. von Oertzen et al.
Nucl. Phys. A 588 (1995) 129c

[Oer97] W. von Oertzen et al.
Z. Phys. A 357 (1997) 355

[Oga99] Y. T. Oganessian et al.
Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 4996

[Ogl89] A. A. Ogloblin et Y. E. Penionzhkevich
Treatise on Heavy-Ion Science, vol 8 (Plenum Press,1989) p. 261

[Ogl95] A. A. Ogloblin
Z. Phys. A 351 (1995) 355

[Ogw92] Y. Ogawa et al.
Nucl. Phys. A 543 (1992) 722

[Ohl68] G. G. Ohlsen et al.
Phys. Rev. 176 (1968) 1163

[Orr92] N. A. Orr et al.
Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2050

[Orr97] N. A. Orr
Nucl. Phys. A 616 (1997) 155c

[Orr02] N. A. Orr
Eur. Phys. J. A 15 (2002) 109

[Orr03] N. A. Orr et F. M. Marqués
C. R. Physique 4 (2003) 451

[Oza94] A. Ozawa et al.
Phys. Lett. B 334 (1994) 18

[Oza02] A. Ozawa et al.
Nucl. Phys. A 693 (2002) 32

[Pai04] S. Pain
Thèse de l'Université de Surrey (2004)

[Par02] M. Parlog et al.
Nucl. Inst. Meth A 482 (2002) 693

[Pat99] Z. Patik et al.
Phys. Rev. C 59 (1999) 704

[Per87] D. H. Perkins
Introduction to High Energy Physics (Addison Wesle, 1987)

[Phi80] T. W. Phillips et al.
Phys. Rev. C 22 (1980) 384

[Pie01] S. C. Pieper et al.
Phys. Rev. C 64 (2001) 014001

[Pie03] S. C. Pieper
Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 252501

[Plu98] J. Pluta
Nucl. Inst. Meth. A 411 (1998) 417

[Pop85] N. A. F. M. Poppelier et al.
Phys. Lett. B 157 (1985) 120

[Pop93] N. A. F. M. Poppelier et al.
Z. Phys. A 346 (1993) 11

[Pre75] M. A. Preston et R. K. Bhaduri
Structure of the nucleus (Addison-Wesley,1975) p. 45

[Rich05] É. Rich
Thèse de l'Université Paris-XI Orsay (en préparation)

[Rii03] K. Riisager
Proc. Nucl. Struc. Dyn. Lim., H. Feldmeier, J. Knoll, W. Nörenberg et J. Wambach (GSI, 2003) p. 168

[Rin80] P. Ring et P. Schuck
The Nuclear Many-Body Problem (Spring-Verlag, 1980)

[Rog03] G. V. Rogachev et al.
Phys. Rev. C 67 (2003) 041603

[Rou03] P. Roussel-Chomaz et al.
GANIL proposition d'expérience 473 S

[Sab93] S. B. Sabuka et al.
Eur. Lett. 22 (1993) 511

[Sac96] D. Sackett et al.
Phys. Rev. C 48 (1993) 118

[Sag93] H. Sagawa et al.
Phys. Lett. B 309 (1993) 1

[Sag94] H. Sagawa et N. Takigawa
Phys. Rev. C 50 (1994) 985

[Sag95] H. Sagawa et al.
Z. Phys. A 351 (1995) 385

[San03] P. Santi et al.
Phys. Rev. C 67 (2003) 024606

[Sat83] G. R. Satchler
Direct Nuclear Reactions (Oxford University Press, 1983)

[Sau01] E. Sauvan et al.
Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 042501

[Sch63] J. P. Schiffer et al.
Phys. Lett. B (1963) 292

[Sco87] O. Schori et al.
Phys. Rev. C 35 (1987) 2252

[Scu03] P. Schuck et al.
C. R. Physique 4 (2003) 537

[Set87] K. K. Seth et al.
Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 19

[She04] B. M. Sherrill et C. A. Bertulani
Phys. Rev. C 69 (2004) 027601

[Shi99] S. Shimoura et al.
Phys. Lett. B 348 (1995) 29

[Shu00] N. B. Shul'gina et al.
Phys. Rev. C 61 (2000) 014312

[Sid03] S. I. Sidorchuk et al.
Nucl. Phys. A 719 (2003) 229

[Sid04] S. I. Sidorchuk et al.
Nucl. Phys. A 719 (2003) 229

[Sim98] H. Simon
Thèse de l'université de Darmstadt (1998) D17

[Sim99] H. Simon et al.
Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 496

[Sim03] H. Simon
Proc. Nucl. Struc. Dyn. Lim., H. Feldmeier, J. Knoll, W. Nörenberg et J. Wambach (GSI, 2003) p. 190

[Smi60] F. T. Smith
Phys. Rev. 120 (1960) 1058

[Sof97] S. A. Sofianos et al.
J. Phys. G 23 (1997) 1619

[Ste88] J. Stevenson
Phys. Rev. C 37 (1988)

[Sto69] R. H. Stokes et P. G. Young
Phys. Rev. 178 (1969) 2024

[Suz02] T. Suzuki et al.
Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 012501

[Taa97] N. Tanata et al.
Phys. Rev. C 56 (1997) 562

[Tan85] I. Tanihata et al.
Phys. Lett. B 160 (1985) 380

[Tan88a] I. Tanihata et al.
Phys. Lett. B 206 (1988) 592

[Tan88b] I. Tanihata et al.
Nucl. Phys. A 488 (1988) 113c

[Tan90] I. Tanihata et al.
Proc. 1st Int. Conf. *Radioactive Nuclear Beams* (World Scientific, Singapour, 1990) p.429

[Tan96] I. Tanihatal
J. Phys. G 22 (1996) 157

[Ter01] G. M. Ter-Akopian et al.
Int. Nucl. Phys. Conf. INPC, (Berkeley, 2001) p. 920

[Ter02] G. M. Ter-Akopian
Book of Abstracts, VII Int. School Seminar Dubna, Russie (2002) p. 87

[Thm94] I. J. Thompson et M. V. Zhukov
Phys. Rev. C 49 (1994) 1904

[Thm96] I. J. Thompson et M. V. Zhukov
Phys. Rev. C 53 (1996) 708

[Thm00] I. J. Thompson et al.
Phys. Rev. C 61 (2000) 024318

[Thm01] I. J. Thompson et Y. Suzuki
Nucl. Phys. A 693 (2001) 424

[Tho99] M. Thoennessen et al.
Phys. Rev. C 59 (1999) 111

[Tie92] D. R. Tilley et al.
Nucl. Phys. A 541 (1992) 1

[Tie98] D. R. Tilley et al.
Nucl. Phys. A 636 (1998) 249

[Tie02] D. R. Tilley et al.
Nucl. Phys. A 708 (2002) 1

[Til95] I. Tilquin et al.
Nucl. Inst. and Meth. A 365 (1995) 446

[Tim02] N. K. Timofeyuk et al.
Phys. Rev. C 65 (2002) 064306

[Tim03] N. K. Timofeyuk
J. Phys. G 29 (2003) L9

[Tob66] T. A. Tombrello
Phys. Rev. 143 (1966) 772

[Tos98] J. A. Tostevin
J. Phys. G 25 (1998) 735

[Tri98] J. F. Ziegler et al.
www.SRIM.org

[Ung84] J. E. Ungar et al.
Phys. Lett. B 144 (1984) 333

[Wan97] J. Wang et al.
Nucl. Inst. Meth. A 397 (1997) 380

[War92] E. K. Warburton et B. A. Brown
Phys. Rev. C 46 (1992) 923

[Wil75] K. H. Wilcox et al.
Phys. Lett. B 59 (1975) 142

[Win01] J. S. Winfield et al.
Nucl. Phys. A 683 (2001) 48

[Wir95] R. B. Wiringa et al.
Phys. Rev. C 51 (1995) 38

[Wir00] R. B. Wiringa et al.
Phys. Rev. C 62 (2000) 014001

[Wur97] J. Wurzer et B. R. Hofmann
Phys. Rev. C 55 (1997) 688

[Yam04] M. T. Yamashita et al.
Nucl. Phys. A 735 (2004) 40

[Yon94] B. M. Young et al.
Phys. Rev. C 49 (1994) 279

[Yos98] T. Yoshimura et al.
Nucl. Phys. A 641 (1998) 3

[You68] P. G. Young et al.
Phys. Rev. 173 (1968) 949

[Zai98] S. A. Zaitsev et al.
Theor. Math. Phys. 117 (1998) 1291

[Zaj84] W. A. Zajc et al.
Phys. Rev. C 29 (1984) 2173

[Zer35] F. Zernicke and H. C. Brinkman
Proc. Kon. Ned. Akad. Wettensch. 38 (1935) 161

[Zhu93] M. V. Zhukov et al.
Phys. Rep. 231 (1993) 151

[Zhu95] M. V. Zhukov et B. Jonson
Nucl. Phys. A 589 (1995) 1

[Zin95] M. Zinser et al.
Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1719

[Zin97] M. Zinser et al.
Nucl. Phys. A 619 (1997) 151