

THÈSE de DOCTORAT
de
l'UNIVERSITÉ PARIS XI

Spécialité :

Physique Nucléaire

présentée par :

Victor LIMA

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS XI

Sujet de la thèse :

Étude de la réaction de cassure du ^{11}Be sur cible de ^{48}Ti ; le
Towing Mode, un outil spectroscopique pour l'étude des
noyaux.

Soutenue le jeudi 7 octobre 2004

devant le jury composé de :

M. Jean-Claude ROYNETTE	Président
M. Hans EMLING	Rapporteur
M. Dominique DURAND	Rapporteur
M. Philippe QUENTIN	Examineur
M. Jean-Luc SIDA	Examineur
M. Jean-Antoine SCARPACI	Directeur de thèse

Remerciements

La rédaction des remerciements d'une thèse est un exercice d'une complexité sans pareil, dépassant largement à mes yeux la rédaction de la thèse elle-même. La difficulté réside dans le fait de pouvoir remercier toutes les personnes ayant contribué de près ou de loin au bon déroulement de cette thèse en prenant soin, bien entendu, de n'oublier personne. . . A tous les oubliés (il y en a toujours), veuillez bien accepter, d'ores et déjà, mes excuses les plus sincères.

J'aimerais tout d'abord remercier l'inventeur du Towing Mode et accessoirement mon Directeur de Thèse : Jean-Antoine Scarpaci. Les résultats très positifs de ce travail sont en très grande partie dus à son intuition ainsi qu'à son sens affûté de la physique. Cher Jean-Antoine, pendant ces trois années, j'ai bénéficié d'un encadrement admirable et d'un soutien sans faille. Tu as toujours trouvé du temps pour répondre à mes multiples interrogations et tu as toujours su m'encourager quand mes doutes sur l'aboutissement de cette thèse étaient à leur apogée. J'ai passé de très bons moments dans la salle A027 en ta compagnie et, qui sait, peut-être serons-nous amenés à manipuler ensemble à GANIL, au TANDEM ou encore au LNS de Catania. . . Si tel n'était pas le cas, je te souhaite une très bonne continuation pour la suite et. . . LONGUE VIE AU TOWING MODE!!!

J'aimerais remercier Jean-Claude Roynette pour avoir accepté de présider le jury de ma soutenance de thèse, Hans Emling et Dominique Durand pour avoir accepté d'en être les rapporteurs et, enfin, Philippe Quentin et Jean-Luc Sida pour avoir accepté de faire partie des membres du jury. Leur étude très soigneuse du manuscrit en a permis des corrections pertinentes.

L'avancé de mon travail de thèse doit beaucoup aux remarques toujours très éclairées de Yorick Blumenfeld. Yorick, merci pour tous tes conseils avisés, pour tes corrections du manuscrit et surtout merci pour ta bonne humeur permanente.

Un grand merci à Denis Lacroix qui a toujours pris le temps de répondre à mes nombreuses interrogations et qui, par son sens critique et son discernement, a apporté à mon chapitre théorique des transformations essentielles.

Merci aussi à Nimet Frascaria qui m'a beaucoup soutenu tout au long de mon cursus universitaire. C'est grâce à toi, Nimet, si j'ai rejoint le domaine de la physique nucléaire et si j'ai posé mes premiers pas dans la recherche. Cela a été une expérience inoubliable pendant trois ans. Merci infiniment !

Je remercie Sydney Galès et Nimet Frascaria ainsi que Dominique Guillemaud-Mueller et Bernard Berthier de m'avoir accueilli au sein de l'institut de physique nucléaire d'Orsay, dans la division de recherche expérimentale. Je remercie les personnes de l'administration, Madame Lerin, Madame Fahy, avec lesquelles j'ai été le plus en contact ; le personnel du service informatique, notamment Valérie Givaudan,

Paul Gara, Michel Givort, Xavier Graves, pour ne citer qu'eux, ainsi que "les dames de la bibliothèque", M. Luneau, A. Renard, S. Robert et M.C. Blanchet pour leur aide tout au long de mes trois années à la bibliothèque de l'IPN.

Je remercie les membres du groupe NESTeR avec lesquels le contact a été chaleureux. Je garderai un très bon souvenir de Jacques Guillot, Fairouz Hammache, Erik Tryggstad, Didier Beaumel, Pierre Desesquelles, Pierre Roussel, Olivier Sorlin ou encore Faïçal Azaiez avec qui les échanges furent riches et agréables. Un remerciement particulier à Anne-Marie Dujardin pour son aide dans les démarches administratives pendant la période de fin de thèse, période où tout s'accélère. Un remerciement général aux (ex-)étudiants en thèse de l'IPN et d'ailleurs : Guigui, Francky, Muriel, Blaise Collin, Thomas, Jérôme Margueron, Laure, Orianna, Flore, Emilie, Laurent, Julien Gib, Charlotte, Franco, Adrien, Julien Aublin, Damien, Aurélie, Gaëlle, Emmanuelle, Audrey.

Je voudrais remercier tout particulièrement la fabuleuse Emilia Becheva que j'admire tout particulièrement. Son courage et sa force lui ont permis de surmonter de nombreux obstacles depuis son arrivée en France. Je lui souhaite une vie heureuse avec sa fille Elisaveta (qui deviendra à coups sûr une grande égyptologue et une grande violoniste) et son mari Fred. Bonne chance à vous trois.

Merci à Celine Hovaguimian pour avoir apporté le soleil de Marseille à l'IPN.

Un remerciement très chaleureux et sincère à mon copain, mon poto, Denis. Il est évident que sans "mon" Denis, sans son soutien, ses discussions, toutes ces pauses café et sa justesse d'esprit, ces trois années n'auraient pas été si sympathiques. Merci d'avoir été là jusqu'à la dernière minute, et encore après!

Un grand bravo et un grand merci à tous ceux qui participent à l'animation d'événements scientifiques "grand public" tels que la fête de la science ou encore les conférences NEPAL, événements qui sont à mon sens d'une grande importance. Une mention spéciale à tous les thésards qui par leur motivation et leur investissement personnel contribuent largement à la réussite de ces manifestations. J'en profite pour remercier sincèrement Elias Khan avec qui j'ai eu l'honneur de présenter une conférence NEPAL. Son dynamisme et son enthousiasme m'ont beaucoup apporté tout au long de ces trois années.

Travailler à l'IPN m'a permis de travailler avec des chercheurs d'horizons différents. Je garderai de très bons souvenirs de Marin Chabot et Sylvain David avec qui les échanges auront toujours été enrichissants et sympathiques.

Je remercie chaleureusement Bruno Darracq pour avoir été mon tuteur durant mon monitorat à l'ENSEA (école nationale supérieure d'électronique et de ses applications), ainsi que Sylvain Reynal avec qui les échanges furent très instructifs et toujours agréables. Merci à vous de m'avoir encouragé et soutenu dans mes premiers pas dans l'enseignement supérieur. Grâce à vous et à l'expérience de ces trois années d'enseignement à l'ENSEA, ma volonté de continuer dans l'enseignement n'a fait que croître.

Je remercie les enseignants et professeurs, en particulier ceux de l'Université Paris XI, qui ont su me faire aimer la Physique. Ainsi, je tiens à remercier de façon privilégiée René-Jean Champeau pour son soutien précieux durant la fin de ma thèse et lui signifier mon admiration la plus profonde.

J'ai une pensée reconnaissante pour des personnes telles que Michael Zaoui, la

famille Ravel, Sonia Martin ou encore Madame Lavalette qui ont su m'aiguiller et m'aider dans les périodes difficiles de ma scolarité. Encore merci à eux.

Mais bien évidemment, le bon déroulement d'une thèse doit beaucoup aux personnes qui partagent le quotidien, loin des couloirs des labos. A tous ceux qui m'ont soutenu et qui continuent à être présent dans ma vie, ceux pour qui je ne suis ni Victor, ni Diego mais Michel, un grand merci. Certains ont fait des centaines de kilomètres, d'autres quelques dizaines, pour assister à ma soutenance et m'encourager jusqu'aux derniers instants de ma vie de thésard. Vous étiez là : Katja, Flora, Mérouane, Alex, Céline, Jalila, Marc, Anne-Laure, Davido, Jérôme A., Jérôme B., Michael, Françoise, Lothar, Raymond, mon frangin Paulo et bien entendu mes parents. Merci infiniment. Un grand merci aussi à ceux qui n'ont pas pu se rendre à la soutenance : Magid, Fred, Cédric, Julie, Stéphane, Aurélie, Vincent et Julien. Aux quatre derniers cités, je souhaite une grande réussite dans leur thèse respective.

Enfin, je remercie Katja Steinhart pour tout le bonheur que j'ai de vivre en sa compagnie depuis bientôt sept ans. Son humour, sa joie de vivre, son dynamisme et ses encouragements ont eu un effet plus que bénéfique pour la fin de thèse. Katja, tu as toujours été là à tous les instants et nous avons encore de grandes choses à découvrir, j'espère que tu seras encore là pour de longues et belles années.

Pour finir, je voudrais remercier Isaura et Armando Lima, alias maman et papa, deux personnalités absolument inconnues du monde scientifique mais qui méritent d'être remerciées de manière privilégiée tant leur courage et leur volonté ont souvent permis de me stimuler et me fortifier. J'espère que vous verrez dans ce travail le fruit de votre sacrifice : partir du pays natal, le Portugal, pour donner à ses enfants de meilleures conditions d'existence est un acte devant lequel on ne peut que s'incliner ! Chers parents, merci pour votre patience, merci pour votre persévérance, merci pour votre gentillesse, merci pour tout, tout au long de ces vingt-six dernières années !

Table des matières

1	Introduction à l'étude spectroscopique des noyaux	3
1.1	Les mécanismes de réaction	4
1.1.1	Les réactions directes	6
1.2	Un mécanisme de réaction nouveau : le Towing Mode	10
1.2.1	Les processus de réaction de la voie inélastique	10
1.2.2	La mise en évidence expérimentale	11
1.2.3	Interprétation théorique	14
1.2.4	Un outil spectroscopique potentiel pour l'étude de la structure des noyaux	15
1.3	Un noyau aux propriétés très exotiques : le ^{11}Be	16
1.3.1	Un noyau à halo	16
1.3.2	L'inversion de parité	17
1.3.3	Une structure de l'état fondamental très controversée	17
1.4	Objectifs de la thèse	20
2	Présentation du calcul TDSE	21
2.1	Le calcul TDSE	22
2.1.1	Un modèle semi-classique	22
2.1.2	Un modèle champ moyen	23
2.1.3	Etape 1 : résolution de l'équation de Schrödinger stationnaire	24
2.1.4	Les ingrédients nécessaires pour l'évolution en temps du calcul	25
2.1.5	Les évolutions en temps du calcul	26
2.2	Extraction des grandeurs physiques	30
2.2.1	Extraction de la fraction émise de la fonction d'onde initiale .	30
2.2.2	Choix des paramètres d'impact	32
2.2.3	Un calcul pour chaque projection	34
2.2.4	Changement de référentiel	34
2.3	Réalisation du calcul dynamique dans le cas de la réaction $^{48}\text{Ti}(^{11}\text{Be},$ $^{10}\text{Be} + n)$ à 41 A.MeV	34
2.3.1	L'effet des champs coulombien et nucléaire : retour sur l'étude des réactions $^{197}\text{Au}, ^{48}\text{Ti}, ^9\text{Be}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + n)$	35
2.3.2	Le moment orbital de la particule	41
2.3.3	L'énergie de liaison de la particule	43
2.3.4	L'énergie incidente du projectile	47
2.3.5	Effet de la déformation du coeur	53
2.4	Critiques du calcul TDSE et conclusions	59

3	Dispositif expérimental et calibrations	61
3.1	L'accélérateur GANIL et le dispositif expérimental	62
3.1.1	Production du faisceau radioactif de ^{11}Be	62
3.2	Le dispositif expérimental de l'expérience E337	64
3.3	Le spectromètre SPEG	64
3.3.1	Les chambres à dérive	65
3.3.2	La chambre à ionisation	67
3.3.3	Le détecteur plastique scintillant	67
3.3.4	L'électronique de SPEG	67
3.3.5	Étalonnage en $B\rho$	70
3.3.6	Reconstruction de la trajectoire	71
3.3.7	Étalonnage et résolution angulaire	72
3.3.8	Identification des ions	74
3.4	La détection des neutrons	75
3.4.1	Cinq types de détecteurs liquides	75
3.4.2	Identification n- γ	77
3.4.3	Électronique des détecteurs neutrons	78
3.4.4	Calibration et ajustement des temps de vol	80
3.5	Le Château de Cristal	81
3.5.1	Description du Château de Cristal	82
3.5.2	L'électronique d'acquisition des BaF_2	84
3.5.3	Les calibrations	86
3.6	Le déclenchement de l'acquisition	89
3.7	Conclusion du chapitre	90
4	Les simulations et efficacités de détection	91
4.1	La perte d'efficacité du SPEG	92
4.1.1	Position du problème	92
4.1.2	Un obstacle physique	93
4.1.3	Un argument déterminant : les taux de comptage.	93
4.1.4	Détermination de la perte d'efficacité	94
4.2	Les détecteurs de neutrons	97
4.2.1	Détermination de l'énergie des neutrons	97
4.2.2	Efficacité géométrique	99
4.2.3	Quatre détecteurs neutrons camouflés	100
4.3	Efficacité du Château de Cristal et simulation avec le code GEANT .	101
4.3.1	Les paramètres physiques pour le code GEANT	101
4.3.2	Mesure et simulation de l'efficacité de détection du Château de Cristal.	103
4.4	Conclusion	112
5	Analyse des données et extraction des résultats	113
5.1	Données relatives aux neutrons en coïncidence avec le ^{10}Be	114
5.1.1	Distributions angulaires	114
5.1.2	Les distributions en énergie	116

5.2	Extraction des données relatives aux γ détectés en coïncidence avec le ^{10}Be	117
5.2.1	Les distributions en énergie des γ	117
5.2.2	Spectres en énergie des photons dans le référentiel du laboratoire et du ^{10}Be	118
5.2.3	Extraction des probabilités de cassure du ^{11}Be à l'aide du code GEANT	121
5.3	Les triples coïncidences : $^{10}\text{Be}+\text{n}+\gamma$	126
5.3.1	La distribution en énergie des γ	126
5.3.2	La distribution en énergie des neutrons	127
5.4	Comparaison des spectres avec le calcul TDSE : extraction des facteurs spectroscopiques de l'état fondamental du ^{11}Be	130
5.4.1	Spectre en énergie des neutrons SANS émission γ	130
5.4.2	Spectre en énergie des neutrons AVEC émission γ	135
5.4.3	La distribution angulaire totale	138
5.4.4	Peut-on se passer de détecteurs de photons ?	140
5.5	Conclusions	141

Bibliographie

145

Introduction de la thèse

Durant plus d'un siècle de recherche sur le noyau atomique, notre perception des forces qui régissent ce système constitué de neutrons et de protons a été sans cesse bouleversée. La découverte récente des noyaux aux propriétés nouvelles, aussi appelés noyaux "exotiques", illustrent bien ces bouleversements : dans le courant des années 1980, une équipe de chercheurs découvre à Berkeley (Etats-Unis) les noyaux à halos, ces systèmes qui possèdent une extension spatiale anormalement grande par rapport à leur faible nombre de nucléons. Depuis cette découverte, une grande partie des efforts de recherche en physique nucléaire se focalise sur la compréhension des noyaux exotiques, voyant ainsi une nouvelle voie pour mettre à l'épreuve notre compréhension des interactions dans le noyau atomique. Plus particulièrement, nous nous intéresserons dans cette thèse à l'étude de l'état fondamental du noyau de ^{11}Be , un noyau à halo de un neutron. En effet, ce noyau est connu pour posséder un mélange de configuration dans l'état fondamental et la discussion concernant les proportions de chacune de ces contributions n'est pas encore close.

Les noyaux exotiques sont des noyaux de faible durée de vie et leurs études sont très souvent réalisées en fragmentant un faisceau de noyaux stables sur une cible : une connaissance précise des mécanismes de réaction est primordiale pour l'extraction d'informations spectroscopiques à partir des observables telles que l'énergie ou l'angle des particules émises au cours des collisions. À la fin des années 1990, une équipe de chercheurs français de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay a mis en avant au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) un mécanisme de réaction de type nouveau, appelé le "Towing Mode", au cours duquel le noyau projectile, faisant office de noyau perturbateur, arrache un nucléon périphérique au noyau cible. Le Towing Mode a été compris théoriquement grâce à un calcul basé sur la résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps.

C'est dans ce double contexte que s'inscrit le travail de cette thèse. Dans le premier chapitre, nous reviendrons sur les notions brièvement présentées dans cette introduction, avec une présentation des mécanismes de réactions qui ont lieu lors des collisions entre noyaux. Une attention particulière sera portée au Towing Mode puisqu'il est le mécanisme de réaction qui sera étudié dans l'expérience que nous avons réalisé pour cette thèse. L'état de nos connaissances sur l'état fondamental du noyau de ^{11}Be sera aussi présenté. Un deuxième chapitre sera consacré à la description détaillée du calcul TDSE (Time Dependent Schrödinger Equation) qui a permis de mettre en évidence de manière théorique le Towing Mode. Un troisième chapitre sera consacré à la description du dispositif expérimental utilisé pour l'étude de la réaction en triple coïncidence $^{48}\text{Ti}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be}+n+\gamma)$ réalisée au GANIL à 41 MeV par nucléon. Dans ce chapitre, les détecteurs et leurs caractéristiques de fonction-

nement seront présentés ainsi que l'électronique d'acquisition, les calibrations et les ajustements apportés aux grandeurs physiques mesurées. Le chapitre 4 sera consacré aux simulations réalisées pour étudier les efficacités de détection des différents appareillages de l'expérience. Enfin, les données expérimentales seront analysées au chapitre 5 et une étude comparative entre les résultats du calcul TDSE et ces données sera réalisée donnant lieu à l'extraction de facteurs spectroscopiques pour les différentes contributions à l'état fondamental du ^{11}Be .

Chapitre 1

Introduction à l'étude spectroscopique des noyaux

Depuis plus d'un demi siècle, une partie des recherches en physique nucléaire expérimentale est réalisée à l'aide de réactions induites par des faisceaux d'ions sur cible. Les réactions étudiées au cours des dernières décennies ont permis de mieux caractériser la structure du noyau et les forces qui le régissent. Le modèle en couche a permis d'aborder de manière plus précise le comportement microscopique d'un système à N corps tel que le noyau atomique qui jusqu'alors n'avait été modélisé que comme une goutte liquide. Depuis des décennies, les effets de couches prédits par le modèle n'ont cessé d'être vérifiés dans des expériences sur les noyaux stables. Néanmoins, l'arrivée des nouveaux faisceaux radioactifs a montré que le modèle en couche perd une partie de sa prédictivité pour des noyaux loin de la vallée de stabilité. Ces noyaux dits "exotiques" nous ont permis d'aborder la matière nucléaire dans des états peu connus jusqu'alors et ils ont permis de repousser les limites de notre compréhension sur des systèmes à quelques nucléons. Toutefois, des questions fondamentales (comme par exemple les fermetures de couches pour les noyaux riches en protons ou en neutrons, la détermination des sections efficaces de réactions aux énergies d'intérêt astrophysique, ...) sont encore en suspens.

De façon générale, les informations que l'on tire des réactions étudiées en laboratoire sont étroitement liées aux mécanismes des réactions utilisées. Ainsi, mieux comprendre les caractéristiques et la structure des noyaux passe par une meilleure maîtrise des outils que l'on utilise pour sonder les systèmes nucléaires. Dans un premier temps, nous présenterons les différents mécanismes de réactions qui ont lieu dans les collisions entre ions, puis, nous introduirons le mécanisme appelé "Towing Mode" qui a été mis en évidence récemment et qui pourrait avoir un fort potentiel pour l'étude spectroscopique des noyaux. Ensuite, nous reviendrons sur les caractéristiques très exotiques du fameux noyau à halo, découvert le siècle dernier, le ^{11}Be . Enfin, nous concluerons sur les objectifs de cette thèse.

1.1 Les mécanismes de réaction

En fonction de l'énergie et du paramètre d'impact auxquels ont lieu les réactions, des mécanismes de réactions très différents vont résulter de la collision des noyaux [1, 2].

A basse énergie (pour des énergies très inférieures à la barrière coulombienne), les noyaux n'interagissent qu'à travers la force coulombienne, les deux participants ne se rencontrent pas. Il en résulte deux mécanismes majoritaires qui sont la diffusion Rutherford et l'excitation coulombienne des participants par l'échange de photons virtuels lors de la réaction. On peut assister aussi au phénomène de "fusion sous-coulombienne" pour des noyaux pas trop lourds ($A < 50$) qui correspond à la fusion entre les noyaux après le passage par effet tunnel de la barrière coulombienne.

A plus haute énergie, dans le cas des réactions aux énergies intermédiaires ($10 \text{ A.MeV} < E < 100 \text{ A.MeV}$), l'interaction nucléaire intervient dans les réactions ce qui donne lieu à une multitude de processus.

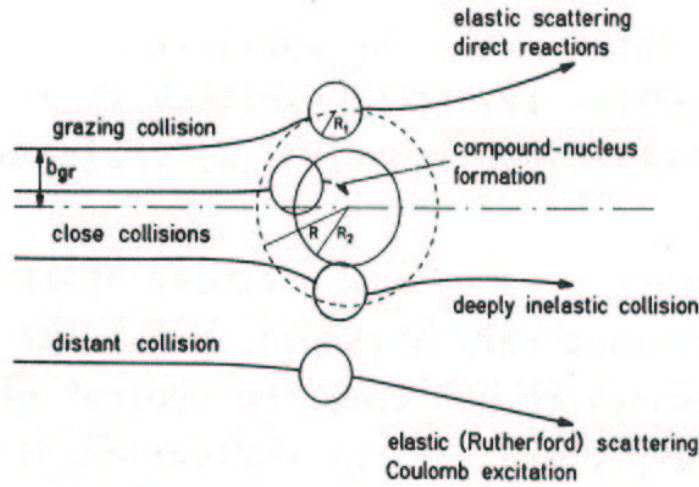


FIG. 1.1: Illustration des différents mécanismes de collision d'ions en fonction du paramètre d'impact d'un point de vue classique.

La figure 1.1 tirée de [2] illustre la trajectoire classique correspondant aux collisions à grand et à petit paramètre d'impact ainsi que les réactions au paramètre d'impact d'effleurement qui correspond à la somme des rayons des noyaux. L'interaction nucléaire étant à courte portée, dans le cas des réactions à grand paramètre d'impact, on a affaire principalement à la diffusion élastique des noyaux (Rutherford) ainsi qu'au mécanisme d'excitation coulombienne. Dans le cas des réactions aux paramètres d'impacts de grazing, une multitude de réactions interviennent regroupées sous le nom générique de *réactions directes* (qui seront présentées dans la suite) et les réactions de diffusions élastiques persistent. Dans les réactions à faible paramètre d'impact, on rencontre les mécanismes de "diffusion profondément inélastique" qui provoque un réarrangement très important des nucléons dans la voie de sortie (transfert de plusieurs nucléons d'un noyau à l'autre). Aux paramètres d'impacts centraux, on a affaire au phénomène de fusion donnant lieu à la formation

d'un noyau composé.

Tous les mécanismes décrits précédemment correspondent à des régimes de moment angulaire orbital différent de la voie d'entrée : plus le paramètre d'impact diminue et plus le moment angulaire entre les deux noyaux est faible. Ces régimes sont répertoriés sur la figure 1.2 dans laquelle il est montré la section efficace des différents mécanismes en fonction du moment angulaire.

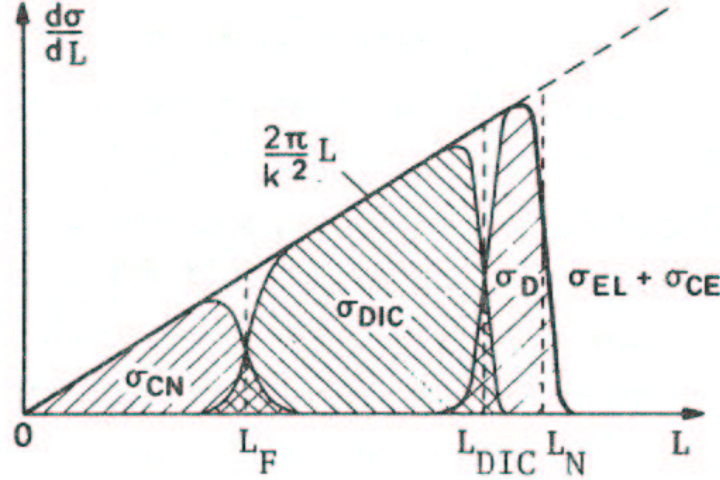


FIG. 1.2: Section efficace des différents mécanismes de réactions aux énergies intermédiaires en fonction du moment angulaire de la voie d'entrée.

Sur cette figure tirée de [2], on constate que le processus de fusion (σ_{CN}) domine aux faibles moments angulaires, puis succède le processus de diffusion profondément inélastique (σ_{DIC}) jusqu'à L_{DIC} . Ce processus de dissipation complète de l'énergie à 20 A.MeV se mue progressivement en fragmentation des noyaux lorsque l'énergie augmente [3]. Au delà, on a affaire aux processus de réactions directes (σ_D) jusqu'à L_N (correspondant au moment angulaire du grazing). Puis, enfin, au-delà du grazing, lorsque l'interaction nucléaire n'est plus effective, ce sont les processus de diffusion élastique (σ_{EL}) et d'excitation coulombienne (σ_{CE}) qui dominent.

A des énergies plus élevées encore (au delà de 100 A.MeV), pour les réactions à petit paramètre d'impact, c'est le mécanisme "participant-spectateur" qui intervient. A ces énergies, les nucléons du noyau incident ne ressentent plus le champ moyen créé par les nucléons du noyau projectile, c'est l'interaction nucléon-nucléon qui prend le dessus ne faisant interagir que les nucléons au regard les uns des autres (les participants) contribuant à la formation d'une structure composite très chaude ("boule de feu"). Les autres nucléons de la cible et du projectile, les spectateurs, continuent leur trajectoire sans être perturbés.

De manière générale, les études de structure nucléaire sont réalisées à l'aide des réactions directes qui ont pour vertu de ne pas être violente et donc de ne pas perturber le système en profondeur. Dans la suite, nous présentons une vue d'ensemble des réactions directes et ce qu'elles peuvent apporter pour la compréhension des noyaux.

1.1.1 Les réactions directes

Les réactions directes sont définies comme étant des réactions pour lesquelles les fonctions d'ondes des particules dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie connaissent un recouvrement important, alors la collision peut-être effectuée avec un minimum de réarrangement des nucléons dans le noyau pendant un temps court [4].

Parmi les réactions directes les plus utilisées à ce jour, on rencontre :

- les réactions de transfert,
- les réactions de cassure dans laquelle interviennent les processus de stripping et de diffraction.

Les réactions de transferts

Les réactions de transferts de particules sont utilisées depuis de nombreuses années. Il s'agit d'un échange d'une ou plusieurs particules (proton ou neutron) entre les deux noyaux participants. C'est un processus qui peut-être schématisé en trois étapes : la phase d'approche, la phase de transfert, quand les deux noyaux sont assez proches, et la phase d'éloignement. En considérant que les phases d'approche et d'éloignement sont dominées par le processus de diffusion élastique et l'étape intermédiaire comme une perturbation ou une transition entre des états de diffusion élastique, la DWBA (*Distorted Wave Born Approximation*) apporte une bonne description du phénomène de transfert. L'inclusion des ondes distordues dans l'approximation de Born permet de prendre en compte des effets de réfraction et d'absorption lors de la réaction [4, 5]. La particule transférée va alors occuper un état individuel qui se superpose à l'état fondamental du noyau d'accueil, cas d'un *Pick-up*. La DWBA prévoit que la section efficace de la réaction de transfert est dépendante de la probabilité de "trouver" la particule dans l'état individuel final, on parlera alors de facteur spectroscopique. Lors de la réaction, une certaine quantité de moment angulaire est transférée à la particule. La forme de la distribution angulaire de la réaction renseigne directement sur la quantité de moment angulaire transférée et le rapport entre la magnitude et le calcul DWBA renseigne sur la valeur du facteur spectroscopique.

L'utilité du mécanisme de transfert de particules pour l'extraction d'information sur la structure nucléaire n'est plus à démontrer et ces méthodes ont été et sont toujours très utilisées. Néanmoins, quand on cherche à étudier les noyaux instables, il faut se placer en cinématique inverse, le noyau d'intérêt étant le faisceau et la sonde se trouvant dans la cible. Les caractéristiques cinématiques sont alors données par la détection de la particule de recul [6]. Ainsi, des mesures de précision nécessitent une épaisseur de la cible faible (perte d'énergie dans la cible réduite) et une bonne connaissance de l'angle d'incidence du noyau incident. Ceci impose l'utilisation d'un appareillage sophistiqué de grand angle solide pour mesurer un processus dont la section efficace différentielle n'est que de l'ordre de la dizaine de millibarn par steradian [7].

Les réactions de cassure nucléaire

Nous allons présenter dans ce paragraphe les deux processus majoritaires de cassure nucléaire connus à ce jour qui sont : le processus de diffraction due à l'interaction nucléaire et le processus de stripping (ou de knockout). Les définitions que nous donnons ici de ces processus sont tirés de la référence [8].

Le diffraction nucléaire. Ce processus est analogue à la diffusion diffractive de Fraunhofer ou de Fresnel pour les photons diffusés par un disque opaque. C'est lui qui donne lieu à la figure d'interférence dans les distributions angulaires extraites dans le référentiel du centre de masse lors des réactions de diffusion élastique (pas d'excitation des deux partenaires lors de la réaction) [9]. Le processus de diffraction nucléaire est en partie responsable de l'émission de particules dans les noyaux très peu liés tels que les noyaux à halo (présentés dans la section 1.3). Ce mécanisme est aussi appelé mécanisme de "breakup élastique". En effet, les particules émises par ce processus ont une énergie similaire à l'énergie par nucléon du faisceau, rappelant ainsi la diffusion élastique de particules au cours de laquelle les particules mis en jeu n'échangent pas d'énergie interne.

Le processus de stripping : dès 1947, R.Serber développe un modèle pour l'étude de la distribution angulaire des neutrons provenant de la réaction de "stripping" des deutons sur des cibles d'U et de Be réalisées à 150 et 190 MeV [10]. Le mécanisme, responsable de l'émission de neutrons aux petits angles (dans le référentiel du laboratoire), agit de la façon suivante : lorsque le deuton arrive sur la cible, le proton interagit avec la cible de Be ou d'U et est "arraché" (*strip off*) instantanément par l'interaction nucléaire. Il peut être soit absorbé par la cible, soit émis dans le continuum alors que le neutron poursuit son parcours avec la même vitesse que le faisceau de deuton initial sans être affecté par la réaction. Les principales caractéristiques de cette réaction proviennent, d'après Serber, de la faible énergie qui lie le neutron au proton si bien que les deux particules passent la plupart de leur temps hors de portée de leur interaction mutuelle [10, 11]. L'observable adaptée pour l'étude de ce type de réaction est la mesure de la distribution en moment des particules ou des fragments en voie de sortie. Elle renseigne directement sur la structure de l'état fondamental du noyau étudié [12, 13, 14, 15, 16] : à partir de la transformée de Fourier de la distribution en moment des particules émises, on peut caractériser la fonction d'onde de la particule initialement dans le noyau. C'est avec cette méthode que J.H. Kelley *et al.* ont mis en évidence le phénomène de halo dans le noyau de ^{11}Be grâce à l'extraction de la distribution en moment parallèle du ^{10}Be [13]. Comme pour le processus de diffraction nucléaire, il a été montré plus particulièrement que la véritable observable intéressante était la distribution en moment parallèle qui, contrairement à la contribution transverse, ne souffre pas des effets coulombiens engendrés par la cible. Ceci a été suggéré en 1992 par C.A.Bertulani et K.W.McVoy [17] qui montre la dépendance de la distribution de moment transverse avec la taille du noyau cible et ceci à l'aide d'un modèle de cluster.

L'outil théorique performant pour l'extraction d'information sur la structure des noyaux à partir des processus de cassure nucléaire est l'approximation *eikonal* ou

Glauber. C'est un modèle semi-classique basé sur la résolution des équations de *Lippmann – Schwinger* [18] :

$$\Psi_{\mathbf{k}i}(\mathbf{r}) = (2\pi)^{-3/2} \exp(i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}) + \int G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') U(\mathbf{r}') \Psi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'$$

où $U(\mathbf{r})$ est le potentiel d'interaction de la réaction. L'utilisation des fonctions de Green G_0 font que les équations de *Lippmann – Schwinger* permettent de remplacer, d'une part, les équations de Schrödinger et inclus, d'autre part, des conditions aux limites asymptotiques ("asymptotic boundary conditions"). Celles-ci impose une représentation des fonctions d'ondes à l'infini comme la somme d'une onde plane et d'une onde sphérique, *i.e.* les fonctions d'ondes de diffusion stationnaire [19].

De la résolution de ces équations, on obtient les fonctions d'ondes *eikonal* Ψ_E et l'amplitude de diffusion *eikonal* f_E (se reporter à la référence [20] p188 pour plus de détails). C'est à travers l'expression de l'amplitude de diffusion eikonal que l'on extrait les fonctions de phase eikonal (*eikonal phase shift functions*) sur lesquelles sont construites les matrices de diffusion et donc les probabilités de stripping et de diffraction dans la réaction [19, 20, 21].

A l'aide de ce modèle, le mécanisme de stripping permet d'extraire des facteurs spectroscopiques. On peut citer le travail de A.Navin *et al.* [12] qui a montré que des mesures en coïncidence entre les fragments et les photons permettaient une extraction plus fine des états de particules ainsi que des facteurs spectroscopiques. En effet, dans certains expériences, la détection des γ permet de signer si le noyau résiduel a été laissé dans un état excité ou non. En d'autres termes, la mesure des photons permet de sélectionner le type de particule qui a été émise (particule de valence, noyau résiduel non excité ; particule du coeur, noyau résiduel excité $\rightarrow$ émission de γ éventuelle) et d'obtenir les contributions des différentes configurations dans l'état fondamental du noyau d'étude.

Sur la figure 1.3, on montre les distributions en moment parallèle de la réaction de cassure ${}^9\text{Be}({}^{28}\text{P}, {}^{27}\text{Si}+\gamma)X$. Les fragments ont été mesurés dans le spectromètre S800 du NSCL à MSU et les γ ont été détectés dans 38 détecteurs de type NaI(Tl).

Sur le spectre du haut, les données brutes représentées par les points noirs (resp. blancs) ont été extraites en absence (resp. présence) de photons dans les détecteurs NaI(Tl). Le spectre du bas montre la section efficace différentielle (en mbarn/MeV/c) à partir des données de la figure a. Les points noirs (resp. blancs) montrent l'état fondamental (resp. excité) du ${}^{27}\text{Si}$. Les lignes pleine et tiretée montrent les distributions en moment parallèle tirées d'un calcul eikonal dans le cas des états s et d, respectivement. Comme on peut le constater, les résultats du calcul s'accordent bien avec les données et il est possible de connaître l'état de la particule grâce à la forme de la distribution en moment des ${}^{27}\text{Si}$. De plus, la distribution en moment parallèle sans émission de γ en coïncidence a permis de mettre en évidence que le noyau de ${}^{28}\text{P}$, dans son état fondamental, est un bon candidat pour être un noyau à halo de 1 proton.

Cet exemple démontre la potentialité de l'utilisation du mécanisme de stripping comme outil spectroscopique. L'intérêt de cette méthode réside dans la section efficace de réaction importante ainsi que dans la possibilité d'utiliser des cibles très

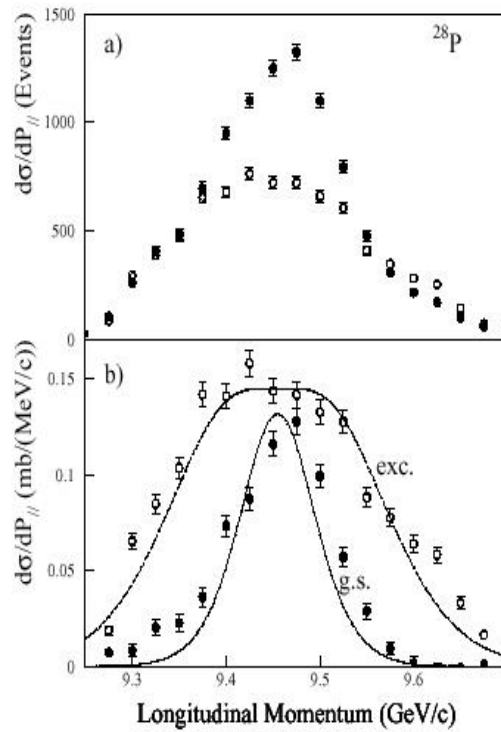


FIG. 1.3: Cette figure est tirée de la référence [12]. La distribution en moment parallèle des résidus de ^{27}Si est présentée. En haut, les données brutes représentées par les points noirs (resp. blancs) ont été extraites en absence (resp. présence) de photons dans les détecteurs NaI(Tl). Le spectre du bas montre les sections efficaces différentielles correspondantes (en mb/MeV/c). Les lignes pleine et tiretée montrent les distributions en moment parallèle tirées d'un calcul eikonal dans le cas des états s et d , respectivement.

épaisses. En effet, seule la mesure de $p_{||}$ doit être réalisée de manière précise : un spectromètre de grande acceptance est idéal pour ce genre de mesure.

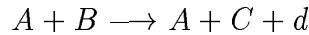
On peut conclure que les mécanismes présentés ci-dessus sont des outils spectroscopiques très puissants et leur utilisation a permis une profonde avancée des connaissances sur la structure des noyaux. Les approches étant différentes, leur utilisation s'avère complémentaire. En effet, le mécanisme de stripping se limite à l'étude de l'état fondamental d'un noyau alors que le transfert permet aussi de sonder les états excités. De plus, ces processus n'interviennent pas dans les mêmes domaines en énergies : les réactions de transfert vont dominer pour des énergies faisceaux inférieures à 20 A.MeV alors que les processus de cassure nucléaire vont être prépondérants dans un domaine d'énergie supérieur à 50 A.MeV [22].

1.2 Un mécanisme de réaction nouveau : le Towing Mode

En 1998, J.-A. Scarpaci *et al.* publient les résultats d’une expérience réalisée au GANIL (Grand Accélérateur National d’Ions Lourds) grâce à laquelle ils décrivent un mécanisme de réaction nouveau, le “Towing Mode”, qui donne une explication très concrète des processus d’émissions de particules aux grands angles [23] dans les réactions de diffusion inélastique. Dans ces réactions, en voie de sortie, on détecte un éjectile de nature identique au projectile en coïncidence avec des particules légères émises par la cible. Dans la suite, nous présentons la mise en évidence expérimentale du Towing Mode ainsi que son interprétation théorique. Enfin, nous aborderons l’utilisation du Towing Mode comme outil spectroscopique.

1.2.1 Les processus de réaction de la voie inélastique

Les réactions de la voie inélastique correspondent aux processus où le projectile, en voie d’entrée, et l’éjectile, en voie de sortie, sont identiques. Ceci peut-être résumé par les réactions de type :



avec A le projectile, B la cible et C le noyau cible après avoir perdu la ou les particules d . Ces réactions sont très utilisées pour étudier les résonances géantes dans les noyaux, leurs modes d’oscillations et de décroissances. On peut citer les travaux les plus récents réalisés avec ce type de réaction [24, 25]. Dans ces expériences, généralement réalisées à des énergies de l’ordre de 40 A.MeV, les particules légères (protons ou neutrons) émises par la cible sont détectées en coïncidence avec l’éjectile pour caractériser la source de particule et trois grands mécanismes ont été observés dans ce type de réactions [26] :

- *L’excitation*, le projectile fournit une partie de son énergie à la cible. Celle-ci va ensuite dissiper son excédent d’énergie par l’émission de particules de manière isotrope dans son référentiel,
- *Pickup-Breakup ou transfert-évaporation*, une ou plusieurs particules sont transférées au projectile (transfert) puis le projectile décroît en vol en émettant des particules identiques à celles transférées (évaporation). Ce mécanisme se caractérise par une émission des particules légères aux angles avant.
- *Le Knockout*, différent du mécanisme de stripping présenté dans la première partie, est généré par une collision nucléon-nucléon entre la cible et le projectile donnant lieu à l’émission d’un nucléon de la cible aux grands angles ($\approx 80^\circ$ par rapport à la direction du faisceau) et du côté opposé au projectile.

C’est au cours d’une expérience réalisée au GANIL dans laquelle la voie inélastique a été sélectionnée que le Towing Mode a été mis en évidence pour la première fois.

1.2.2 La mise en évidence expérimentale

L'expérience a consisté à mesurer les protons et neutrons provenant de la réaction $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar} + n \text{ ou } p)$ à 41 MeV par nucléon. C'est une réaction de diffusion inélastique dans laquelle, en voie de sortie, le projectile ressort intact, le proton ou le neutron détecté provient de la cible. Le spectromètre SPEG, centré à 3 degrés et couvrant des angles entre 1 et 5°, a été utilisé pour identifier les fragments et pour mesurer leur impulsion et leur angle d'émission. Vingt-huit éléments CsI du multi-détecteur PACHA [24] ont été utilisés pour mesurer les protons entre 30° et 230°. Les neutrons ont été détectés dans 45 modules de l'ensemble EDEN [27] disposés entre 35° et 290°.

Spectre d'énergie manquante

A l'aide des énergies des particules, des fragments et en reconstruisant l'énergie d'excitation grâce à un modèle à deux corps, les auteurs ont reconstruit l'énergie manquante (E_{miss}) de la réaction donnée par la formule suivante :

$$E_{miss} = E^* - E_{p,n} - E_{rec}$$

où E^* est l'énergie d'excitation apparente de la cible, $E_{p,n}$ est l'énergie cinétique du proton ou du neutron détecté dans la réaction et E_{rec} l'énergie cinétique du noyau de recul. Les auteurs ont ainsi eu accès aux différents états des noyaux fils de la cible (^{57}Ni , ^{57}Co).

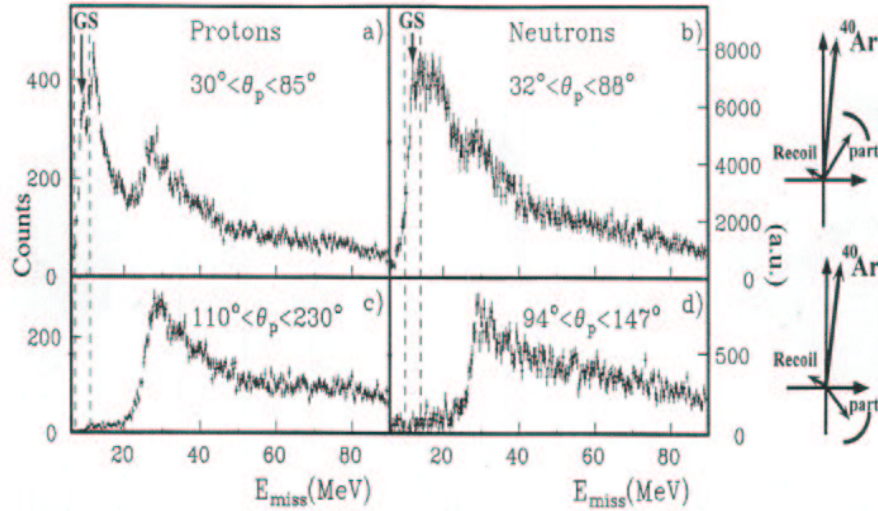


FIG. 1.4: Spectres d'énergie manquante pour des énergies d'excitation apparentes supérieures à 30 MeV pour des particules émises aux angles avant (spectres a et b) et pour des particules émises aux angles arrières ($\theta > 90^\circ$, spectre c et d). Les spectres sont corrigés de l'angle solide. À droite de la figure est présenté un schéma illustrant les vitesses de l'éjectile et de la particule après diffusion. Les lignes pointillées verticales indiquent la région en énergie manquante sélectionnée pour réaliser les distributions angulaires de la figure 1.5.

La figure 1.4 montre les différents spectres d'énergie manquante mesurés en coïncidence avec les protons émis aux angles avant par rapport au faisceau (spectre a), aux angles arrière (spectre c) et en coïncidence avec les neutrons émis aux angles avant (spectre b) et aux angles arrière (spectre d), pour des énergies d'excitation de la cible supérieures à 30 MeV. Ces quatre spectres montrent une contribution importante à 30 MeV d'énergie manquante et qui est interprété comme la décroissance de la cible. Par contre, seuls les spectres a et b (mesurés en coïncidence avec des particules émises à l'avant) présentent une contribution importante provenant du peuplement de l'état fondamental et du premier état excité du noyau résiduel.

De ces spectres, il a été réalisé une sélection en énergie manquante, permettant d'étudier les corrélations angulaires entre le projectile et les particules provenant de la réaction ayant laissé le noyau fils dans l'état fondamental.

Corrélations angulaires

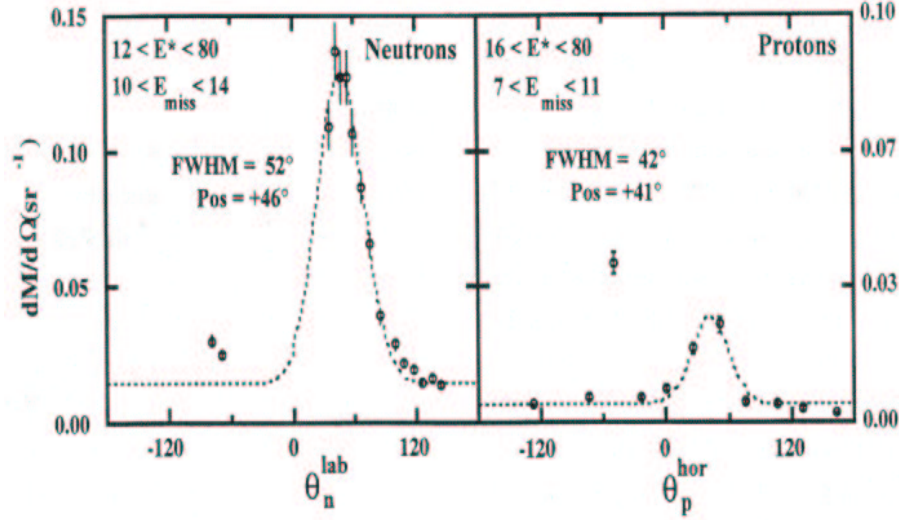


FIG. 1.5: *Distributions angulaires des protons et des neutrons émis en coïncidence avec les ^{40}Ar pour la région en énergie manquante peuplant l'état fondamental des noyaux fils.*

Dans un premier temps, les distributions angulaires des neutrons et des protons ont été extraites en coïncidence avec des ^{40}Ar mesurés dans le SPEG. Ces distributions angulaires sont montrées sur la figure 1.5. Ces distributions présentent un pic important autour de $\theta = +45^\circ$ du même côté que le projectile, par rapport au faisceau. Les auteurs font remarquer toutefois que le processus de réaction responsable des émissions de particules à ces angles diffère du processus de transfert-évaporation ou du knockout qui ont été présentés en début de section 1.2. Ainsi, on a affaire à un mécanisme de réaction qui émet la particule du même côté que le projectile, de la même façon pour les protons et les neutrons, ce qui indique qu'il s'agit d'un processus nucléaire.

Dans la figure 1.6, les auteurs montrent la distribution en $(\theta^{sphe}, \phi^{sphe})$ des ^{40}Ar mesurés dans le SPEG en coïncidence avec les protons détectés en dehors du plan

horizontal.

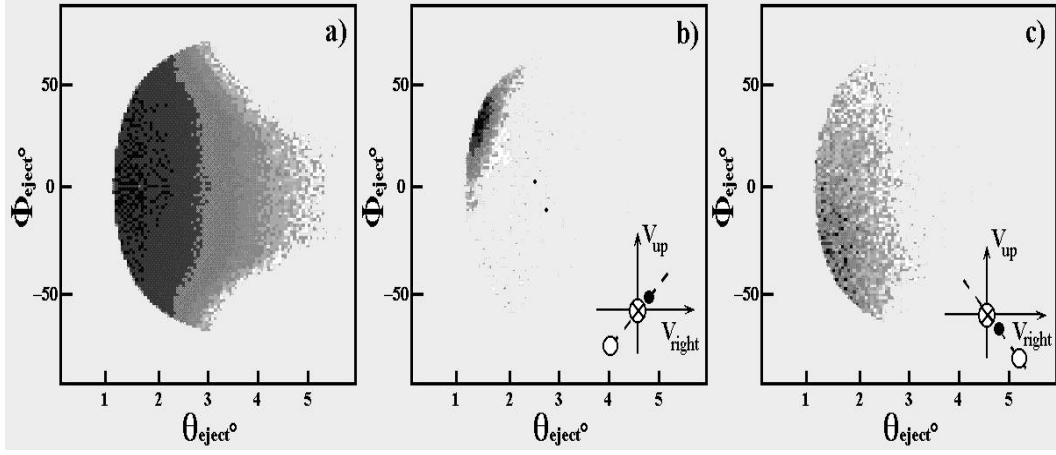


FIG. 1.6: *Distributions angulaires des éjectiles dans le SPEG, représentées sur un diagramme bidimensionnel ($\theta^{sphe}, \phi^{sphe}$), détectés en coïncidence avec des particules émises aux angles arrière (spectre a), en coïncidence avec des protons provenant de la diffusion élastique des ^{40}Ar sur les noyaux d'hydrogène contaminant la cible (spectre b), et enfin, en coïncidence avec les protons détectés à un angle $\theta^{sphe} = 40^\circ$ (spectre c).*

Cette figure montre trois conditions d'extraction de données : la figure 1.6 (a) montre la répartition des ^{40}Ar avec des protons émis aux angles arrières, le spectre (b) montre la même répartition avec des protons provenant de la diffusion élastique des ^{40}Ar sur les noyaux d'hydrogène contaminant la cible de nickel, enfin, le spectre (c) montre la même répartition bidimensionnelle mais en coïncidence avec les protons peuplant l'état fondamental du ^{57}Co et émis autour de 40° . Sur les spectres (b) et (c) est aussi présenté un diagramme à deux dimensions schématisant des vitesses du projectile (ronds blancs) et du proton (ronds noirs) par rapport à la vitesse du faisceau (0,0). Le spectre (a) ne présente aucune corrélation, seule l'ouverture angulaire du spectromètre apparaît. Le spectre (b) montre une forte corrélation angulaire entre le proton et le ^{40}Ar avec une information sur les vitesses qui montrent une émission des protons en opposition avec le projectile caractéristique de la diffusion élastique coulombienne. Par contre, sur le spectre (c), il y a aussi une forte corrélation angulaire entre le projectile et les protons qui, comme le montre le diagramme des vitesses, sont essentiellement émis du même côté que le projectile. Le proton est donc émis dans le plan de la réaction du même côté que l'éjectile par rapport à l'axe du faisceau.

Grâce aux corrélations angulaires, cette expérience a permis de signer la présence d'un processus de cassure nucléaire appelé le Towing Mode (ou mode de touage¹ ou de remorquage) qui provoque l'émission d'une particule du même côté que le projectile qui agit comme un noyau perturbateur. Ce perturbateur arrache un nucléon à la cible, le nucléon n'a pas le temps d'être transféré au projectile car l'énergie cinétique relative est importante : il est émis dans le continuum.

¹D'après le Dictionnaire de la langue française, Touer vient de l'ancien scandinave "toga" qui veut dire "tirer"

1.2.3 Interprétation théorique

Pour mieux comprendre le Towing Mode, D.Lacroix *et al.* [28] ont réalisé un calcul tridimensionnel basé sur la résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps (TDSE). C'est un calcul semi-classique dans lequel on étudie l'évolution d'une fonction d'onde à un corps initialement dans un état stationnaire d'un puits de potentiel Wood-Saxon, représentant le noyau cible, perturbée par le passage d'un autre potentiel Wood-Saxon, représentant le noyau projectile. L'évolution dynamique est réalisée dans un réseau cubique à trois dimensions.

Le calcul TDSE étant l'outil théorique principal de ce travail de thèse, nous reviendrons plus en détail sur sa résolution et ses prédictions au chapitre suivant.

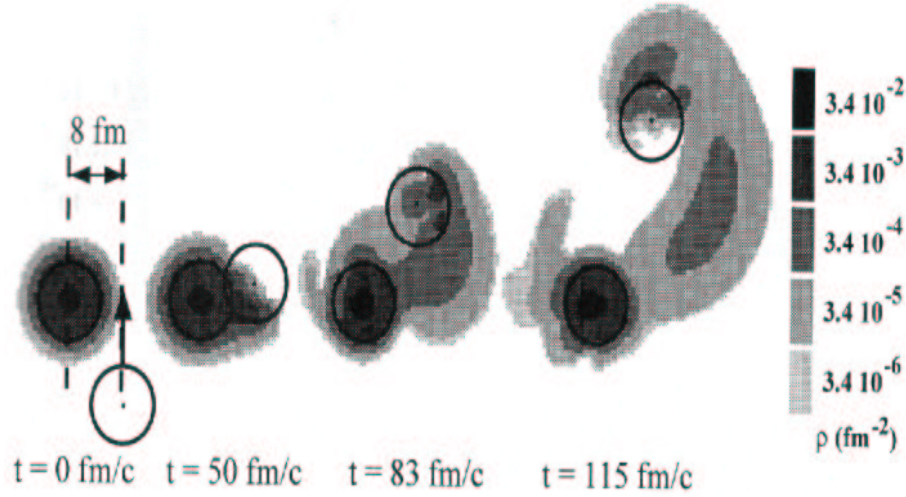


FIG. 1.7: *Evolution de la densité de probabilité de présence d'une fonction d'onde dans l'état $2s$ initialement dans un puits de potentiel Wood-Saxon ($t=0$ fm/c), perturbée par le passage, à un paramètre d'impact de 8 fm, du potentiel Wood-Saxon du noyau perturbateur (le projectile) : $t=50$, 83 et 100 fm/c.*

Sur la figure 1.7, nous montrons un résultat tiré de la référence [28] concernant le calcul TDSE pour la réaction $^{58}\text{Ni}(^{58}\text{Ni}, ^{58}\text{Ni} + n)$ qui représente la densité de probabilité de présence du neutron, dans un état $2s$, lié par 25 MeV à l'instant initial ($t=0$ fm/c), pendant le passage du projectile ($t=50$ et 83 fm/c) et après le passage du projectile ($t=115$ fm/c). Les deux potentiels Wood-Saxon sont représentés par des cercles noirs sur la figure. Ce calcul a été réalisé à un paramètre d'impact, $b=8$ fm, pour lequel l'interaction nucléaire est importante lors de la réaction. Au moment du passage du projectile (à partir de $t=50$ fm/c), une partie de la densité de probabilité de présence du neutron est déportée vers le projectile sous l'effet de l'interaction nucléaire. Puis au fur et à mesure que le projectile passe, une partie de la fonction d'onde est transférée vers le projectile et une autre partie est entraînée par le projectile. Comme on peut le voir sur le quatrième schéma ($t=115$ fm/c), dans l'état final le neutron peut-être dans trois situations :

1. une partie de la fonction d'onde est resté dans le potentiel initial,
2. une autre partie a été transférée au projectile,

- une dernière partie a été extraite puis émise dans le continuum, c'est le Towing Mode.

Ainsi, le calcul TDSE a permis de mettre en évidence de manière théorique le processus de Towing Mode et présente des caractéristiques tout à fait compatible avec l'expérience.

1.2.4 Un outil spectroscopique potentiel pour l'étude de la structure des noyaux

A partir de la densité de probabilité calculée, les auteurs [28] ont extrait les distributions angulaires pour des neutrons initialement dans un état 2s, 2p et 1f. Une comparaison avec les résultats expérimentaux pour la réaction $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar} + n)$ est montrée sur la figure 1.8.

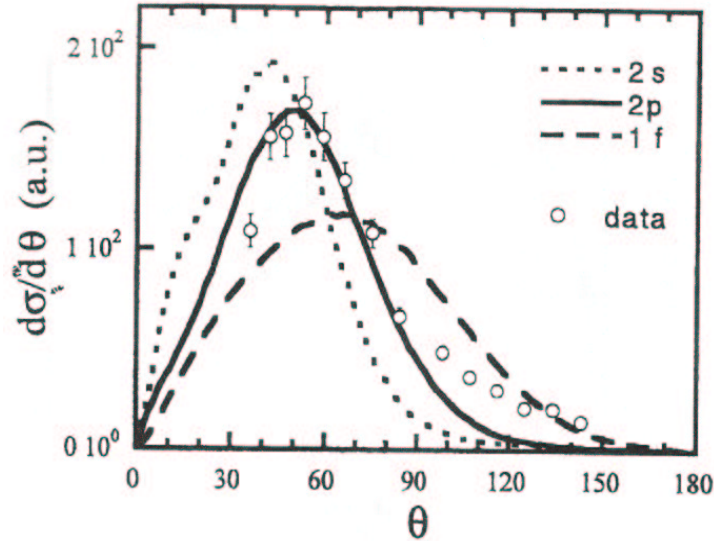


FIG. 1.8: *Distributions angulaires des neutrons émis par le Towing Mode dans la réaction $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ar}, ^{40}\text{Ar} + n)$: les données sont tirées de [23] et elles sont comparées aux résultats du calcul TDSE pour le cas d'une fonction d'onde d'état 2s, 2p et 1f. Le calcul réalisé pour l'état 2p reproduit bien les données expérimentales, en accord avec le modèle en couche.*

Le calcul réalisé pour une fonction 2p (ligne pleine) s'accorde très bien avec les données expérimentales de [23], mieux que le calcul réalisé pour une fonction d'onde 2s (ligne pointillée) ou 1f (ligne tiretée). Ce résultat est totalement en accord avec la prédiction du modèle en couche qui prévoit les deux derniers neutrons de l'état fondamental du ^{58}Ni dans un état $2p_{3/2}$.

On conclut donc que le processus de Towing Mode peut être utilisé comme un nouvel outil pour l'extraction d'informations spectroscopiques. La forme des distributions angulaires nous informe sur l'état de la particule située initialement dans le noyau et la comparaison des sections efficaces avec le calcul TDSE nous donne accès aux facteurs spectroscopiques des états. Un des buts de ce travail est d'appliquer

pour la première fois cet outil à un noyau exotique, le ^{11}Be , et de mettre en évidence les potentialités et les problèmes de cette méthode qui lui sont liés.

1.3 Un noyau aux propriétés très exotiques : le ^{11}Be

Avec l'avènement des faisceaux radioactifs au siècle dernier, la recherche fondamentale en physique nucléaire a exploré des noyaux à la limite de la stabilité et aux caractéristiques très différentes des noyaux connus jusqu'alors : les noyaux exotiques. Avec des noyaux tels que le ^{11}Li et le ^{11}Be , on a vu apparaître les concepts de “halo de particules” (qui sera discuté par la suite), ainsi que des systèmes “borroméens” ou encore des “peaux de neutrons”. Dans cette partie, nous allons présenter le noyau de ^{11}Be qui est au coeur de ce travail de thèse.

1.3.1 Un noyau à halo

La structure en halo de certains noyaux a été mise en évidence au milieu des années 1980 par Tanihata *et al.* grâce à des mesures de sections efficaces d'interaction de noyaux stables et instables d'He, Li, Be et B [29, 30, 31]. De ces mesures, ils ont déduit les rayons d'interaction pour tous les isotopes étudiés. Ces rayons sont répertoriés sur la figure 1.9.

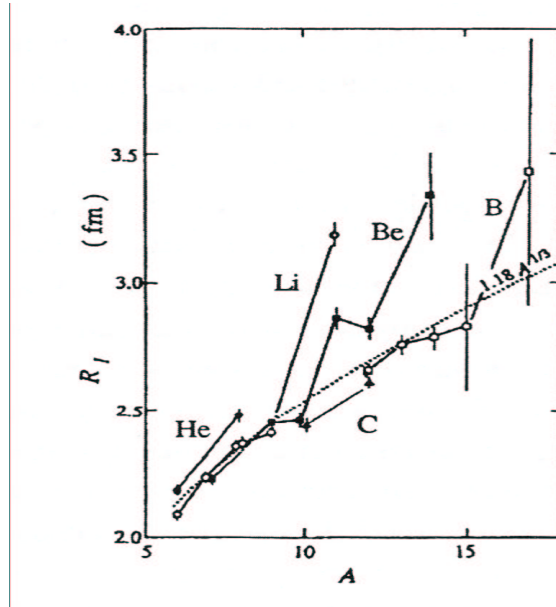


FIG. 1.9: Rayons d'interaction de noyaux stables et instables d'He, Li, Be et B. La courbe pointillée représente la loi du rayon d'interaction standard en fonction de la masse A des noyaux : $R_I = 1.18 A^{1/3}$.

Comme on peut le constater sur la figure tirée de [31], pour certains noyaux tels que le ^{11}Li , le ^{11}Be , le ^{14}Be et le ^{17}B , les rayons d'interaction sont beaucoup plus importants que ceux attendus dans une approche standard (représenté sur la figure par la ligne pointillée $R_I = 1.18 A^{1/3}$). Ce phénomène a été interprété comme la manifestation d'une déformation des noyaux ou d'une densité de matière très étendue

pour ces noyaux riches en neutrons. En effet, l'énergie utilisée dans cette expérience (790 A.MeV) était beaucoup trop importante pour extraire des informations précises sur la forme de la distribution de matière dans les noyaux. L'hypothèse du halo a été formulée par Hansen et Jonson en 1987 [32] pour expliquer les résultats de Tanihata *et al.* Ils ont pu interpréter les données en introduisant une fonction de Yukawa dans la fonction d'onde. Puis, le phénomène de halo a été confirmé expérimentalement par Fukuda *et al.* lors d'une expérience réalisée au RIKEN au cours de laquelle ils ont mesuré la section efficace de cassure du ^{11}Be à une énergie de 33 A.MeV. À ces énergies, les sections efficaces de réaction sont beaucoup plus sensibles à la queue de distribution de la densité de nucléons dans le noyau [33]. Ainsi, une comparaison avec un modèle *eikonal/Glauber* pour le phénomène de halo et un modèle Hartree-Fock déformé ou Nilsson-Strutinsky, pour caractériser la déformation, ont permis de rejeter l'hypothèse de la déformation et de valider la description de la queue de distribution par les fonctions d'ondes de Yukawa.

Le phénomène de halo se manifeste particulièrement dans les noyaux riches en neutrons (^{11}Be , ^{11}Li et ^6He) mais aussi, de manière plus controversée, dans les noyaux riches en protons (^8B , ^{28}P). Il est la manifestation de l'extension importante de la fonction d'onde d'un nucléon dans le noyau pour un nucléon occupant un état d'énergie très proche de l'énergie de séparation de particule (S_n) et ayant un moment orbital faible : dans le cas du ^{11}Be , l'énergie de séparation a été mesurée à $S_n = 0,504$ keV et le neutron de valence doit occuper majoritairement une orbital s .

1.3.2 L'inversion de parité

Dès 1959, avec la mesure de la décroissance β du ^{11}Be [34], Wilkinson et Alburger mettent en évidence un état spin-parité égale à $1/2^+$ pour l'état fondamental du noyau, bouleversant de ce fait l'image du modèle à particules indépendantes pour décrire certains noyaux instables. En effet, dans une configuration de type modèle en couches, le neutron de valence est attendu sur la sous-couche $1p_{1/2}$ conférant au noyau un état $1/2^-$, l'état $1p_{1/2}$ se trouvant 200 keV au dessous de l'état $2s_{1/2}$. Après ce résultat expérimental surprenant, en 1960, Talmi et Unna [35] invoquent les interactions résiduelles à deux corps pour expliquer l'*inversion de parité* entre la couche $1p_{1/2}$ et $2s_{1/2}$ dans le noyau de ^{11}Be . D'autres expériences réalisées sur le ^{11}Be (capture de muons, réactions de transfert, ...) ont montré de manière inambigüe que l'état fondamental a $J^\pi = 1/2^+$ [36, 37].

1.3.3 Une structure de l'état fondamental très controversée

De nombreux travaux, aussi bien théoriques qu'expérimentaux, ont été réalisés sur le noyau de ^{11}Be et tous ne s'accordent pas sur la structure de l'état fondamental. En effet, outre l'inversion de parité conférant au noyau un état fondamental $1/2^+$, des modèles et des expériences ont montré la présence d'une contribution du coeur ^{10}Be excité couplé à un neutron dans l'état $1d_{5/2}$. L'état fondamental peut ainsi être écrit de la façon suivante :

$$|^{11}\text{Be}_{g.s.}\rangle = \alpha|0^+ \otimes 2s_{1/2}\rangle + \beta|2^+ \otimes 1d_{5/2}\rangle$$

avec α et β les amplitudes spectroscopiques liés aux états du coeur (respectivement des neutrons) 0^+ ($2s_{1/2}$) et 2^+ ($1d_{5/2}$). Or, tous les travaux ne s'accordent pas au sujet des valeurs des facteurs spectroscopiques α^2 et β^2 . Les modèles théoriques récents développés par Otsuka *et al.* [38] et Brown [39] reproduisent correctement l'inversion de parité du ^{11}Be et le modèle en couche variationnel d'Ostuka *et al.* prédit une valeur du facteur spectroscopique de 0,74 pour la contribution du coeur froid et le modèle en couche de Brown prédit une valeur de 0,6 pour la même contribution. Différents travaux expérimentaux ont étudié les contributions à l'état fondamental du ^{11}Be . A l'aide des réactions de transfert (d,p), les données de Zwiegliniski [40] et les modèles théoriques de Timofeyuk et Johnson [41] ont obtenu une valeur de facteur spectroscopique comprise entre 0,35 et 0,76,

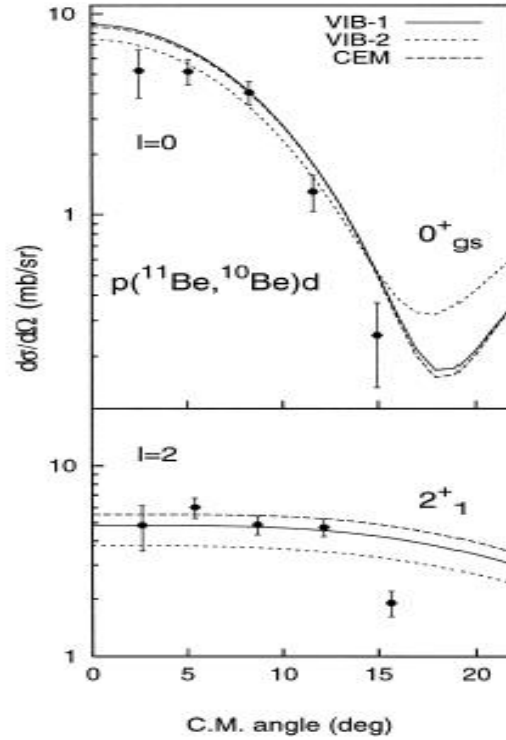


FIG. 1.10: Distributions angulaires des ^{10}Be dans le référentiel du centre de masse de la réaction $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$ [42]. La figure du haut montre la distribution angulaire pour un moment angulaire transféré $L = 0$ et la figure du bas pour un moment angulaire transféré $L = 2$. Les données tirées de [42] sont comparées aux résultats d'un calcul DWBA de Nunes *et al.* [43].

Le travail sur la réaction $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$ de Pita [42] et Fortier *et al.* [44] illustré par la figure 1.10, a permis d'extraire les valeurs de facteurs spectroscopiques grâce à la comparaison des données avec différentes approches DWBA (prise en compte des effets de couplages vibrationnels, rotationnels, sans couplages...). Il ressort de leur étude que le facteur spectroscopique pour la contribution du coeur froid varie entre 0,5 et 0,8 suivant les cas [45]. Ils ont pu extraire aussi la contribution du coeur excité dans l'état fondamental qui s'élève à environ 20%.

Les réactions de *breakup* (cassure nucléaire) ont permis d'extraire des valeurs de

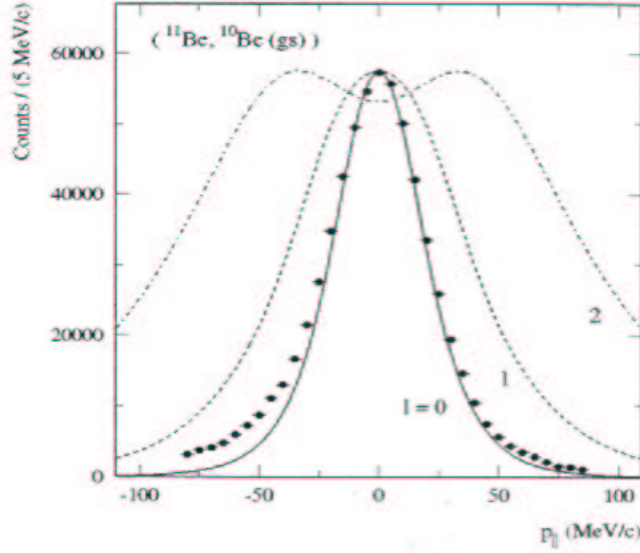


FIG. 1.11: Distributions en moment parallèle des fragments de ^{10}Be [46]. Les données expérimentales montrent les événements pour lesquels le ^{10}Be a été peuplé dans son état fondamental. Ces données sont comparées aux résultats d'un calcul eikonal pour des états de neutron s , p et d .

facteurs spectroscopiques pour les contributions du coeur froid et excité. La figure 1.11 illustre le travail de Aumann *et al.* [46]. Elle montre la distribution en moment parallèle des fragments de ^{10}Be peuplés dans leur état fondamental lors de la réaction de cassure $^9\text{Be}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + \gamma)$ à 63 A.MeV. L'utilisation des mesures en coïncidence avec les photons leur a permis d'extraire les distributions en moment parallèle des fragments avec et sans émission de photons. La comparaison des données extraites dans les conditions où aucun γ n'a été émis (soustraction du spectre "simple" (ou "single") avec le spectre en coïncidence) avec un modèle *eikonal* pour un état $l = 0$, $l = 1$ et $l = 2$ signe de manière inambigüe l'état s du neutron couplé avec un coeur froid de ^{10}Be , initialement dans le noyau (voir 1.11). Un autre calcul basé sur la théorie des perturbations dépendantes du temps a permis d'extraire la distribution en coïncidence avec les photons de 3,37 MeV (provenant de la décroissance $2+ \rightarrow 0+$ du ^{10}Be) : la distribution en moment résultante est totalement en accord avec un facteur spectroscopique de l'ordre de 22% pour la contribution du coeur excité, en bon accord avec la mesure par transfert de [45].

Plus récemment à GSI, Palit *et al.* [47] ont réalisé une expérience à 520 A.MeV d'un faisceau de ^{11}Be sur une cible de plomb pour l'étude par diffraction nucléaire et par dissociation coulombienne du ^{11}Be en $^{10}\text{Be} + n$. Pour les deux processus ayant lieu dans la même expérience, la méthode de diffraction donne une valeur du facteur spectroscopique de $0,77 \pm 0,04$ et la méthode de dissociation coulombienne donne une valeur de $0,61 \pm 0,05$ pour la contribution $|0^+ \otimes 2s\rangle$.

La figure 1.12, tirée de [47], résume les différentes valeurs de facteurs spectroscopiques obtenus pour la contribution de l'état $2s$ couplé au coeur froid dans le fondamental du ^{11}Be pour différentes réactions citées dans ce paragraphe. Toutes

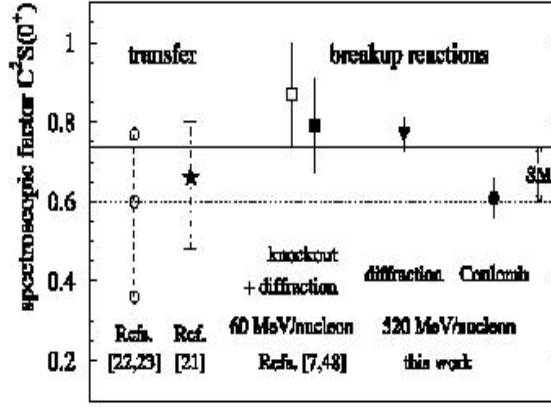


FIG. 1.12: Valeurs des facteurs spectroscopiques obtenues à l'aide des différentes réactions citées dans ce chapitre. Sur l'image, les références 22, 23, 21, 7, 48 et “this work” correspondent respectivement aux références [41, 40, 41, 46, 47] de cette thèse.

ces valeurs illustrent clairement la controverse qui existe par rapport aux facteurs spectroscopiques des différentes contributions constituant l'état fondamental du ^{11}Be même si la tendance générale tend vers une valeur supérieure à 50% pour l'état 2s. De plus, la détermination de la valeur du facteur spectroscopique est dépendante du modèle théorique utilisé pour l'analyse des résultats expérimentaux (modèle dépendant).

1.4 Objectifs de la thèse

Dans ce chapitre, nous avons vu que les réactions directes étaient un outil puissant pour l'étude de la structure des noyaux. L'analyse des distributions angulaires à l'aide d'une analyse DWBA pour le transfert, et l'extraction des distributions en moment parallèle couplés à une comparaison avec le modèle *eikonal*, dans le cas des réactions de *breakup*, permettent de signer l'état des particules initialement dans le noyau et d'en extraire des facteurs spectroscopiques. Pourtant, concernant la détermination des facteurs spectroscopiques des états constituant le fondamental du ^{11}Be , les expériences de transfert comme de *breakup* ne s'accordent pas sur une valeur qui varie entre 0,3 et 0,8.

Dans ce chapitre, nous avons présenté un nouveau mécanisme de réaction, le Towing Mode, qui est un bon outil pour sonder la structure des noyaux. En effet, tout comme pour le mécanisme de transfert, les distributions angulaires des particules “towées” lors de la réaction, comparées aux résultats du calcul TDSE élaboré par Lacroix *et al.*, permettent de signer de manière inambigüe l'état de la particule initialement dans le noyau.

Ainsi, l'idée majeure de cette thèse est d'étudier, sur l'exemple précis du ^{11}Be , la potentialité du Towing Mode en tant qu'outil spectroscopique et d'extraire des valeurs de facteurs spectroscopiques pour son état fondamental.

Chapitre 2

Présentation du calcul TDSE

Ce chapitre est consacré à la description du calcul basé sur la résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps (TDSE). Celui-ci a été brièvement présenté au chapitre 1 pour illustrer le travail de Lacroix *et al.* [28] et leur étude du processus Towing Mode dans la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{40}\text{Ar}$.

L'un des objectifs que nous nous sommes fixés dans cette thèse est d'utiliser les calculs TDSE pour déduire les facteurs spectroscopiques pour le noyau ^{11}Be dans la réaction $^{48}\text{Ti} (^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + \text{n} + \gamma)$. L'état fondamental du ^{11}Be est constitué d'une superposition de deux états quantiques où le neutron du halo est soit dans un état s, s'il est couplé à un coeur au repos, soit dans un état d, si le coeur est dans un état excité. Les états s, p et d du neutron seront principalement considérés dans ce chapitre. Même si l'élaboration de ce calcul n'est pas partie intégrante de mon travail de thèse, il est l'outil théorique principal pour l'étude des résultats expérimentaux. Une partie de ce chapitre sera donc consacrée à la description détaillée de ce calcul semi-classique et de ses différentes étapes. Puis, je me consacrerai à l'étude des prédictions et des limites du calcul dans le cas de la réaction $^{48}\text{Ti}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + \text{n})$. Enfin je présenterai les extensions au calcul qui ont été nécessaires pour ce travail de thèse, avec la prise en compte de la déformation pour une description plus complète du système physique.

2.1 Le calcul TDSE

2.1.1 Un modèle semi-classique

Les modèles semi-classiques s'avèrent être de puissants outils pour la compréhension des phénomènes physiques : dès lors que les énergies mises en jeu dans la réaction sont suffisamment importantes, la description du mouvement relatif entre la cible et le projectile est bien traitée dans cette approche. Leur application devient justifiée dès lors que la longueur d'onde de De Broglie de la particule incidente ($\lambda = \hbar/p$) est suffisamment petite devant la distance a , distance pour laquelle le potentiel d'interaction varie de manière significative (où $p = \sqrt{2mE}$, l'impulsion de la particule définie en fonction de sa masse et de l'énergie du faisceau) [48, 20, 49]. Concrètement, on dira que le recours à un modèle semi-classique est justifié lorsque le produit $ka \ll 1$. L'approximation *eikonal* et la méthode *WKB* (pour Wentzel-Kramers-Brillouin) sont les méthodes semi-classiques les plus connues à ce jour pour traiter la diffusion des particules par un potentiel. La méthode *WKB*, introduite en mécanique quantique pour la première fois en 1926 [50, 51, 52] est basée sur la résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps pour la détermination des fonctions d'ondes *WKB* et des sections efficaces de réactions, alors que celles-ci sont déduites par linéarisation des fonctions de Green de l'équation de Lippmann-Schwinger pour le modèle *eikonal* (voir chapitre 1). Ces dernières années, l'approche *eikonal* est très utilisée pour la description des réactions de cassures de noyaux peu liés en "particule+coeur". On retrouvera notamment l'utilisation du modèle pour l'explication des données relatives aux phénomènes de stripping et de dissociation diffractive qui sont deux outils spectroscopique pour l'étude de la structure des noyaux [21, 53, 54, 55, 46, 47].

L'intérêt du développement du calcul semi-classique d'après la résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps est la possibilité, dans un premier temps, de caractériser le processus de réaction qui a lieu lors des collisions périphériques entre ions en traitant le caractère ondulatoire de la particule émise. Enfin, comme il est résolu de manière exacte et qu'il s'agit d'un calcul non-perturbatif, il prend automatiquement en compte les phénomènes d'interférences entre les interactions mises en jeu dans la réaction (ceci sera étudié dans la suite).

W. Nörenberg et H.A. Weidenmüller discutent, dans la référence [56], des limites du modèle classique dans le cas où l'évolution de la fonction d'onde d'une particule indépendante dans un potentiel local est gérée par l'équation de Schrödinger dépendante du temps. Avec la même démarche que Joachain et Frölip [20, 49], W. Nörenberg et H.A. Weidenmüller montrent que le traitement quantique ou classique d'une réaction dépend de la valeur de la longueur d'onde de de Broglie locale, λ , comparée à la longueur caractéristique du problème. Celle-ci a pour expression :

$$\lambda(\mathbf{r}) = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2\mu(E - V(\mathbf{r}))}}.$$

où μ la masse réduite du système, E est l'énergie incidente et $V(\mathbf{r})$ le potentiel d'interaction indépendant du temps. L'approche classique est justifiée si la dépendance

radiale du potentiel peut-être restreinte par :

$$|\mathbf{grad}(\lambda(\mathbf{r}))|^2 \ll 1.$$

Avec cette condition et connaissant l'expression de $\mathbf{grad}(\lambda(\mathbf{r}))$, W.Nörenberg et H.A.Weidenmüller aboutissent à une limite sur l'énergie au dessus de laquelle le traitement classique est valide :

$$\frac{\mu}{m_n}(E - V_{CB})^3 \gg 5.10^4 \text{ MeV}^3.$$

Dans cette dernière expression, m_n est la masse d'un nucléon et V_{CB} la hauteur de la barrière de potentiel du système à franchir pour que la réaction ait lieu. Dans le cas de la réaction $^{11}\text{Be} + ^{48}\text{Ti}$, la hauteur de la barrière de potentiel à franchir est inférieure à 5 MeV validant alors le traitement classique de la réaction pour des énergies totales supérieures à 20 MeV.

2.1.2 Un modèle champ moyen

Expérimentalement, il a été montré dans l'article [23] que le Towing Mode laisse les noyaux participants dans un état peu ou pas excité, tout au plus le noyau dont la particule est issue est dans une configuration 1-trou. Dans ces phénomènes, on s'attend à ce que l'effet des corrélations internes soit négligeable et qu'une description externe de particules indépendante liées par leur champ moyen soit adaptée. Dans ce cas, le système est décrit par un déterminant de Slater de fonctions d'ondes à un corps $|\phi_\alpha\rangle$ où α représente le jeu des valeurs quantiques pour chaque particule. Dans une telle approche, le champ de propagateur à un corps, qui est une transformation unitaire, conserve la structure du déterminant de Slater et satisfait donc le principe d'exclusion de Pauli lors de la réaction.

Ces méthodes restent toutefois très coûteuses en temps de calcul. De plus, dans la mesure où les particules sont indiscernables, il n'est pas possible de manière simple d'identifier le mécanisme de réaction étudié ici, c'est à dire, un nucléon émis dans le continuum laissant un coeur froid (inerte). C'est pourquoi, guidés par l'observation expérimentale, Lacroix *et al.* [28] ont développé un modèle à particules indépendantes moins général mais mieux adapté au phénomène étudié. Dans notre cas, nous ne considérons que les collisions périphériques qui ont lieu entre les noyaux et donc nous pouvons négliger la réorganisation du champ moyen lorsque les deux potentiels de la cible et du projectile se rencontrent. On voit ainsi apparaître une limitation qui sera étudiée dans la suite et qui concerne les paramètres d'impact pour lesquels le calcul va être réalisé : l'approche n'est justifiée que si le coeur n'est pas ou très peu perturbée dans la réaction, nous allons donc considérer des paramètres d'impact minimum de l'ordre du paramètre d'impact du "grazing" (effleurement). Cette considération nous permet d'éviter de nombreuses étapes de calcul supplémentaires et de nous concentrer simplement sur la fonction d'onde de la particule émise.

Il s'agira dans un premier temps de résoudre l'équation de Schrödinger stationnaire pour déterminer les états propres du système, puis de faire évoluer ce système dans le référentiel cartésien à trois dimensions. Nous développons, dans ce qui suit, les outils nécessaires à la réalisation du calcul dynamique de la fonction d'onde d'un neutron dans le puits de potentiel du ^{10}Be .

2.1.3 Etape 1 : résolution de l'équation de Schrödinger stationnaire

Les états propres du système

Dans le cas d'un modèle à particule indépendante, les états quantiques du noyau sont décrits par le déterminant de Slater constitué de A fonctions d'ondes individuelles $|\phi_\alpha\rangle$ solutions du Hamiltonien qui, en représentation $\mathbf{r}$ s'écrit :

$$H(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V^A(\mathbf{r})$$

où V^A représente le potentiel nucléaire à un corps. Dans la référence [57], les auteurs ont décrit le potentiel nucléaire du noyau à halo de ^{11}Be par un potentiel de type Wood-Saxon avec un terme de surface de N. Vin Mauh [58] pour caractériser un potentiel plus diffus. Pour cette thèse, nous avons choisi un potentiel Wood-Saxon pour décrire l'interaction nucléaire dont nous avons accru la diffusivité. Des résultats identiques ont été obtenus. Nous rappelons la formule du potentiel Wood-Saxon :

$$V^A(r) = \frac{V_0}{1 + \exp(\frac{r-R_A}{a_0})}$$

où $r = \|\mathbf{r}\|$ est la distance par rapport au centre du puits de potentiel sphérique, V_0 la profondeur du puits, R_A son rayon et a_0 la diffusivité ($a_0 = 0.75$ fm a été utilisé). Nous avons délibérément omis la partie coulombienne du potentiel car nous traitons le cas du neutron. Pour le cas d'un proton, les équations sont identiques seul le potentiel coulombien doit être ajouté. Nous renvoyons les lecteurs aux références [59, 60] pour le développement du Laplacien en coordonnées sphériques et pour lequel on voit apparaître l'opérateur moment cinétique L^2 . Les fonctions d'ondes solutions du hamiltonien $H(\mathbf{r})$ peuvent être décomposées en harmoniques sphériques, elles-mêmes états propres l'opérateur L^2 du hamiltonien. Ces fonctions d'ondes ont pour expression : $\phi(r, \theta, \varphi) = R(r)Y_l^m(\theta, \varphi)$, constituée d'une partie radiale sensible au nombre quantique principal n de la particule, et d'une partie angulaire qui est sensible au moment orbital l et à sa projection m . Nous n'avons pas considéré de potentiel spin-orbite si bien que les états propres sont dégénérés suivant m .

L'expression des fonctions $Y_l^m(\theta, \varphi)$ sont bien connues de même que l'effet de l'opérateur L^2 sur ces fonctions de telle sorte que la détermination des solutions de l'équation de Schrödinger se réduit à la détermination de la partie radiale des harmoniques sphériques d'après l'équation :

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_r R(r) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2m}R(r) + V(r)R(r) = ER(r)$$

où Δ_r est la partie radiale de l'expression du Laplacien.

Grâce à la méthode de la différence finie à trois points et en réduisant les fonctions $R(r)$ à des fonctions radiales du types : $R(r) = \frac{u(r)}{r}$, l'expression du Laplacien radial se réduit au développement suivant, pour chaque cellule n :

$$\Delta_r R(n) = \frac{d^2 u(n)/dr^2}{r} = \frac{u(n+1) - 2u(n) + u(n-1)}{n\Delta r^2}$$

Avec cette discrétisation, le hamiltonien total $H(\mathbf{r})$ prend la forme d'une matrice tridiagonale où les éléments diagonaux inférieurs et supérieurs sont $\frac{\hbar^2}{2m\Delta r^2}$ et les éléments diagonaux au rang n s'écrivent $-2\frac{\hbar^2}{m\Delta r^2} + V_n^A - \frac{l(l+1)}{n\Delta r^2(a*n)^2}$.

La diagonalisation de la matrice du Hamiltonien nous donne les états propres de la matrice, c'est à dire les valeurs de la fonction radiale $R(r)$, pour chaque pas du réseau, ainsi que les valeurs propres associées, c'est à dire les énergies du système.

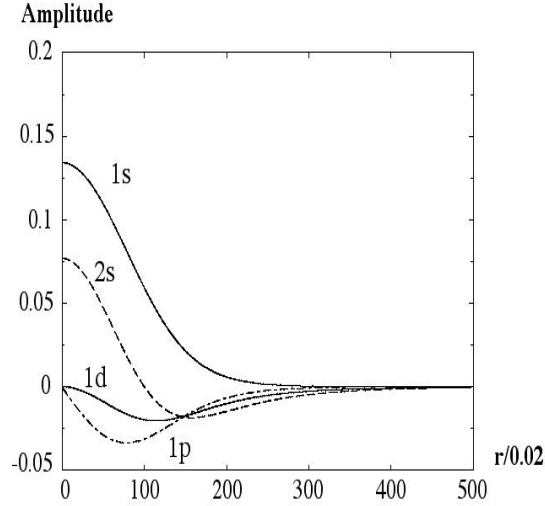


FIG. 2.1: Représentation de la partie radiale des fonctions d'ondes $1s$, $2s$, $1p$ et $1d$ calculées dans un puits de potentiel Wood-Saxon de profondeur -55.8 MeV et pour une discrétisation de l'espace radial de 1500 pas de réseau et $\Delta r = 0.02$ fm.

Sur la figure 2.1, nous avons représenté la partie radiale des fonctions d'ondes dans le cas $n=1,2$. On retrouve les formes des parties radiales attendues dont le nombre de noeuds (nombre de passage par 0 de la fonction d'onde) est égal à $n-1$. Ces calculs ont été réalisés sur un réseau sphérique de rayon maximum 30 fm et pour un pas de réseau Δr de 0.02 fm.

2.1.4 Les ingrédients nécessaires pour l'évolution en temps du calcul

Le changement de coordonnées

L'évolution est réalisée sur un réseau cartésien et pour ce faire on procède à un changement de coordonnées pour les fonctions d'ondes. Dans le référentiel cartésien, les états calculés dans le réseau sphérique ne sont plus états propres du Hamiltonien du système.

2.1.5 Les évolutions en temps du calcul

Lorsque le Hamiltonien H ne dépend pas explicitement du temps, nous pouvons connaître l'état de la particule $|\phi(t)\rangle$ à tout instant t , solution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps, à partir de l'état de la particule déterminé à un instant t_0 tel que :

$$|\phi(t)\rangle = e^{-iH(t-t_0)/\hbar} |\phi(t_0)\rangle$$

Comme nous l'avons mentionné précédemment, la détermination en temps des fonctions d'ondes à un instant postérieur est donnée par l'application d'une évolution de type $e^{-\beta H}$ à la fonction d'onde déterminée à un instant ultérieur. Suivant les valeurs de β , nous pourrions exploiter différents aspects de l'évolution en temps :

- $\beta = 1$, ce qui revient à appliquer un temps imaginaire au système, donne lieu à la convergence des états vers le fondamental (voir étape 2),
- $\beta = i$, il s'agit de l'évolution en temps réel du calcul (voir étape 3)

Méthode du split operator

Le propagateur de l'évolution temporelle a pour expression : $e^{\beta \hat{H}(t-t_0)/\hbar}$ avec $\hat{H} = \hat{T} + \hat{V}$, où $\hat{T}$ est l'opérateur d'énergie cinétique et $\hat{V}$, l'opérateur d'énergie potentielle.

La méthode du split operator permet de calculer les fonctions d'ondes à un instant ultérieur ($t+\Delta t$) grâce à la séparation des différentes composantes (partie cinétique et partie potentiel) de l'opérateur $\hat{H}$ [61]. On procède de la façon suivante :

$$e^{-\beta \hat{H} \Delta t / \hbar} \approx e^{-\beta \hat{p}^2 \Delta t / 4\hbar m} e^{-\beta \hat{V}(r) \Delta t / \hbar} e^{-\beta \hat{p}^2 \Delta t / 4\hbar m} + O(\Delta t^3)$$

L'erreur sur cette méthode de séparation est d'ordre 3 en Δt due à la non commutabilité des opérateurs $\hat{T} = \hat{p}^2/2m$ et $\hat{V}$. La méthode consiste donc à appliquer successivement les propagateurs $e^{\beta \hat{p}^2 \Delta t / 4\hbar m}$ et $e^{\beta \hat{V} \Delta t / \hbar}$ à la fonction d'onde à l'instant t pour connaître la fonction d'onde à l'instant $t + \Delta t$. Or, ces applications sont plus simples à utiliser lorsque $\hat{T}$ et $\hat{V}$ sont des nombres, c'est à dire, lorsqu'ils sont définis dans les bases $\hat{p}$ et $\hat{r}$, respectivement. Nous allons donc utiliser les transformées de Fourier et les transformées de Fourier inverses pour assurer le passage d'un espace à l'autre.

Etape 2 : résolution en temps imaginaire

La technique de calcul temps imaginaire a été initialement développée dans le but de déterminer les fonctions propres et les valeurs propres des différents modes de guides d'ondes optiques par la résolution de l'équation d'onde paraxiale, très similaire à l'équation de Schrödinger dépendante du temps. La méthode s'est révélée très efficace pour l'obtention des états propres d'un Hamiltonien. Comme nous le verrons, cette méthode résout l'équation de Schrödinger en imposant des conditions aux limites périodiques. Cette méthode s'avère être un puissant outil de calcul car elle permet de traiter l'évolution des fonctions d'ondes pour de grands réseaux cubiques et en des temps de calcul très abordables.

Nous travaillons en temps imaginaire, c'est à dire que notre échelle de temps Δt devient $-i\Delta t$. Cette méthode nous permet de travailler avec des grandeurs réelles, le propagateur devient l'exponentielle d'une énergie. La fonction d'onde après chaque pas en temps imaginaire s'écrit :

$$|\phi(t + \Delta t) \rangle = TF^{-1} \left(e^{-\Delta t \hat{p}^2 / 4\hbar m} TF \left(e^{-\Delta t \hat{V}(r) / \hbar} TF^{-1} \left(e^{-\Delta t \hat{p}^2 / 4\hbar m} (TF|\phi(t) \rangle) \right) \right) \right)$$

où TF est la transformée de Fourier et TF^{-1} la transformée de Fourier inverse. Ainsi, appliquer cette méthode du temps imaginaire à la méthode du split-operator, à chaque itération, permet de réduire des états propres de hautes énergies dans l'état initial au profit des états de plus basse énergie. Dans le cas où l'on traite n'importe quelle fonction d'onde individuelle, cette méthode itérative nous fera toujours converger vers l'état de plus basse énergie du puits de potentiel. Dans le cas où nous étudions un système à n états propres dans le puits de potentiel, nous devons réaliser l'évolution en temps ainsi que l'orthonormalisation des n états simultanément à chaque étape du calcul. En effet, bien que la transformation du split operator soit une transformation unitaire, elle ne l'est plus dans le cas du temps imaginaire qui rend réelles les composantes de la transformation et les normes des fonctions d'ondes à chaque pas en temps ne sont plus conservées. Il est donc nécessaire, après chaque itération, d'orthonormaliser les fonctions d'ondes de manière à avoir, pour chaque état $i \neq j$:

$$\langle \phi_i | \phi_i \rangle = 1 \text{ et } \langle \phi_i | \phi_j \rangle = 0$$

C'est l'orthonormalisation qui permet de faire converger les fonctions initiales vers les différents états propres du système.

La valeur propre associée à la fonction d'onde ϕ_i du Hamiltonien converge vers une valeur limite qui est la valeur propre du système défini dans le référentiel cartésien. Pour stabiliser la fonction d'onde dans le référentiel cartésien, nous avons utilisé un pas en temps Δt de $1.7 \text{ fm}/c$.

Cas du ^{11}Be

Nous avons obtenu la stabilisation des fonctions propres associées au Hamiltonien avec cette méthode du split operator couplée à la méthode du temps imaginaire dans le cas du noyau de ^{11}Be . Sur la figure 2.2 est représentée l'évolution de l'énergie de liaison en fonction du "temps imaginaire" dans le cas d'une fonction d'onde 2s liée initialement par 600 keV, dans le réseau sphérique, sur 400 pas en temps.

Comme on peut le voir sur cette figure, l'énergie de liaison nécessite environ 200 pas en temps pour atteindre une valeur stable. Grâce à l'évolution en temps imaginaire, cette convergence nous permet d'obtenir les fonctions propres et les valeurs propres du hamiltonien à un corps du système dans le référentiel cartésien. La figure 2.3 montre la densité de probabilité de présence de quelques fonctions d'ondes calculées dans le puits de potentiel du ^{11}Be avec l'axe Z comme axe de projection privilégié.

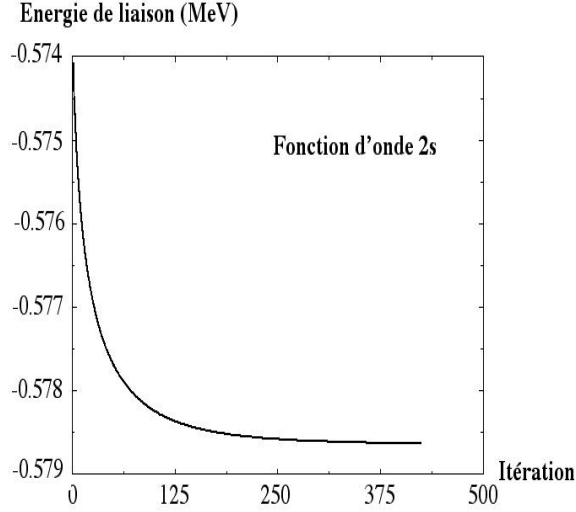


FIG. 2.2: Evolution de l'énergie de liaison de la fonction d'onde 2s en fonction du nombre de pas en temps. La méthode du temps imaginaire a été utilisée pour la stabilisation de la fonction d'onde. Nous considérons que la stabilisation est atteinte lorsque la valeur propre (l'énergie) associée à l'état considéré tend vers une valeur asymptotique. Ici, on atteint une valeur de l'énergie de liaison de l'état 2s de 578 keV.

Etape 3 : évolution dynamique ou évolution en temps réel du système.

Initialement, le noyau cible (C) et le noyau projectile (P) se trouvent dans leurs états fondamentaux. Pour des commodités de calcul, on décide de travailler sur un réseau fixe qui porte la fonction d'onde tout au long de son évolution. Ainsi, la fonction d'onde de la particule est portée par la cible, située au centre du réseau cubique.

L'évolution dynamique de la fonction d'onde de la particule est régie par l'équation de Schrödinger dépendante du temps à un corps :

$$i\hbar \frac{d}{dt} \phi(\mathbf{r}, t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_C(\mathbf{r} - \mathbf{r}_C(t)) + V_P(\mathbf{r} - \mathbf{r}_P(t)) \right) \phi(\mathbf{r}, t)$$

où V_C et V_P sont les potentiels de la cible et du projectile ressentis par la particule et $\mathbf{r} - \mathbf{r}_C(t)$ et $\mathbf{r} - \mathbf{r}_P(t)$ la distance par rapport à la position, à chaque instant t , de la cible et du projectile, notées $\mathbf{r}_C(t)$ et $\mathbf{r}_P(t)$.

Pour la résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps, nous avons utilisé la méthode du split operator, présenté dans la sous-section 2.1.4 et l'évolution sera traitée en temps réel. Pour chaque pas en temps, la fonction d'onde s'écrit :

$$|\phi(\mathbf{r}, t + \Delta t) \rangle = e^{-i\hat{H}\Delta t/\hbar} |\phi(\mathbf{r}, t) \rangle$$

Dans ce cas précis, le Hamiltonien est explicitement dépendant du temps et la méthode du split operator n'est applicable que si le Hamiltonien n'évolue pratiquement

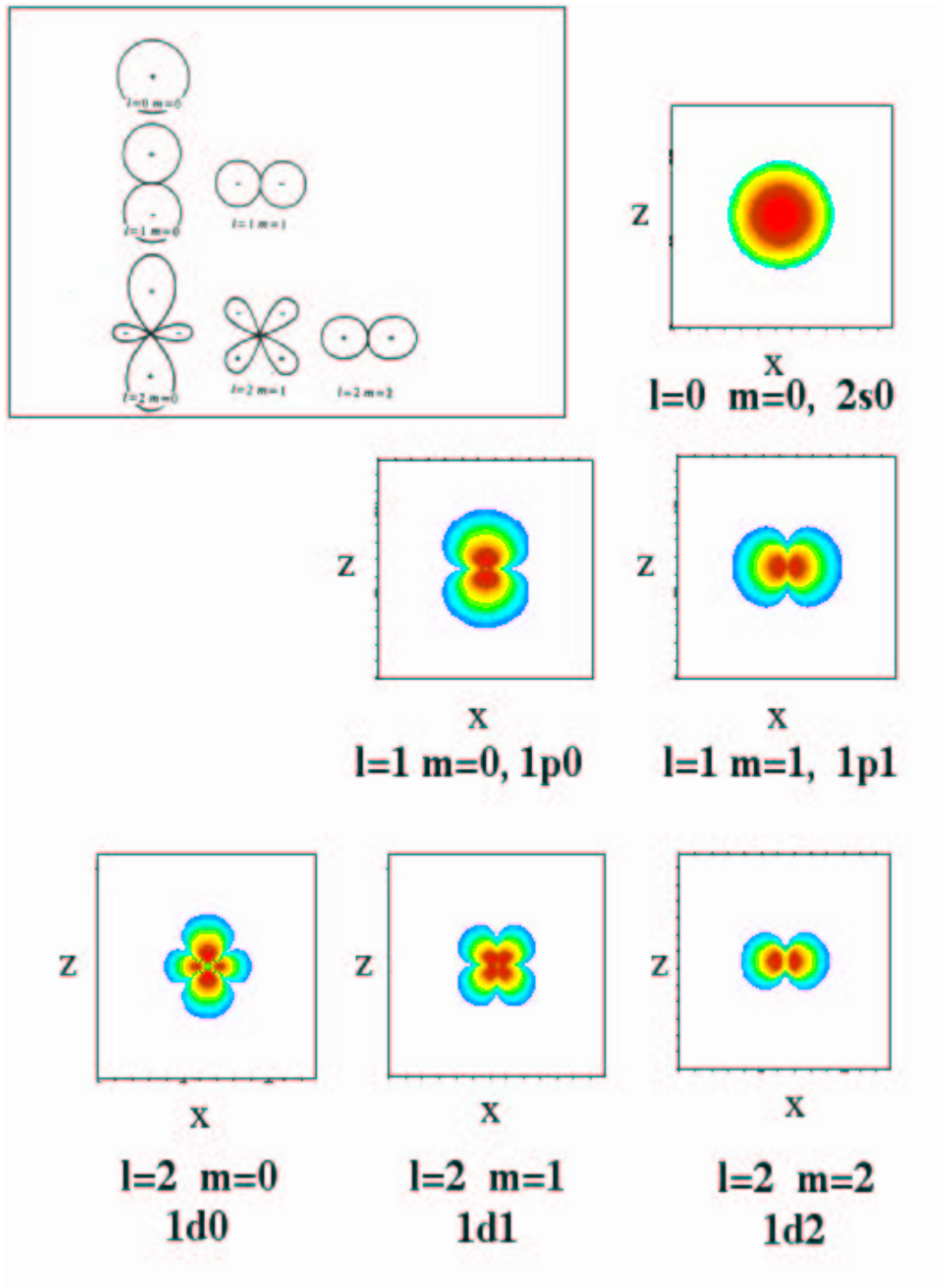


FIG. 2.3: Résultat de la détermination des fonctions d'ondes dans le puits le potentiel du ^{11}Be représentées dans un réseau cartésien après l'évolution en temps imaginaire. Les densités de probabilité de présence des différents m des fonctions d'ondes $2s$, $1p$ et $1d$ sont présentées. Les zones les plus sombres indiquent les zones de plus grande probabilité. On retrouve les harmoniques sphériques Y_m^l dont Z est l'axe de symétrie. L'encadré montre ces mêmes harmoniques tirées de la référence [?].

pas pendant un temps Δt . La méthode est d'autant plus efficace que l'intervalle de temps Δt est petit. Le propagateur associé au Hamiltonien dépendant du temps s'écrit :

$$e^{-i\Delta t \hat{H}/\hbar} \approx e^{-i\Delta t \hat{p}^2/4\hbar m} \cdot e^{-i\Delta t (V_C(\mathbf{r}-\mathbf{r}_C(t)) + V_P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_P(t)))/\hbar} \cdot e^{-i\Delta t \hat{p}^2/4\hbar m}$$

L'évolution dynamique est réalisée pour un paramètre d'impact donné et pour une vitesse du projectile donnée. De façon à prendre en compte le recul de la cible dû à l'approche du projectile, l'évolution commence pour un projectile très éloigné de la cible (-400 fm en Y). Le potentiel du projectile se faisant toujours sentir à l'approche de la cible, le réseau est recentré sur la cible à chaque pas en temps de manière à ce que celle-ci ne sorte pas du réseau.

Cette évolution est réalisée pour chaque pas en temps Δt en affectant au projectile une trajectoire coulombienne. Les grandeurs $(\mathbf{r}_C(t), \mathbf{r}_P(t), \dot{\mathbf{r}}_C(t), \dot{\mathbf{r}}_P(t))$, positions et vitesses des potentiels de la cible et du projectile, sont déterminées d'après une méthode Runge-Kutta d'ordre 2. La vitesse initiale du projectile est orientée suivant l'axe Y du réseau : $V(t=0)=V_y$.

L'évolution s'effectue dans un réseau cubique de dimension $64 \times 64 \times 64 \text{ fm}^3$ et de 0.5 fm de pas de réseau. Le pas en temps est $\Delta t = 1.7 \text{ fm}/c$.

2.2 Extraction des grandeurs physiques

2.2.1 Extraction de la fraction émise de la fonction d'onde initiale

Durant l'évolution, les symétries sont brisées et les grandeurs n, l, m, τ (isospin) et s (spin) ne sont plus de bons nombres quantique pour décrire le système. Néanmoins, les paramètres de la fonction d'onde sont initialement déterminés et le caractère déterministe de l'équation de Schrödinger va nous permettre d'utiliser les nombres quantiques initiaux (n, l, m) de la fonction d'onde pour caractériser la fonction d'onde lors de la réaction.

Nous allons nous intéresser dans cette évolution à la fraction de fonction d'onde qui est émise par le passage du projectile. Ainsi, à la fin de l'évolution dynamique, la fonction d'onde du neutron émise $|\phi_e\rangle$ est obtenue en soustrayant à la fonction d'onde finale $|\phi_f\rangle$ les différentes contributions des fonctions d'ondes à une particule $|\phi_\alpha\rangle$ liées au potentiel cible. En effet, le calcul ne prend pas en compte le principe d'exclusion de Pauli qui interdit à la fonction d'onde de diffuser dans des états occupés du coeur.

Enfin, on travaillera avec les densités de probabilité de présence des particules afin d'extraire les grandeurs physiques qui nous intéressent, c'est à dire les distributions angulaires et les distributions en énergie en section efficace différentielle. En chaque point $\mathbf{r} = (x, y, z)$ du réseau, on représente la densité de probabilité :

$$\rho_e(\mathbf{r}, t) = |\phi_e(\mathbf{r}, t)|^2$$

ou encore, dans l'espace des impulsions, la distribution des vitesses s'obtient en appliquant la transformée de Fourier à la partie de la fonction d'onde émise lors du

calcul :

$$\rho_e(\mathbf{p}, t) = \left| \int \exp(-i \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{\hbar}) \psi_e(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \right|^2$$

C'est cette dernière expression qui va être au coeur de l'extraction des grandeurs du calcul.

Le calcul étant réalisé pour plusieurs valeurs de paramètre d'impact et afin d'exprimer les distribution en énergie en section efficace différentielle, nous pondérons les valeurs de ces distributions par le terme $2\pi b_n \Delta b_n \times 10^{-2}$, où Δb_n est la région en paramètre d'impact (exprimée en Fermi) que l'on souhaite couvrir par le calcul au paramètre d'impact b_n donné (on choisit $\Delta b_n = \frac{b_{n+1} - b_{n-1}}{2}$). Le facteur 10^{-2} est introduit pour exprimer les distributions en énergie en barn par MeV plutôt qu'en fm² par MeV. Dans le cas de la distribution angulaire, on corrige les valeurs des distributions par le terme $(2\pi b_n \Delta b_n \times 10^{-2}) / (2\pi \sin\theta d\theta)$. Ce terme comprend la région en paramètre d'impact couverte par le calcul ainsi qu'une prise en compte de l'angle solide : θ représente l'angle du vecteur impulsion dans l'espace (p_x, p_y, p_z) et $d\theta$ est l'élément infinitésimal de discrétisation angulaire. Ici $d\theta = \frac{\pi}{180} \approx 0.017$ rad. Cette correction nous donne les distributions angulaires en barn par stéradian.

Nous montrons, dans la figure ci-après (figure 2.4), le résultat de l'évolution pour la densité de probabilité de présence de la fonction d'onde d'un neutron de la couche 2s dans le réseau cartésien, pour un paramètre d'impact de 9 fm : sur la figure a, dans l'espace des positions (x, y, z) et sur la figure b, dans l'espace des impulsions (p_x, p_y, p_z) .

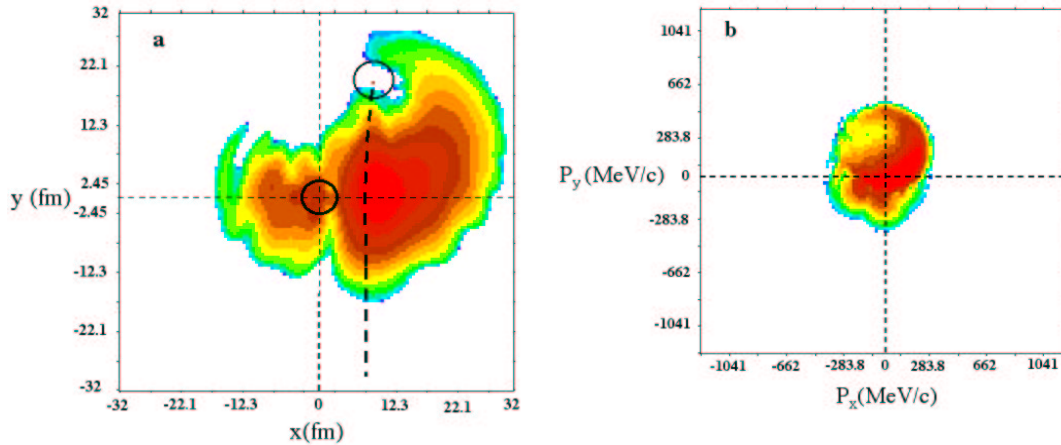


FIG. 2.4: Diagramme bidimensionnel des densités de probabilité de présence (figure a) et de probabilité d'impulsion (figure b), dans le cas d'un neutron de la couche 2s. Ces calculs ont été réalisés pour un paramètre d'impact de 9 fm et pour un projectile d'une énergie de 41 MeV par nucléon. Les deux cercles noirs de la figure a illustrent la position des potentiels des noyaux ¹¹Be et ⁴⁸Ti à la fin de l'évolution : le potentiel du ¹¹Be se trouve au centre du réseau. La trajectoire du ⁴⁸Ti est représentée par la ligne incurvée pointillée. Sur les deux figures a et b, les zones les plus sombres correspondent à une densité de probabilité plus importante. La figure 2.4 b est obtenue à partir de la transformée de Fourier de la figure a.

Fin du calcul dynamique

Pour chaque calcul réalisé à petit paramètre d'impact ($b < 20$ fm), nous arrêtons le calcul lorsque le projectile a dépassé la cible d'au moins 20 fm de distance. En effet et comme nous le verrons dans la suite, l'interaction nucléaire domine lors de ces réactions et la fraction de la fonction d'onde émise due à l'interaction coulombienne est négligeable. Ainsi, nous considérons qu'au-delà de 20 fm, la fraction de la fonction d'onde émise ne ressent plus le potentiel du projectile : dans l'espace des $\mathbf{r}$, l'évolution de la fraction de la fonction d'onde peut s'étendre jusqu'à l'infini, dans l'espace des impulsions, au contraire, il n'y a plus d'évolution au-delà de 20 fm.

Dans le cas des calculs réalisés à grands paramètres d'impact, seule l'interaction coulombienne est effective. La fraction de la fonction d'onde émise est due à cette même interaction mais qui est faible pour un paramètre d'impact donné. Ainsi, pour réduire les erreurs inhérentes à la méthode de calcul, nous réalisons le calcul jusqu'à la distance minimale d'approche puis nous multiplions par deux la densité de probabilité de présence émise afin de considérer toute l'évolution. Nous nous sommes assurés que les résultats obtenus avec cette méthode étaient compatibles avec le résultat du calcul complet. Enfin, cette méthode de traitement possède l'avantage de réduire les temps de calcul.

2.2.2 Choix des paramètres d'impact

Comme nous le disions précédemment, pour être le plus proche de la physique possible, le calcul dynamique doit être réalisé pour plusieurs paramètres d'impacts. Le choix des paramètres d'impact est un point crucial quant au côté prédictif du calcul. Ce choix est discuté dans ce paragraphe.

Les petits paramètres d'impact

Le calcul TDSE donne une description quantique du mécanisme de Towing Mode et, comme nous l'avons vu en début de chapitre, ce processus de cassure ne s'applique qu'aux nucléons de valence et n'excite que très peu voir pas le noyau du coeur. Les phénomènes de cassure nucléaire sont dominants aux petits paramètres d'impacts et la détermination du paramètre d'impact minimum est fondamentale pour ce type de calcul. Pour déterminer ce dernier, nous nous sommes appuyés sur le travail de Bonaccorso *et al.* [62] qui ont étudié de manière théorique la probabilité que le coeur d'un noyau à halo a de rester dans son état fondamental lors d'une collision avec un autre participant. Cette probabilité est donnée par la relation ci-dessous :

$$\mathcal{P}(b) = \exp \left(-\ln 2 \times \exp \left(\frac{r_s - b}{a_s} \right) \right) \quad (2.1)$$

où b est le paramètre d'impact de la réaction, r_s la distance d'effleurement des deux noyaux et a_s est un paramètre de diffusivité. Bonaccorso *et al.* ont paramétré les grandeurs de la relation de la façon suivante : $r_s = 1.4(A_c^{1/3} + (A_p - 1)^{1/3})$, avec A_c et A_p les masses des noyaux cible et projectile, et $a_s = 0,6$ fm. Comme on peut le voir sur la figure 2.5, dans le cas de la réaction $^{11}\text{Be} + ^{48}\text{Ti}$, la probabilité pour que le noyau reste dans son état fondamental devient importante autour de 9 fm.

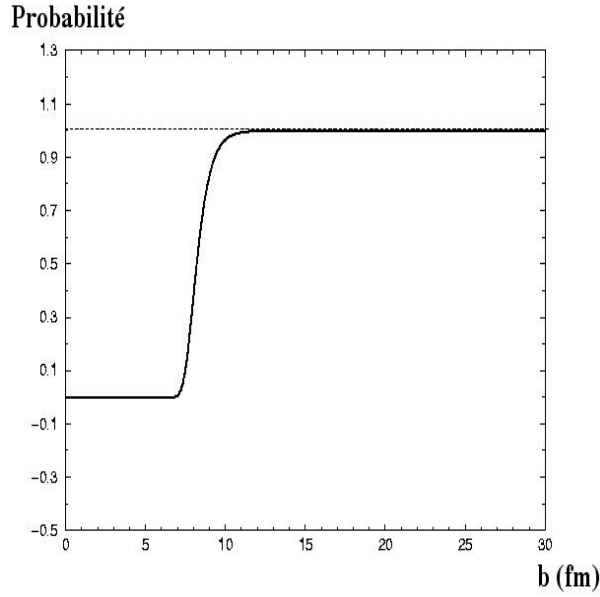


FIG. 2.5: Probabilité calculée par Bonaccorso et al. [62] en fonction du paramètre d'impact de la réaction. Cette distribution montre comment évolue la probabilité pour le noyau cible (cas d'un noyau à halo) de rester dans son état fondamental pour une réaction ayant eu lieu à un paramètre d'impact b donné dans le cas de la réaction $^{11}\text{Be} + ^{48}\text{Ti}$.

Afin d'estimer les sections efficaces de manière réaliste, nous avons pondéré les distributions réalisées à différents paramètres d'impact par la probabilité de conserver le coeur au repos, obtenue d'après la formule 2.1 (voir figure 2.5).

Pour les grands paramètres d'impact

Le choix du paramètre d'impact maximum s'effectue en fonction des charges des noyaux participant à la réaction ainsi que l'énergie de séparation de la particule mise en jeu. Dans le cas de la réaction $^{48}\text{Ti} + ^{11}\text{Be}$, on s'intéressera tout d'abord au neutron de valence du halo lié par 504 keV. Le paramètre d'impact maximum du calcul est alors déterminé par la distance au bout de laquelle l'énergie coulombienne du projectile est inférieure à l'énergie de séparation de la particule. L'expression de l'énergie coulombienne du projectile ressentie par le ^{11}Be est donnée par :

$$E_C(r) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_P Z_C}{r} \approx 1.44 \frac{Z_P Z_C}{r}$$

où Z_P et Z_C sont la charge du noyau projectile et du noyau cible et r , la distance séparant ces deux noyaux. Ainsi, le paramètre d'impact final doit être de l'ordre de 250 fm pour une cible de Ti. Or, pratiquement, Fallot *et al.* [57] ont étudié l'effet du paramètre d'impact maximum sur la fraction de la fonction d'onde émise lors du passage du projectile. Dans le cas de la réaction $^{48}\text{Ti} + ^{11}\text{Be}$, au-delà d'un paramètre d'impact de 100 fm, seul un bruit inhérent à la méthode de résolution numérique est perceptible. La fraction de la fonction d'onde émise ne varie plus avec le paramètre

d'impact et elle est noyée dans ce bruit. Nous décidons de réaliser le calcul jusqu'au paramètre d'impact $b_{max} = 120$ fm.

2.2.3 Un calcul pour chaque projection

La fraction de la fonction d'onde émise après le passage du potentiel perturbateur est totalement déterminée par les nombres quantiques de la fonction d'onde de départ. Dans le cas d'une fonction d'onde dont le moment orbital principal l est différent de zéro, il faut réaliser le calcul pour chaque fonction d'onde portant une valeur de m différente, dont les valeurs entières sont inclus dans l'intervalle $[-m; m]$. Pour ce travail de thèse, nous avons considéré des états de neutrons allant jusqu'à $l=2$ (cas de la couche 1d).

2.2.4 Changement de référentiel

Jusqu'à présent, nous avons présenté ce calcul en considérant la fonction d'onde et le puits de potentiel au centre du réseau cartésien de manière à pouvoir suivre l'évolution du système après le passage du projectile. Or, expérimentalement, il est impossible de réaliser une cible de ^{11}Be en raison de sa courte durée de vie (13.81 s) et seule la réaction $^{48}\text{Ti}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + n)$ peut avoir lieu. Ainsi, dans notre calcul, nous devons considérer la fonction d'onde du neutron ainsi que le potentiel du ^{11}Be comme étant projectile de la réaction. Nous procédons donc à un changement de référentiel pour passer du référentiel du ^{11}Be en tant que cible à celui du ^{11}Be en tant que projectile. Comme nous le montrons sur la figure 2.4 b, le centre du référentiel est le zéro en impulsion, c'est à dire l'impulsion de départ de la cible. La trajectoire incidente du projectile étant portée par l'axe Y, le centre du nouveau référentiel a pour coordonnées (dans l'ancien référentiel) $(0, \sqrt{2 \cdot m_n \cdot E_{inc}}, 0)$, avec m_n la masse du neutron et E_{inc} l'énergie incidente du système. Dans ce cas, $\sqrt{2mE_{inc}} = 277.5$ MeV/c.

2.3 Réalisation du calcul dynamique dans le cas de la réaction $^{48}\text{Ti}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + n)$ à 41 A.MeV

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux états 2s, 1p et 1d des neutrons et étudier les distributions angulaires et en énergie pour ces différents états. Nous étudierons l'effet de plusieurs paramètres du calcul et leurs répercussions sur les grandeurs physiques mesurables expérimentalement (distributions angulaires et en énergie). Ces paramètres sont :

- la charge des noyaux cible et le champ coulombien induit,
- l'énergie de faisceau de la réaction,
- l'énergie de liaison initiale de la particule émise,
- le moment orbital de la particule émise,
- la déformation du potentiel liant cette particule.

Nous reviendrons bien évidemment sur le travail réalisé par Fallot *et al.* qui a permis de mettre en avant de nombreuses caractéristiques du calcul. Puis, nous verrons comment ce calcul TDSE peut nous permettre d'extraire des informations sur la spectroscopie des noyaux et, plus particulièrement, les prédictions du calcul pour la réaction ^{48}Ti (^{11}Be , $^{10}\text{Be} + n$) à 41 MeV par nucléon. Enfin, nous discuterons le modèle et ses extensions possibles pour la compréhension d'autres mécanismes directes de réaction.

2.3.1 L'effet des champs coulombien et nucléaire : retour sur l'étude des réactions ^{197}Au , ^{48}Ti , ^9Be (^{11}Be , $^{10}\text{Be} + n$)

Les résultats obtenus avec ce calcul TDSE ont permis d'étudier le rôle de l'interaction nucléaire et coulombienne dans le processus de break-up du noyau ^{11}Be sur différentes cibles (^9Be , ^{48}Ti et ^{197}Au).

Les paramètres du calcul

Fallot *et al.* ont réalisé un calcul dynamique pour le cas d'un neutron dans la couche 2s du ^{11}Be . Ils ont ajusté le puits de potentiel Wood-Saxon à -39.7 MeV de manière à obtenir une énergie de liaison de -0.503 MeV. La diagonalisation du Hamiltonien prédit une couche 1s liée par -23 MeV d'énergie, et une couche 1p liée par -11 MeV d'énergie. L'énergie incidente est de 41 A.MeV et le calcul a été réalisé sur différentes cibles :

- ^9Be dont le champ coulombien est faible,
- ^{197}Au , qui présente un fort champ coulombien.
- ^{48}Ti dont le champ coulombien est intermédiaire aux deux cibles précédentes.

Ces premiers calculs ont été réalisés dans le but de comprendre la forme des distributions angulaires expérimentales obtenues par R. Anne et collaborateurs [63].

Les distributions angulaires.

Les distributions angulaires (dans le référentiel du laboratoire) expérimentales sont comparées au calcul TDSE, dans la figure 2.6.

Sur chaque spectre de cette figure sont représentées les distributions angulaires totales pour chaque réaction (lignes noires) ainsi que les contributions au calcul de différentes régions en paramètres d'impact :

- $6-11 \text{ fm} < b < 15 \text{ fm}$: région à petits paramètres d'impact, lignes en trait tireté moyen, (6 fm est le paramètre d'impact minimum pour la réaction $^{11}\text{Be} + ^{197}\text{Au}$),
- $15 \text{ fm} < b < 40 \text{ fm}$: lignes en trait tireté fin,
- $40 \text{ fm} < b < 120-210 \text{ fm}$: cas des réactions sur cible de Ti et d'Au, lignes en long traits tiretés (120 fm représente le paramètre d'impact maximum pour la réaction $^{11}\text{Be} + ^{48}\text{Ti}$ et 210 fm pour la réaction $^{11}\text{Be} + ^{197}\text{Au}$).

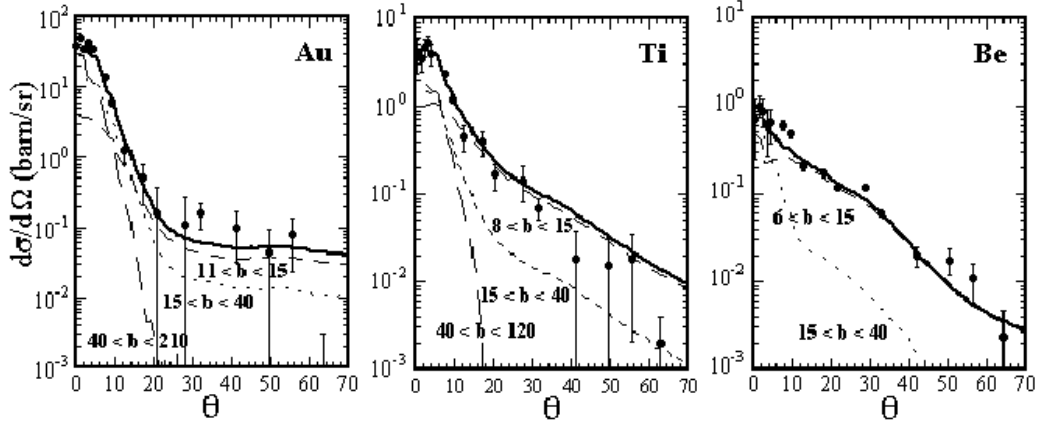


FIG. 2.6: *Distributions angulaires expérimentales des neutrons provenant des réactions de break-up $^{11}\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^{48}\text{Ti}, {}^{197}\text{Au}, {}^{10}\text{Be}+n)$ à 41 A.MeV mesurés dans [63]. Les données sont comparées aux résultats du calcul TDSE pour les mêmes réactions, dans le cas d'une fonction d'onde d'un neutron lié par 503 keV (courbes noires). Les lignes pointillées et tiretées représentent les différentes contributions déterminées pour trois régions en paramètres d'impact : $b < 15$ fm, $15 < b < 40$ fm et $b > 40$ fm.*

Les distributions angulaires calculées reproduisent très fidèlement les données expérimentales pour les trois réactions mesurées par R. Anne *et al.* [63], sur toute la plage angulaire. De plus, grâce à la séparation du calcul en différente contribution en paramètre d'impact, Fallot *et al.* [57] ont pu mettre en évidence l'effet de l'interaction coulombienne et de l'interaction nucléaire dans le processus de cassure : les réactions à grands paramètres d'impacts présentent une distribution angulaire focalisée aux petits angles ($\theta < 20^\circ$) alors que les distributions calculées aux petits paramètres d'impacts montrent une reproduction quasi-complète des données de la référence [63] aux grands angles ($\theta > 20^\circ$). Ceci a été très bien compris du fait que la force nucléaire étant une force à courte portée, elle n'est pas ressentie dans les réactions aux grands paramètres d'impacts, dans cette région seule la force coulombienne est effective. De plus, l'énergie de séparation du neutron du halo étant très faible, même à grande distance, une perturbation coulombienne suffit pour séparer le neutron du ^{10}Be , donnant lieu à des émissions de neutrons aux petits angles, d'où une accentuation de la section efficace différentielle d'émission mesurée. Ceci est très bien illustré sur le spectre de gauche où le champ coulombien de la cible d'Au est très importante, cet effet en est donc amplifié.

Dans leur article, R. Anne *et al.* parviennent à la même conclusion pour les petits angles grâce à un modèle réactionnel de type eikonal qui offre une bonne reproduction des données aux petits angles. Or, l'interprétation des données aux grands angles n'a pas pu être réalisée grâce à leur modèle.

Séparation de coulombien-nucléaire dans le calcul TDSE

L'idée forte qui a germé des spectres ci-dessus est qu'il est possible de séparer les différentes contributions des interactions mises en jeu lors de la réaction : l'inter-

action nucléaire gouverne la distribution angulaire des neutrons aux grands angles alors que c'est l'interaction coulombienne qui pilote majoritairement l'émission des particules aux petits angles. Or, le calcul TDSE nous permet de réaliser cette séparation proprement en "désactivant" la partie coulombienne ou nucléaire de l'interaction dans le potentiel cible + projectile. Nous avons alors extrait la distribution angulaire totale dans le référentiel du laboratoire des neutrons dans la couche 2s, à l'image de ce que Fallois *et al.* ont réalisé, dans le cas où :

1. l'interaction nucléaire (c'est à dire le potentiel Wood-Saxon) est nul,
2. l'interaction coulombienne est nulle (la charge des noyaux est nulle).

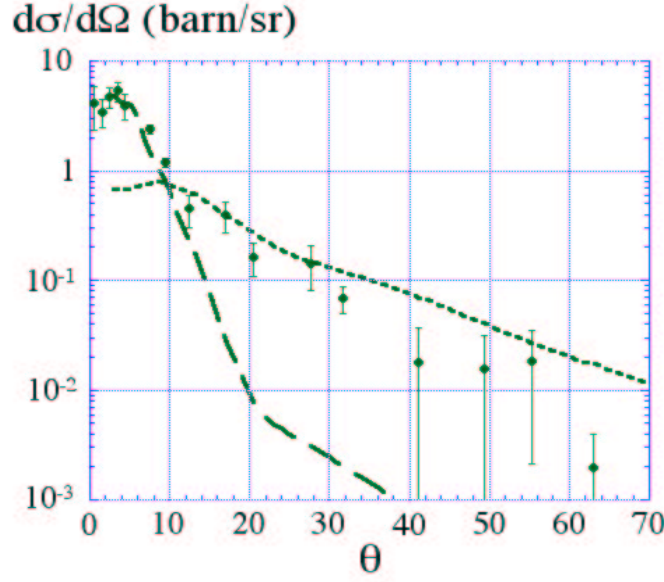


FIG. 2.7: Distribution angulaire des neutrons émis dans le référentiel du laboratoire : les données expérimentales sont celles mesurées dans la référence [63], les deux courbes correspondent au résultat du calcul TDSE dans le cas d'une fonction d'onde d'un neutron de la couche 2s, lié par 500 keV. La courbe aux traits tiretés longs provient du calcul sans interaction nucléaire alors que la courbe aux traits tiretés courts provient du calcul sans interaction coulombienne.

Ces distributions angulaires ont été extraites dans le cas de la réaction avec la cible de Ti et nous les avons comparées aux données de [63] (voir figure 2.7). Ces distributions angulaires sont exprimées en section efficace différentielles (barn/sr). En traits tiretés longs, on retrouve la distribution angulaire des neutrons de l'état 2s calculée dans le cas où la réaction ne prend pas en compte le potentiel nucléaire et, en traits tiretés courts, nous avons représenté la distribution angulaire des neutrons lorsque le potentiel ne possède pas de composante coulombienne. Sur cette figure, on voit très clairement le domaine d'émission de chaque interaction et, comme Fallois *et al.* l'ont mis en évidence avec leur étude sur les régions en paramètres d'impact, il ressort que l'interaction nucléaire est responsable de l'émission des neutrons aux grands angles ($\theta > 20^\circ$) alors que l'interaction coulombienne est en grande partie responsable de l'émission des neutrons aux petits angles ($\theta < 20^\circ$).

Ceci a d'ailleurs été observé dans de nombreux autres travaux, réalisés dans la même période [64, 65, 53, 54, 55] qui ont utilisé soit des modèles perturbatifs soit non perturbatifs. Il ressort de l'étude de [57] qu'une approche perturbative n'est pas justifiée pour comprendre les phénomènes à petits paramètres d'impacts car la fonction d'onde initiale est fortement perturbée par le passage du projectile (elle n'est valide que pour les grands paramètres d'impact). De plus, une approche perturbative ne tient pas compte des phénomènes d'interférence entre l'interaction coulombienne et nucléaire lors de la réaction, à moins d'introduire des ordres supérieurs en perturbation. Mais, les références [64, 54] montrent que les interférences deviennent d'autant plus importantes que la cible est lourde et, dans le cas des réactions $^{11}\text{Be} + ^9\text{Be}$ et $^{11}\text{Be} + ^{48}\text{Ti}$, les phénomènes d'interférences coulomb-nucléaire sont négligeables.

Caractérisation du Towing Mode dans la réaction $^{48}\text{Ti} (^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + n)$

Le mécanisme de réaction Towing Mode a été caractérisé, dans la référence [23], grâce à la forte corrélation angulaire entre la particule émise (proton ou neutron), laissant le noyau fils de la cible (^{57}Co ou ^{57}Ni) dans son état fondamental, détecté en coïncidence avec le projectile intact ^{40}Ar (voir chapitre 1). La particule touée par le projectile présente une distribution angulaire centrée autour de 40 degrés, du côté du noyau perturbateur. Dans le cas de la réaction $^{48}\text{Ti} (^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + n)$, nous ne serons pas en mesure de signer l'état de la cible. Par contre, le fait de mesurer en coïncidence le neutron émis et le ^{10}Be permet d'étudier la corrélation angulaire entre ces deux participants.

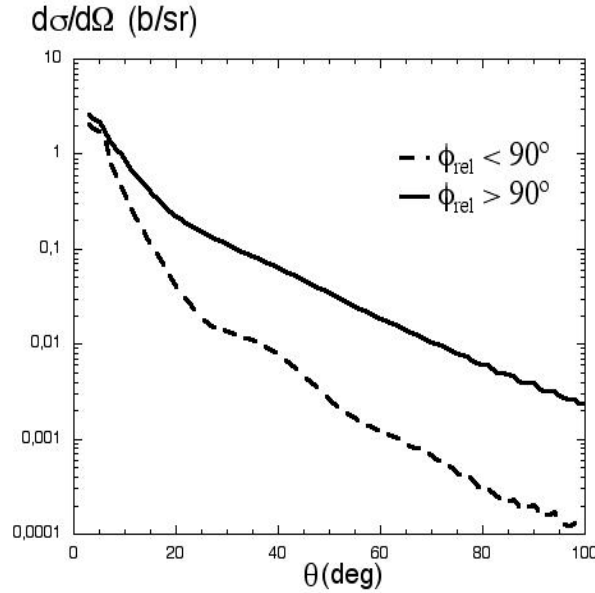


FIG. 2.8: Distributions angulaires des neutrons dans l'état $2s$ calculées dans le cas de l'émission de la fonction d'onde du neutron du même côté que le ^{10}Be , c'est à dire $|\phi_{\text{rel}}| < 90^\circ$ (ligne tiretée) ou du côté opposé à l'éjectile, $|\phi_{\text{rel}}| > 90^\circ$, (trait plein) donc du côté perturbateur.

Dans la figure 2.8, nous avons représenté deux distributions angulaires obtenues

à partir du calcul TDSE. Nous avons considéré les cas où la fonction d'onde du neutron est émise soit du “même” côté que le ^{10}Be soit du côté “opposé”. Pour cela, nous avons extrait les distributions angulaires en fonction de la variable ϕ_{rel} qui représente l'angle azimuthal relatif entre le neutron et le ^{10}Be . Dans le calcul, l'angle azimuthal du ^{10}Be est toujours nul car il est non dévié du plan de réaction. Ainsi, l'angle ϕ_{rel} a une valeur comprise dans l'intervalle $[-180^\circ, 180^\circ]$. Le côté opposé correspond aux valeurs absolues de ϕ_{rel} supérieures à 90° , les cas où le neutron est émis du même côté que le ^{10}Be correspond aux valeurs de $|\phi_{rel}|$ inférieures à 90° .

Comme on peut le voir sur la figure 2.8, les sections efficaces des neutrons émis du côté opposé à l'éjectile sont beaucoup plus importantes que celles des neutrons émis du même côté que l'éjectile. Cette dissymétrie entre les deux contributions est une signature du Towing Mode qui privilégie une émission de particules du côté du noyau perturbateur (^{48}Ti) comme l'ont clairement montré les auteurs de [23].

Les spectres en énergie

Nous nous sommes ensuite intéressé aux spectres en énergie de la particule émise obtenus avec le calcul TDSE afin d'étudier leur capacité à discriminer les mécanismes de réactions.

Sur la figure 2.9, nous avons représenté les spectres en énergie correspondant aux calculs TDSE n'ayant pas inclus le potentiel coulombien (traits tiretés courts) ainsi que ceux n'ayant pas inclus le potentiel Wood-Saxon du potentiel nucléaire (traits tiretés longs) dans le cas de l'évolution d'une fonction d'onde 2s liée par 500 keV d'énergie et perturbée par le potentiel du titane.

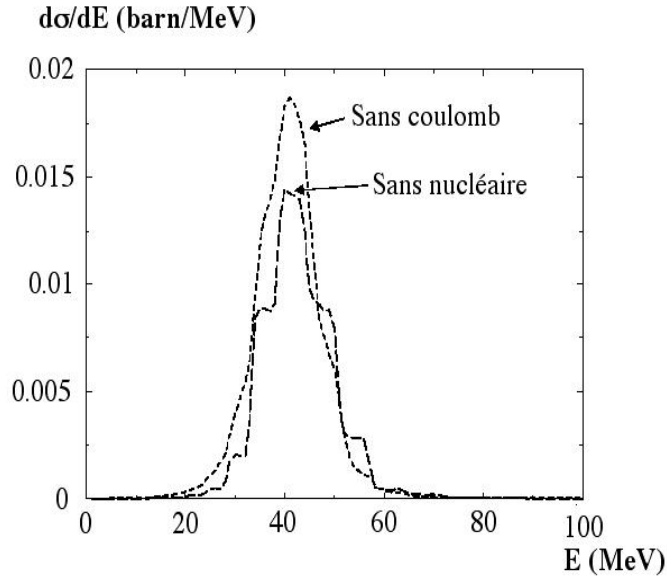


FIG. 2.9: Spectres en énergie calculés par le calcul TDSE dans le cas où l'interaction coulombienne n'est pas prise en compte (traits tiretés courts) ainsi que dans le cas où l'interaction nucléaire n'est pas prise en compte (traits tiretés longs).

La figure 2.9 montre que les deux distributions en énergie sont très similaires :

elles sont centrées autour de 41 MeV d'énergie et la largeur est de l'ordre de 20 MeV pour les deux distributions. Par contre, la forme de la distribution en énergie sans potentiel coulombien est plus régulière que la distribution en énergie sans potentiel nucléaire. En effet, cette dernière présente une structure en forme de plateau d'une largeur de l'ordre de 5 MeV. Lorsque le potentiel nucléaire est débranché, l'émission de la fonction d'onde est essentiellement focalisée vers l'avant. La fraction de la fonction d'onde émise lors de la réaction est alors principalement concentrée sur quelques points du réseau. Ainsi, la structure que nous observons n'est due qu'à la structure même de notre réseau et sa discrétisation : un pas de réseau infinitésimalement petit nous aurait fourni une distribution très lisse en forme de cloche, à l'image de la distribution en énergie sans potentiel coulombien.

Afin de réaliser une étude plus fine des spectres en énergies en fonction de la région angulaire d'émission de particule, dans le cas du calcul sans potentiel coulombien, nous avons extrait les distributions en énergie pour les régions angulaires suivantes : $\theta < 30^\circ$, $30^\circ < \theta < 50^\circ$, $50^\circ < \theta < 80^\circ$ et $80^\circ < \theta < 100^\circ$ (figure 2.10).

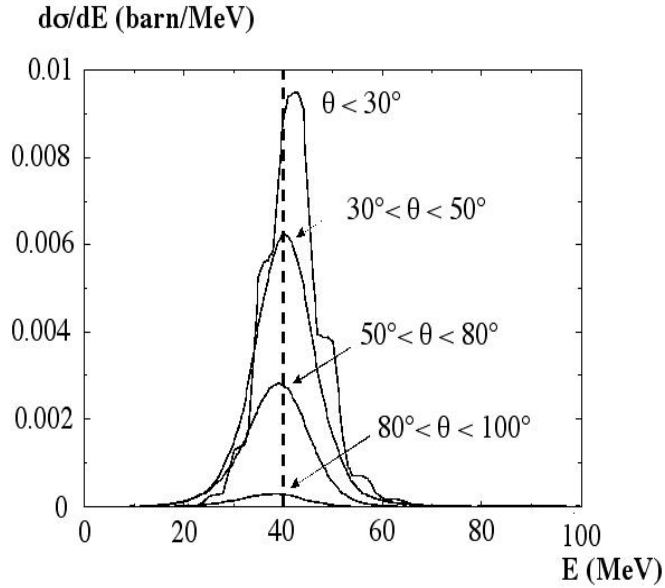


FIG. 2.10: Spectres en énergie neutron calculés par le calcul TDSE dans le cas où l'interaction coulombienne n'est pas prise en compte et pour différentes régions angulaires : $\theta < 30^\circ$, $30^\circ < \theta < 50^\circ$, $50^\circ < \theta < 80^\circ$, et $80^\circ < \theta < 100^\circ$. Un trait tireté vertical a été tracé à 40 MeV.

Cette figure montre un léger déplacement en énergie des maxima des distributions en fonction de l'angle d'émission des neutrons. Ce décalage vers les basses énergies est très faible puisque pour les angles les plus importants ($80^\circ < \theta < 100^\circ$), on trouve une distribution centrée à 39 MeV au lieu de 41 MeV.

Conclusion

Dans ce qui précède, nous avons montré que les distributions angulaires étaient un puissant outil pour sélectionner les mécanismes de réactions qui ont lieu lors de

la réaction de cassure du noyau : le Towing Mode étant responsable des émissions de particules aux grands angles relatifs, nous pouvons facilement faire une sélection sur les régions angulaires pour étudier les caractéristiques des particules émises par ce mécanisme. Par contre, il ressort de l'étude des distributions en énergie des particules émises, que ce soit d'après le processus de cassure coulombienne ou nucléaire, que les formes des distributions sont très similaires et une séparation coulomb-nucléaire n'est pas réalisable dans le cas des spectres en énergie des neutrons de l'état 2s lié par 500 keV d'énergie.

2.3.2 Le moment orbital de la particule

Dans cette sous-partie, nous voulons étudier l'effet du moment orbital sur les distributions angulaires et en énergie des neutrons pour des fonctions d'onde initialement dans les états 2s, 1p et 1d liée par la même énergie de 500 keV. Réaliser le calcul pour des états de particules $l \neq 0$ revient à réaliser le calcul pour chacune de ses projections (exemple : pour le cas $l=2$, on réalisera le calcul pour $m=2, 1, 0, -1, -2$). L'axe de projection est l'axe z (orthogonal au plan de réaction (x,y)) mais les résultats présentés ci-après sont indépendants de l'axe de projection. En effet, nous obtenons les mêmes résultats pour une projection sur l'axe x ou y. De plus, nous nous sommes limités au calcul pour $l=0,1,2$ dans le but de réduire les temps de calcul. En effet, celui-ci nécessite la prise en compte de 10 fonctions pour l'évolution en temps imaginaire et en temps réel. Dans le cas $l=0,1,2,3$ (fonction d'onde 1f), c'est 17 fonctions d'onde qu'il faudrait considérer.

Etude des distributions angulaires

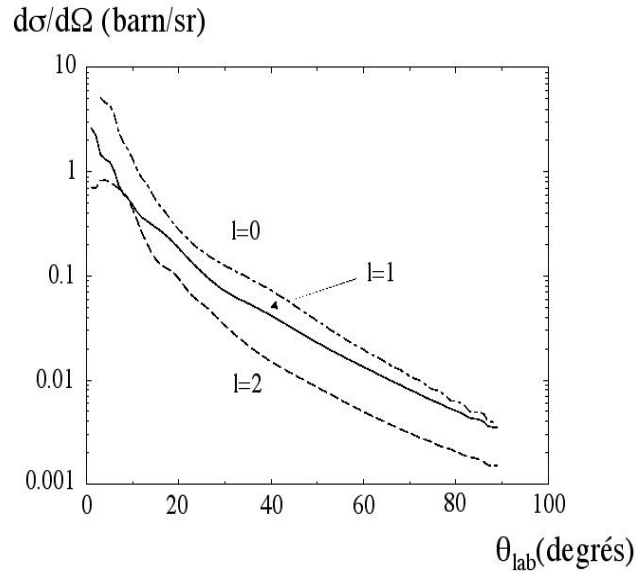


FIG. 2.11: Distributions angulaires calculées avec TDSE dans le cas d'une fonction d'onde de neutron de moment orbital $l=0, l=1$ et $l=2$.

Sur la figure 2.11, nous avons représenté les distributions angulaires (en section efficace différentielle) des neutrons de moments orbitaux $l=0$ (cas 2s), $l=1$ (1p) et $l=2$ (1d). Il apparaît sur cette figure que la forme de la distribution angulaire des particules ne présente pas de franches différences suivant le moment orbital de la particule : la décroissance des distributions est monotone et continue pour ces trois distributions. Par contre, la section efficace d'émission de particules décroît avec la valeur du moment orbital. En effet, la barrière centrifuge créée par le moment orbital est d'autant plus grande que la valeur de l est importante. Ainsi, plus le moment orbital de la particule est grand, plus la section efficace d'émission de particule est faible.

Etude des distributions en énergie

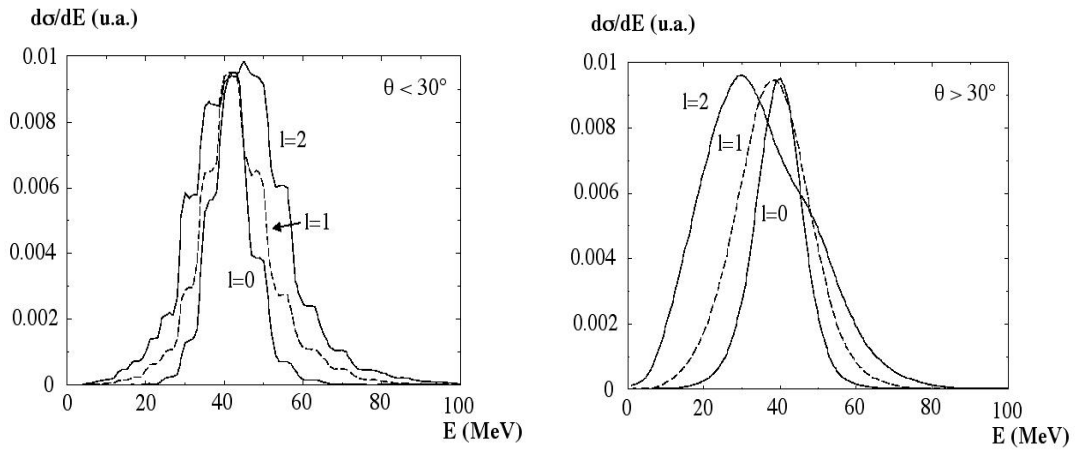


FIG. 2.12: Distributions en énergie calculées en unité arbitraire pour des neutrons de moments orbitaux $l=0, 1$ et 2 : à gauche, pour une région angulaire d'émission inférieure à 30 degrés, à droite, pour des émissions aux grands angles laboratoire. Les amplitudes des distributions $l=1$ et $l=2$ ont été ajustées sur l'amplitude du cas $l=0$.

Les distributions en énergie en unité arbitraire (u.a.) des neutrons pour les différentes valeurs de moment angulaire ($l=0, 1$ et 2) ont également été extraites. Elles sont représentées sur la gauche de la figure 2.12 pour la région angulaire $\theta_n < 30$ degrés et, sur la droite de la figure, pour la région $\theta_n > 30$ degrés dans le référentiel du laboratoire, c'est à dire dans le domaine d'émission de particules par le Towing Mode.

La figure de gauche indique que, dans le cas des émissions de neutrons aux petits angles c'est à dire lorsque le phénomène de cassure est dominé par l'interaction coulombienne, les distributions en énergie sont toutes centrées à 41 MeV, soit l'énergie par nucléon du faisceau. La largeur des distributions en énergie dans cette région angulaire croît légèrement avec l : pour $l=0$, $\Delta E=20$ MeV, pour $l=1$, $\Delta E=25$ MeV et pour $l=2$, $\Delta E=30$ MeV. De nouveau, on retrouve les spectres en énergie dont les plateaux ne représentent pas de phénomènes physiques particuliers mais rend compte de la discrétisation du réseau.

Sur la figure de droite, nous constatons que la forme de la distribution est très dépendante du moment orbital de la particule. Tout d'abord, la largeur des distributions croît avec l : de l'ordre de 20 MeV pour $l=0$ et de l'ordre de 37 MeV pour $l=2$. De plus et contrairement à ce que nous avons obtenu précédemment pour le cas $l=0$, nous constatons que, pour les émissions à grand angle, les distributions en énergie ne sont plus centrées à 41 MeV : la position du barycentre diminue avec l : pour $l=1$, la distribution en énergie est piquée autour de 38 MeV alors que pour $l=2$, la distribution est piquée autour de 30 MeV. Enfin, on observe une dissymétrie des distributions en énergie pour les grands moments orbitaux.

Conclusion

En cinématique inverse, et dans le cas des particules peu liées, le moment angulaire n'a pas beaucoup d'effet sur la forme des distributions angulaires. Ce calcul prédit une diminution de la section efficace de réaction pour un état l croissant. En ce qui concerne les distributions en énergie, les largeurs augmentent avec le moment angulaire et, dans le cas des particules émises aux grands angles, le moment angulaire change la forme de la distribution en énergie. D'après le calcul TDSE, une signature de l'état initial des particules émises aux grands angles ($\theta > 30^\circ$) semble envisageable d'après l'étude de leur spectre en énergie, généralisant la conjecture faite dans la référence [23].

Nous venons d'étudier l'effet du moment orbital sur les distributions angulaires et en énergie, qu'advient-il de ces distributions en fonction de l'énergie de liaison de la particule initialement dans le noyau ?

2.3.3 L'énergie de liaison de la particule

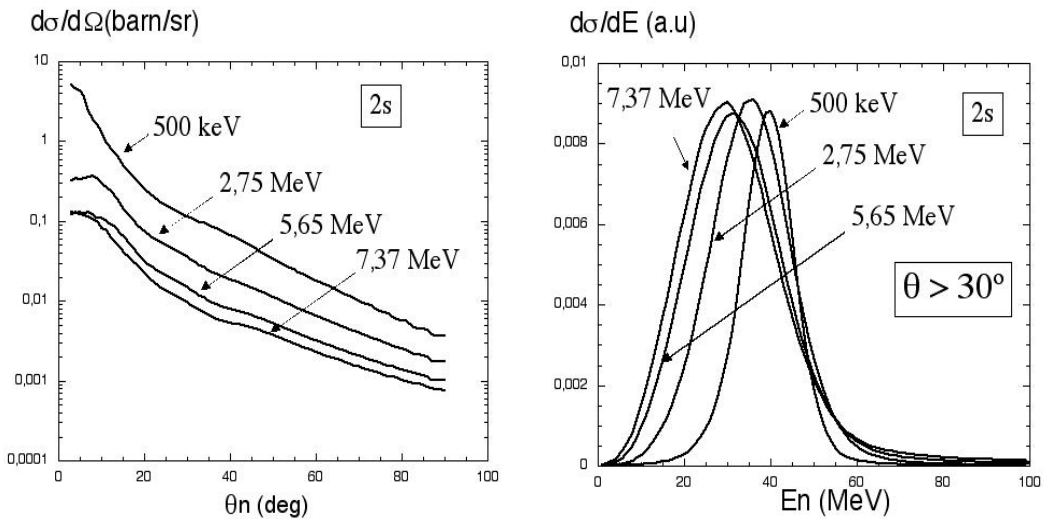


FIG. 2.13: Distributions angulaires (spectre de gauche) et distributions en énergie dans la région $\theta > 30^\circ$ (spectre de droite) de la particule dans l'état $2s$ pour quatre énergies de liaison différentes.

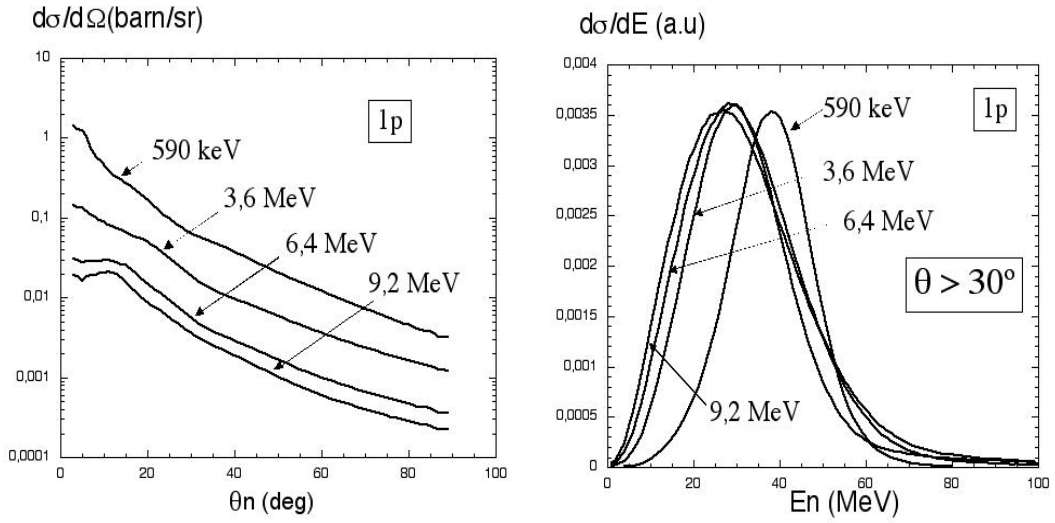


FIG. 2.14: *Distributions angulaires (spectre de gauche) et distributions en énergie dans la région $\theta < 30^\circ$ (spectre de droite) de la particule dans l'état 1p pour quatre énergies de liaison différentes.*

Lorsqu'on passe d'un noyau stable à un noyau près de la drip-line, on passe d'une énergie de liaison de l'ordre de 8 MeV à presque 0 MeV. Il devrait être plus "facile" de casser le noyau lorsqu'il est faiblement lié. C'est ce qui se produit pour le ^{11}Be dont le dernier neutron est faiblement lié et dont la section efficace de cassure est importante. Afin de préciser quantitativement cette dépendance en fonction de l'énergie, nous avons réalisé une étude systématique du mécanisme en fonction de l'énergie de liaison des particules pour les fonctions d'ondes 2s, 1p et 1d. Pour chaque type de fonction d'onde, nous avons réalisé le calcul pour quatre énergies de liaison différentes. Ces énergies sont répertoriées sur le tableau 2.1.

Type de f.o.	Énergies de liaison (MeV)
2s	0,5/2,75/5,65/7,37
1p	0,59/3,56/6,4/9,2
1d	0,53/3,8/5,7/7,6

TAB. 2.1: *Energies de liaison des différentes fonctions d'ondes (f.o.) en MeV.*

Les résultats du calcul sont montrés sur les figures 2.13, 2.14 et 2.15 (correspondant aux études réalisées sur les fonctions d'ondes 2s, 1p et 1d). Deux spectres composent chaque figure : les spectres de gauche montrent les distributions angulaires et les spectres de droite, les distributions en énergie dans la région d'émission du Towing Mode ($\theta > 30^\circ$) pour les quatre énergies de liaison différentes.

Etude des distributions angulaires

Les trois spectres de distributions angulaires nous montrent la même tendance : plus l'énergie de liaison de la particule est importante et plus la section efficace

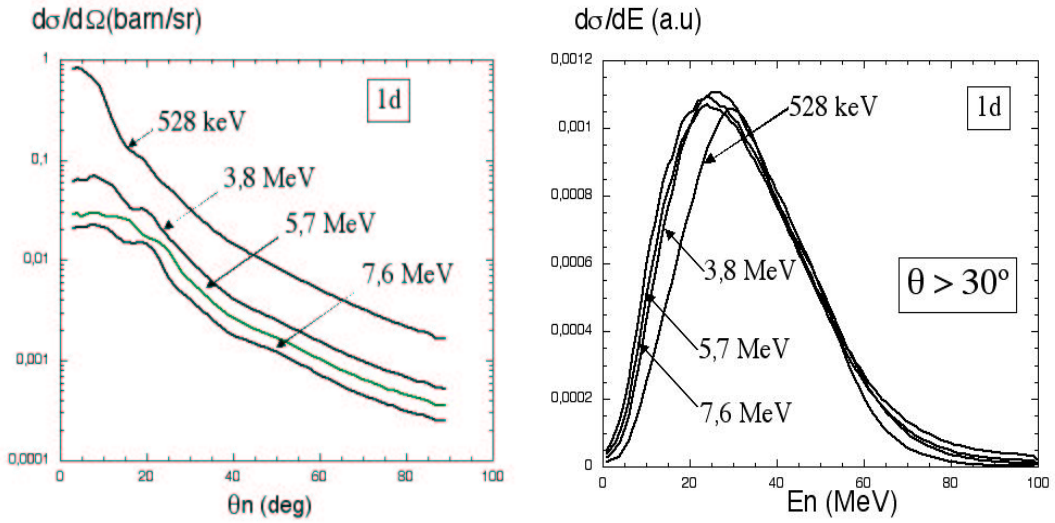


FIG. 2.15: *Distributions angulaires (spectre de gauche) et distributions en énergie dans la région $\theta < 30^\circ$ (spectre de droite) de la particule dans l'état $1d$ pour quatre énergies de liaison différentes.*

d'émission de neutron est faible, que ce soit pour les petits ou les grands angles. On note que la forme de la distribution angulaire de l'émission de neutron aux petits angles est très différente suivant que le neutron est "peu lié" ou "très lié". Par contre, l'énergie de liaison n'a que peu d'effet sur la forme de la distribution angulaire aux grandes valeurs de θ .

Pour caractériser plus précisément la section efficace du Towing Mode en fonction de l'énergie de liaison de la particule initialement dans le noyau, nous avons extrait le spectre de la figure 2.16. Ce spectre montre la section efficace totale de Towing Mode, c'est à dire la section efficace différentielle intégrée dans la région angulaire $[30^\circ, 90^\circ]$, pour les trois types de fonctions d'ondes et en fonction de leur énergie de liaison. L'ordonnée est représentée en échelle logarithmique.

Sur chacune des courbes de la figure 2.16, nous avons réalisé un fit exponentiel pour étudier l'évolution de la section efficace totale. On constate que les courbes décroissent avec la même constante que j'appelle "énergie de décroissance" de l'ordre de 3 MeV, ce qui tend à montrer que l'évolution de la section efficace totale de Towing Mode en fonction de l'énergie de liaison est indépendante du moment orbital de la particule.

Etude des distributions en énergie

Les trois spectres de droite des figures 2.13, 2.14 et 2.15 nous informent sur la forme des distributions en énergie des neutrons émis aux grands angles en fonction de l'énergie de liaison. De ces trois spectres, on observe deux tendances générales majeures :

- plus l'énergie de liaison de la particule est importante et plus le spectre d'énergie des neutrons est décalé vers les basses énergies,

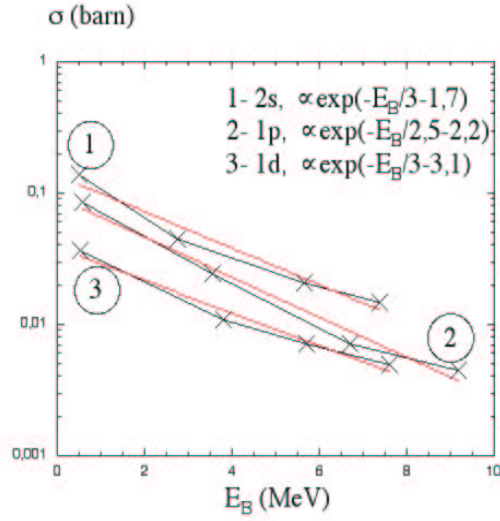


FIG. 2.16: Sections efficaces totales d'émission de particules dans la région du Towing Mode dans le cas de neutrons 2s, 1p et 1d en fonction de l'énergie de liaison. Un fit exponentiel de chaque courbe est représenté sur ce spectre.

– la largeur de la distribution augmente avec l'énergie de liaison.

Pour mieux caractériser ces deux tendances, nous avons extrait les maxima des distributions en énergies ainsi que les largeurs à mi-hauteur en fonction de l'énergie de liaison. Les deux spectres sont présentés sur la figure 2.17.

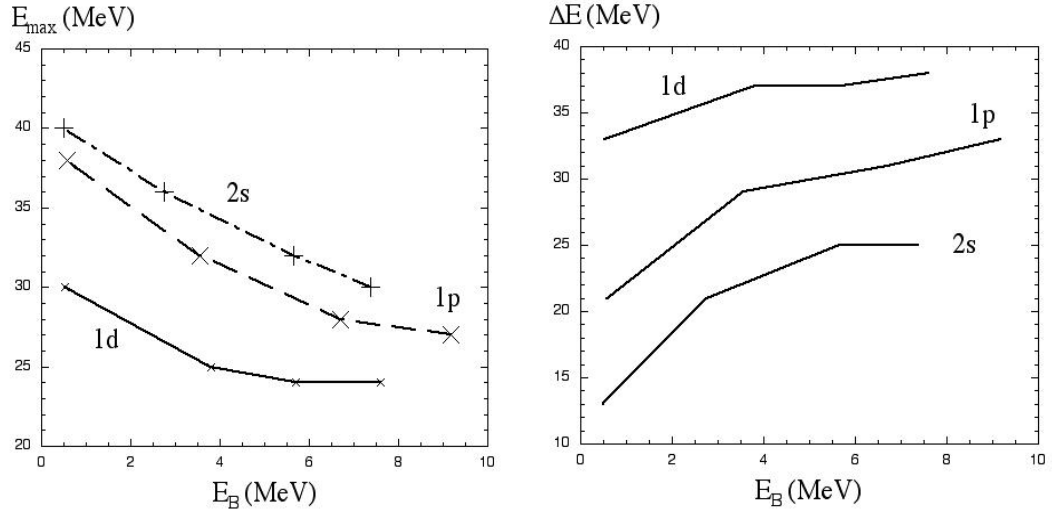


FIG. 2.17: Spectre de gauche : évolution de la position du maximum des distributions en énergie en fonction de l'énergie de liaison des particules, pour les trois types de particules 2s (1), 1p (2) et 1d (3). Spectre de droite : évolution de la largeur à mi-hauteur des distributions en énergie en fonction de l'énergie de liaison des particules, pour les trois types de particules.

Le spectre de gauche montre le décalage des maxima des distributions en énergie en fonction de l'énergie de liaison. Ce décalage est d'autant plus fort que la particule possède un faible moment angulaire : aux petites énergies de liaison, la pente est moins accentuée pour la particule de moment $l=2$ que pour les deux autres. De plus, on remarque un effet de seuil en énergie de liaison, énergie à partir de laquelle le maximum n'est plus dépendant de l'énergie de liaison : ceci est observable pour la particule 1d où la courbe tend à saturer à $E_{max} = 24$ MeV. Cet effet de seuil est notable pour la particule 1p mais pas pour la 2s, de plus faible moment angulaire.

Le spectre de droite montre l'évolution de la largeur des distributions en fonction de l'énergie de liaison de la particule. De ce spectre, on confirme que la largeur des distributions en énergie augmente avec l'énergie de liaison. On constate aussi que l'effet d'élargissement est d'autant plus fort que le moment angulaire est faible : l'évolution des largeurs des distributions en énergie en fonction de l'énergie de liaison est plus faible pour la particule de l'état 1d que pour la particule de l'état 1p ou 2s.

Conclusion

En résumé, deux effets importants dûs à l'énergie de liaison sont à mentionner :

1. une diminution de la section efficace de réaction pour des énergies de liaison qui augmentent. Par contre, l'évolution des sections efficaces de Towing Mode en fonction de l'énergie de liaison est indépendante de l'état des particules touées.
2. un décalage vers les basses énergies ainsi qu'un étalement des distributions en énergie des particules touées est observé quand on augmente l'énergie de liaison.

Ces deux tendances s'expliquent assez simplement : plus l'énergie de liaison est importante et plus le travail de sortie de la particule par le potentiel perturbateur va être important. En d'autre terme, la part de l'énergie cinétique fournie par le potentiel du noyau perturbateur (dans notre cas ^{48}Ti) à la particule sera d'autant plus grande que l'énergie de liaison est faible. C'est pourquoi, le phénomène d'émission de particules aux grands angles est favorisé dans le cas des particules les moins liées : le Towing Mode est favorisé dans le cas de noyau à halo tel le ^{11}Be , ce qui est aussi valable pour le processus de cassure coulombienne.

Sur le tableau 2.2, nous avons reporté toutes les mesures extraites du calcul pour l'étude sur l'énergie de liaison. En ce qui concerne l'évolution de la position des maxima et des largeurs des distributions en énergie, il ne semble pas y avoir de relation simple liant ces observables à l'énergie de liaison de la particule dans le noyau. Peut-être qu'une étude réalisée sur un plus grand nombre de valeur d'énergie de liaison ainsi que sur une plus large gamme de moment angulaire (s, p, d, f...) pourrait nous renseigner plus précisément sur cette question.

2.3.4 L'énergie incidente du projectile

Nous allons aborder dans la suite l'étude réalisée sur l'effet de l'énergie incidente sur les distributions angulaires et en énergie. Cette étude a été brièvement amorcée par D.Lacroix *et al.* dans la référence [28]. Nous allons dans un premier temps revenir

Fonctions d'ondes	Maxima (MeV)	Barycentre (MeV)	$\sigma(\theta > 30^\circ)$ (barn)
2s (0,50 MeV)	40	13	0.14
2s (2,75 MeV)	36	21	$4,5 \cdot 10^{-2}$
2s (5,65 MeV)	32	25	$2,1 \cdot 10^{-2}$
2s (7,37 MeV)	30	25	$1,5 \cdot 10^{-2}$
1p (0,58 MeV)	38	21	$8,5 \cdot 10^{-2}$
1p (3,56 MeV)	32	29	$2,4 \cdot 10^{-2}$
1p (6,4 MeV)	28	31	$7,2 \cdot 10^{-3}$
1p (9,1 MeV)	27	33	$4,5 \cdot 10^{-3}$
1d (0,53 MeV)	30	33	$3,6 \cdot 10^{-2}$
1d (3,8 MeV)	25	37	$1,1 \cdot 10^{-2}$
1d (5,7 MeV)	24	37	$7,1 \cdot 10^{-3}$
1d (7,6 MeV)	24	38	$5,0 \cdot 10^{-3}$

TAB. 2.2: *Résumé des valeurs des maxima et des largeurs des distributions en énergie ainsi que des valeurs des sections efficaces de Towing Mode pour les différentes fonctions d'ondes (2s, 1p et 1d) en fonction de leur énergie de liaison.*

sur ces premiers travaux, puis nous présenterons notre extension à ce travail qui nous a permis de déterminer une énergie incidente optimale, maximisant la section efficace de Towing Mode.

Retour sur les résultats de [28] pour la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$

La figure 2.18 tirée de [28] montre la densité de probabilité de présence de la fraction de la fonction d'onde due au passage du projectile pour trois valeurs de l'énergie incidente : 20 A.MeV, 44 A.MeV et 130 A.MeV. Ces calculs ont été réalisés pour un paramètre d'impact donné, $b=8$ fm, et dans le cas d'un neutron dans l'état 2s lié par 25 MeV d'énergie, dans le cadre de la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$.

Comme on peut le voir sur cette figure, la fraction de la fonction d'onde émise est d'autant plus faible que l'énergie incidente du faisceau est grande. Le mécanisme de transfert et de cassure sont tous deux présents dans la réaction et à toutes les énergies. A basse énergie (20 A.MeV), le régime de transfert de particule est favorisé par rapport à la cassure nucléaire alors qu'à haute énergie incidente, le transfert disparaît fortement pour les énergies incidentes élevées au profit du mécanisme de Towing Mode.

Le calcul TDSE permet de mettre en évidence le mécanisme de transfert de particule de la cible vers le projectile. Mais ce calcul ne traite pas l'avenir de la particule dans le potentiel. Cette considération n'a pas été incluse dans notre étude ne relevant pas du travail de cette thèse.

Dans la suite, nous présentons l'étude réalisée sur l'effet de l'énergie incidente dans le cas d'une fonction d'onde de neutron dans l'état 2s liée par 2,75 MeV pour différentes énergies incidentes (de 5 A.MeV à 110 A.MeV) et à un paramètre d'impact

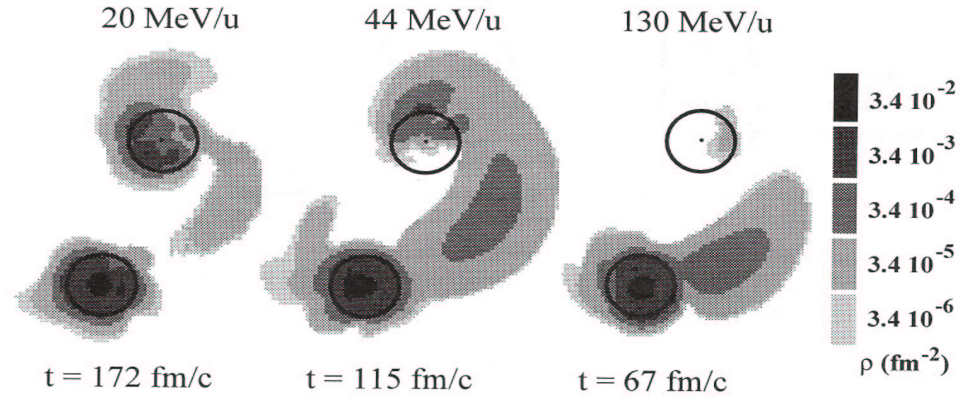


FIG. 2.18: *Distribution en densité de présence dans l'espace des positions après le passage du projectile (^{58}Ni) à un paramètre de 8 fm de la cible (^{58}Ni) pour trois énergies incidentes différentes : 20 A.MeV, 44 A.MeV et 130 A.MeV. Cette figure est tirée de [28]. On voit clairement l'effet de l'énergie incidente sur la fraction de fonction d'onde émise par le passage du projectile : à basse énergie, on favorise le transfert au détriment de l'émission au continuum et à haute énergie, la fraction émise à grand angle diminue fortement, alors qu'aux énergies intermédiaires, le Towing Mode est bien présent.*

donné $b=10$ fm, dans le cadre de la réaction $^{11}\text{Be} + ^{48}\text{Ti}$.

Le choix de réaliser l'étude sur un paramètre d'impact donné est motivé par la réduction des temps de calcul que cela entraîne. Choisir $b=10$ fm est une valeur de paramètre d'impact pour laquelle les potentiels nucléaire et coulombien sont effectifs lors de la réaction. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux spectres en énergie des particules émises par le processus Towing Mode, c'est à dire dans la région $\theta > 30^\circ$. Dans un deuxième temps, nous présenterons la même étude réalisée dans le cas d'une fonction d'onde de un neutron à l'état 2s liée par 500 keV (neutron du halo). Pour étudier l'effet de l'énergie de liaison sur les sections efficaces de réactions à différentes énergies incidentes.

Etude avec le neutron dans l'état 2s lié par 2,75 MeV

Nous avons réalisé les calculs pour les énergies incidentes du projectile suivantes : 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100 et 110 A.MeV.

Sur la figure 2.19, nous avons représenté les distributions en énergie calculées des neutrons émis dans la région angulaire $\theta > 30$ degrés. Dans cette figure, seule les distributions en énergie pour les énergies incidentes de 15 A.MeV à 110 A.MeV ont été représentées. Les énergies incidentes plus faibles feront l'objet d'une étude ultérieure. On constate que plus l'énergie incidente est faible, plus la distribution en énergie est ample et de faible dispersion. Les maxima des distributions, du fait de l'énergie de liaison, sont inférieures aux valeurs de l'énergie par nucléon du faisceau.

Les distributions en énergie des neutrons dans le cas des énergies incidentes 5 et 10 A.MeV sont représentées sur la figure 2.20. Comme on peut le voir sur cette figure, les distributions en énergie ont une forme beaucoup moins régulière que les

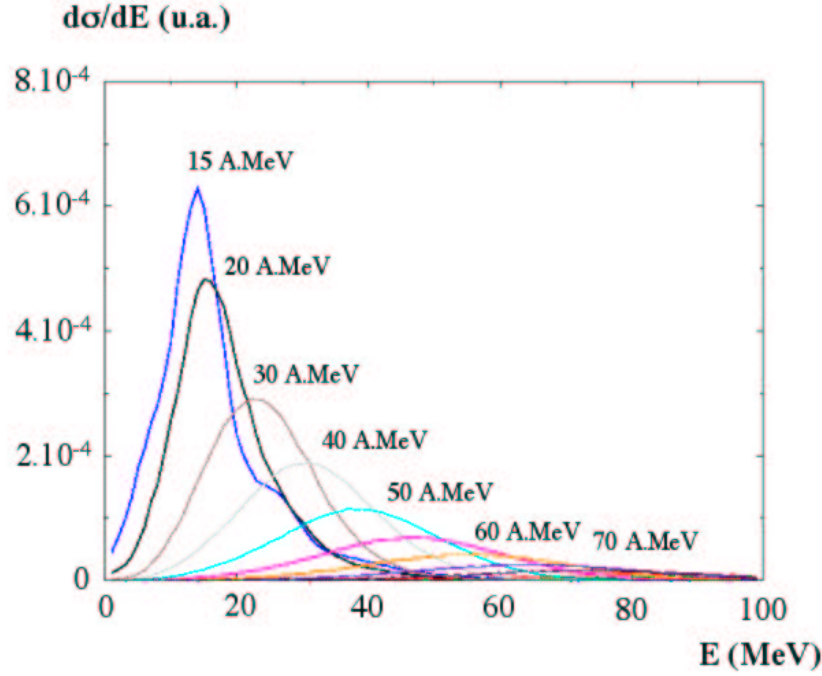


FIG. 2.19: *Distribution en énergie de la fraction de la fonction d'onde émise lors de la réaction dans le cas d'une fonction d'onde 2s liée par 2,75 MeV pour différentes énergies incidentes.*

distributions de la figure 2.19. Une succession de pics constitue ces distributions en énergie. Afin de préciser ces phénomènes aux basses énergies, nous avons extrait les densités de probabilité de présence de la fraction de la fonction d'onde émise lors de la réaction pour les trois énergies incidentes : 5 A.MeV, 10 A.MeV et 15 A.MeV, illustrées sur la figure 2.21. Comme on peut le voir sur cette figure, aux basses énergies, la majeure partie de la fonction d'onde est transférée au potentiel perturbateur et à 5 A.MeV, on ne retrouve quasiment plus d'émission de particules aux grands angles. En effet, le mécanisme dominant est le transfert vers la cible. Nous rappelons toutefois qu'à ces énergies l'utilisation de l'approximation semi-classique est largement discutable.

Nous pouvons étudier l'évolution de la section efficace absolue d'émission de particules aux grands angles en fonction de l'énergie incidente, pour le calcul réalisé à $b = 10$ fm. Cette variation est reportée sur le spectre de gauche de la figure 2.22. La courbe de variation de la section efficace d'émission de Towing Mode en fonction de l'énergie est maximale pour les énergies de 15 A.MeV pour des neutrons dans l'état 2s lié par 2,75 MeV.

Etude avec le neutron dans l'état 2s liée par 500 keV

Nous avons réalisé cette étude pour la fonction d'onde d'un neutron de l'état 2s liée par 500 keV et toujours pour un paramètre d'impact donné, $b = 10$ fm, pour les mêmes énergies incidentes que précédemment : 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 60, 70,

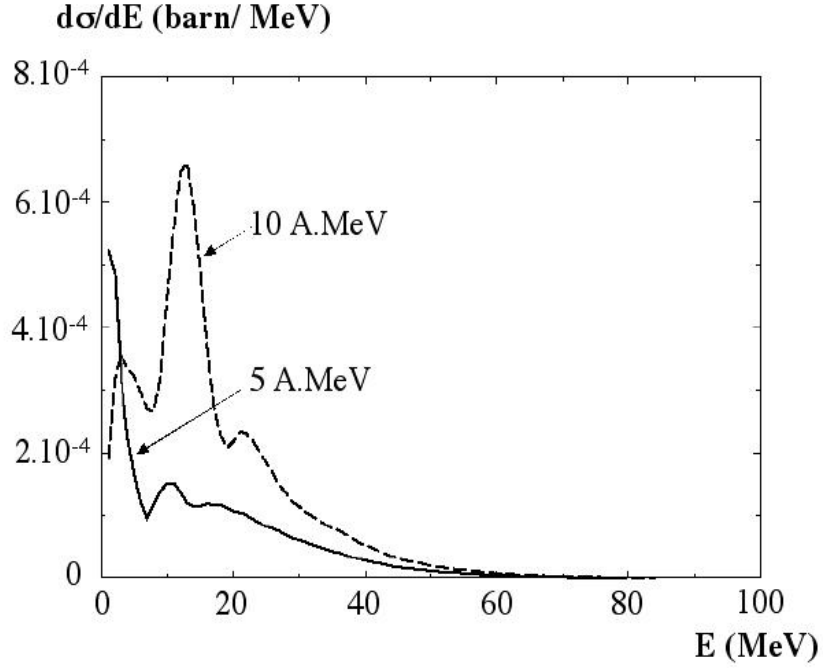


FIG. 2.20: *Distribution en énergie de la fraction de la fonction d'onde émise lors de la réaction dans le cas d'une fonction d'onde 2s liée par 2,75 MeV pour les basses énergies incidentes : 5 A.MeV et 10 A.MeV.*

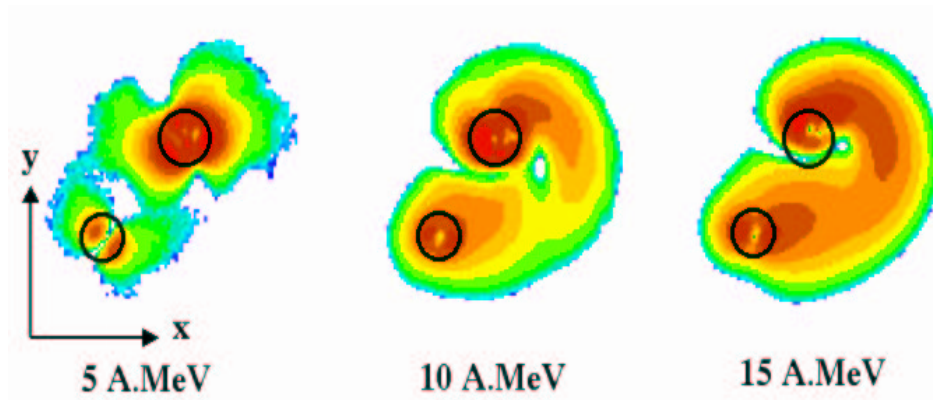


FIG. 2.21: *Présentation des densités de probabilité finale, décrite dans l'espace des positions, après le passage du projectile à proximité d'une fonction d'onde 2s liée par 2,75 MeV d'énergie pour les énergies incidentes de 5, 10 et 15 A.MeV. Deux cercles sont dessinés pour illustrer la position du potentiel de la cible (^{11}Be , petit cercle) et du projectile (^{48}Ti , grand cercle). A 5 A.MeV, on voit clairement le transfert de la fonction d'onde de la particule initialement dans le potentiel de la cible.*

80, 90, 100 et 110 A.MeV. Sur le spectre de droite de la figure 2.22 est représentée l'évolution de la section efficace totale d'émission de neutron dans la région angulaire $\theta > 30^\circ$. Ce spectre montre que, dans le cas de la fonction d'onde 2s liée par 500 keV,

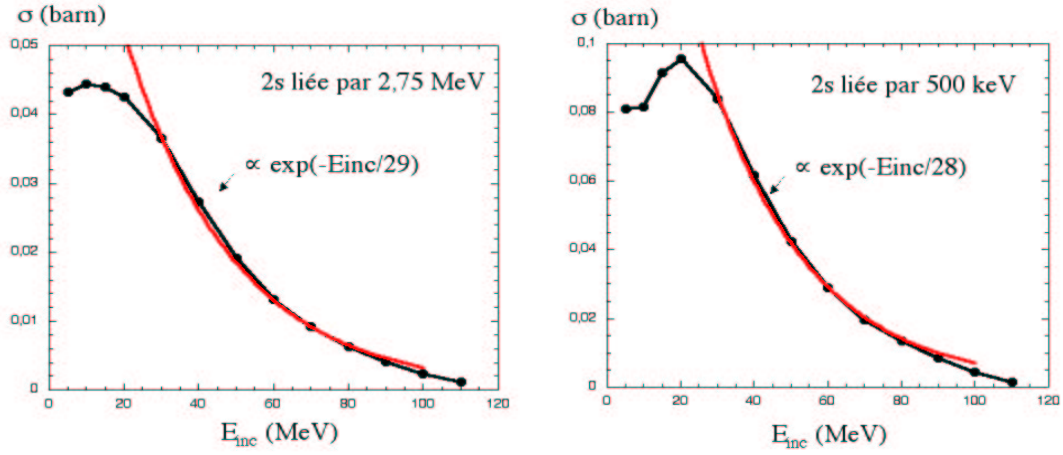


FIG. 2.22: Evolution de la section efficace de Towing Mode (émission de particules aux grands angles, $\theta > 30^\circ$) en fonction de l'énergie incidente du projectile, dans le cas, spectre de gauche, d'une fonction d'onde $2s$ liée par 2,75 MeV et dans le cas d'une fonction d'onde $2s$ liée par 500 keV, spectre de droite. Les sections efficaces atteignent leur maximum pour une énergie incidente de l'ordre de 10 A.MeV.

le maximum de section efficace est atteint pour une énergie de faisceau incidente de 20 A.MeV.

Nous avons réalisé un fit exponentiel de chaque spectre de la figure 2.22 entre 30 et 80 A.MeV (région en énergie pour laquelle la section efficace de transfert est faible). Les fits sont illustrés sur chaque figure. Nous constatons que l'évolution de la section efficace de Towing Mode en fonction de l'énergie de faisceau incident semble être indépendante de l'énergie de liaison de la particule à une échelle près (facteur 2 dans la section efficace totale). En effet, la section efficace de Towing Mode évolue comme une exponentielle décroissante de pente de l'ordre de $1/28 \text{ MeV}^{-1}$ en fonction de l'énergie du faisceau, dans les deux cas étudiés ici. En deçà de 30 A.MeV, le fit ne reproduit plus les résultats du calcul. C'est une région en énergie où le processus de transfert est important, réduisant alors la probabilité d'émission de particule par le Towing Mode.

Conclusion

Dans cette partie nous avons étudié l'effet de l'énergie incidente sur la section efficace de Towing Mode. D'après le calcul TDSE, la section efficace de Towing Mode est optimum pour des énergies aux alentours de 20 A.MeV. Or, nous avons vu qu'en dessous de 20 A.MeV, le mécanisme de transfert intervient et devient prépondérant. Le calcul TDSE ne prend pas en compte le principe d'exclusion de Pauli et ceci peut engendrer des erreurs quant à la quantité de particule transférée à la cible et donc émise par le Towing Mode. Ainsi, deux possibilités s'ouvrent aux chercheurs utilisant le Towing Mode pour l'étude de la structure des noyaux :

- soit le calcul TDSE est adapté pour intégrer le mécanisme de transfert et ainsi avoir la possibilité d'utiliser des énergies de faisceaux inférieures à 20 A.MeV,
- soit le calcul n'est pas adapté et les expérimentateurs seront obligés d'utiliser

l'énergie du faisceau à un minimum de 20 A.MeV pour ne pas être pollué par le transfert.

Enfin, un résultat important de cette étude a été de montrer l'évolution de la section efficace de Towing Mode avec l'énergie incidente du projectile. Ce calcul nous a permis de mettre en évidence que, dans la gamme d'énergie incidente où le processus de transfert est absent, la section efficace de Towing Mode décroît de manière exponentielle (de pente $1/28 \text{ MeV}^{-1}$) en fonction de l'énergie incidente du faisceau, quelque soit l'énergie de liaison de la particule.

2.3.5 Effet de la déformation du coeur

L'état fondamental du noyau de ^{11}Be présente une superposition de deux états quantiques :

$$|^{11}\text{Be}_{g.s.} \rangle = \alpha |0^+ \otimes 2s_{1/2} \rangle + \beta |2^+ \otimes 1d_{5/2} \rangle$$

dont l'état 2^+ du ^{10}Be présente une forte déformation ($\beta_2 = 0.74$). Si les deux états sont orthogonaux alors la probabilité d'avoir le neutron dans l'une des deux configurations est égale à 1, soit :

$$\alpha^2 + \beta^2 = 1.$$

On suppose alors que les calculs concernant la 2s et la 1d sont indépendants. Nous allons, dans cette partie, présenter le travail que nous avons effectué pour la prise en compte de la déformation du potentiel pour le traitement de la fonction d'onde 1d dans le calcul TDSE. En effet, Pita, Fortier *et al.* [42, 44] ont déterminé les facteurs spectroscopiques de l'état 1d dans le fondamental du ^{11}Be en incluant dans une approche DWBA un couplage vibrationnel au coeur de ^{10}Be à l'état 2^+ déformé [42]. Il sera donc intéressant d'introduire et d'étudier l'effet de la déformation du potentiel Wood-Saxon sur l'état 1d. Compte-tenu que l'état 2^+ du ^{10}Be décroît par l'émission d'un photon de 3,37 MeV d'énergie et, connaissant l'énergie de séparation d'un neutron (S_{1n}) du noyau de ^{11}Be qui est de l'ordre de 0,5 MeV, la fonction d'onde 1d doit être traitée avec une énergie de liaison de l'ordre de 3,87 MeV.

Les paramètres de déformation

La déformation de l'état 2^+ du ^{10}Be a été déterminée expérimentalement de deux manières différentes. La première a consisté à mesurer la déformation grâce à la mesure du temps de vie. Les mesures de temps de vie de l'état 2^+ du ^{10}Be obtenues expérimentalement par Warburton et Fischer [66, 67] conduisent à la valeur du $B(E_2)$, probabilité de transition quadrupolaire réduite, égale à $5,2 \cdot 10^{-3} e^2 \cdot \text{b}^2$. Dans une approche goutte liquide uniformément chargée, S. Raman *et al.* [68] relie la valeur du $B(E_2)$ au paramètre de déformation quadrupolaire β_2 par la formule :

$$\beta_2 = \frac{4\pi}{3ZR_0^2} \sqrt{\frac{B(E_2)}{e^2}}$$

où Z est la charge du noyau, e la charge élémentaire électronique et $R_0 = 1,2A^{1/3}$. On en déduit une valeur du paramètre de déformation $\beta_2 = 1.129$.

La deuxième méthode expérimentale fut réalisée grâce à l'analyse de sections efficaces de diffusion inélastique $^{10}\text{Be}(p,p')$ par D. Auton *et al.* [37]. Dans ce type de réaction, les états peuplés les plus élevés en énergie sont ceux qui mettent en mouvement les nucléons au sein du noyau. Ce mode de déformation est de type vibrationnel ou rotationnel, tous deux bien décrits par la paramétrisation de la déformation du rayon de la goutte liquide [69] donné par :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y^{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (2.2)$$

où R_0 est le rayon du noyau non déformé et le paramètre λ décrit le type de déformation : $\lambda = 0$, déformation monopolaire, $\lambda = 1$, déformation dipolaire, $\lambda = 2$, déformation de type quadrupolaire. Or, que l'on se place dans un cadre vibrationnel de transition, correspondant à une déformation dynamique, ou rotationnel de la transition quadrupolaire, c'est à dire une déformation statique du noyau, le développement au premier ordre du potentiel déformé donne les mêmes amplitudes de transition de la diffusion inélastique [42] si bien que les deux types de transitions ne sont pas discernables. La valeur du paramètre de déformation obtenu par D. Auton *et al.* est égale à $\beta_2 = 0.74$. Sur ce sujet, la discussion est toujours ouverte et de nombreux calculs théoriques traitent les états excités du ^{10}Be comme étant des états rotationnels [70, 43]. Fortier *et al.* ont utilisé un modèle vibrationnel dans l'approche DWBA pour mettre en évidence la superposition des états dans le fondamental du ^{11}Be .

Dans notre cas, une approche statique de la déformation est beaucoup moins complexe à prendre en considération qu'une approche dynamique. De plus, dans le cas d'une transition de type $\lambda = 2$ de l'équation 2.2, cinq termes $\alpha_{2\mu}$ apparaissent et il est possible alors de décrire la déformation par la détermination de deux de ces termes en nous plaçant dans le référentiel du noyau. Dans ces conditions, on obtient :

$$\alpha_{2,1} = \alpha_{2,-1} = 0 \quad \text{et} \quad \alpha_{2,2} = \alpha_{2,-2}$$

et on utilise traditionnellement la notation :

$$\alpha_{2,0} = \beta_2 \cos \gamma \quad \text{et} \quad \alpha_{2,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_2 \sin \gamma$$

où γ nous renseigne sur le type de déformation prolata ($\gamma = 0$) ou oblate ($\gamma = \pi$). Pour l'étude réalisée dans cette thèse, nous utiliserons la paramétrisation de la déformation dans le cas prolata et la formule 2.2 donnant le rayon de la surface du noyau devient :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \beta_2 \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (3\cos^2\theta - 1) \right) \quad (2.3)$$

Déformation du potentiel Wood-Saxon du ^{11}Be pour le calcul TDSE et stabilisation des fonctions d'ondes

Nous allons utiliser l'expression du potentiel Wood-Saxon déformé d'expression :

$$V(r, \theta, \phi) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R(\theta, \phi)}{a_0}\right)}$$

où $R(\theta, \phi)$ est le rayon du potentiel déformé en fonction des angles θ et ϕ , donné par la formule 2.3, et a_0 la diffusivité. Sur la figure 2.23, nous avons représenté la section du noyau dans le plan $z=0$ dans le cas non déformé (ligne pointillée) et dans le cas où on lui applique la déformation $\beta_2 = 0.7$ (trait plein).

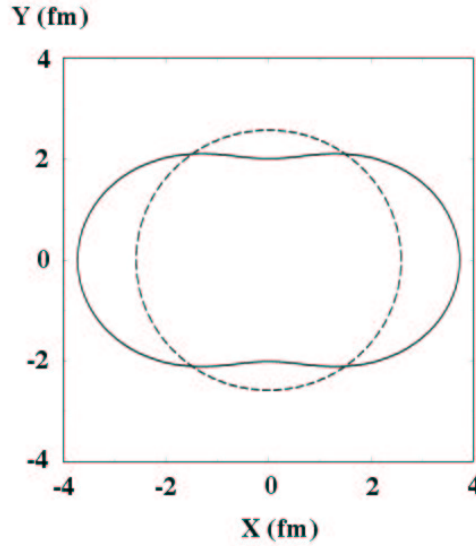


FIG. 2.23: Illustration de la section du noyau dans le plan $z=0$ dans une approche goutte liquide dans le cas sphérique (trait pointillé) et dans le cas déformé ($\beta = 0.7$), donné par l'équation 2.3, (trait plein).

Afin d'obtenir les états propres d'un noyau déformé, nous avons de nouveau utilisé une méthode de temps imaginaire. Ainsi, partant du noyau sphérique dans le réseau cartésien, le coeur est progressivement déformé conjointement à l'application du temps imaginaire. Cette déformation progressive assure la stabilité numérique. En effet, un paramètre de déformation de $\beta_2 = 0.7$ représente une déformation très importante des noyaux et appliquer brutalement la déformation au potentiel Wood-Saxon pourrait empêcher la convergence des fonctions vers un état stable. C'est pourquoi nous avons décidé de réaliser l'étape 2 du calcul TDSE (l'évolution en temps imaginaire pour stabiliser les fonctions d'ondes) en déformant le potentiel progressivement en partant du potentiel Wood-Saxon sphérique. Il est à noter qu'en plus de la déformation, la profondeur du potentiel a été ajustée de manière à obtenir une fonction d'onde 1d liée par 3,8 MeV.

Sur la figure 2.24, nous montrons le potentiel en image tridimensionnelle. Celle-ci a été extraite pour une déformation appliquée le long de l'axe X et les valeurs du

potentiel ont été extraites dans le plan $Z=0$ fm. Une profondeur de puits $V_0 = -55$ MeV et une diffusivité $a=0,75$ fm ont été utilisées.

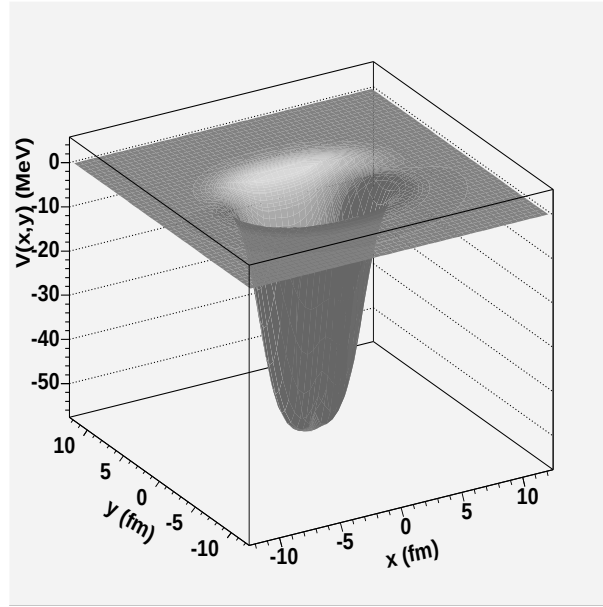


FIG. 2.24: La figure montre la forme du potentiel déformé suivant x et y et dans le plan $z=0$ et correspondant à $\beta_2 = 0.7$.

En ce qui concerne les fonctions d'ondes et à la différence du cas sphérique, la déformation engendre une brisure de symétrie en levant la dégénérescence des états. De plus, les grandeurs n , l et m ne sont plus de bons nombres quantiques pour décrire le système. Lors de la déformation, seuls la parité et le nombre quantique m (projection du moment orbital) restent des quantités conservées.

Or, les fonctions d'ondes sont totalement déterminées par le jeu de nombres quantiques initiaux. Partant des fonctions d'ondes sphériques spécifiées par (n,l,m) , les fonctions d'ondes seront déformées, mais nous continuerons à les identifier par la notation nlm (ex $1d_0$ ou $1p_1$), comme nous le faisons jusqu'à présent. Sur la figure 2.25, nous avons représenté l'évolution des valeurs propres des différentes fonctions d'ondes en fonction de la valeur du paramètre de déformation. Comme nous pouvons le constater sur cette figure, la déformation lève partiellement la dégénérescence des états et nous obtenons au final des états dégénérés pour les valeurs de $|m|$ identiques, c'est à dire que la dégénérescence sera conservée pour les états $1d_1$ et $1d_{-1}$, par exemple, pour lesquels la valeur de la valeur absolue de la projection du moment orbital est égale à 1.

Résultat de l'évolution dynamique

Les fonctions d'ondes de type d de plus basse énergie, celles qui nous intéressent ici, sont les fonctions d'ondes provenant initialement des états sphériques $1d_1$ et $1d_{-1}$ qui sont des états dégénérés en énergie.

Du fait de cette dégénérescence de niveau et de l'indiscernabilité des neutrons, nous devons considérer ces deux états pour le calcul TDSE. La fonction d'onde finale

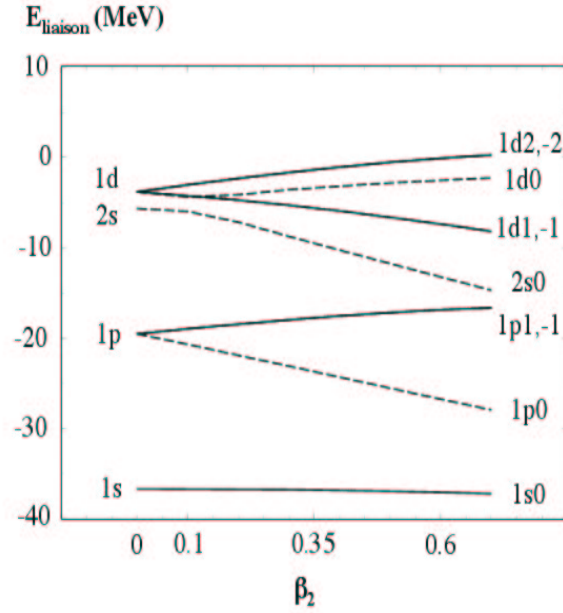


FIG. 2.25: *Evolution de l'énergie de liaison des états en fonction du paramètre de déformation β_2 . La déformation lève partiellement la dégénérescence du cas sphérique, elle sépare les contributions de $|m|$ différents.*

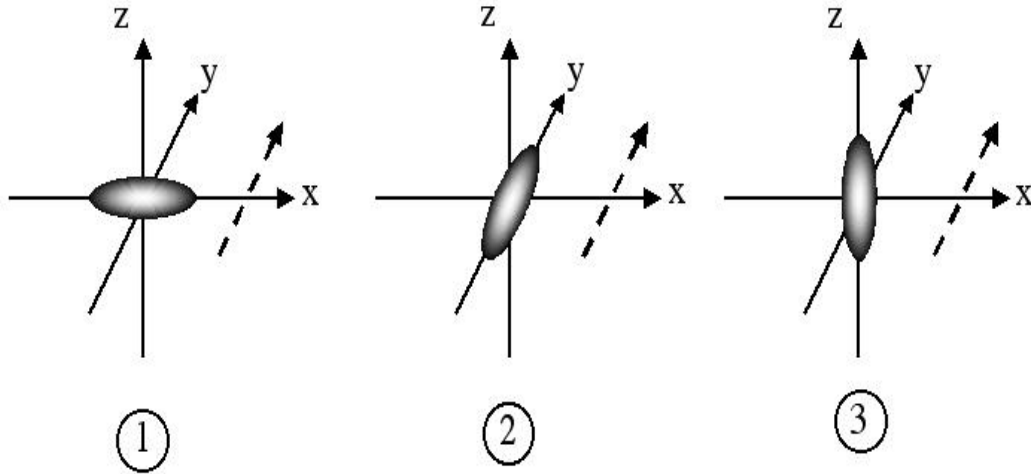


FIG. 2.26: *Illustration du problème que pose la déformation par rapport au choix du paramètre d'impact minimum de début de calcul. Quand la déformation est orientée suivant l'axe X (cas 1), pour un paramètre d'impact donné, le potentiel de la cible est plus long dans cette configuration que lorsque la déformation est orientée suivant Y ou Z (cas 2 et 3). En pointillé, nous avons représenté schématiquement la trajectoire du projectile dans le calcul TDSE.*

est un mélange de ces configurations. De plus, l'évolution dynamique doit prendre en compte toutes les orientations des noyaux lors de la réaction. Nous avons donc,

en première approximation, considéré trois orientations principales de déformation : orientations suivant l'axe X, (l'axe de déformation est tourné vers le projectile), l'axe Y (axe de déformation orienté parallèle à la direction du projectile) et enfin l'axe Z (axe de déformation orienté perpendiculairement au plan de réaction, voir figure 2.26), soit trois calculs dynamiques pour chaque fonctions d'ondes déformées 1d1 et 1d-1. Ainsi, sur la figure 2.27 de gauche, nous montrons les distributions en énergie calculées des 6 fonctions d'ondes considérées précédemment, à partir du paramètre d'impact minimum $b = 9$ fm.

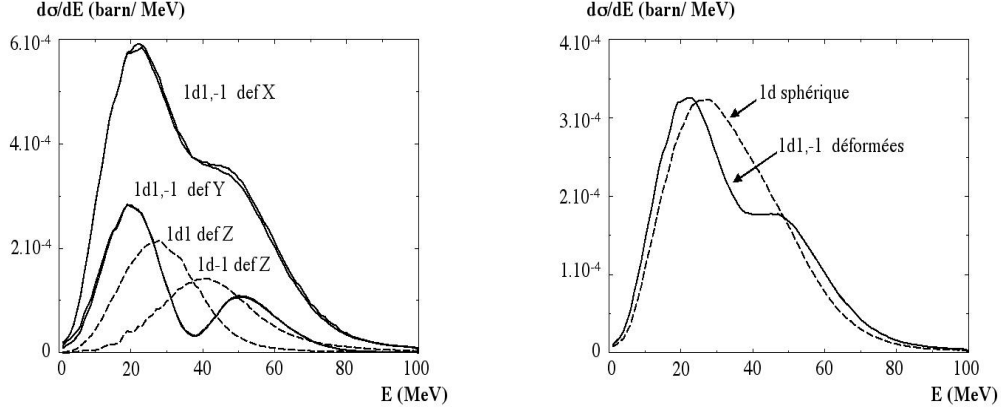


FIG. 2.27: *A gauche, spectres en énergie des différentes contributions aux calculs de la fonction d'onde 1d déformée, c'est à dire la 1d1 et la 1d-1 orientées suivant les axes X, Y et Z. A gauche, nous présentons le spectre en énergie totale pour la 1d déformée et nous le comparons à la distribution en énergie dans le cas non déformé. Dans les deux cas, le paramètre d'impact est de 9 fm.*

Les distributions en énergie sur le spectre de gauche montrent une dominance de la section efficace pour les fonctions d'ondes dont l'axe de déformation est orienté suivant l'axe X. Cela se comprend par le fait que le demi-grand axe de l'ellipsoïde de déformation est tourné vers le potentiel perturbateur, alors que dans le cas des déformations suivant Y ou Z c'est le demi-petit axe qui est tourné vers le perturbateur. Ceci rend la probabilité d'émission plus importantes pour les orientations X que pour les orientations Y et Z à un paramètre d'impact donné. Cela sera discuté dans la suite.

Sur la figure 2.27 de droite, nous avons représenté la distribution en énergie extraite des six contributions mentionnées précédemment, que nous comparons au résultat du calcul pour une fonction d'onde 1d sphérique liée par 3,8 MeV, en section efficace différentielle. Ces deux distributions sont très comparables en amplitude de même qu'en intégrale ($1,24 \cdot 10^{-2}$ b pour la sphérique et $1,23 \cdot 10^{-2}$ b pour la déformée). La principale différence entre ces distributions se trouve dans la forme.

Le paramètre d'impact minimum

Etant donné que l'orientation de la déformation privilégie certaine voie de réaction lors du calcul dynamique, nous devons en tenir compte pour ajuster le paramètre

d'impact minimum du calcul. Le demi-petit axe de l'ellipsoïde est de 2 fm alors que le demi-grand axe a un rayon de 3,7 fm. Le rayon du noyau non déformé est, quant à lui, de 2,6 fm.

Nous avons considéré le paramètre d'impact d'effleurement (grazing) comme paramètre d'impact minimum pour le début du calcul. Ainsi, en considérant le demi-grand axe et le demi-petit axe comme les rayons du noyaux en fonction de l'orientation de la déformation dans l'espace, on trouve un paramètre d'impact minimum de 7 fm dans le cas de l'orientation de la déformation suivant Y et Z, et un paramètre d'impact minimum de 9 fm dans le cas de la déformation suivant X. Le résultat du calcul pour la combinaison (9,7,7) est montré sur la figure 2.28.

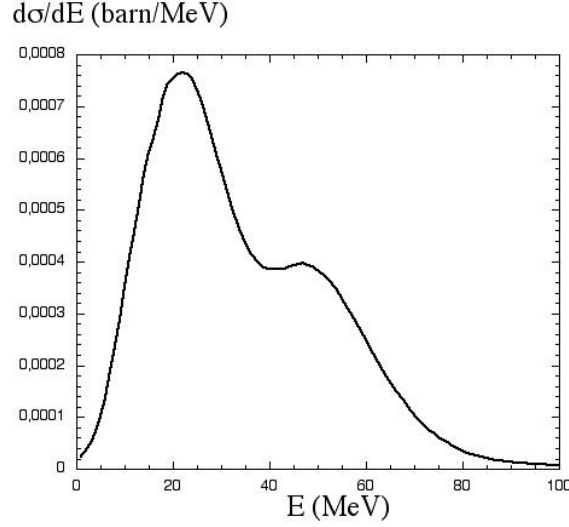


FIG. 2.28: *Distribution en énergie du cas 1d déformé pour la combinaison en paramètre d'impact (9,7,7) suivant l'orientation de l'axe de déformation du noyau : 9 fm pour l'orientation suivant X, 7 fm pour l'orientation de la déformation suivant Y et Z.*

La distribution en énergie présente deux bosses qui sont nourries principalement par les distributions en énergie des fonctions d'ondes déformées suivant Y.

2.4 Critiques du calcul TDSE et conclusions

En résumé, nous avons présenté, dans ce chapitre, la description détaillée du calcul TDSE. Ce calcul se décompose suivant trois étapes :

1. détermination des états propres dans un puits de potentiel Wood-Saxon,
2. passage du réseau sphérique au réseau cartésien et stabilisation des fonctions d'ondes avec une méthode du temps imaginaire,
3. évolution dynamique de la réaction par la résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps (en temps réel).

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude approfondissant celles réalisées dans les références [57, 28] et en particulier sur la cassure des noyaux peu liés. De

plus, nous avons réalisé une étude assez complète sur la dépendance du mécanisme de Towing Mode en fonction de différents paramètres de la réaction : l'énergie incidente du faisceau, la charge de la cible, l'énergie de liaison de la particule initialement dans le noyau et l'état de la particule considérée.

Enfin, nous avons présenté une extension au calcul en incluant une déformation statique du noyau de ^{10}Be . Les spectres en énergie de la fonction d'onde 1d dans un potentiel déformé ont été extraits et comparés au cas sphérique montrant des différences importantes dans la forme des distributions.

De manière générale, nous pouvons conclure que le phénomène de Towing Mode est amplifié pour les particules peu liées au noyau. Le moment orbital initial de la particule est aussi un facteur important pour la section efficace de Towing Mode : plus le moment orbital initial est important, plus la section efficace est faible. Enfin, l'étude sur les énergies de faisceaux incidents nous a conduit à conclure sur une valeur de l'énergie incidente optimum pour le processus de Towing Mode : la section efficace d'émission de particules aux grands angles est prépondérante pour des énergies de faisceaux de l'ordre de 20 A.MeV.

Dans ce chapitre, nous avons mis en avant la possibilité d'utiliser les distributions angulaires pour sélectionner le type de processus qui a lieu lors de la réaction :

- $\theta < 30^\circ$, la cassure est dominée par l'interaction coulombienne,
- $\theta > 30^\circ$, la cassure est uniquement due au processus Towing Mode.

L'étude des spectres en énergie des particules émises aux grands angles permettent de caractériser l'état de la particule initialement dans le noyau. L'extraction des facteurs spectroscopiques découlerait de la comparaison entre les données expérimentales et des résultats du calcul.

Le calcul TDSE développé ici est un calcul spécifiquement dédié à la description du break-up, qu'il soit Coulombien ou du type Towing Mode. Il est valide dans une gamme en énergie et en paramètre d'impact donnée et, plus précisément, la détermination du paramètre d'impact minimum est un point crucial qu'il est nécessaire de connaître et dont dépendent fortement les sections efficaces d'émission de particules, et donc les valeurs des facteurs spectroscopiques.

Ce calcul n'est adapté qu'aux énergies intermédiaires. Pour les basses énergies (inférieure à 20 A.MeV), on atteint les limites de validité de l'utilisation de l'approche semi-classique pour la description des processus physiques. Pour les hautes énergies, il faudrait une version relativiste du calcul TDSE. Le couplage spin-orbit n'a pas non plus été traité dans ce calcul pour des raisons de méthode de résolution. Nous compensons l'effet de ce couplage sur les énergies de liaison par un ajustement de la profondeur du puits de potentiel pour retrouver les énergies de liaisons des particules dans le noyau.

Le calcul TDSE sera l'appui théorique principal pour l'analyse des résultats de l'expérience E337 réalisée au GANIL grâce à l'étude des distributions angulaires et des distributions en énergie. Cette étude nous permettra de mesurer l'importance de l'excitation du coeur dans l'état fondamental du ^{11}Be ($J^\pi = 1/2^+$).

Chapitre 3

Dispositif expérimental et calibrations

Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental de l'expérience E337 qui a été réalisée au GANIL. Le principe de cette expérience est de détecter l'émission du neutron et des photons, provenant de la cassure du ^{11}Be , en coïncidence avec le ^{10}Be dans la réaction $^{48}\text{Ti}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + n + \gamma)$. C'est une expérience qui a rassemblé le spectromètre SPEG pour l'identification des éjectiles et la mesure de leur angle de diffusion, trente scintillateurs liquides pour la mesure des neutrons et le Château de Cristal pour la détection des γ .

La production du faisceau de ^{11}Be sera présentée en début de chapitre, suivie de la description détaillée des détecteurs. La logique de l'électronique d'acquisition sera aussi présentée ainsi que les différents traitements des données nécessaires pour l'analyse des résultats.

3.1 L'accélérateur GANIL et le dispositif expérimental

Cette expérience a été réalisée au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) dans la salle expérimentale SPEG (voir figure 3.1). Le GANIL permet d'accélérer des faisceaux primaires d'ions lourds allant du carbone à l'uranium aux énergies intermédiaires (entre 20 et 100 MeV par nucléon). Les faisceaux secondaires sont obtenus :

- soit par fragmentation du faisceau primaire intense sur une cible de production,
- soit par la technique ISOL (Isotopic Separation On-Line) du dispositif SPIRAL.

SPIRAL fournit des faisceaux purs d'éléments de la famille des gaz rares (Hélium, Argon) dont l'énergie peut atteindre 20 MeV par nucléon, avec une qualité en émittence bien meilleure que les faisceaux obtenus par fragmentation. En revanche, les faisceaux produits par fragmentation sont plus énergétiques et de nature plus variée que les faisceaux SPIRAL. Pour cette expérience, le faisceau secondaire de ^{11}Be a été obtenu par la méthode de fragmentation dans le dispositif SSISS.

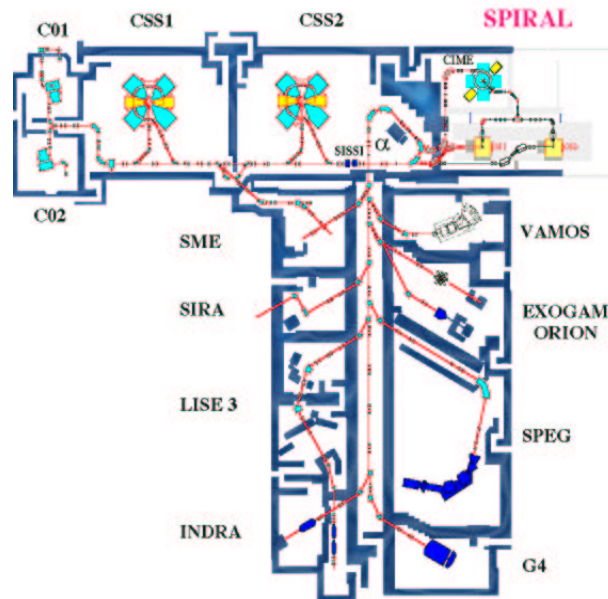


FIG. 3.1: Les aires expérimentales du GANIL

3.1.1 Production du faisceau radioactif de ^{11}Be

Les ions primaires multi-chargés $^{13}\text{C}^{6+}$ sont obtenus à partir d'une source d'ions de type ECR (Electron Cyclotron Resonance) [71]. Dans un premier temps, ils sont injectés dans un cyclotron compact C_0 qui les accélère à une énergie d'une centaine de keV par nucléon. Ils sont ensuite envoyés dans un cyclotron à secteurs séparés (CSS1) pour atteindre des énergies de quelques MeV par nucléon. À la sortie du cyclotron, les ions passent à travers une feuille mince de carbone qui les épluche des

électrons du cortège : cette augmentation de leur état de charge permet une post-accelération dans un deuxième cyclotron (CSS2). Les ions atteignent des énergies entre 20 et 100 MeV par nucléon.

Pour les besoins de l'expérience, nous avons utilisé un faisceau primaire de ^{13}C de 75 MeV/u d'une intensité de l'ordre 10 μA , soit 10^{13} particules par seconde.

Le faisceau primaire ainsi produit est ensuite envoyé sur le dispositif SISSI (Superconducting Intense Source for Secondary Ions) [72]. Constitué de deux solénoïdes supra-conducteurs positionnés de part et d'autre d'une cible de production, ce dispositif permet, dans un premier temps, la focalisation du faisceau primaire sur la cible de fragmentation. Le deuxième solénoïde permet de refocaliser les résidus de fragmentation du ^{13}C dans la ligne de faisceau. Ces résidus sont ensuite triés pour constituer le faisceau secondaire. C'est le spectromètre ALPHA qui est au coeur de ce tri : un premier dipôle magnétique permet une sélection en $B\rho$ d'après la formule $B\rho = p/Q$ qui relie l'impulsion du noyau p et la charge des ions Q à la rigidité magnétique. Mais cette sélection n'est pas suffisante pour obtenir un faisceau pur d'un isotope donné en raison de la dispersion en énergie des noyaux produits. Pour cela, on utilise un dégradeur placé à la sortie du dipôle magnétique qui a pour but de ralentir les fragments différemment en fonction de leur charge, masse et énergie. L'épaisseur du dégradeur a la particularité de croître avec le rayon de courbure afin de conserver son achromatisme au spectromètre. Les fragments subissent alors une perte d'énergie ΔE proportionnelle au rapport AZ^2/E (où A , Z et E sont respectivement la masse, la charge et l'énergie des noyaux). En sortie, les résidus passent dans un deuxième dipôle magnétique pour une deuxième sélection en $B\rho$. Finalement, le spectromètre ALPHA opère une sélection des noyaux en fonction du rapport $\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{A^3}{Z^2}$ ce qui permet de nettoyer le faisceau secondaire d'un grand nombre de contaminants. Dans notre expérience, le faisceau de ^{11}Be était pur.

Faisceau Primaire		
^{13}C	Énergie : 75 MeV/u	Puissance : 1560 W
Cible de production SISSI		
Élément : ^{12}C		Épaisseur : 6128 μm
Dégradeur		
Élément : ^{26}Al		Épaisseur : 600 μm
Faisceau Secondaire		
^{11}Be	Énergie : 41 MeV/u	80 000 pps

TAB. 3.1: *paramètres expérimentaux pour l'obtention du faisceau de ^{11}Be*

Pour cette expérience, un réglage du faisceau en “optique parallèle sur cible” a été réalisé. Cette technique présente l'avantage d'avoir un faisceau de faible divergence angulaire ($\pm 0.02^\circ$). Or, l'information sur l'angle de diffusion du faisceau et de l'angle d'émission des neutrons ne dépendant pas de la position du faisceau sur la cible, nous pouvons nous affranchir de détecteurs de faisceau pour reconstruire la trajectoire des noyaux incidents. Cette faisceaologie est réalisée au détriment de l'intensité du

faisceau : celle-ci a été réduite d'un facteur 5 par rapport à l'intensité de faisceau de ^{11}Be fourni par le GANIL au cours d'une précédente expérience [42].

On rappelle dans le tableau 3.1 les différents éléments que nous avons utilisé pour produire le faisceau de 80 000 $^{11}\text{Be}^{4+}$ par seconde à 41 A.MeV.

Le faisceau secondaire ainsi obtenu est dirigé dans la salle expérimentale par un jeu de dipôles et de quadrupôles magnétiques constituant les éléments optiques de la ligne.

3.2 Le dispositif expérimental de l'expérience E337

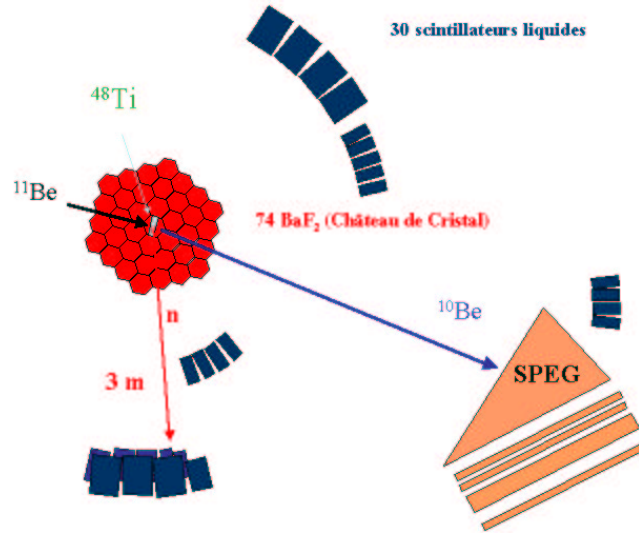


FIG. 3.2: Schéma de l'ensemble expérimental utilisé lors de l'expérience E337

La figure 3.2 montre un schéma du dispositif expérimental utilisé pour notre expérience. La cible de ^{48}Ti est entourée par 74 éléments hexagonaux BaF_2 du Château de Cristal pour mesurer les photons, 30 scintillateurs liquides pour mesurer l'angle et l'énergie des neutrons et le spectromètre SPEG pour identifier les ions ainsi que pour mesurer leur impulsion et leur angle de diffusion. L'électronique d'acquisition des différents éléments de détection est au standard CAMAC et VXI.

3.3 Le spectromètre SPEG

Pour la détection et l'identification des noyaux après collision avec la cible, nous avons utilisé le Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL (SPEG) [73].

Ce spectromètre est très bien adapté pour la détection des noyaux lors des réactions aux énergies intermédiaires. Dans ce type de réactions, les éjectiles (noyaux résidus de collisions) sont fortement focalisés vers l'avant, d'où l'utilité d'un spectromètre comme SPEG qui couvre un angle solide de détection important de 5 msr ainsi qu'une grande acceptance en moment (7%). Son acceptance angulaire est de $\pm 2^\circ$ dans le plan horizontal et vertical et il a été placé à $\pm 0^\circ$.

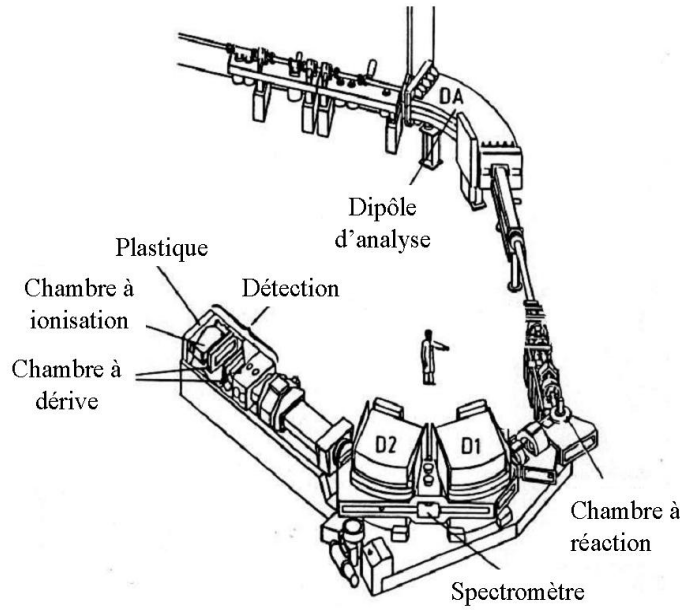


FIG. 3.3: Illustration du SPEG dans la salle expérimentale G3.

Il est couplé à un analyseur qui permet le fonctionnement du spectromètre en mode dispersif avec une haute résolution : la position des noyaux dans le plan focal du spectromètre est seulement dépendante de la perte d'énergie des noyaux dans la cible permettant une résolution $\Delta E/E \approx 10^{-4}$. Dans cette expérience, nous n'avons pas utilisé le SPEG en mode dispersif du fait de la faisceauologie particulière requise. En mode parallèle, la résolution en énergie est celle du faisceau, soit 1,2%. Le spectromètre est constitué principalement de deux dipôles magnétiques pour la séparation en $B\rho$ des noyaux et de sa détection standard. Celle-ci est constituée de deux chambres à dérivation [74], d'une chambre à ionisation et d'un détecteur plastique scintillant permettant l'identification en masse et en charge des noyaux ainsi qu'une mesure de leur impulsion et de leur angle d'émission par reconstruction de la trajectoire.

Dans la suite, nous présentons en détail les différents éléments qui constituent le système de détection ainsi que l'électronique associée.

3.3.1 Les chambres à dérivation

Elles permettent la mesure de la position du noyau de manière à reconstruire la trajectoire dans le plan focal du spectromètre et ainsi de mesurer l'impulsion des ions détectés. Les deux chambres à dérivation du SPEG sont constituées, chacune, d'une cathode, d'une grille de Frisch, d'une cathode à piste et de fils d'anode d'amplification, voir figure 3.4.

Principe de fonctionnement

Les chambres à dérivation du SPEG fonctionnent sur le principe de la multiplication des porteurs de charge par avalanche [75]. Les ions incidents traversent la chambre dans la zone de dérivation, zone limitée par la cathode et la grille de Frisch. A leur

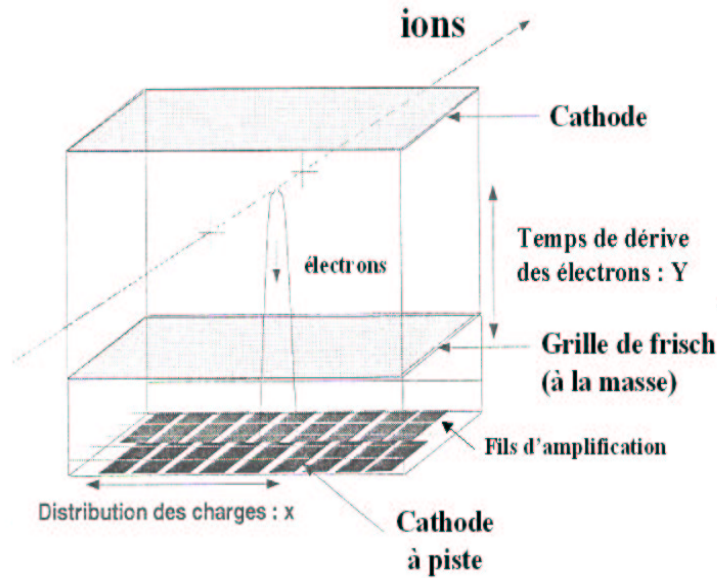


FIG. 3.4: Schéma d'une chambre à dérive du SPEG.

passage, les ions ionisent le gaz libérant des porteurs de charge négative (électrons) et positive (ions) dans l'enceinte. Dans cette région, le champ électrostatique, établi entre la cathode et la grille de Frisch, fait dériver les électrons vers la grille de Frisch jusqu'à la région de multiplication (entre la grille de Frisch et les anodes). Le champ électrique régnant dans cette région est très intense et les électrons vont subir une forte accélération. Leur passage induit la libération de nouveaux porteurs de charges qui, à leur tour, vont ressentir le fort champ électrique et être accélérés : c'est le phénomène d'avalanche autour des fils d'amplification. D'après le théorème de Ramo [76], les électrons et les ions en mouvement dans la zone d'amplification vont induire un signal sur les cathodes à pistes les plus proches. On peut ainsi connaître la position de l'avalanche, et donc la position de l'ion incident traversant la chambre à dérive : la coordonnée Y est déterminée grâce au temps de dérive des particules dans la zone de dérive et la coordonnée X est obtenue par l'analyse de l'amplitude des signaux induits sur les pistes. Ce dernier point sera traité plus en détail dans le paragraphe 3.3.6.

Caractéristiques techniques des chambres à dérive du SPEG

Chaque chambre à dérive est placée dans une enceinte étanche limitée par deux feuilles de mylar de $1.5 \mu\text{m}$ renfermant de l'isobutane (C_4H_{10}) à une pression de 400 mbar. Elles ont une largeur utile de 70 cm pour une hauteur de 10 cm. La grille de Frisch est constituée de 46 fils de $100 \mu\text{m}$ de diamètre espacés parallèlement de 2.54 mm. La cathode est portée à un potentiel de -800 V et la grille de Frisch est reliée à la masse créant un champ électrostatique dans la zone de dérive de 4.3 V/cm/mbar. Dans la zone d'amplification, 10 fils d'anode recueillent les signaux induits par le déplacement des électrons de l'avalanche. Ces fils ont une section de $20 \mu\text{m}$ et sont espacés de 1 cm. Ils sont répartis en deux groupes de cinq fils pour être associés aux deux groupes de cathodes à pistes. Chaque groupe contient 127 pistes de 5.5 mm

de large et de 5 cm de long. Les deux groupes sont décalés d'une demi piste et sont séparés de 1 cm l'un de l'autre.

3.3.2 La chambre à ionisation

Elle fonctionne sur le principe de la chambre de Bragg. Dans une enceinte de surface utile de 70 cm de large sur 12 cm de hauteur pour 70 cm de profondeur remplie d'isobutane à une pression de 400 mbar, 17 feuilles de mylar de $1.5\ \mu\text{m}$ d'épaisseur sont disposées en plans parallèles espacés de 4.3 cm, perpendiculairement à la trajectoire des ions incidents. Les feuilles de mylar ainsi disposées forment des compartiments qui collectent les électrons émis lors du passage des ions incidents. Cette configuration permet une optimisation de la collection des électrons (en limitant le temps de dérive) tout en minimisant le phénomène de recombinaison. Ces compartiments sont reliés à des pré-amplificateurs et la somme des signaux de chaque "étage" est directement proportionnelle à la perte d'énergie des ions incidents dans cette chambre. Cette mesure de la perte d'énergie, combinée à celle de l'énergie totale, permet l'identification de la charge de l'ion incident.

3.3.3 Le détecteur plastique scintillant

Il s'agit d'un détecteur de type NE102A de 72 cm de large, de 15 cm de haut et 2 cm d'épaisseur. Il a pour fonction de mesurer l'énergie résiduelle des noyaux détectés et fournit une référence en temps de l'arrivée de la particule : les ions y sont arrêtés convertissant l'énergie des noyaux en photons. Ces photons sont ensuite recueillis et mesurés par deux photomultiplicateurs situés aux deux extrémités du plastique. La charge en sortie des photomultiplicateurs est liée à la quantité de lumière produite par le noyau. Le plastique et le photomultiplicateur possèdent une bonne résolution en temps ce qui permet une mesure du temps de vol entre les impulsions de la haute fréquence (HF) du CSS2 et le plastique. En effet, après sélection dans le spectromètre de rigidité magnétique fixe ($B\rho = Mv/Q$), le temps de vol est proportionnel à M/Q ce qui va permettre d'établir la matrice d'identification des ions dans SPEG. Quatre grandeurs physiques de ce détecteur plastique sont exploitables : les signaux énergie des photomultiplicateurs gauche et droit (EPLG et EPLD) ainsi que les signaux temps (TPLG et TPLD).

3.3.4 L'électronique de SPEG

L'électronique du spectromètre utilise deux standards : le standard CAMAC, pour le traitement des signaux de la chambre à ionisation et des plastiques scintillants et le standard VXI (VME standard eXtension for Instrumentation), pour les chambres à dérive.

La partie CAMAC Le schéma d'électronique pour la partie CAMAC de l'électronique du SPEG est présenté sur la figure 3.5.

La logique de l'électronique pour la partie CAMAC du SPEG est la suivante : lorsque le détecteur plastique est touché, il déclenche l'acquisition en envoyant un

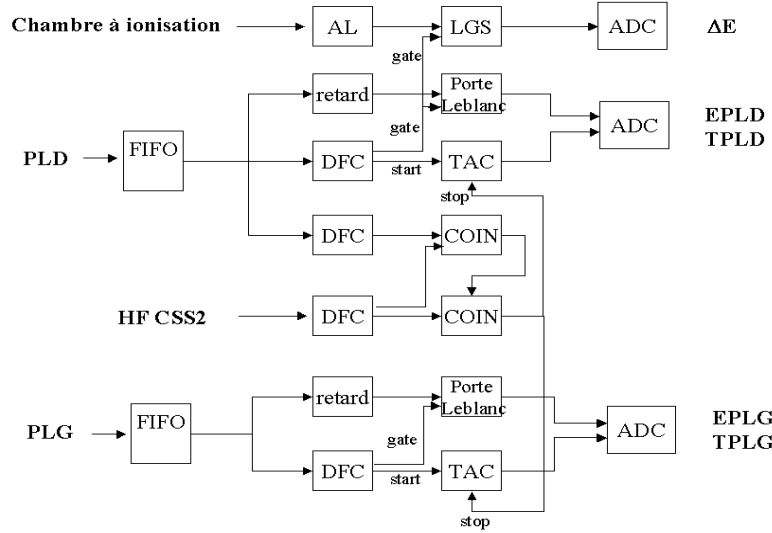


FIG. 3.5: Schéma de l'électronique pour la partie NIM-CAMAC du SPEG

signal dans le MCR (Module à Coïncidence Rapide présenté dans la partie 3.6). Lorsque le MCR valide l'événement, il envoie un signal d'acceptation (OK) qui déclenche une porte de codage envoyée aux ADC. Les ADC vont alors effectuer une conversion analogique-digitale. Dès que leur conversion est terminée, ils transmettent un signal LAM (Look At Me) pour la lecture sur le châssis CAMAC.

Dans le cas de la chambre à ionisation, le signal est amplifié par un Amplificateur Linéaire (AL) dont on extrait le signal bipolaire. Celui-ci est analysé par un "Linear Gate Stretcher" (LGS) qui va rechercher l'amplitude maximale du signal dans un intervalle de temps donné (porte). Ici, la porte du LGS est générée par le signal logique du plastique droit. De cette façon, on évite de coder d'éventuels bruits basses fréquences. Un ADC code ensuite le signal en sortie du LGS.

Pour les plastiques scintillants, deux grandeurs nous intéressent : le signal d'énergie déposée dans le plastique et le temps de vol. C'est le même signal que l'on va exploiter pour les deux grandeurs. Ainsi on va utiliser le "linear fan in/fan out" (FIFO) qui permet de partager le signal en trois : un des signaux du plastique est retardé pour être analysé dans un module appelé Porte Leblanc. Cette Porte intégratrice a pour fonction d'intégrer le signal reçu durant un temps défini à partir d'un deuxième signal logique du plastique. La porte délivre un signal analogique qui est codé par un ADC : on obtient les énergies plastique droit et gauche (EPLD et EPLG).

Le troisième signal en sortie du FIFO est utilisé pour le temps plastique. Ce temps est mesuré entre l'"instant" d'arrivée de l'ion sur le plastique et l'"instant" Haute Fréquence (HF) du cyclotron CSS2. Pour obtenir ce temps, on utilise un module TAC (Time to Amplitude Converter) qui convertit la durée entre un signal *START* et *STOP* en un signal analogique dont l'amplitude est proportionnelle à cette durée. Le *START* est donné par le signal logique plastique et le *STOP* est donné par le

signal HF “propre”. Ce dernier a une importance capitale car il est la référence en temps de l’expérience. Ainsi, dans le but d’obtenir une référence en temps stable et défini en fonction des signaux HF, on réalise une première coïncidence entre le signal HF et une fenêtre logique démarrée par le signal OK du MCR. Une deuxième coïncidence est ensuite réalisée entre la première coïncidence retardée d’une demi-période, qui peut-être dépendante de l’instant de validation du MCR, et du signal de la HF. Cette deuxième coïncidence génère un signal logique dont le front de montée est uniquement dépendant de l’instant d’arrivée du signal de la HF et non plus de l’instant de validation du MCR. Le signal de sortie du CTA est codé dans un ADC pour obtenir les temps plastique droit et gauche (TPLD et TPLG).

La partie VXI Les modules VXI sont particulièrement bien adaptés aux détecteurs comprenant de nombreuses voies d’électronique. En effet, le standard VXI offre une électronique compacte, le nombre de modules à utiliser en est fortement réduit pour faciliter et fiabiliser l’acquisition de données. Un schéma de la partie VXI de l’électronique du SPEG est présenté sur la figure 3.6.

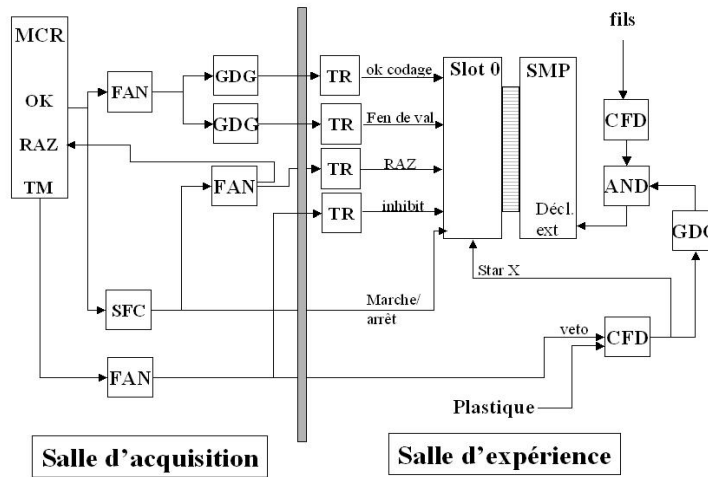


FIG. 3.6: Schéma de l’électronique pour la partie VXI du SPEG

Les cartes VXI codant les signaux des pistes des chambres à dérive sont de type SMP128X. Elles permettent de coder 128 voies et quatre cartes sont nécessaires pour coder les 508 pistes des deux chambres à dérive. Ces cartes sont programmées pour coder lorsque qu’elles reçoivent un “point de validation” dans la “fenêtre de validation”. La fenêtre de validation est déclenchée par le module MCR qui valide l’événement (porte logique de $2.5 \mu s$ de large) et le point de validation est simplement le signal logique des fils de la chambre, retardé de $1.2 \mu s$.

Le codage est réalisé suivant deux phases : d’abord, le signal est mis en forme par un amplificateur-filtre, puis, un module de blocage (module track and hold) maintient la hauteur du signal à un instant fixé par rapport à l’arrivée du déclenchement initial. Cet instant est propre à 64 voies d’une carte SMP128X puisqu’il est

déclenché par un générateur de porte commun. Ainsi, pour une même carte, deux réglages de porte sont nécessaires pour que le codage ait lieu au maximum du signal.

Dès lors, les données des pistes sont traitées par un DSP (Digital Signal Processor) qui permet trois modes de fonctionnement :

- Le mode brut, qui ne fait aucune sélection sur les données. Elles sont toutes envoyées à l'acquisition. Ce mode véhicule un grand flux d'informations et, donc, ralentit l'acquisition de données. Il est surtout utilisé lors des calibrations des détecteurs.
- Le mode seuil, qui ne transmet les données à l'acquisition que lorsqu'elles sont supérieures à un seuil fixé par l'expérimentateur. On utilisera ce mode lorsque les calibrations ne sont pas disponibles.
- Le mode seuil-calibré, qui est le mode de fonctionnement normal du DSP pendant l'acquisition de données pour la physique. Ce mode fait appel à une calibration dont les coefficients sont chargés par l'expérimentateur dans le DSP. Cette calibration a pour but de corriger les données brutes d'une éventuelle différence de gain des préamplificateurs de chaque porte.

Comme on peut le voir sur la figure 3.6, les cartes SMP128X sont gérées par une carte SLOT 0 qui donne l'ordre de codage à la réception du signal externe, elle inhibe les cartes lorsque le déclencheur est en phase de temps mort et, enfin, elle remet à zéro les cartes SMP sur ordre d'un module CAMAC, le SFC. Ce traitement nous permet de digitaliser les charges induites sur les pistes et le temps de dérive.

3.3.5 Étalonnage en $B\rho$

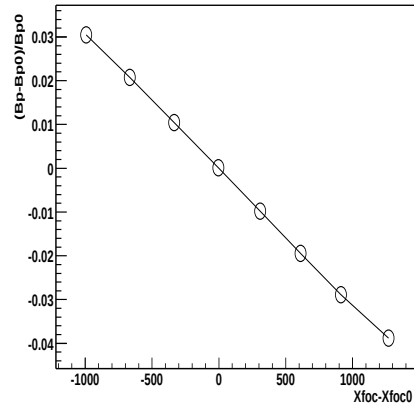
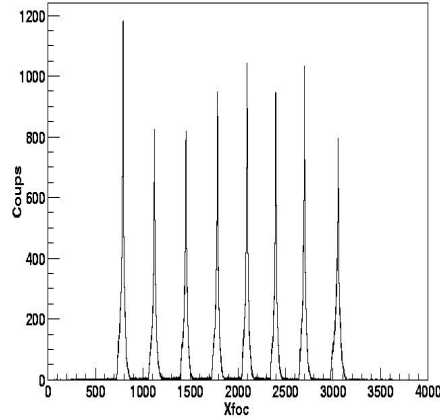


FIG. 3.7: Spectre de la position de X_{foc} . FIG. 3.8: Courbe d'étalonnage en $B\rho$

Pour effectuer l'étalonnage du plan focal en $B\rho$, il faut établir la correspondance entre la position des ions x_{foc} et la valeur de la rigidité magnétique $B\rho$. Pour se faire, on envoie un noyau d'une énergie donnée directement dans le SPEG pour différentes valeurs de $B\rho$. Ce que l'on veut c'est connaître la variation de $B\rho$ (ou $\Delta B\rho$) en

fonction du déplacement de l'ion dans le plan focal. Ainsi, nous serons en mesure de déterminer la valeur de l'impulsion du noyau détecté.

C'est pourquoi, durant l'expérience, nous avons utilisé le faisceau primaire de ^{13}C , ralenti à une énergie de 65.16 MeV par nucléon, que nous avons envoyé directement dans le SPEG. Pour ce faisceau, la valeur du $B\rho$ central (lorsque l'ion d'intérêt est détecté au centre du plan focal du SPEG) est de $B\rho_0 = 2.560 \text{ Tm}$ pour une position $x_{foc0} = 1612$ canaux. Nous avons enregistré 8 runs d'étalonnage pour huit valeurs différentes en $B\rho$ autour de $B\rho_0$. La figure 3.7 montre la position x_{foc} des noyaux pour les différentes valeurs de $B\rho$. On a une estimation de la résolution en $\frac{\Delta p}{p}$ d'après l'étalonnage en énergie : sachant que l'acceptance en $\frac{\Delta p}{p}$ est de 7% pour une largeur de 2261 canaux, la largeur des pics étant de l'ordre 19 canaux, on trouve un $\frac{\Delta p}{p}$ de 0,59%, ce qui correspond à la résolution en impulsion du faisceau.

L'étalonnage consiste à tracer les valeurs de la différence $\Delta B\rho = B\rho - B\rho_0$ en fonction de $\Delta x_{foc} = x_{foc} - x_{foc0}$. Puis, nous ajustons une courbe polynômiale sur les points dont les coefficients sont déterminés d'après une méthode de minimisation du χ^2 . Nous obtenons notre courbe d'étalonnage, polynôme d'ordre trois du type :

$$\Delta B\rho = -(a_3 * \Delta x_{foc}^3 + a_2 * \Delta x_{foc}^2 + a_1 * \Delta x_{foc} + a_0)$$

Sur la figure 3.8, on compare l'ajustement obtenu aux points obtenus expérimentalement. L'impulsion du noyau se déduit aisément de la valeur du $B\rho$ étalonné d'après la formule :

$$pc = 300ZB\rho$$

où Z est la charge du noyau.

3.3.6 Reconstruction de la trajectoire

Dans notre étude, nous sommes intéressés par la détermination de l'angle de diffusion du ^{10}Be . Il faut pouvoir reconstruire la trajectoire du noyau dans le plan focal du SPEG d'après les informations sur les plans de pistes dans les chambres à dérive.

Position verticale La mesure de la position verticale de l'ion dans la chambre à dérive est obtenue par la mesure du temps de dérive des électrons vers le plan d'anodes. En effet, plus le temps est long, plus le point de passage de l'ion est "haut" dans la chambre. Ainsi, on mesure l'instant d'arrivée des électrons dans le plan des fils amplificateurs (le signal *STOP*) par rapport à l'instant d'arrivée des ions sur le détecteur plastique (*START*) en supposant constant le temps de vol de l'ion entre la chambre à dérive et le plastique. Connaissant la vitesse de dérive des électrons (de l'ordre de $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ dans la région de dérive), on peut remonter à la position verticale de l'ion au passage de la chambre.

Position horizontale Nous avons vu précédemment que la multiplication des électrons de dérive autour des fils d'anode induisait un signal sur les pistes. Ainsi, il est possible de reconstruire la position horizontale des ions de plusieurs manières différentes. Les plus couramment utiliser sont :

- la reconstruction barycentrique des signaux de plus haute amplitude au dessus du seuil sur N pistes contigües (en général, N=3),
- la méthode de la sécante hyperbolique au carré (ou méthode SECHS [77]).

Cette dernière méthode donne les meilleurs résultats de reconstruction à partir des charges déposées sur les pistes [74, 75].

Dans cette méthode, la distribution de charge sur les pistes est représentée par une fonction à trois paramètres (a_1 , a_2 et a_3) :

$$Q_i = \frac{a_1}{\cosh^2\left(\frac{\pi(x_i - a_2)}{a_3}\right)}$$

où a_1 , a_2 et a_3 sont respectivement le coefficient de normalisation, la position du centroïde et la largeur de la distribution de charge qu'il faut déterminer pour chaque événement et pour les deux rangées de pistes de chaque chambre. Il faut pour cela les charges de trois pistes contigües, Q_1 , la charge de la piste dont le signal est le plus élevé, Q_2 et Q_3 , les charges des pistes situées de part et d'autre de la piste centrale. L'espacement entre les pistes est repéré par ω . La largeur de la distribution de charge est alors donnée par :

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

le centroïde a_2 s'obtient avec la relation suivante :

$$a_2 = \frac{a_3}{\pi} \tanh^{-1}\left(\frac{\sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} - \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}}}{2\sinh\left(\frac{\pi\omega}{a_3}\right)}\right)$$

Connaissant les positions (x_1 , y_1) et (x_2 , y_2) de passage des ions dans les deux chambres à dérive ainsi que les cotes z_1 et z_2 des chambres, on peut en déduire par régression linéaire les positions (x_{foc} , y_{foc}) sur le plan focal situé à une distance $z_{foc} = 40$ cm de la face de sortie du quadrupôle Q_{41} , se trouvant dans le SPEG. On détermine aussi les couples d'angles (θ_{foc} , φ_{foc}) qui représentent l'angle d'arrivée dans le SPEG de chaque noyau par rapport au plan vertical et horizontal.

3.3.7 Étalonnage et résolution angulaire

La détermination de l'angle d'éjection du ^{10}Be est importante dans notre expérience car elle permet l'étude des corrélations angulaires entre le noyau et le neutron émis. La calibration angulaire du SPEG s'effectue à l'aide du faisceau primaire, d'une cible et d'un "peigne".

Pour cette calibration, nous avons utilisé une cible de ^{197}Au de 48.3 mg/cm² d'épaisseur sur laquelle nous avons fait diffuser un faisceau "pinceau" de ^{13}C . Nous utilisons un faisceau pinceau (faisceau de faibles dimensions optiques) pour interagir dans une zone restreinte de la cible et définir au mieux les angles de diffusion des

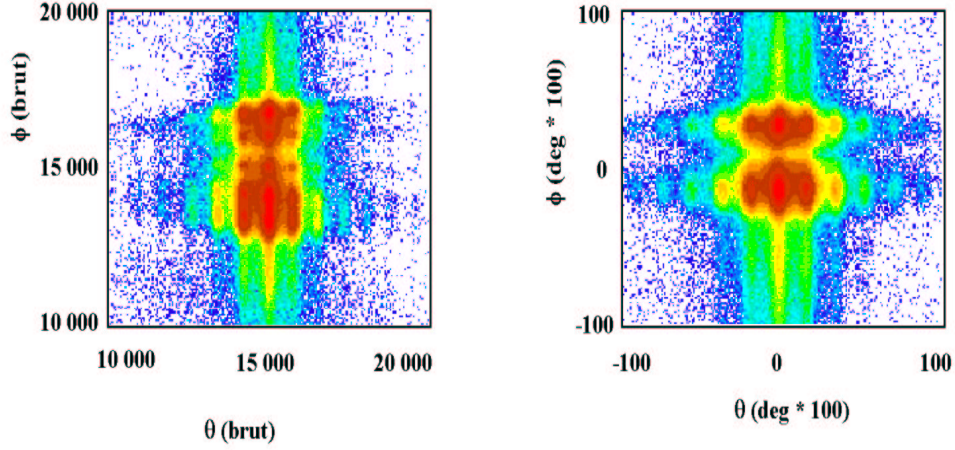


FIG. 3.9: *A gauche, la grille avant correction en x_{foc} . A droite, image du peigne après correction.*

ions. Les noyaux du faisceau diffusent élastiquement en direction du spectromètre à l'entrée duquel nous avons disposé le peigne. C'est en réalité une plaque métallique ($8 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$) située à une distance $d = 854 \text{ mm}$ de la cible et comportant une série de trous circulaires de 1 mm de diamètre, espacés de 5 mm dans le sens de la largeur et de 10 mm dans le sens de la hauteur.

Avec une telle configuration, nous avons un espacement de 0.335 degré entre deux trous successifs horizontaux (suivant x) et de 0.67 degré entre deux trous successifs verticaux (y).

De plus, pour étudier la dépendance en $B\rho$ de l'étalonnage angulaire, on réalise une série de trois mesures pour des valeurs de $B\rho$ différentes : $B\rho_{opt} = 2.5466 \text{ Tm}$, $B\rho_{opt} + 2.5\% = 2.61 \text{ Tm}$ et $B\rho_{opt} - 2.5\% = 2.483 \text{ Tm}$.

La figure 3.9 de gauche montre la superposition de ces trois prises de mesure dans le plan $(\theta_{foc}, \phi_{foc})$.

La correction qu'il a été nécessaire d'apporter pour avoir les angles d'entrée du noyau dans le SPEG par rapport au plan vertical (θ_{deg}) et horizontal (φ_{deg}) sont du type :

$$\theta_{deg} = p_2(\theta - \theta_0)^2 + p_1(\theta - \theta_0) + p_0$$

et

$$\varphi_{deg} = p'_6(\varphi - \varphi_0)^3 + p'_5(\varphi - \varphi_0)^2 + p'_4(\varphi - \varphi_0) + p'_3(\varphi - \varphi_0)(\theta - \theta_0)^2 + p'_2(\varphi - \varphi_0)(\theta - \theta_0) + p'_1$$

La correction en x_{foc} est incluse dans les paramètres p_i et p'_i sous la forme :

$$p_i^{(')} = \alpha + \beta x_{foc} + \gamma x_{foc}^2$$

Connaissant la position angulaire des trous du peigne par rapport à la cible, grâce à un calcul de minimisation du χ^2 , nous parvenons à extraire les coefficients p_i et p'_i . Le résultat de la correction est montré sur la figure de droite 3.9.

3.3.8 Identification des ions

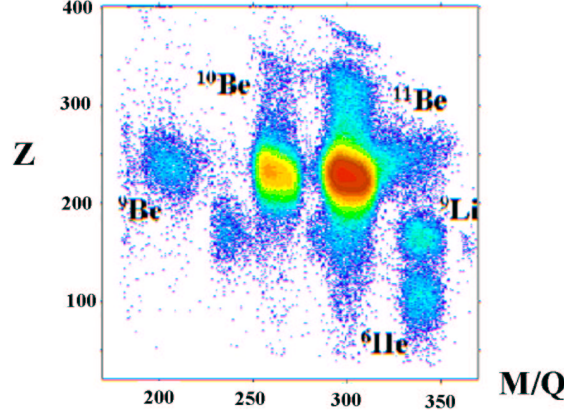


FIG. 3.10: Matrice d'identification Z en fonction de M/Q .

On identifie en masse et en charge les ions entrés dans le spectromètre. Les éléments magnétiques du SPEG nous permettent de faire une sélection en $B\rho$ des noyaux, et de la relation suivante :

$$B\rho = \frac{Mv}{Q}$$

où M est la masse de l'ion et Q sa charge atomique (qui est égale au numéro atomique Z si l'ion est complètement épluché) et v sa vitesse, et en remplaçant la vitesse par le rapport $\frac{L}{t}$, on obtient la relation suivante :

$$\frac{M}{Q} = \frac{B\rho t}{L}$$

où L est la distance entre la cible et le plan focal du SPEG (distance fixe) et t le temps de vol du noyau. Ainsi, mesurer t revient à mesurer $\frac{M}{Q}$. Le détecteur plastique nous permet une mesure de ce temps de vol. Quant à la chambre à ionisation, elle mesure la perte d'énergie qui est reliée au numéro atomique Z du noyau d'après la relation : $Z \propto \sqrt{\Delta E}/t$. En réalité, nous utilisons la formule empirique suivante :

$$Z \propto \sqrt{\Delta E}/t^{0.73}$$

qui rend compte de la perte de vitesse des noyaux dans la chambre à ionisation du SPEG. Ainsi, en traçant la valeur de Z en fonction de la valeur du rapport $\frac{M}{Q}$ pour chaque événement, nous sommes en mesure d'identifier les ions dans le SPEG : les noyaux de même numéro atomique vont se répartir sur une ligne horizontale et les noyaux de même masse mais de charge différente vont suivre des hyperboles. Nous

avons réglé la valeur de la rigidité à $B\rho=2.28$ Tm dans le but d'obtenir le ^{10}Be au milieu du plan focal. Sur la figure 3.10, on reconnaît le ^{11}Be , ^{10}Be , ^9Be sur une même ligne, puis au dessous, le ^9Li et le ^6He , ces derniers étant disposés suivant la ligne verticale des noyaux dont le rapport $\frac{M}{Z} = 3$. Toutefois, avec la valeur du $B\rho$ réglée sur le noyau de ^{10}Be , nous n'aurions pas du détecter des noyaux de ^{11}Be . Celui-ci doit résulter de la diffusion du faisceau sur les blocs d'arrêts ou les parois du SPEG ce qui lui confère une mauvaise position en M/Q dans la matrice d'identification. En effet, pour une famille d'isotope donnée, nous devrions retrouver les différents éléments ordonnés sur une ligne suivant leur masse croissante et espacés d'une même quantité M/Q , ce qui n'est pas le cas de la famille des beryllium.

Nous pouvons à présent identifier les noyaux détectés par SPEG et connaître leur angle de diffusion. Nous allons aborder maintenant la détection des neutrons, le dispositif utilisé et l'électronique associée.

3.4 La détection des neutrons

Nous voulons détecter les neutrons sur une large gamme angulaire, entre 3° et 95° par rapport à l'axe du faisceau.

3.4.1 Cinq types de détecteurs liquides

Les détecteurs que nous avons utilisé pour détecter les neutrons sont des scintillateurs liquides de type BC501 de cinq gabarits différents. Les caractéristiques des différents détecteurs utilisés lors de l'expérience (distances, positions angulaires) sont répertoriées sur le tableau 3.2. Ils ont été disposés entre 3° et 95° .

Principe de fonctionnement des détecteurs neutrons Tous ces détecteurs fonctionnent suivant le même principe : lorsqu'un neutron arrive dans le détecteur, il peut diffuser élastiquement sur un proton et lui transmettre une partie de son impulsion. Le proton de recul ionise le matériau et donne naissance à des photons qui vont être recueillis dans un photomultiplicateur. La détermination de l'énergie des neutrons est obtenue par la mesure de leur temps de vol et l'incertitude sur la mesure de l'énergie est directement liée à la résolution temporelle des détecteurs (pour ces scintillateurs plastiques la résolution en temps est de 1 ns) ainsi qu'à la profondeur de la zone de détection des scintillateurs (pouvant atteindre 15 cm pour les plus gros).

Le temps de vol de la particule est mesuré entre l'instant d'arrivée du neutron sur le détecteur et la HF propre.

L'énergie des neutrons se déduit de la mesure du temps de vol des neutrons d'après la formule de l'énergie cinétique pour une particule relativiste :

$$E = (\gamma - 1)m_n c^2$$

avec $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ et β la vitesse de la particule par unité de célérité ($\beta = v_n/c$), m_n sa masse. Ainsi, dans le cas des neutrons de cette expérience, connaissant le temps

# dét	Type	dist à la cible (m)	Ω (sr) à 3m	θ_n (°)
1	barrique 6 pouces	3.01	8.107e-3	71.6
2	barrique 6 pouces	3.008	8.107e-3	64.6
3	barrique 6 pouces	3.008	8.107e-3	57.6
4	barrique 6 pouces	3.001	8.107e-3	50.3
5	hexagonal	3.49	2.614e-3	44.6
6	hexagonal	3.50	2.614e-3	40.8
7	hexagonal	3.506	2.614e-3	37.0
8	hexagonal	3.506	2.614e-3	33.3
9	orsay	3.0	3.49e-3	77.6
10	hexagonal	3.509	2.614e-3	29.7
11	hexagonal	6.05	2.614e-3	10.5
12	hexagonal	6.05	2.614e-3	8.14
13	hexagonal	6.06	2.614e-3	5.8
14	hexagonal	6.06	2.614e-3	3.3
16	pentagonal	1.416	1.725e-3	37.7
17	pentagonal	1.42	1.725e-3	44.9
18	pentagonal	1.418	1.725e-3	52.4
19	pentagonal	1.392	1.725e-3	59.1
20	pentagonal	2.984	1.725e-3	70.2
21	pentagonal	2.978	1.725e-3	73.7
24	orsay	3.0	3.49e-3	66.8
25	barrique 2 pouces	2.998	8.107e-3	72.4
26	barrique 2 pouces	2.999	8.107e-3	80.0
27	barrique 2 pouces	2.997	8.107e-3	87.6
28	barrique 2 pouces	3.009	8.107e-3	95.0
29	orsay	3.011	3.49e-3	81.9
30	orsay	3.031	3.49e-3	86.3

TAB. 3.2: *Quelques informations sur les détecteurs neutron lors de l'expérience. Les détecteurs 15, 22 et 23 ne sont pas repertoriés dans le tableau car ils n'ont pas fonctionné pendant l'expérience.*

de parcours du neutron t_n entre son émission et sa détection, ainsi que sa distance de vol d_n , on en déduit sa vitesse par $\beta_n = \frac{d_n}{t_n c}$. L'énergie cinétique du neutron s'écrit donc :

$$E_n = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta_n^2}} - 1 \right) m_n c^2$$

La résolution en énergie sera d'autant moins bonne que le neutron est rapide. Pour cette expérience, les neutrons les plus rapide proviennent de la cassure coulombienne du ^{11}Be , leur énergie est proche de celle du faisceau : 40 MeV. À une telle énergie, la résolution temporelle entraîne une incertitude de 2 MeV sur la mesure de l'énergie. Une autre incertitude sur l'énergie provient de l'épaisseur des détecteurs : les plus gros ont une épaisseur de détection de 15 cm. En considérant les neutrons de 40 MeV, cela induit une incertitude de 1,5 ns sur le temps de vol d'un neutron détecté

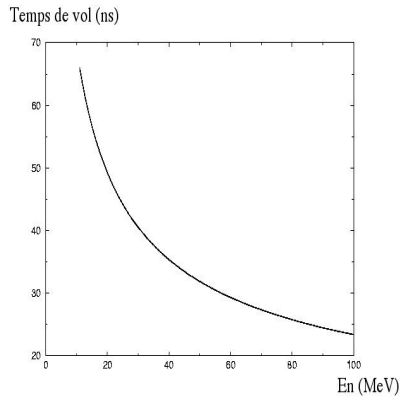


FIG. 3.11: *Temps de vol sur une distance de 3 mètres des neutrons en fonction de l'énergie.*

à une distance de 3m, c'est à dire une incertitude maximale de 3 MeV sur l'énergie, tout à fait comparable à l'incertitude due à la résolution en temps des détecteurs. Le paragraphe 4.2 décrira en détail la manière dont l'énergie des neutrons a été déterminée grâce en particulier au programme de simulation MENATE.

Enfin, les angles d'émission des neutrons sont déterminés par les positions des détecteurs, à leur largeur angulaire près.

3.4.2 Identification n- γ

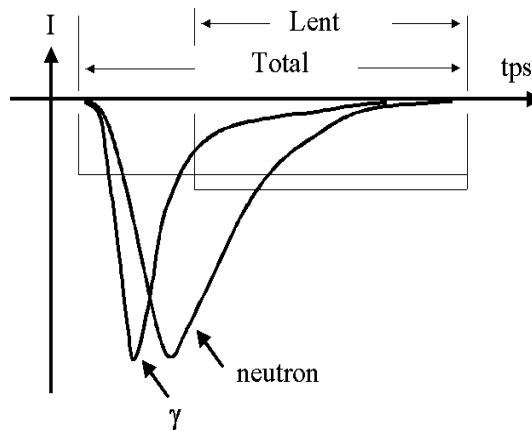


FIG. 3.12: *Présentation des signaux électriques caractéristiques des particules n et γ et des portes d'intégration Totale et Lente.*

Les scintillateurs liquides BC501 détectent aussi des photons mais n'offrent pas la même réponse aux neutrons qu'aux photons : la forme du signal varie suivant les particules détectées. La détection des neutrons se fait en deux étapes : d'abord diffusion sur une particule lourde (ex : proton), puis création de photons par la

particule de recul ionisant le milieu (mise en mouvement des électrons), alors que les γ diffusent directement sur les électrons et la mise en mouvement de ces derniers crée de la lumière qui est recueillie par le photomultiplicateur. Ce dernier processus étant plus rapide que celui de diffusion sur les particules lourdes, la réponse en temps des signaux sera plus courte pour les γ que pour les neutrons [78]. Ainsi, une discrimination des neutrons et des γ est rendue possible par analyse de forme du signal. Comme le montre la figure 3.12, deux portes d'intégration des signaux sont utilisées : la porte *Totale* qui intègre tout le signal, et la porte *Lente* qui n'intègre que la remontée du signal. Avec ces deux grandeurs pour chaque événement, on discrimine les particules en établissant le diagramme bidimensionnel (*Lent*, *Total*) où, comme on peut le voir sur la figure 3.13, les points correspondants aux γ se répartissent sur une ligne différente de celle des neutrons.

Une sélection sur les événements est effectuée grâce à un contour sur chaque matrice établie pour chaque détecteur, comme sur la figure 3.13.

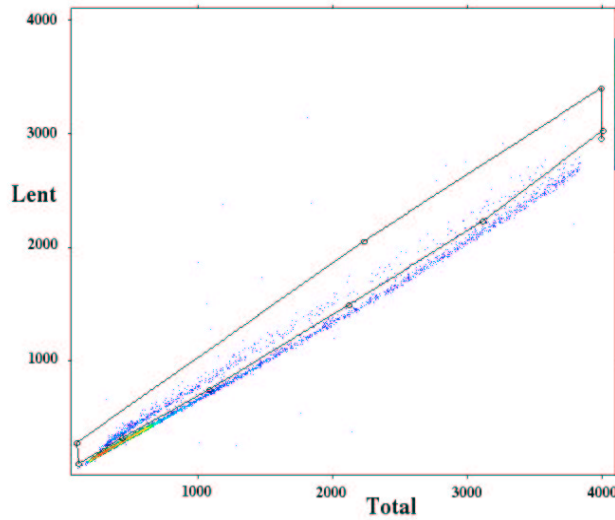


FIG. 3.13: *Matrice bidimensionnelle LENT-TOTAL. Un contour a été effectué sur les événements neutrons.*

3.4.3 Électronique des détecteurs neutrons

Nous allons présenter maintenant l'électronique d'acquisition qui nous a permis de traiter les signaux des détecteurs de neutrons.

L'électronique des détecteurs neutrons utilise le standard NIM et le standard CAMAC. Le schéma électronique est présenté sur la figure 3.14. Ce schéma montre l'électronique utilisée pour seize détecteurs, les signaux des quatorze autres détecteurs ont été traités dans la même logique. Lorsqu'un signal neutron est créé, il est envoyé jusqu'à la salle d'acquisition. Il est divisé en deux par un "Splitter" passif, l'un des signaux est retardé : c'est ce signal qui sera intégré pour obtenir les signaux *Lent* et *Total*. L'autre signal analogique est envoyé dans un discriminateur à Fraction Constante CAMAC 8 voies (FCC8). Le signal logique ainsi obtenu va être retardé et

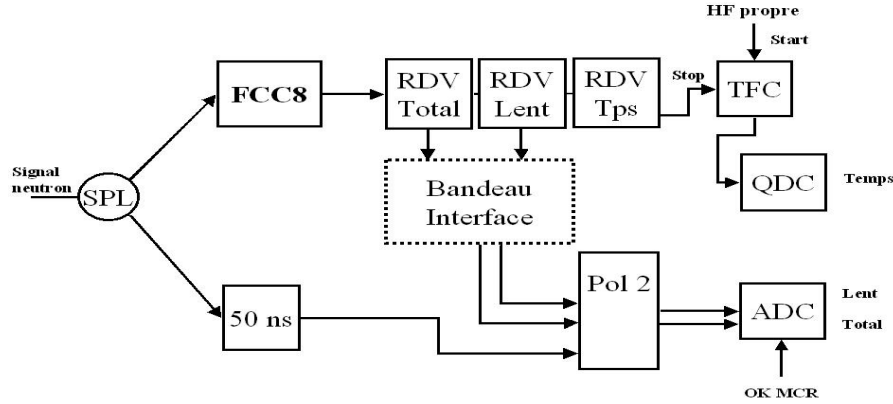


FIG. 3.14: Schéma de la logique électronique pour le traitement des signaux des détecteurs neutrons.

mis en temps par trois RDV 16 voies (Retard à Durée Variable). Un premier RDV a pour but de créer la porte *Totale* de 400 ns de large. Un deuxième RDV règle la porte *Lente*, retardée de 30 ns par rapport à *Totale* et enfin, un troisième RDV est utilisé pour créer le signal nécessaire au codage des temps. Les seize voies *Total* et les seize voies *Lent* vont être envoyées vers des modules “Poline2” grâce à un bandeau d’interfaçage. Ces modules Poline 2 sont des modules CAMAC qui offrent la possibilité d’intégrer quatre signaux simultanément avec deux fenêtres d’intégration différentes pour chaque signal : les modules “Poline2” nous permettent d’intégrer directement le signal avec les deux portes d’intégration *Lent* et *Total*. Après intégration des signaux, les modules renvoient un signal analogique dont l’amplitude est directement proportionnelle à la charge codée. Finalement, ces signaux sont envoyés dans des ADC 8 voies pour qu’ils soient enregistrés dans l’acquisition : l’ordre de codage de l’ADC est dicté par le “OK” du MCR.

Pour coder les temps, nous avons utilisé un module TFC (Time to Fera Converter) couplé à un QDC (Q (charge) to Digital Converter). Le TFC possède un *START* commun qui est déclenché par la HF propre (voir la partie CAMAC du SPEG) alors que le *STOP* est individuel et donné par le signal logique retardé du RDV “temps”. La longueur du signal généré par le TFC entre le *START* et le *STOP* est proportionnelle au temps qui s’est écoulé et son amplitude est constante. Ce signal est ensuite intégré par le QDC 16 voies donnant un nombre proportionnel au temps écoulé entre le *START* et le *STOP*.

Pour les autres détecteurs, la logique de traitement est identique mais comme nous ne possédions pas assez de modules “Poline2”, nous avons utilisé des “Poline3” qui fonctionnent avec la même logique mais avec la possibilité d’intégrer le signal avec trois portes différentes. Seule l’intégration dans deux portes a été utilisée.

La détermination de l’énergie du neutron s’effectuant par la mesure du temps de

vol, il est nécessaire de réaliser une calibration en temps de nos modules. C’est ce que nous présentons dans la suite.

3.4.4 Calibration et ajustement des temps de vol

Calibration des temps

Deux runs ont été consacrés à la calibration des deux TFC utilisés lors de l’expérience. La calibration consiste à envoyer un signal pulsé de fréquence connue sur les seize voies de chaque TFC. Les signaux sont délivrés par un “Time Calibrator”. Ce module délivre les signaux *START* et *STOP* espacés en temps d’un multiple d’une période que l’on peut régler, à l’intérieur d’une gamme en temps. La gamme choisie était de 800 ns et la période de déclenchement était de 40 ns, une vingtaine de pics sont ainsi générés pour la calibration.

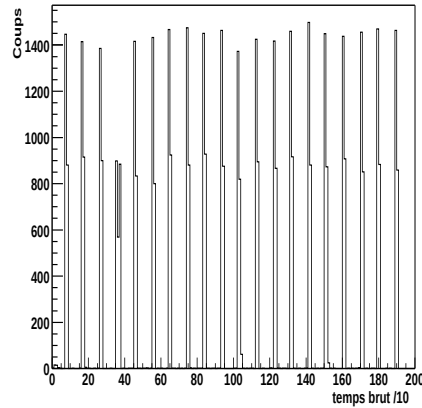


FIG. 3.15: *Pics de calibration des codeurs temps des détecteurs neutrons.*

La figure 3.15 montre le spectre expérimental caractéristique que l’on utilise pour la calibration de chaque voie du TFC. L’espacement entre deux pics est de 40 ns et ce spectre contient vingt pics. Ainsi, nous pouvons établir le lien temps-canaux codé par l’ensemble TFC-QDC. Dans le cas de la figure 3.15 qui correspond aux pics de la voie du détecteur 1, nous avons obtenu une calibration de 0.421ns/canal.

Redressement des temps de vol

Les temps de vols sont mesurés entre une HF propre et l’instant d’arrivée de la particule dans le détecteur. Or, le réglage de la ligne de faisceau requise pour cette expérience provoque un étalement des paquets de ions constituant le faisceau. Ainsi, suivant que l’ion émetteur de la particule se situe en début ou en fin de “burst”, le temps de vol mesuré de la particule détectée en sera aussi affecté. Ces fluctuations temporelles se traduisent par une corrélation très nette entre le temps de vol du neutron et le temps de vol de l’ion détecté dans SPEG (voir figure 3.16 gauche). Pour nous affranchir de cette fluctuation (et ceci est aussi valable pour les traitements des temps des photons dans le Château de Cristal), nous opérons un simple redressement affine de manière à rendre les temps de vol neutron indépendant

du temps de vol de l'ion. Le redressement affine par rapport à $\frac{M}{Q}$ (temps de vol de l'ion) est de la forme :

$$T'_n = T_n - a \times \left(\frac{M}{Q} - \frac{M}{Q}|_0 \right)$$

où T_n est le temps vol des neutrons, a est la pente de la droite de corrélation et $\frac{M}{Q}|_0$ le plus court temps de vol de l'ion.

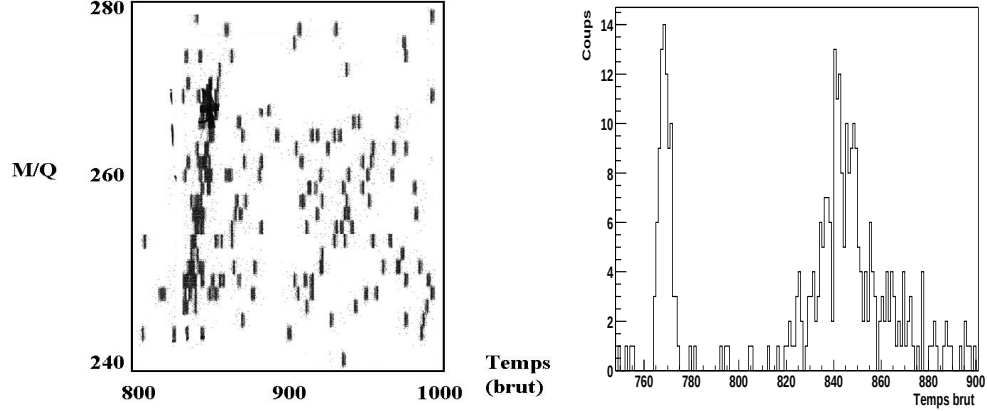


FIG. 3.16: A gauche, la corrélation M/Q en fonction du temps de vol des particules détectées dans le détecteur 1. A droite, le spectre en temps après le redressement affine en fonction du temps de vol de l'ion : le pic prompt correspond aux photons et les pics plus large correspond aux événements neutrons.

Le résultat de la correction est montré sur la figure 3.16 de droite où il apparaît le pic prompt caractéristique des γ puis les neutrons plus lents. Ainsi, une deuxième sélection des événements peut-être réalisée par une sélection en temps de vol.

Enfin, les événements doivent être ajustés en temps de manière à travailler avec une référence en temps commune. C'est le pic prompt γ de chaque détecteur qui va être la référence temporelle. On ajuste les positions en temps des pic prompt γ avec la translation propre à chaque détecteur (t_{det}) :

$$T''_n = T'_n - t_{det}$$

Avec ces corrections et ces ajustements, nous pouvons remonter à l'énergie avec la formule :

$$E_n = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{D_{det}}{cT''_n} \right)^2}} - 1 \right) m_n c^2$$

où D_{det} est la distance du détecteur à la cible.

3.5 Le Château de Cristal

Le Château de Cristal est le premier multidétecteur français de photons couvrant quasiment tout l'angle solide 4π [79]. Il a fonctionné à Strasbourg pendant

plusieurs années avant d'être installé au GANIL alternativement sur les lignes LISE et SPEG. C'est un détecteur qui a été très employé pour les expériences d'excitation coulombienne [80] ainsi que les expériences de spectroscopie γ [81, 82].

Dans notre expérience, nous désirons utiliser le Château de Cristal pour mesurer les raies de décroissances du ^{10}Be . Le spectre de décroissance des états du ^{10}Be présente quatre raies principales : de 2590 keV , de 2890 keV, de 3370 keV et enfin 5960 keV.

3.5.1 Description du Château de Cristal

Ce détecteur a été conçu dans le but de mesurer des photons d'énergies comprises entre 500 keV et 4 MeV, dans un angle solide important (84% de 4π) et avec une grande granularité. Nous avons utilisé le Château de Cristal dans sa configuration hémisphérique constitué de 74 éléments de un litre de Fluorure de Baryum (BaF_2) (voir figure 3.17 droite) répartis sur deux hémisphères de 37 éléments, chacun entourant la cible. La figure de gauche 3.17 montre la disposition du château de Cristal autour de la cible lors de notre expérience.

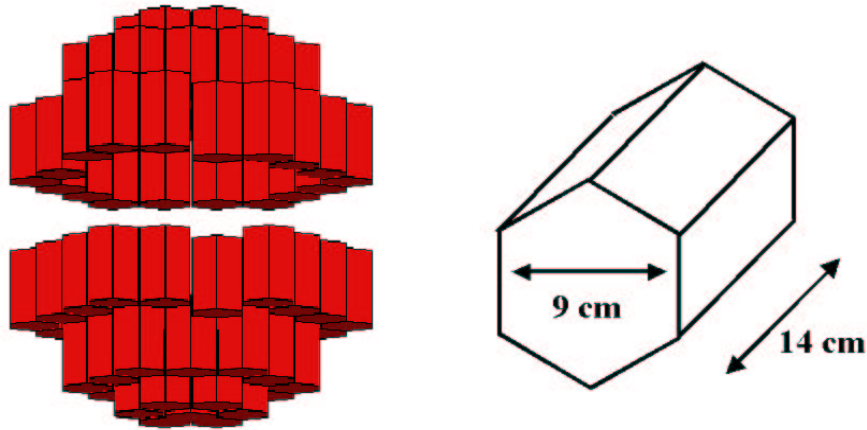


FIG. 3.17: A gauche, un schéma de la disposition des 74 éléments du Château de Cristal lors de notre expérience et, à droite, la géométrie et les dimensions d'un cristal BaF_2 .

La densité élevée des cristaux de BaF_2 ($4,89 \text{ mg/cm}^3$) permet une bonne efficacité de détection des photons. Dans une configuration idéale des 74 détecteurs autour de la cible, l'efficacité peut atteindre 90% pour des photons de 1 MeV d'énergie. De plus, ils ont une bonne résolution en temps (environ 1 ns).

Principe de fonctionnement du Château de Cristal

Lorsqu'un photon arrive dans le détecteur BaF_2 , il va créer une lumière de scintillation de deux composantes : une composante dite rapide, dont le temps caractéristique de détection est d'environ $\tau = 0,6 \text{ ns}$ pour une lumière de longueur d'onde 220

nm, et une composante lente de temps caractéristique $\tau = 620$ ns pour une lumière de longueur d'onde 320 nm. Les photons sont recueillis par un photomultiplicateur qui les convertit en signal électrique dont l'intensité varie proportionnellement à leur énergie. La résolution en énergie à 1 MeV photopic est de l'ordre de 7%. Ce matériau BaF_2 permet aussi de détecter les particules chargées légères (e^- , p, d, t et α) et les neutrons. À énergie égale, les amplitudes des signaux des γ , e^- et des neutrons sont plus importantes que celles des particules p, d, t et α . Une première discrimination des particules est possible par un ajustement des seuils des détecteurs. Une deuxième discrimination des événements peut-être réalisée sur les temps de vol : les 74 détecteurs BaF_2 sont disposés à environ 25 cm de la cible et quelque soit l'énergie du photon, son temps de vol sera toujours plus court que le temps de vol du neutron. Le photon parcourt 25 cm en 0.83 ns alors que les neutrons 41 MeV ont un temps de vol de 4 ns.

L'énergie est mesurée directement par le détecteur BaF_2 . Les photons émis par le ^{10}Be en vol à 41 MeV par nucléon et détectés dans le référentiel du laboratoire ont une énergie modifiée par l'effet Doppler. Il faut corriger leur énergie (E_{lab}) pour connaître leur énergie intrinsèque, dans le centre de masse du ^{10}Be . Cette correction est du type :

$$E_0 = E_{lab} \frac{1 - \beta \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

où θ est l'angle de détection du photon dans le laboratoire et β est la vitesse de la source.

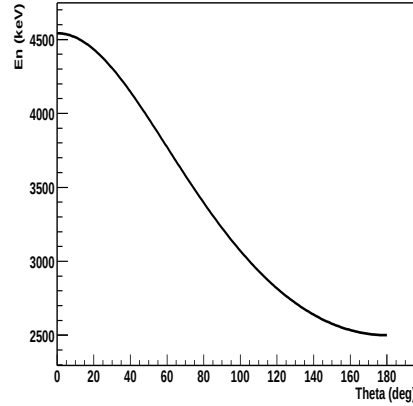


FIG. 3.18: Énergie “apparente” d’un photon de 3370 keV émis en vol à un angle θ dans le référentiel du laboratoire. La vitesse d’émission est $\beta = 0.29$.

La figure 3.18 montre la distorsion subie par l’énergie d’un γ de 3370 keV émis en vol par un noyau à 0° avec $\beta=0.29$ en fonction de son angle de détection dans le référentiel du laboratoire : plus l’angle d’émission du photon par rapport au faisceau est petit, plus l’énergie mesurée dans le référentiel du laboratoire est importante. Ainsi, l’énergie des photons détectés est déterminée par la position angulaire des détecteurs dans l’espace. Cependant, l’angle solide couvert par un détecteur BaF_2 ainsi que les zones de recouvrement dues à la disposition hémisphérique des détecteurs BaF_2 dans l’espace rend difficile la détermination de leur position angulaire

“vu” depuis la cible par un photon. Ceci est illustré figure 3.19. Une détermination de l’angle “apparent” du détecteur est réalisée grâce à la simulation GEANT que nous présenterons dans le chapitre Simulations.

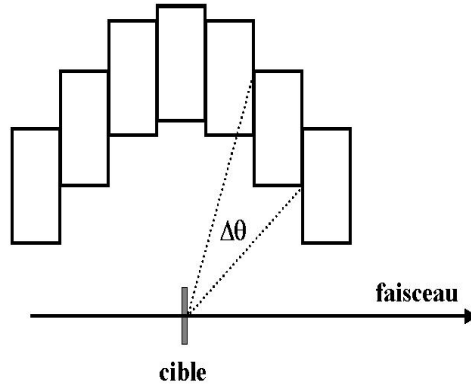


FIG. 3.19: *Illustration de la grande couverture angulaire d’un détecteur BaF₂ vu depuis le centre de la cible.*

3.5.2 L’électronique d’acquisition des BaF₂

Comme nous l’avons vu dans la section précédente, nous avons besoin du temps de vol du photon détecté ainsi que son énergie. La logique de l’électronique d’acquisition est schématisée sur la figure 3.20 pour 16 détecteurs BaF₂.

Les temps

Afin de ne pas retarder les 74 voies du Château de Cristal, nous avons réparti les 74 détecteurs par groupe de seize. Cette méthode présente l’avantage de ne retarder que cinq voies, c’est à dire les cinq voies correspondant aux cinq groupes de détecteurs BaF₂, mais le désavantage de devoir séparer le temps en deux composantes :

- une composante “individuelle” (T_{ind}) qui est le temps mesuré entre deux signaux au sein d’un même groupe de détecteur. Dans le cas où on détecte deux photons, 1 et 2, dans cet ordre, on aura :

$$T_{ind2} = T_1 - T_2$$

le T_{ind1} sera la référence en temps des temps individuels.

- une composante “groupe”, qui est le temps mesuré entre une HF propre et l’instant où le premier détecteur du groupe a été touché :

$$T_{group} = T_{HF} - T_1$$

Ainsi, le temps de vol du photon 2 sera obtenu en sommant les deux composantes temps :

$$T_{volphoton2} = T_{ind2} + T_{group} = T_{HF} - T_2$$

Il ressort de ce traitement que le T_{group} pour le premier photon détecté est une mesure directe de son temps de vol.

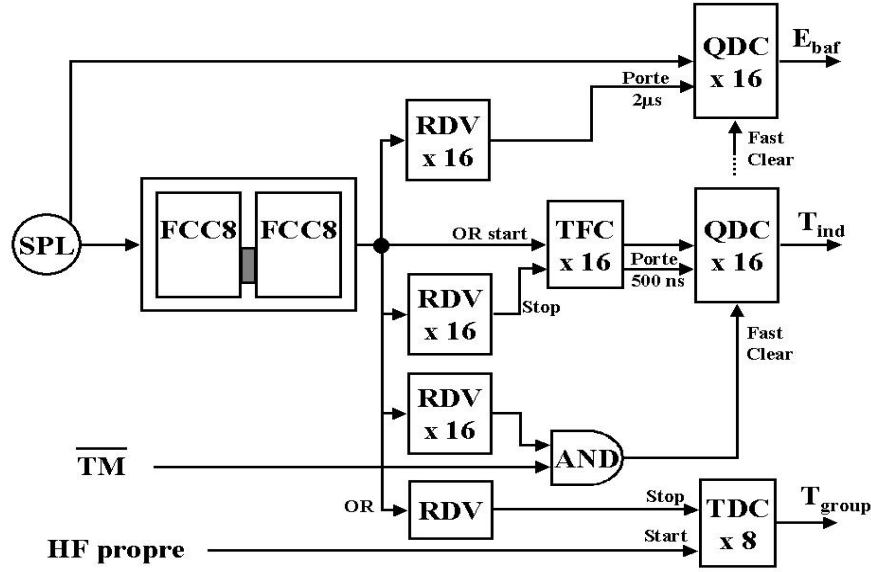


FIG. 3.20: Schéma de la logique électronique pour le traitement des signaux de 16 détecteurs BaF_2 .

Le montage électronique

L'électronique de traitement des signaux temps et énergie des photons est réalisée pour des groupes de seize détecteurs de la façon suivante :

Le signal en sortie du photomultiplicateur est divisé en deux. L'un des signaux est envoyé au QDC pour le codage de l'énergie, l'autre est envoyé dans un ensemble de deux FCC8 chaînés, ce dispositif permettant de récupérer le signal OU de seize détecteurs ainsi que les signaux individuels de chaque détecteur du groupe. Chaque signal est envoyé dans un RDV 16 voies qui va fournir 16 portes d'intégration pour le QDC énergie. Nous avons utilisé une porte de $2\ \mu s$ de large. Le OU des 16 signaux, c'est à dire le signal du premier détecteur qui déclenche, est utilisé pour le *START* commun des seize voies du TFC alors que le *STOP* est réalisé par les signaux individuels. Le signal logique en sortie du TFC est codé par le QDC. Celui-ci fournit le temps "individuel" de chaque détecteur par rapport au premier qui a déclenché.

Le temps groupe est obtenu en utilisant le même signal OU logique des 16 détecteurs que l'on retarde dans un RDV. Ce signal est le *STOP* de la voie du TFC tandis que le *START* commun des voies du TFC est le signal HF propre. Ainsi, nous obtenons le paramètre T_{group} pour un ensemble de 16 détecteurs. Ce câblage électronique permet de réaliser la mesure de temps absolue pour les 74 détecteurs tout en ne retardant que 5 voies.

Sur la figure 3.20, nous pouvons remarquer qu'un *Fast Clear* des QDC est réalisé lorsqu'un signal est reçu dans le détecteur et que l'acquisition n'est pas en temps mort ($\overline{TM}$), c'est à dire lorsque l'acquisition n'a pas accepté l'événement (si le MCR accepte l'événement, le mode TM est actif, tant qu'il n'accepte pas d'événement, le mode $\overline{TM}$ est actif). Le *Fast Clear* permet de remettre rapidement à zéro les voies des QDC. Ce signal *Fast Clear* est créé par un ET logique (AND sur la figure 3.20) entre les signaux des 16 détecteurs et le $\overline{TM}$ actif.

Les montages électroniques détaillés ci-dessus ont été réalisés de manière équivalente pour les 5 groupes de détecteurs constituant le Château de Cristal. Dans la partie qui suit, les différents ajustements et calibrations que nous avons réalisés pour l'énergie des photons et leur temps de vol seront présentés.

3.5.3 Les calibrations

La calibration des modules Temps

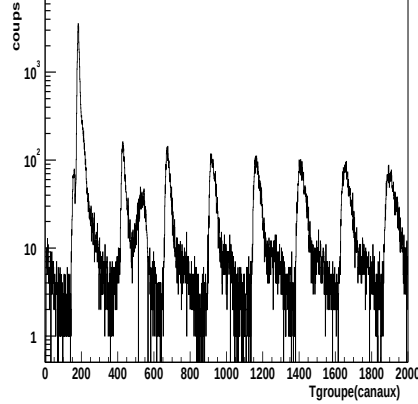


FIG. 3.21: *Spectres pour la calibration des voies des TFC et QDC. Le spectre en temps groupe obtenu pour le détecteur numéro 37 montre la structure pulsée du faisceau.*

Pour la calibration de l'ensemble TFC-QDC, nous avons utilisé des données enregistrées pendant le faisceau "parasite".

Le faisceau auxiliaire que nous avons à disposition était un faisceau primaire d' ^{18}O d'une énergie de 63 MeV/u pulsé à une haute fréquence de 11.225 MHz (soit une période de 89 ns). Avec ce faisceau, nous avons mesuré les photons en coïncidence avec les noyaux dans le SPEG et c'est grâce aux coïncidences fortuites que nous avons calibré les 74 T_{ind} et les cinq T_{groupe} . Sur la figure 3.21 est représenté un spectre en temps du groupe 3 (spectre obtenu pour le détecteur 37) des γ détectés en coïncidence avec un noyau dans le SPEG. Ce spectre met en évidence la structure pulsée du faisceau d' ^{18}O . Il est constitué de nombreux pics régulièrement espacés dont le maximum se situe entre 100 et 200 événements et d'un pic très important contenant le principal de la statistique. Ce pic correspond aux événements de coïncidence vraie mesurés lors de l'expérience et les petits pics correspondent aux événements de coïncidence fortuite. Ces événements fortuits correspondent en général à des photons provenant du bruit de fond de la salle expérimentale ou de l'activité intrinsèque des détecteurs. Avec ce type de spectre, il est simple d'obtenir la calibration des voies puisque chaque pic (ou groupe de pics dans le cas du spectre de gauche) est séparé d'une période de 89 ns. Dans le cas du détecteur 37 (figure 3.21), nous avons obtenu une calibration de 3.4 canal/ns pour le T_{ind} et 2.8 canal/ns pour le T_{groupe} correspondant.

Redressement des T_{group}

Comme le T_{group} est un temps mesuré entre l'instant d'arrivée du premier photon détecté dans le groupe et la HF propre, de la même façon que pour les neutrons, il faut corriger T_{group} du temps de vol du noyau détecté dans SPEG. Le T_{group} est linéairement corrélé au temps de vol du noyau (porté par le paramètre $\frac{M}{Q}$). Un simple redressement affine de type $T'_{group} = T_{group} - \frac{\frac{M}{Q} - b}{a}$ a été effectué avec a la pente de la droite de corrélation et b le point de référence.

Les ajustements en temps

Un ajustement est effectué sur chaque T_{ind} par rapport à un T_{ind0} de référence, de même pour les cinq T_{groupe} . L'ajustement consiste en une translation des temps par rapport à cette référence.

Sur la figure 3.22, on peut voir un spectre caractéristique des temps individuels mesurés par une voie QDC. Pour extraire ce spectre, nous avons considéré les événements où un photon est détecté en coïncidence avec un noyau dans le SPEG. Ce spectre présente un pic prompt (pic 1 sur la figure) provenant d'un premier photon (ce qui correspond au zéro du T_{ind} , le temps est déclenché par rapport à lui-même), un pic plus large (pic 2) qui contient les temps des photons lorsque c'est l'un des 15 autres détecteurs qui a déclenché (dus à l'effet Compton ou dus à d'autres photons émis lors de la réaction) ainsi des neutrons rapides et enfin les événements les plus tardifs, qui sont les neutrons très lents, constituent la troisième partie du spectre en temps.

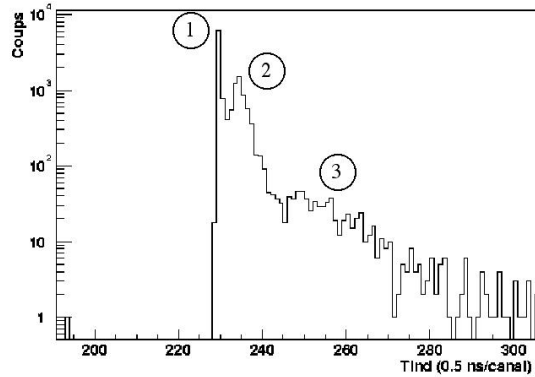


FIG. 3.22: *Spectre en temps des particules détectées dans le Château de Cristal. Le spectre temporel caractéristique du temps individuel (pour le détecteur 1) est constitué d'un premier pic (1) qui monte sur un canal et qui provient du déclenchement par lui-même. Puis, un deuxième pic (2), plus large, s'explique par les événements où un autre photon a été détecté (provenant soit de l'effet Compton, soit de la réaction), et enfin, les événements très tardifs (3) caractéristiques de la détection des neutrons.*

Après avoir calibré, redressé et ajusté les temps, nous obtenons le spectre de la figure 3.23 pour les temps relatifs des événements détectés dans les 74 détecteurs

BaF₂.

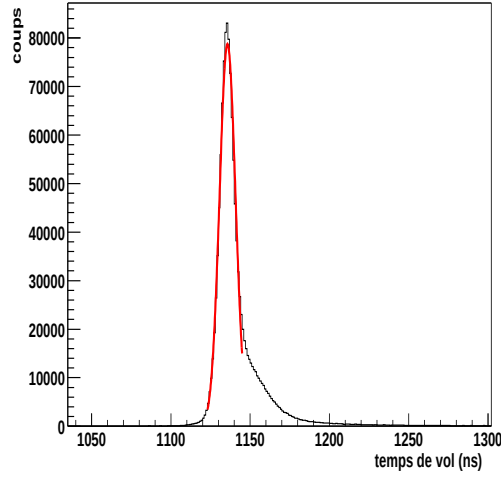


FIG. 3.23: *Spectre des temps de vol des particules détectées dans les 74 BaF₂. Le fit gaussien donne une largeur de 5 ns pour le pic des gamma. On voit un épaulement au pic gamma qui provient des neutrons plus lents.*

La résolution temporelle des détecteurs BaF₂ n'a malheureusement pu être utilisée de manière optimum car les temps groupe ont fluctué lors de l'expérience avec des écarts pouvant atteindre 20 ns. Ces fluctuations n'ont pas été observées sur les temps neutrons ce qui laisse penser à un problème lié au module. Ainsi, la séparation γ -neutron n'est pas notable et une résolution de 5 ns a été obtenue après correction des fluctuations.

La calibration en énergie

Deux sources radioactives ont été utilisées : une source de ⁶⁰Co qui émet deux photons de 1173 keV et 1332 keV ainsi qu'une source de ¹³⁷Cs qui émet un photon de 661 keV d'énergie. Or, nous sommes intéressés à une région en énergie comprise entre 2,5 MeV et 4 MeV pour la détection de la raie de décroissance de 3370 keV du ¹⁰Be éventuellement déplacée par l'effet Doppler. Les énergies des sources que nous utilisons sont très faibles par rapport à la région d'intérêt, c'est pourquoi nous avons utilisé la radioactivité intrinsèque des détecteurs provenant des éléments lourds contenus dans le cristal. En effet, les cristaux BaF₂ contiennent des éléments radioactifs comme le ²¹⁴Po, ²¹⁸Po, ²²²Rn, ²²⁶Rn qui décroissent par émission de particules α . Les particules émises laissent un signal énergétique équivalent photon dans le détecteur : 1,46 MeV pour le ²²⁶Rn, 1,75 MeV pour le ²²²Rn, 2 MeV équivalent photon pour le ²¹⁸Po et 2,88 MeV pour le ²¹⁴Po. Sur la figure 3.24, un spectre d'énergie calibré caractéristique de la radioactivité intrinsèque des détecteurs est présenté. Ce sont ces quatre pics de décroissances qui ont été utilisés pour la calibration des 74 détecteurs BaF₂.

La calibration en énergie des détecteurs BaF₂ est généralement de type linéaire : $E_{cal} = \alpha E_{brute} + \beta$, où α est la pente de la droite de calibration et β , l'ordonnée à l'origine. La résolution en énergie obtenue varie d'un détecteur à un autre : de

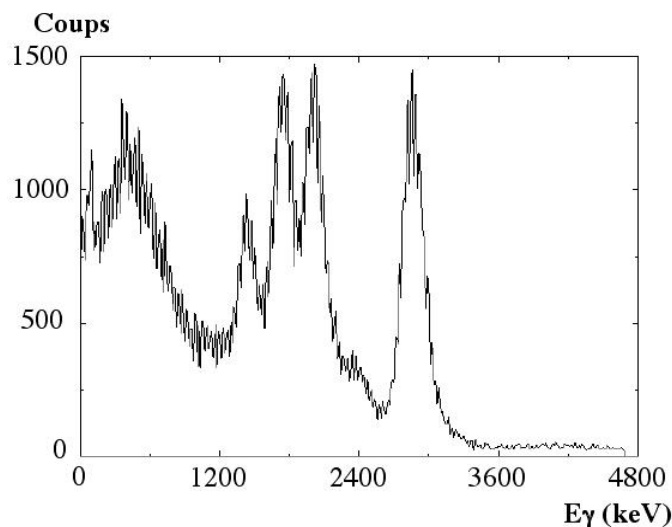


FIG. 3.24: Spectre d'énergie de la radioactivité intrinsèque dans le détecteur 1. On observe les quatre pics provenant de la décroissance par émission α du ^{226}Rn (1460 keV), du ^{222}Rn (1750 keV), du ^{218}Po (2000 keV) et du ^{214}Po (2880 keV).

manière générale, on obtient une résolution de 200 keV à mi-hauteur pour le pic de 2880 keV d'énergie soit un $\frac{\Delta E}{E}$ de l'ordre de 7%, alors que pour les détecteurs de moins bonne résolution un $\frac{\Delta E}{E}$ de 10 % est obtenu.

3.6 Le déclenchement de l'acquisition

Le Module à Coïncidence Rapide occupe une place majeure dans cette expérience : c'est un module électronique CAMAC qui est en charge de piloter les déclenchements de l'acquisition de données. Il rejette ou accepte un événement en fonction des signaux logiques des détecteurs qui arrivent sur les cinq entrées de la face avant. Les cinq voies d'entrées peuvent être réglées en tant que voies "maîtres" ou "esclaves" : si un détecteur est touché et que son signal est maître dans le MCR, une fenêtre d'analyse rapide est générée pour analyser le type de coïncidence qui a lieu dans l'événement. Le MCR va ensuite comparer ce type d'événement à un registre de données qui aura été préalablement programmé par l'expérimentateur : si cet événement est conforme alors il est accepté et le MCR génère un signal d'acceptation "OK". C'est ce signal "OK" du MCR qui va donner l'ordre de codage aux différents modules (voir la partie 3.4.3).

La logique de décision

Les cinq voies d'entrées du MCR sont :

1. SPEG, un signal logique généré par le plastique de SPEG (voie "maître"),
2. SPEG divisé par 1000, on ne prend qu'un événement sur mille (voie "esclave"),

3. CHATEAU, OU logique des signaux de tous les détecteurs BaF₂ (voie “esclave”),
4. NEUTRON, OU logique des signaux des détecteurs neutrons (voie “esclave”),
5. CHATEAU divisé par X, on n’enregistre qu’un événement tous les X événements (voie “maître”). Cette voie du MCR n’a pas été utilisée lors des runs de prises de données mais uniquement pendant les runs source pour l’étalonnage des détecteurs BaF₂.

Les événements qui vont nous intéresser sont les coïncidences suivantes :

- SPEG + SPEG-div
- SPEG + NEUTRON
- SPEG + CHATEAU
- SPEG + CHATEAU + NEUTRON
- SPEG + SPEG-div + NEUTRON
- SPEG + SPEG-div + CHATEAU

3.7 Conclusion du chapitre

Pour étudier la cassure du ^{11}Be , nous avons utilisé un faisceau GANIL de ^{11}Be de 41 MeV/u et une cible de ^{48}Ti . Le dispositif expérimental est constitué du spectromètre SPEG pour la mesure de l’angle d’émission ainsi que de l’impulsion du ^{10}Be , trente scintillateurs liquides de type BC501 pour la mesure des neutrons de la cassure et enfin, 74 détecteurs BaF₂ du Château de Cristal pour la détection des gamma. Dans ce chapitre, nous avons abordé la calibration, les méthodes d’ajustements et de redressement que nous avons utilisées. Il reste maintenant à déterminer les efficacités de détection des différents détecteurs, en incluant l’effet Doppler dans le cas du Château de Cristal, avant d’aborder l’analyse des données provenant de la réaction de cassure : $^{48}\text{Ti} (^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + \text{n} + \gamma)$.

Chapitre 4

Les simulations et efficacités de détection

Dans ce chapitre, nous allons présenter la détermination des efficacités de détection des trois types de détecteurs utilisés dans cette expérience, nécessaire pour l'extraction des sections efficaces expérimentales. Dans un premier temps, nous présenterons l'étude réalisée sur les chambres à dérives du spectromètre SPEG, où il a été constaté une coupure sur événements. Cette coupure a entraîné une perte de données qui sera quantifiée dans ce chapitre. Une deuxième partie sera consacrée à l'efficacité des détecteurs neutrons, puis, nous présenterons le travail de simulation du Château de Cristal à l'aide du programme GEANT. Ce travail nous a permis d'extraire une efficacité de détection γ mais aussi de déterminer la position angulaire des 74 éléments BaF₂.

4.1 La perte d'efficacité du SPEG

4.1.1 Position du problème

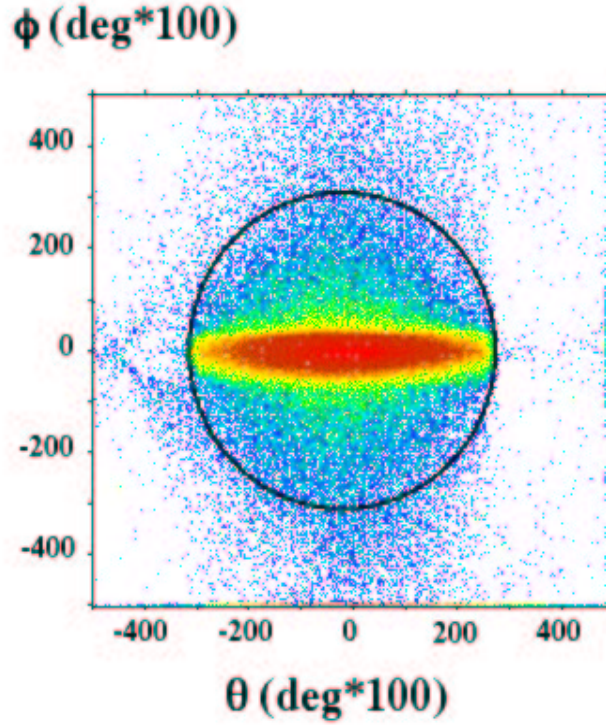


FIG. 4.1: Distribution des ^{10}Be à l'entrée du spectromètre SPEG, ϕ en fonction de θ (voir le texte pour la définition de θ et ϕ). Ces éjectiles sont mesurés en coïncidence avec les γ . Le cercle noir a été tracé pour illustrer l'extension attendue de la distribution des éjectiles.

Lors de l'analyse des données mesurées dans les chambres à dérive de SPEG, nous avons obtenu une distribution angulaire de forme inattendue des éjectiles ^{10}Be . Cette répartition est montrée sur la figure 4.1. Sur cette figure nous avons représenté l'angle θ des ^{10}Be , c'est à dire l'angle entre la projection de la direction de l'éjectile sur le plan horizontal et l'axe du faisceau, en fonction de l'angle ϕ , angle entre la projection de la direction de l'éjectile sur le plan vertical et l'axe du faisceau. Cette représentation de la distribution des éjectiles est très pratique car elle permet de visualiser la répartition des éjectiles à l'entrée du SPEG. Sur cette figure, nous avons représenté les événements mesurés en coïncidence avec des photons par souci de la statistique. Cependant les photons étant détectés dans tout l'espace solide, aucune direction n'est privilégiée et les ^{10}Be mesurés doivent montrer une symétrie axiale autour de la direction du faisceau. La forme de la distribution observée est indépendante des conditions d'extraction et l'on retrouve cette distribution aplatie pour des événements en coïncidence avec des neutrons ou ^{10}Be seuls.

La symétrie attendue des éjectiles a bien été observée dans de nombreux travaux utilisant le spectromètre SPEG placé à zéro degré. nous pouvons citer le travail de

thèse de Thomas Zerguerras sur l'étude de la décroissance di-proton, montrant que ce défaut n'est pas inhérent au SPEG [83].

Ainsi, la forme de la distribution de la figure 4.1 peut-être expliquée de deux manières :

- soit la calibration réalisée sur les angles de diffusion n'est pas correcte ou la calibration des chambres à dérive a changé entre les runs de calibration et les runs de prises de données,
- soit un obstacle physique a empêché les éjectiles d'atteindre les chambres à dérive lors de l'expérience.

4.1.2 Un obstacle physique

Une explication de ce phénomène peut provenir de la présence d'un obstacle physique qui serait positionné de part et d'autre du plan horizontal et couperait les événements suivant la direction ϕ . Or, le SPEG est muni de fentes verticales (suivant θ) et horizontales (suivant ϕ). Ces fentes sont généralement utilisées par les expérimentateurs pour réaliser des coupures en ligne sur les données. Il semble que les fentes verticales aient été positionnées lors de l'expérience et qu'elles n'ont pas été retirées.

4.1.3 Un argument déterminant : les taux de comptage.

Lors de l'expérience, deux petites chambres à dérive étaient positionnées avant la cible. Elles avaient pour fonction de mesurer le nombre de particules incidentes du faisceau. Plusieurs runs ont été consacrés à la mesure d'efficacité des chambres à dérive au cours desquels le faisceau de 80 000 ^{11}Be par seconde a été envoyé à travers les chambres à dérive et dans le SPEG (dont le $B\rho$ était réglé pour détecter les ^{11}Be au centre du plan focal). La mesure d'efficacité des chambres à dérive a consisté à ajuster le nombre de noyaux du faisceau détecté dans les chambres à dérive connaissant le nombre vrai de noyaux présents dans le faisceau. Ce dernier nous est donné grâce au détecteur plastique du SPEG qui possède une efficacité de détection de 100%.

La mesure d'efficacité ayant été réalisé, nous avons été en mesure de déterminer l'intensité du faisceau lors des runs de prise de données. Connaissant la section efficace de la réaction $^{11}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + \text{X}$, nous pouvons comparer le nombre d'événement attendu à celui enregistré pendant l'expérience. Dans la référence [63], Rémi Anne *et al.* ont mesuré la section efficace de réaction $\sigma(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})$. Dans le cas de la réaction du ^{11}Be sur une cible de ^{48}Ti , ils ont obtenu : $\sigma(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be}) = 0.65 \pm 0.09$ barn. Nous pouvons ainsi estimer le nombre de ^{10}Be mesurés dans le SPEG, celui-ci est donné par la relation :

$$N_{SPEG} = \sigma(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be}) N_i \cdot N_c \cdot \epsilon$$

où N_i est le nombre de particules incidentes, N_c le nombre de centres diffuseurs par unité de surface (cm^{-2}) et ϵ l'efficacité de détection.

Les chambres à dérive ont mesuré, après correction, $1,812 \cdot 10^9$ particules incidentes en l'espace de 7 heures sur une cible de ^{48}Ti de $113 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$. D'après la

formule précédente, nous aurions dû mesurer environ 1 670 000 événements de ^{10}Be . Or, le détecteur plastique du SPEG a mesuré 389 000 événements lors de ces runs, soit environ quatre fois moins que prévu.

Cette étude montre que nous avons eu une perte de noyaux entre la cible et le système de détection du SPEG. La forme de la distribution ne peut-être due à un problème de calibration des chambres à dérive de SPEG qui n'a aucun effet sur le nombre d'événements détectés. Ainsi, l'hypothèse de la présence involontaires des fentes verticales à l'entrée du SPEG est confirmée par les taux de comptage. Nous devons désormais estimer de manière plus précise la perte d'efficacité engendrée par la présence des fentes.

4.1.4 Détermination de la perte d'efficacité

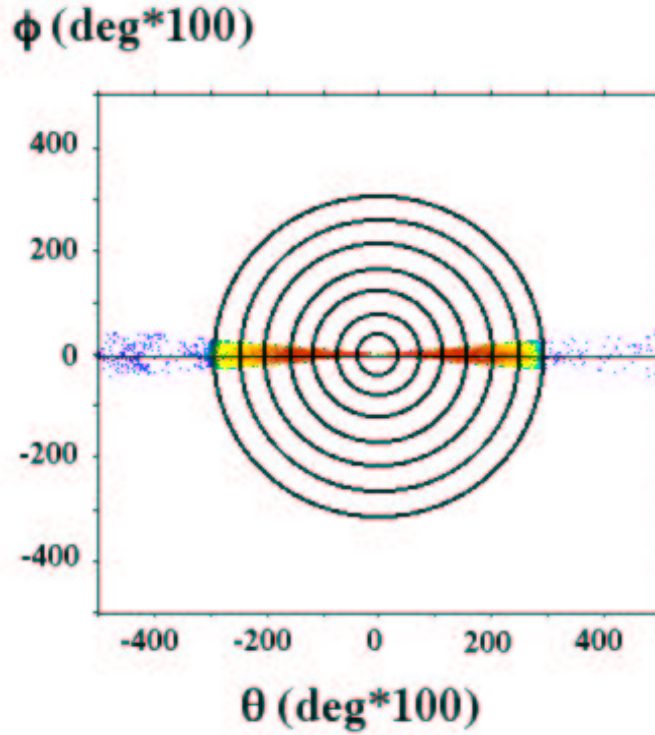


FIG. 4.2: *Distribution des éjectiles de la figure 4.1 ayant des angles azimuthaux φ compris entre -5° et $+5^\circ$ modulo π . Les cercles représentent les régions angulaires sélectionnées pour réaliser la perte d'efficacité du SPEG. Chaque cercle possède une largeur de $0,25^\circ$.*

Le but est d'estimer, de la manière la plus précise possible, la perte d'efficacité qu'à entraîner la fermeture des fentes verticales du SPEG. Pour cela nous allons utiliser la symétrie axiale du processus de diffusion des particules. De plus comme nous avons pu le voir sur la figure 4.1, la perte d'efficacité du SPEG est bien plus importante dans la région des grands angles de diffusion qu'aux petits angles.

Description de la méthode

Par souci de la statistique, nous avons tout d'abord considéré les événements pour lesquels les ^{10}Be ont été détecté en coïncidence avec des photons mesurés dans le Château de Cristal dont l'angle solide de détection est proche de 4π (voir figure 4.1), conditions pour lesquelles 647 000 événements ont été dénombrés. Sur la figure 4.2 est représentée la partie de la distribution des ^{10}Be dont la valeur de l'angle azimuthal φ autour de l'axe du faisceau est compris dans la tranche $\pm 5^\circ$ modulo π . Cette ouverture angulaire doit être suffisamment faible pour pouvoir considérer les événements qui n'auraient pas souffert de la présence des fentes du SPEG.

Dans une première approche, on peut estimer la perte d'efficacité dans ce cas simple en supposant que le nombre de coups obtenu dans cette configuration n'est que le dix-huitième du nombre de coups total que nous aurions obtenu si les fentes du SPEG n'avait pas été fermées. On dénombre, sur la figure 4.2, 180 000 événements c'est à dire que 3 240 000 événements auraient été attendus si les fentes du SPEG n'avaient pas été fermées. Alors, le rapport entre le nombre de coups hypothétiques et le nombre d'événements détectés lors de l'expérience (c'est à dire le nombre d'événements reportés sur la figure 4.1) est de :

$$\frac{3\,240\,000}{647\,000} \approx 5.0$$

Ce facteur nous donne une estimation de perte de données globale mais nous devons tenir compte du fait que le nombre d'événements détectés dans le SPEG aux petits angles est beaucoup moins affecté qu'aux grands angles de diffusion.

Ainsi, dans une deuxième approche, nous avons considéré différentes régions en angle de diffusion du ^{10}Be . Ces régions sont schématisées sur la figure 4.2 par les zone entre deux cercles concentriques noirs successifs. Douze régions de 0.25° de large ont été considérées entre 0° et 3° . Ainsi, dans chacune de ces régions, nous pouvons calculer le rapport entre le nombre d'événements potentiellement détectable si la fermeture des fentes du SPEG n'avait pas eu lieu et le nombre d'événements effectivement mesuré dans chaque région angulaire. On obtient alors un facteur de correction pour chaque région angulaire qui est directement la perte d'efficacité du SPEG dans ces régions.

Efficacité en fonction de l'angle de diffusion du ^{10}Be

Les facteurs obtenus pour chaque région angulaire sont répertoriés dans le tableau 4.1.

Comme on peut le voir sur le tableau, les valeurs des pertes d'efficacité sont très faibles dans les régions aux petits angles, mais pour des raisons que nous n'avons toujours pas compris, ces valeurs sont différentes de 1 aux très petits angles : dans le cas de coupure franche par des fentes, nous n'aurions pas dû avoir de corrections à apporter. Dans le cas des grands angles de diffusion, elles sont très importantes : dans la région entre 1.76° et 2.0° , une perte de statistique de plus d'un facteur 8 se fait sentir.

Pour avoir une idée de la position verticale des lèvres durant l'expérience, nous avons réalisé une petite simulation Monte-Carlo dans laquelle nous avons tiré des

Région angulaire ($^{\circ}$)	Nb evt dans $\varphi = \pm 5^{\circ}[\pi] = a$	Nb evt sans sélection = b	rapport : $a \times 18/b$
0-0.25	4011	57682	1.25
0.26-0.50	11249	105019	1.93
0.51-0.75	16698	96453	3.16
0.76-1.00	19610	80842	4.36
1.01-1.25	20864	67549	5.56
1.26-1.50	21261	567243	6.68
1.51-1.75	20609	48009	7.73
1.76-2.00	18341	38566	8.56
2.01-2.25	15251	28929	9.48
2.26-2.50	12454	21632	10.3
2.51-2.76	9332	15639	10.7
2.76-3.0	2890	6234	8.3

TAB. 4.1: *Evaluation des pertes d'efficacité du SPEG pour différentes régions en angle de diffusion.*

événements fictifs du SPEG suivant une gaussienne homogène à deux dimensions et dont la largeur est proche de la largeur de la distribution expérimentale. Ce tirage est représenté sur la figure de gauche 4.3.

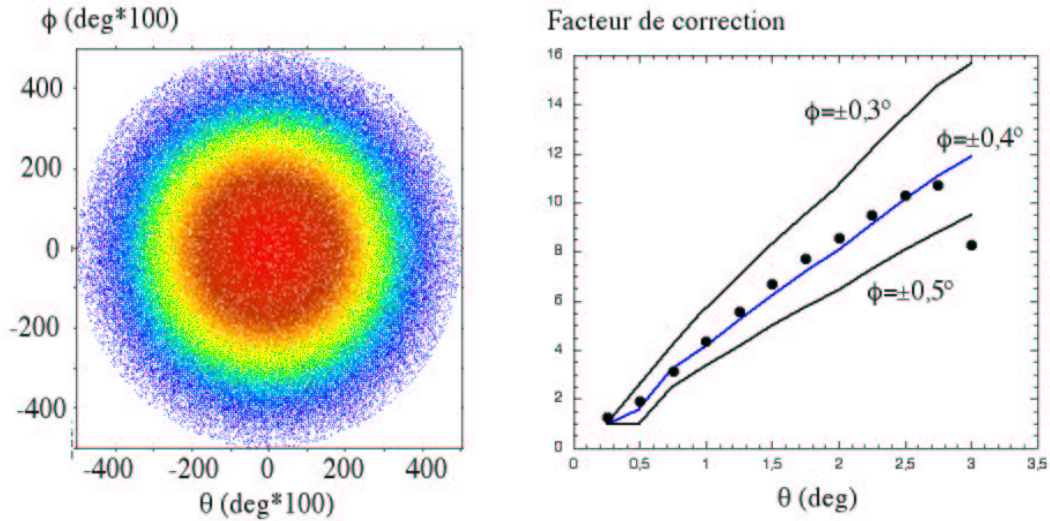


FIG. 4.3: *A gauche, distribution des ^{10}Be d'après un tirage aléatoire suivant une gaussienne dans l'espace (θ, ϕ) . A droite, comparaison entre les facteurs de corrections obtenus expérimentalement et d'après la simulation pour trois positions des fentes : $\phi = \pm 0,3^{\circ}$, $\phi = \pm 0,4^{\circ}$ et $\phi = \pm 0,5^{\circ}$.*

A l'aide de cette distribution gaussienne, nous avons réalisé des coupures franches pour simuler la position des fentes verticales du SPEG pour trois régions différentes : $\phi = \pm 0,3^{\circ}$, $\phi = \pm 0,4^{\circ}$ et $\phi = \pm 0,5^{\circ}$. De ces coupures, nous avons réalisé le même travail que précédemment et nous avons extrait les facteurs de correction engendrés

dans ces conditions pour chaque région angulaire de largeur $\Delta\theta = 0,25^\circ$. Les valeurs des facteurs de correction obtenues sont représentées par les lignes en trait plein sur la figure de droite 4.3 et comparées aux valeurs obtenues d'après l'expérience, représentées par les points sur la figure. On constate que les facteurs de corrections engendrées par une position des fentes à $\pm 0,4^\circ$ est plus compatible avec les facteurs de corrections expérimentaux que ne le sont les facteurs de correction pour les positions $\pm 0,3^\circ$ et $\pm 0,5^\circ$. Cette étude tend à montrer que les fentes étaient positionnées aux alentours de $\phi = \pm 0,4^\circ$ lors de notre expérience.

Dans le chapitre 5, nous utiliserons ces coefficients lorsqu'il s'agira de corriger les nombres de coups détectés en coïncidence avec les ^{10}Be pour l'extraction des sections efficaces.

4.2 Les détecteurs de neutrons

Dans cette partie, nous présentons les résultats de la simulation des scintillateurs liquides avec le programme MENATE.

4.2.1 Détermination de l'énergie des neutrons

Du fait de sa charge nulle, le neutron est une particule difficile à détecter. De manière générale, les détecteurs de neutrons de basse ou de haute énergie ont une efficacité de détection [78] inférieure à 1. Ainsi, le nombre N de neutrons à comptabiliser doit prendre en considération l'efficacité $\text{eff}(E)$, c'est à dire la probabilité que le neutron d'énergie E a d'interagir avec le détecteur, soit $N = n / \text{eff}(E)$ où n est le nombre de neutrons détectés.

Toute la difficulté réside dans la détermination de l'énergie du neutron. En théorie, l'énergie du neutron est déterminée par la mesure du temps de vol t_n d'après la formule :

$$E = m_n c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{d_n}{t_n \cdot c}}} - 1 \right) \quad (4.1)$$

où d_n est la distance séparant la source de neutron au détecteur. En pratique, la quantité de lumière créée par le passage du neutron est due à un processus de diffusion des neutrons dans le détecteur : les neutrons n'interagissant pas au même endroit dans le détecteur ceci introduit une indétermination sur la "distance de vol" du neutron.

C'est pourquoi nous avons utilisé le code MENATE [84] pour simuler le temps de réponse de chaque détecteur. Cette simulation prend en compte la géométrie des détecteurs, la distance par rapport à la cible, l'énergie des neutrons émis, le seuil de détection en énergie équivalent électron et le type de matériau du détecteur. A l'aide du code MENATE, nous avons pu extraire, entre autre, le temps de déclenchement moyen des cinq types de détecteurs soumis à des neutrons d'énergie comprise entre 1 et 100 MeV. Nous avons représenté, sur la figure 4.4, les courbes *temps de vol* = $f(\text{énergie})$ dans le cas du détecteur 16 situé à 3 mètres de la source de neutron : la courbe en trait plein est le résultat du code MENATE et la courbe en pointillés est tirée de la formule 4.1.

Temps de vol (ns)

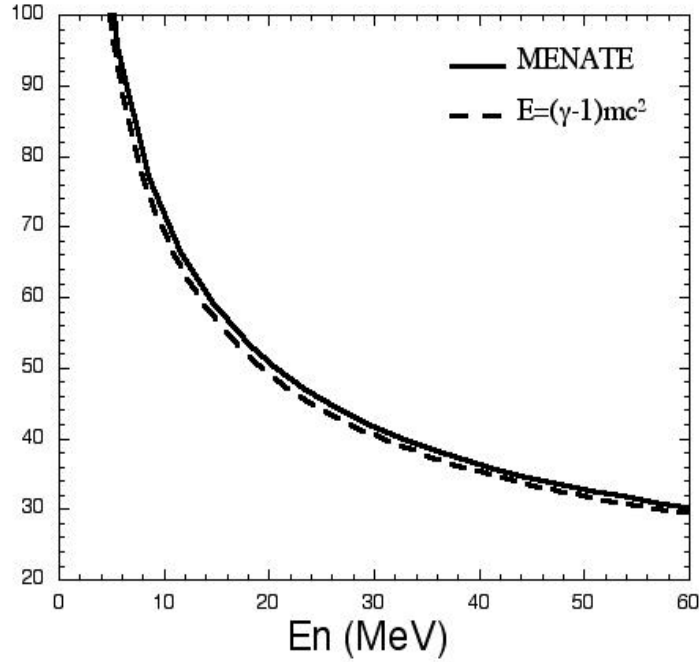


FIG. 4.4: Courbe temps de vol en fonction de l'énergie déterminée d'après le simulateur MENATE [84] (trait plein) et d'après la formule 4.1 dans le cas du détecteur 16 situé à 3 m de la source. Le temps de vol estimé par MENATE est plus long que le véritable temps de vol (sans interaction) du neutron.

Comme on peut le constater sur cette figure, pour une énergie donnée, le temps de vol déterminé par le code MENATE est plus important qu'avec la formule 4.1. En effet, le code MENATE prend en compte les différentes interactions des neutrons arrivant dans le détecteur si bien que le déclenchement du détecteur s'effectue, en réalité, dès lors qu'une certaine quantité de lumière a été créée dans les scintillateurs. Ces courbes montrent que pour un temps de vol donné, une différence d'énergie de l'ordre de 2 MeV est constatée pour des neutrons d'énergie cinétique comprise entre 15 et 40 MeV.

Efficacité en énergie

Un grand nombre de détecteurs utilisés dans notre expérience ont été utilisés lors de l'expérience de thèse de S.Grévy [11] et les efficacités de ces détecteurs ont été déterminées au Département de Physique des Réacteurs de Chalmers, University of Technology à Göteborg en Suède.

L'efficacité des détecteurs de neutrons a été d'abord mesurée expérimentalement sur des détecteurs de 15 cm d'épaisseur soumis à des neutrons de 14 MeV produits par la réaction de deutons sur une cible de tritium. Les points de mesure ont été extrapolés à nos détecteurs à l'aide de la simulation MENATE. Le code a notamment permis de mesurer la probabilité de "Cross-talk" dans les détecteurs neutrons (diffu-

sion du neutron par un détecteur sur un autre). Dans notre expérience, le phénomène de Cross-talk est totalement négligeable car nos détecteurs étaient très espacés les uns des autres.

Typiquement, les phénomènes simulés sont bien adaptés aux détecteurs NE213 ainsi qu'aux BC501 que nous avons utilisés lors de l'expérience et dont les propriétés sont très proches des détecteurs NE213.

Sur la figure 4.5, nous avons représenté les courbes d'efficacité en fonction de l'énergie des cinq types de détecteurs utilisés lors de l'expérience. Ces courbes sont le résultat de la simulation Monte-Carlo MENATE [84] extrapolée à partir d'un point de mesure à 14 MeV d'énergie neutron. La forme de ces efficacités en énergie s'explique principalement par les sections efficaces des processus physique qui ont lieu dans le détecteur. Dans la région entre 10 et 15 MeV d'énergie, ce sont les réactions de diffusion des neutrons sur le carbone $^{12}\text{C}(n, n' \gamma)$ et $^{12}\text{C}(n, n' \alpha)$ qui dominant [85, 86]. Puis, à partir de 25 MeV d'énergie neutron, plusieurs processus se superposent : $^{12}\text{C}(n, n' 3\alpha)$, $^{12}\text{C}(n, 2n)$, $^{12}\text{C}(n, np)$ et $^{12}\text{C}(n, p)$ [85, 86]. La coupure à basse énergie provient des seuils imposés par l'électronique d'acquisition, prise en compte dans la simulation. Ces efficacités sont fiables pour des neutrons supérieurs à 10 MeV d'énergie.

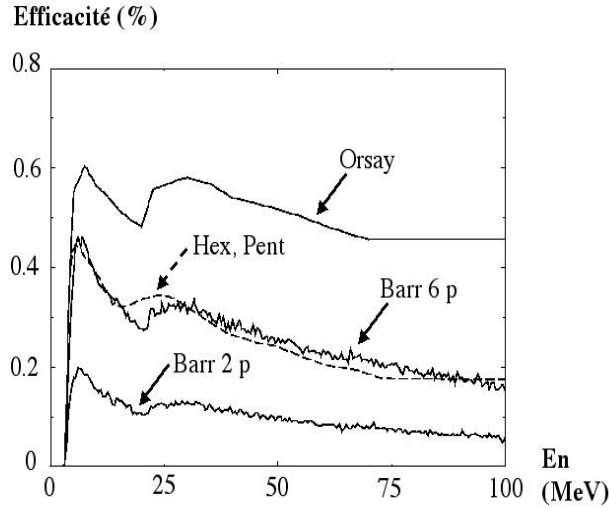


FIG. 4.5: Courbe d'efficacité en fonction de l'énergie des neutrons des cinq types de détecteurs neutrons utilisés lors de l'expérience.

4.2.2 Efficacité géométrique

La correction en efficacité doit aussi inclure la géométrie des détecteurs. Suivant que l'on vaudra extraire la distribution angulaire ou la distribution en énergie des neutrons, il faudra tenir compte des pondérations suivantes incluant l'angle solide $\Delta\Omega$ du détecteur situé à un angle θ par rapport à l'axe du faisceau :

- dans le cas de l'extraction de la distribution angulaire, nous devons normaliser le nombre de coups par rapport à l'angle solide que couvre chaque détecteur,

c'est à dire pondérer le nombre de coups par le facteur $1/\Delta\Omega_\theta$. La distribution angulaire sera ainsi exprimée en barn par steradian,

- dans le cas de l'extraction de la distribution en énergie, il nous faut considérer tous les angles d'émission de neutrons possibles, c'est à dire que la correction doit prendre en compte tout l'angle solide, soit $2\pi\sin\theta d\theta$. Dans ce cas, le facteur de pondération du nombre de coups s'exprime sous la forme :

$$\epsilon(\theta) = \frac{2\pi\sin\theta d\theta}{\Delta\Omega_\theta}$$

Dans cette dernière expression, le terme $d\theta$ ne représente pas la largeur physique du détecteur mais une largeur qu'il aurait fallu lui affecter pour avoir des détecteurs parfaitement contigus. Ceci est illustré sur la figure 4.6 ci-après.

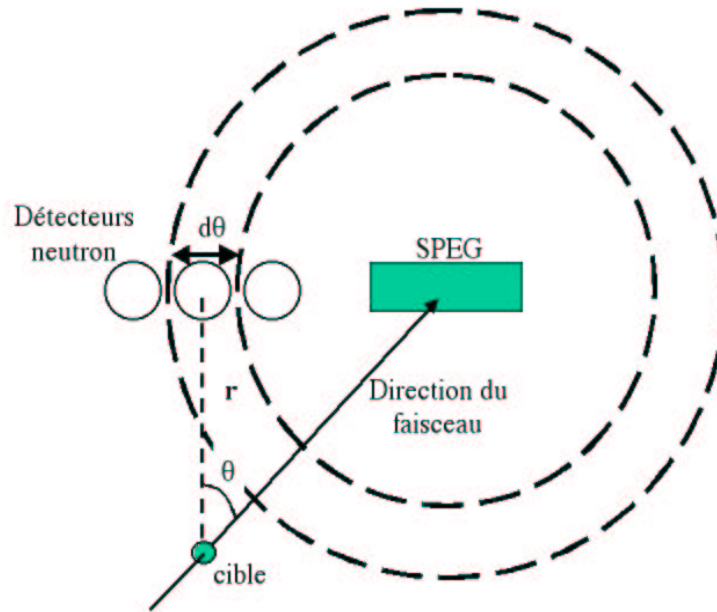


FIG. 4.6: Illustration de la prise en compte de tout l'angle solide pour l'extraction des distributions en énergie.

L'angle solide de chaque détecteur est déterminé grâce au rapport entre sa surface et le carré de la distance r à laquelle il est situé par rapport à l'émetteur : $\Delta\Omega = \frac{\Delta S}{r^2}$

Finalement, dans le cas de l'extraction de la distribution en énergie des neutrons, l'efficacité totale (intrinsèque et géométrique) s'exprime sous la forme :

$$\text{eff}(E, \theta) = \frac{2\pi\sin\theta d\theta}{\Delta\Omega_\theta \text{eff}(E)}.$$

4.2.3 Quatre détecteurs neutrons camouflés

Durant l'expérience, quatre détecteurs de neutrons ont été placés à l'avant (entre 3 et 11° par rapport à la direction du faisceau) pour détecter les neutrons provenant

principalement de la cassure coulombienne. Or, la position et la taille du spectromètre SPEG nous obligea à disposer ces quatre détecteurs derrière les éléments métalliques constituant le spectromètre. Nous n'avons pas réalisé de simulation pour estimer la perte d'efficacité de ces détecteurs neutrons. Les résultats obtenus avec ces détecteurs seront montrés au chapitre 5 mais ne feront pas l'objet d'une étude approfondie.

4.3 Efficacité du Château de Cristal et simulation avec le code GEANT

On s'intéresse dans cette expérience à la voie de réaction dans laquelle le ^{11}Be a perdu un neutron. Le noyau ^{10}Be résultant peut se trouver dans un état excité et, à 41 MeV par nucléon, les γ de désexcitation ont une énergie fortement distordue par l'effet Doppler. La modification d'énergie implique inévitablement une modification de l'efficacité de détection de l'ensemble. Il n'est pas possible de déterminer l'efficacité du détecteur avec une source qui émet en vol. C'est pourquoi l'utilisation d'un code de simulation s'avère primordial pour avoir une estimation de l'efficacité de détection. La première partie du travail consiste à calibrer le code de simulation sur l'expérience en comparant les spectres de sources et les spectres simulés aux mêmes énergies. Puis, nous pourrions estimer les efficacités de détection de photons émis en vol en extrapolant les résultats du code GEANT. Nous avons utilisé la version 3.21 du code GEANT [87, 88] pour simuler la réponse des 74 détecteurs BaF_2 .

4.3.1 Les paramètres physiques pour le code GEANT

Pour simuler la réponse des détecteurs avec GEANT, il faut considérer leur position dans l'espace ainsi que leur résolution en énergie.

Sur la figure 4.7, on montre la disposition des 74 éléments vue du dessus (figure de gauche) et la répartition des détecteurs sur les deux hémisphères qui entourent la cible (figure de droite) simulée avec GEANT.

Les détecteurs BaF_2 ont une grande efficacité de détection et une réponse en temps rapide (de l'ordre de la centaine de picosecondes). Par contre, leur résolution en énergie est médiocre : les détecteurs BaF_2 présentent un rapport $\frac{\Delta E}{E}$ de l'ordre de 7-10%. Sur la figure 4.8 est présentée le spectre en énergie des γ détectés dans le détecteur 1. Le spectre montre six pics : un pic centré à 660 keV provenant de la source intense de ^{137}Cs , deux pics successivement à 1173 et 1332 keV provenant de la source de ^{60}Co et les trois raies de 1750, 2000 et 2880 keV provenant de la radioactivité alpha intrinsèque aux détecteurs BaF_2 (voir chapitre 3). Ce spectre nous permet d'illustrer l'évolution de la résolution avec l'augmentation de l'énergie des photons. De plus, la résolution se dégrade avec le temps et avec l'exposition aux rayonnements. Comme tous les détecteurs n'ont pas été renouvelés au même moment, ils ne possèdent pas la même résolution en énergie. Dans le programme GEANT, les résolutions en énergie des 74 détecteurs BaF_2 doivent être incluses pour les besoins de la simulation.

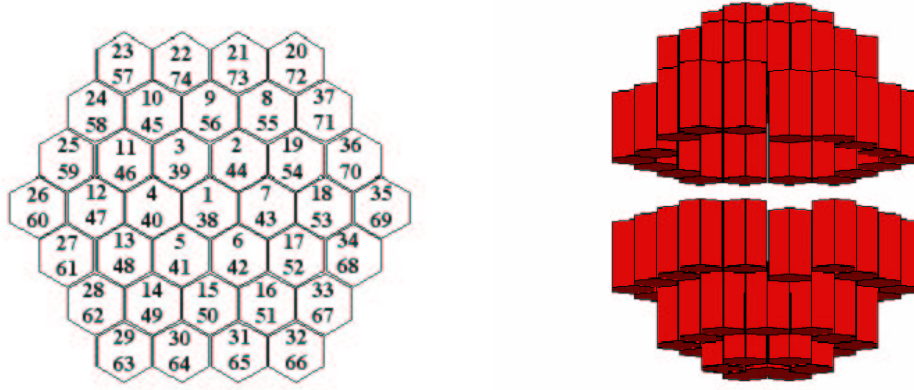


FIG. 4.7: Disposition des 74 BaF_2 dans l'espace : vue du dessus (à gauche), vue 3D (à droite).

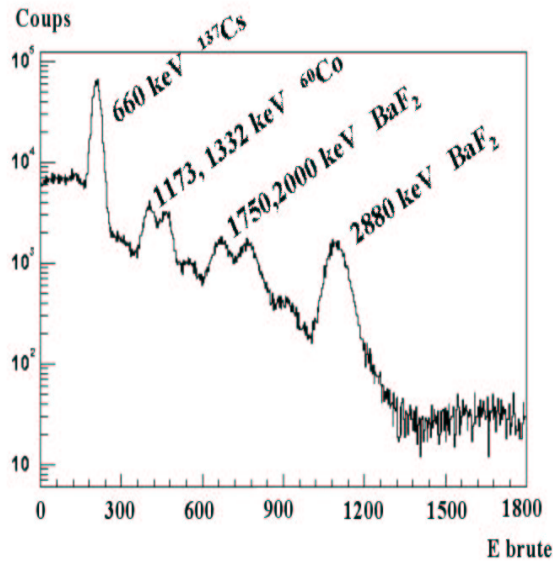


FIG. 4.8: Spectre en énergie du détecteur 1. Pendant les runs de calibration, le détecteur 1 a mesuré les photons de 661 keV du ^{137}Cs , de 1173 keV et 1332 keV du ^{60}Co et les pics provenant de la radioactivité intrinsèque des détecteurs BaF_2 .

Le code GEANT prend en compte de nombreux processus physiques suivant les particules et les matériaux considérés. Dans notre cas, nous avons considéré les processus physiques suivant pour le traitement des γ :

- l'effet Compton,
- l'effet photo-électrique,
- l'effet Bremsstrahlung,
- la diffusion multiple,

- la production de paires,
- le processus d’annihilation.

4.3.2 Mesure et simulation de l’efficacité de détection du Château de Cristal.

La mesure de l’efficacité expérimentale s’effectue à l’aide de sources de photons dont l’intensité et l’énergie sont connues. Il est plus commode d’avoir des sources de photons dont les énergies sont proches des énergies des photons que l’on veut mesurer lors de l’expérience. Dans notre expérience, les photons provenant de la décroissance des états excités du ^{10}Be sont à des énergies supérieures à 2500 keV. Nous ne disposons, lors de l’expérience, que de sources de ^{60}Co qui émet des photons de 1173 keV et 1332 keV ainsi que d’une source de ^{137}Cs qui émet des photons de 661 keV d’énergie. Les énergies des sources étant plus faibles que celles attendues lors de l’expérience, elles vont néanmoins nous permettre de calibrer les efficacités de détection simulées par GEANT. Les efficacités de détection aux énergies supérieures seront déduites de la simulation GEANT calibrée.

Calibration de GEANT avec les sources de ^{60}Co et ^{137}Cs

C’est à partir de la comparaison des spectres expérimentaux et simulés de la réponse des détecteurs du Château de Cristal que nous pourrions réaliser la calibration de notre simulateur GEANT.

La source de ^{137}Cs utilisée lors de l’expérience avait une activité de 551300 Bq ; la source de ^{60}Co avait une activité de 32000 Bq. Les 74 détecteurs BaF_2 ont été exposés aux sources pendant plus de cinq heures de prise de mesure. La figure 4.9 de gauche montre le spectre en énergie obtenu lors de la prise de données pour l’ensemble du Château de Cristal.

Expérimentalement, on obtient une efficacité de 36% pour le pic à 661 keV du ^{137}Cs . Pour les deux pics du ^{60}Co , nous avons obtenu une efficacité expérimentale de 29%. Ces valeurs sont répertoriées dans le tableau 4.2.

La figure 4.9 de droite montre le spectre d’énergie simulé avec GEANT pour le dispositif soumis à des photons d’énergie identique. L’allure du spectre simulé est très satisfaisante en comparaison avec le spectre expérimental.

La simulation GEANT nous donne une efficacité de 47% pour le pic de 661 keV et de 38% pour les deux pics à 1173 et 1332 keV. De manière générale et comme on peut le voir sur le tableau 4.2, le calcul GEANT surestime de l’ordre de 20% les efficacités totales photopiques. Cette valeur est en très bon accord avec les résultats de thèse de Maria José Lopez-Jiménez [82] qui trouve une surestimation de l’efficacité de GEANT entre 20 et 25%. Cette surestimation s’explique principalement par le fait que le programme GEANT ne prend pas en compte les dégradations des détecteurs BaF_2 .

Effet Doppler

Dans notre expérience, les photons qui nous intéressent proviennent de la décroissance en vol du ^{10}Be excité. Le faisceau ayant une énergie de 41 MeV par nucléon,

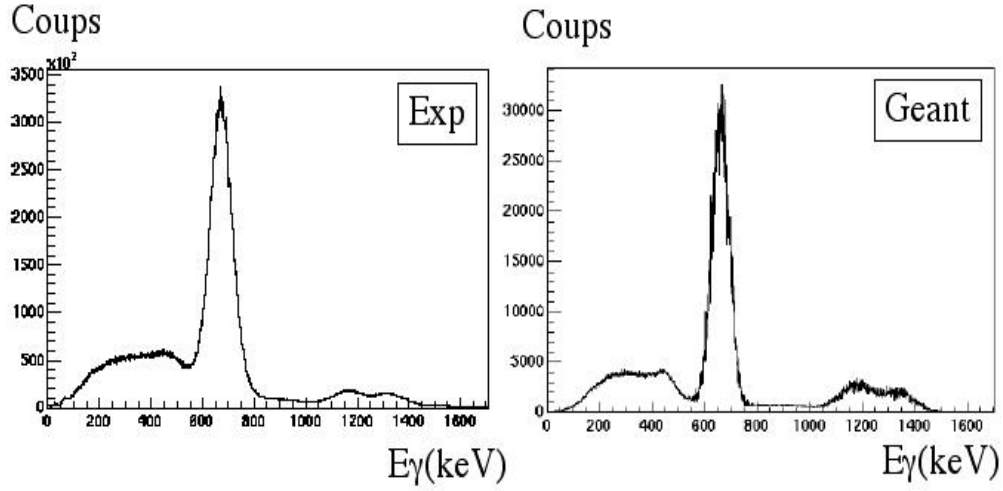


FIG. 4.9: A gauche, le spectre expérimental obtenu pendant les runs sources avec le ^{60}Co et le ^{137}Cs pour tout le Château de Cristal. A droite, le spectre d'énergie simulé avec GEANT aux mêmes énergies pour l'ensemble du Château de Cristal.

Energie Photopic	Efficacité expérimentale (Ee)	Efficacité simulée (Es)	Écart : $\frac{Es - Ee}{Es}$
661 keV	36%	47%	23%
1173-1332 keV	29%	38%	23%

TAB. 4.2: Valeurs des efficacités totales expérimentales et simulées avec le code GEANT pour les pics photons à 661 keV du ^{137}Cs et 1173 et 1332 keV du ^{60}Co ainsi que l'écart engendré par le code GEANT venant principalement du fait que le code ne prend pas en compte le vieillissement des détecteurs BaF_2 .

les photons vont être émis à des vitesses de l'ordre du tiers de la vitesse de la lumière ($\beta = v/c = 0.29$). A ces vitesses, l'énergie apparente des photons mesurée dans le référentiel du laboratoire est fortement distordue à cause de l'effet Doppler et l'énergie du photon détecté dans le laboratoire suit alors l'expression :

$$E_{lab} = E_{CM} \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos(\theta)} \quad (4.2)$$

où :

- E_{CM} est la valeur de l'énergie du photon émis par le noyau,
- θ est l'angle avec lequel le photon a été détecté dans le laboratoire par rapport à la direction de propagation du noyau.
- et β la vitesse du noyau

La valeur mesurée sera plus grande que la valeur réelle pour des angles de détection vers l'avant et plus faible aux grands arrières. De plus, la résolution après reconstruction est détériorée à cause de l'élargissement Doppler. Dans la simulation GEANT, la formule 4.2 est prise en compte pour la reconstruction des énergies dans

le référentiel du centre de masse (CM). Pour une reconstruction correcte des énergies dans le CM, nous devons nous appuyer sur une calibration des détecteurs ainsi que sur la détermination la plus précise possible des angles des détecteurs. C'est ce qui est déterminé dans la suite.

Détermination de l'angle apparent des détecteurs

Dans cette partie, nous parlerons d'angle apparent des détecteurs plutôt que d'angle géométrique. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre expérimental lors de la description du détecteur Château de Cristal, la disposition en quinconces des détecteurs, combinée à la dimension importante des cristaux de BaF_2 rend difficile la détermination de leur position angulaire. Or, il faut affecter un angle aux détecteurs afin de reconstruire les énergies des photons émis par le ^{10}Be en vol. Pour la détermination des angles, nous ne nous focalisons pas sur la géométrie des cristaux mais plutôt sur les angles déduits de l'énergie des photons mesurés dans les cristaux. On appellera "angle apparent" l'angle moyen auquel chaque détecteur BaF_2 a vu les photons.

Expérimentalement, nous avons trouvé une méthode pour extraire les angles apparents des 74 détecteurs du Château de Cristal. Cette méthode consiste à mesurer les spectres en énergie des photons émis en coïncidence avec le ^{10}Be dans le référentiel du laboratoire pour chaque détecteur BaF_2 et de repérer les 3 raies de décroissance des états excités du ^{10}Be dont les énergies sont 2590, 2890 et 3370 keV.

Sur la figure 4.10, nous avons représenté les spectres en énergie mesurés dans le référentiel du laboratoire dans le cas des détecteurs 8, 18 et 67. Ce sont des détecteurs situés dans le Château de Cristal respectivement à l'avant, au milieu et à l'arrière de la cible.

Comme on peut le voir sur cette figure, dans le cas du détecteur 8, les trois raies de décroissances sont aux énergies 2880 keV, 3220 keV et 3770 keV dans le référentiel du laboratoire. Ainsi, d'après la formule de l'énergie Doppler 4.2, on trouve un angle apparent pour le détecteur 8 de 62° au lieu de 58° , correspondant à l'angle géométrique entre l'axe du faisceau et le centre de gravité du détecteur. Dans le cas des détecteurs plus en retrait, seulement deux raies sont clairement identifiables (celle à 2890 keV et à 3370 keV), la troisième se trouvant noyée dans le bruit de fond. De la même façon que pour le détecteur 8, nous avons obtenu un angle de 94° au lieu de 90° pour le détecteur 18 et un angle de 126.5° au lieu de 130° pour le détecteur 67. Cependant, tous les détecteurs ne possèdent pas la même résolution et, avec cette méthode expérimentale, il n'a pas été possible d'extraire les angles apparents expérimentalement pour tous les détecteurs.

A l'aide de la simulation GEANT, nous pouvons également extraire les angles apparents de tous les détecteurs BaF_2 connaissant leur position géométrique. Cela consiste à émettre dans la simulation un grand nombre de photons monochromatique (1 MeV par exemple) et d'extraire les distributions des angles des photons qui ont été détectés dans un détecteur donné. Sur la figure 4.11, nous avons représenté un ensemble de distribution angulaire de photons détectés par simulation dans les mêmes détecteurs que précédemment : 8, 18 et 67. Sur la figure 4.11, nous avons extrait les valeurs des angles apparents des détecteurs en appliquant un fit gaussien à

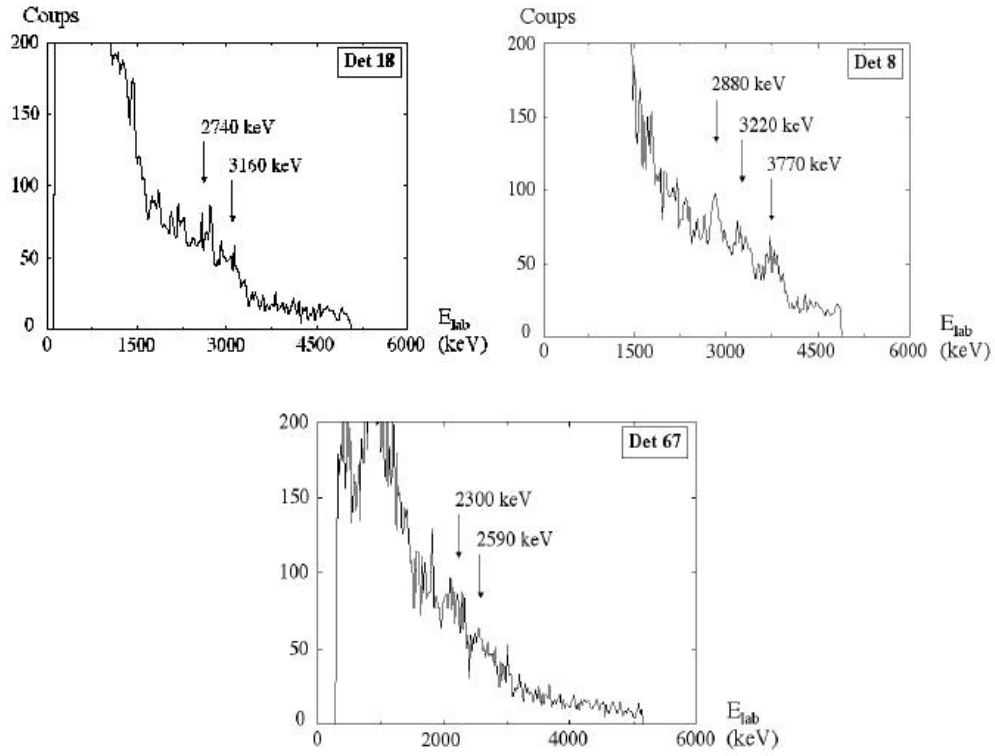


FIG. 4.10: Spectres d'énergie des γ mesurés dans le référentiel du laboratoire en coïncidence avec le ^{10}Be pour les détecteurs 8, 18 et 67 (détecteurs situés respectivement à l'avant, au milieu et à l'arrière de la cible). La détermination de l'angle apparent peut être réalisée de manière expérimentale en identifiant les raies principales de la décroissance du ^{10}Be .

chaque spectre nous donnant ainsi la position moyenne angulaire pour la distribution des photons dans chaque détecteurs. Dans ce cas précis, nous avons obtenu un angle de 60° pour le détecteur 8, de 90° pour le détecteur 18 et de 126° pour le détecteur 67, en excellent accord avec l'extraction des angles apparents expérimentaux.

Le code GEANT a été utilisé pour la détermination des angles apparents que lorsqu'ils ne peuvent être déduits de manière expérimentale. En effet, la dégradation des détecteurs qui modifie la zone active de détection n'est pas pris en compte dans GEANT.

De plus, la détermination expérimentale prend en compte les imperfections liées à la calibration en énergie qui aura tendance à modifier la valeur des angles apparents. C'est pourquoi nous avons utilisé le code GEANT uniquement pour combler notre incapacité à déterminer les angles apparents expérimentalement.

Dans le tableau 4.3, nous avons répertorié les valeurs des angles apparents extraits de la simulation et les valeurs des angles géométriques correspondant à la position du centre de gravité de plusieurs cristaux BaF_2 . Nous avons pris le soin de répertorier les cristaux de différents groupes de détecteur pour montrer de manière générale l'écart qu'il peut y avoir entre les angles. Dans certains cas, l'écart est parfois important et

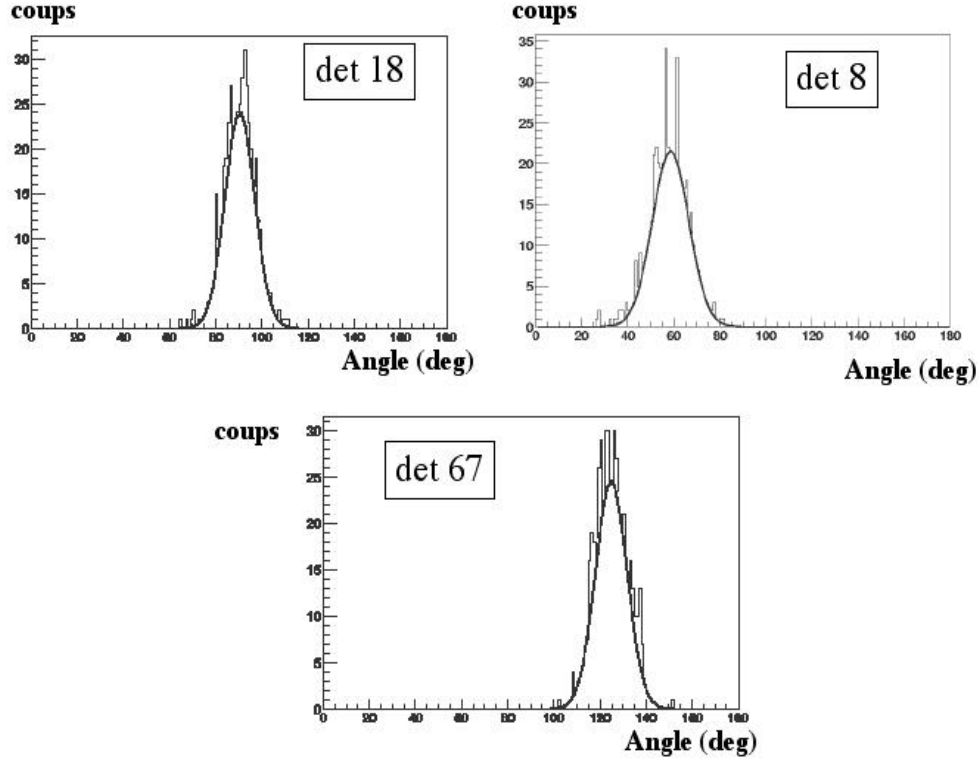


FIG. 4.11: Répartition des photons mesurés dans le cristal numéro 8, 18 et 67 d'après la simulation GEANT. Un fit gaussien de chaque spectre nous permet d'extraire la valeur moyenne de l'angle apparent simulé pour chaque détecteur BaF₂.

peut entraîner un grand décalage en énergie lors de la reconstruction : dans le cas du détecteur 64, une différence de 7 degrés est constatée, ce qui correspond à une différence de 130 keV dans la reconstruction de la raie de 3370 keV à cet angle.

Efficacité de détection des photons émis en vol

A l'aide de la simulation GEANT, nous avons extrait le spectre en énergie corrigé Doppler du Château de Cristal soumis à des photons de 1 MeV émis à la vitesse $\beta = 0.29$ que nous avons comparé avec le même spectre pour des photons de même énergie et émis à l'arrêt (voir figure 4.12).

Sur cette figure, nous pouvons voir l'influence de la correction de l'effet Doppler sur deux caractéristiques du spectre en énergie :

- sur la résolution du Château de Cristal : alors que la résolution de l'ensemble des 74 détecteurs BaF₂ est de l'ordre de 12% pour des photons de 1 MeV émis à l'arrêt ($FWHM = 110$ keV pour le spectre 4.12 du haut), nous obtenons une résolution de l'ordre de 14% dans le cas où le spectre est corrigé de l'effet Doppler, soit une perte de résolution de l'ordre de 20% sur le photopic. Cet élargissement est d'autant plus important que la granularité du détecteur est grande.

# dét BaF ₂	angle apparent GEANT	angle du centre de gravité
1	89.27	90.00
3	74.41	76.48
5	106.16	103.51
8	60.05	58.52
9	55.66	60.39
11	74.64	75.69
15	123.92	119.61
16	121.65	118.37
18	90.37	90.00
20	39.50	42.23
21	34.22	38.70
22	31.85	36.00
23	39.13	42.23
24	54.97	57.35
29	140.59	137.77
31	149.17	143.99
35	90.20	90.00
37	54.86	57.35
39	73.05	76.50
41	106.13	103.49
42	105.96	103.49
45	57.69	61.59
56	55.83	60.34
57	39.18	42.23
58	55.93	57.35
61	106.30	105.65
64	150.82	143.99
67	125.88	129.92
72	41.13	44.08
73	33.30	38.70
74	31.05	36.01

TAB. 4.3: Comparaisons entre les valeurs des angles apparents obtenus avec la simulation GEANT et celles obtenues d'après la position géométrique du centre de gravité des BaF₂ dans l'espace.

- sur l'efficacité de détection du Château de Cristal : l'effet Doppler dégrade l'efficacité des détecteurs. En effet, une perte de l'ordre de 20% a été constatée sur l'efficacité de détection de photons émis en vol par rapport à l'efficacité de détection de photons émis à l'arrêt. Cet effet est dû à l'anisotropie de l'émission de photons qu'engendre le boost de Lorentz. En effet, bien qu'isotrope dans le référentiel de la source, la distribution des photons émise dans le référentiel du laboratoire est boostée de Lorentz favorisant l'émission aux angles avant et,

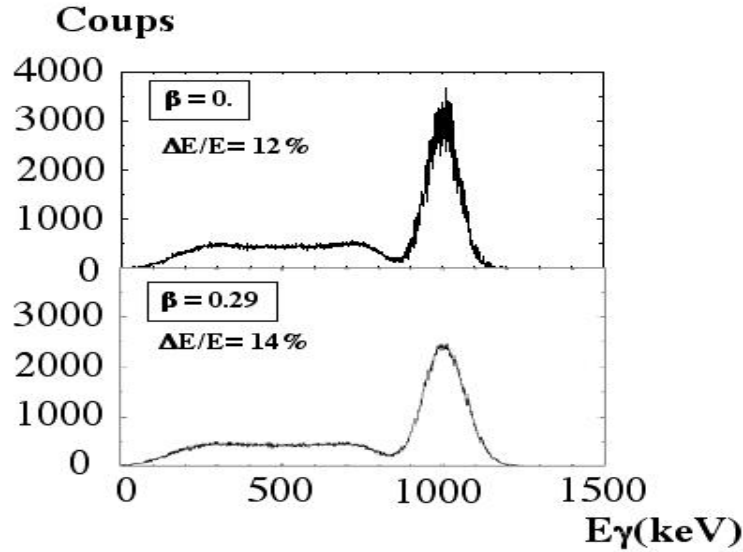


FIG. 4.12: Spectre d'énergie du Château de Cristal obtenu du simulateur GEANT. La figure du haut montre le spectre en énergie des photons de 1 MeV émis à vitesse nulle. La figure du bas représente le même spectre mais pour des photons de 1 MeV émis à vitesse $\beta = 0.29$. Ces spectres ont été obtenus avec 10^6 photons.

donc, les photons de plus haute énergie.

Cas des photons de décroissance du ^{10}Be .

Nous nous concentrons ici sur le cas des photons provenant de la décroissance du ^{10}Be . Ce sont ces photons qui vont nous intéresser particulièrement et la détermination de leur efficacité de détection par le Château de Cristal est primordial. Les raies de décroissance des états excités du ^{10}Be sont émises à des énergies de l'ordre de 3 MeV. Or à ces énergies, le phénomène de création de paires (e^+ , e^-) est très important : en effet, ce phénomène apparaît dès lors que l'énergie du photon est supérieure à 1022 keV correspondant à la somme des masses aux repos des deux particules. La particule e^+ créée va ensuite donner lieu, lors de son annihilation, à la création de deux photons de 511 keV. Ainsi, le spectre d'énergie caractéristique des photons de 3,37 MeV émis à vitesse nulle sera constitué du photopic, du front compton correspondant, mais aussi de deux pics correspondant aux pics de premier et de deuxième échappement. Ces pics sont situés respectivement à 3,370-0,511 MeV, lorsqu'un seul des photons de 511 keV a été détecté (premier échappement), et à 3,370-1,022 MeV, correspondant au cas où aucun des deux photons de 511 keV n'a été détecté. Le spectre caractéristique des photons de 3,37 MeV émis à vitesse nulle a été extrait à l'aide de GEANT. Il est illustré sur la figure 4.13.

Dans le cas où le photon est émis à vitesse non nulle, on s'attend à ce que les pics de premier et deuxième échappement soient très élargis dans le spectre d'énergie corrigé de l'effet Doppler. Le spectre d'énergie des photons de 3,37 MeV émis à $\beta = 0,29$ est présenté sur la figure 4.14 où on peut constater un front compton

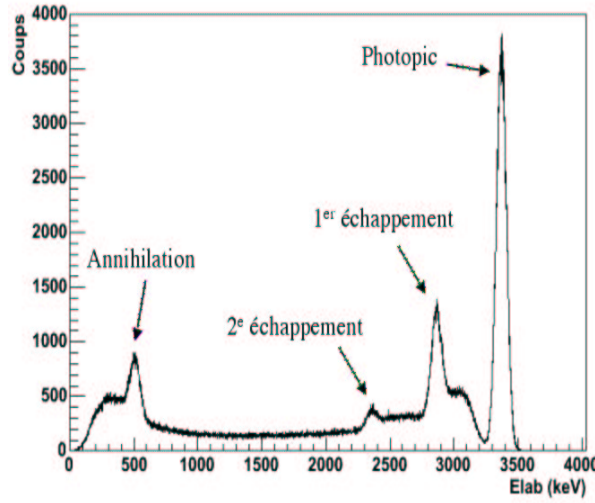


FIG. 4.13: *Spectre d'énergie du Château de Cristal simulé avec GEANT dans le cas de photons de 3,37 MeV émis à vitesse nulle. On voit clairement les pics de premier et deuxième échappement ainsi que le photopic.*

amplifié du fait de la présence des pics d'échappement.

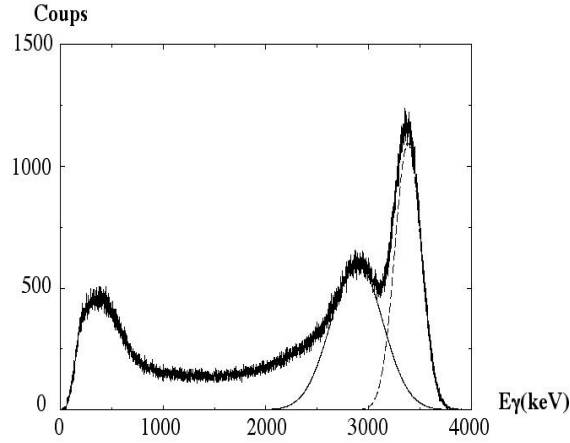


FIG. 4.14: *Spectre d'énergie du Château de Cristal reconstruit dans le référentiel du centre de masse de la source émettrice de photons de 3370 keV. Ce spectre a été obtenu avec $2 \cdot 10^6$ photons. Deux courbes sont représentées sous le spectre : la courbe en trait plein illustre une gaussienne dont le centre, l'amplitude et la largeur sont déduits du "front Compton", la courbe en trait pointillé est une gaussienne illustrant le nombre de coups dans le photopic à 3370 keV. Elle nous permet de déduire l'efficacité photopic avec la reconstruction Doppler.*

Sur cette figure, nous avons illustré la façon dont nous avons extrait les efficacités de détection du Château de Cristal soumis à ces photons : deux fits gaussiens sous le spectre de manière à rendre compte de la proportion du nombre de coups

appartenant au front compton et ceux constituant le photopic à 3370 keV. De cette façon, nous pouvons nous affranchir des événements du front Compton, dont nous rappelons qu'ils contiennent les événements de premier et deuxième échappement, pour déterminer l'efficacité photopic du Château de Cristal pour les photons de 3370 keV. Avec cette méthode, nous avons obtenu une efficacité de 18% pour la détection des photons de 3370 keV.

Nous avons réalisé la même opération pour les deux autres raies principales du ^{10}Be qui vont nous intéresser lors de l'analyse des résultats. Les spectres sont rassemblés sur la figure 4.15.

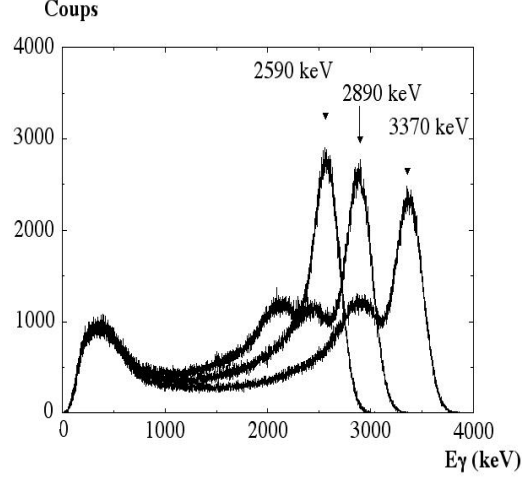


FIG. 4.15: Spectre d'énergie du Château de Cristal simulé avec GEANT et reconstruit dans le référentiel du centre de masse d'une source émettrice de photons de 2590 keV, de 2890 keV et de 3370 keV.

Les efficacités photopics obtenues de notre analyse pour les différentes raies, d'après les spectres du simulateur GEANT, sont répertoriées dans le tableau 4.4.

Energie Photopic	Efficacité GEANT ($\beta = 0.$)	Efficacité GEANT ($\beta = 0.29$)
2590 keV	24%	20%
2890 keV	23%	19%
3370 keV	21%	18%

TAB. 4.4: Valeurs des efficacités du Château de Cristal simulées avec le code GEANT pour les photons de 2590 keV, 2890 keV et 3370 keV dans le cas d'une source à l'arrêt ($\beta = 0$) et en vol ($\beta = 0.29$).

Nous verrons dans le chapitre analyse que le nombre d'événements donnant lieu à un photopic est faible comparé au bruit de fond. Il sera alors intéressant de connaître l'efficacité de détection d'un photon de 2590 keV, de 2890 keV ou de 3370 keV entre 1 et 4 MeV. Dans ce cas, la simulation GEANT nous donne une efficacité de 49% de chance de détecter un γ sur cette gamme d'énergie, quel que soit l'énergie considérée

supérieure à 1 MeV. En considérant que GEANT surestime de 20% les efficacités expérimentales, cela ramène les efficacités de détection à 40% dans la région 1-4 MeV. Cela sera plus amplement détaillé dans le chapitre 5.

4.4 Conclusion

Nous avons traité dans ce chapitre la détermination des efficacités de détection des différents appareillages de notre expérience : le SPEG, les détecteurs neutrons et le Château de Cristal. Nous avons estimé à 5 le facteur de perte sur la statistique due à la fermeture des fentes verticales de SPEG. Le simulateur GEANT 3.21 a été utilisé pour extrapoler les efficacités de détection expérimentales des basses énergies aux énergies plus importantes. De plus, GEANT nous a permis d'estimer les efficacités pour la détection des γ émis en vol. Avec les grandeurs obtenus dans cette partie, nous possédons tous les outils nécessaires à l'extraction des sections efficaces des données de notre expérience.

Chapitre 5

Analyse des données et extraction des résultats

Dans les deux chapitres précédents, nous avons décrit le dispositif expérimental utilisé dans l'expérience E337 ainsi que l'électronique associée. Nous avons présenté les calibrations des différents détecteurs, leur mise en temps et tous les ajustements nécessaires pour pouvoir exploiter les signaux délivrés par les détecteurs. Les estimations d'efficacités ont aussi été réalisées. Nous avons extrait la perte d'efficacité due à la fermeture des fentes verticales du spectromètre SPEG en fonction de l'angle de diffusion de l'éjectile. Dans le cas des détecteurs neutrons, les efficacités en fonction de l'énergie ont été estimées grâce au code MENATE et pour le Château de Cristal, c'est avec le code GEANT que nous avons obtenu les efficacités de détection des photons émis en vol. Nous disposons de tous les éléments pour extraire les grandeurs physiques de la réaction $^{48}\text{Ti}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be}+n+\gamma)$.

Dans ce chapitre, nous allons, dans un premier temps, présenter les résultats obtenus pour les coïncidences doubles ($n, ^{10}\text{Be}$) et ($\gamma, ^{10}\text{Be}$). Ainsi nous pourrions étudier l'allure générale des distributions en énergie et en angle de manière à comprendre les contributions des différents mécanismes. Puis, nous effectuerons une analyse approfondie des spectres en énergie des neutrons mesurés en triple coïncidence avec le ^{10}Be et les γ . La comparaison des résultats obtenus avec le calcul TDSE permettra l'extraction des facteurs spectroscopiques des configurations constituant l'état fondamental du ^{11}Be .

5.1 Données relatives aux neutrons en coïncidence avec le ^{10}Be

Nous nous focalisons, dans cette étude, sur les neutrons détectés en coïncidence avec le ^{10}Be . Nous allons présenter dans ce qui suit les spectres en énergie et les distributions angulaires de ces neutrons. Les sections efficaces différentielles tiennent compte de l'angle solide et de l'efficacité de détection des neutrons ainsi que du facteur de correction de SPEG déterminé dans le chapitre précédent.

5.1.1 Distributions angulaires

Neutrons d'énergie supérieure à 26 MeV

Nous avons tout d'abord comparé nos résultats à ceux de la référence [63]. Les conditions d'extraction de leurs données étaient la détection d'un neutron en coïncidence avec un ^{10}Be pour une énergie de neutron supérieure à 26 MeV.

Sur la figure 5.1, nous avons reporté les données de la référence [63] représentées par les ronds blancs et les données de notre expérience, représentées par les ronds noirs.

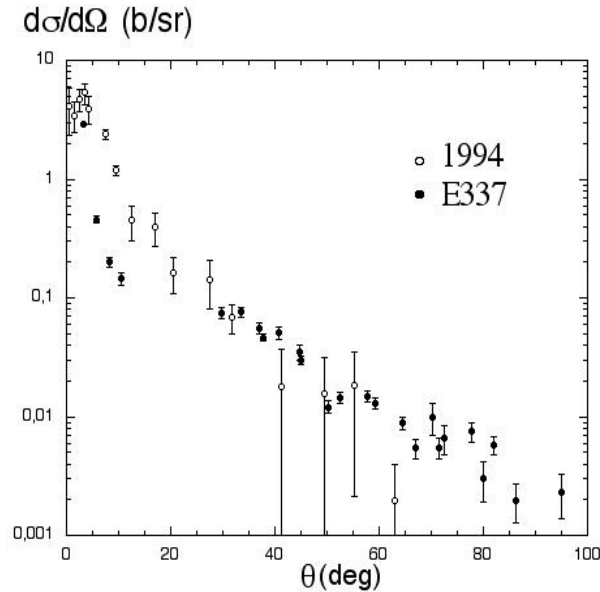


FIG. 5.1: *Distribution angulaire des neutrons d'énergie supérieure à 26 MeV, mesurés en coïncidence avec les ^{10}Be . Les ronds blancs représentent les données de la référence [63] et les ronds noirs représentent les données de l'expérience E337.*

Un très bon accord est observé entre les deux résultats pour la région angulaire au delà de 30° . De plus, nous avons amélioré la statistique de manière très importante ce qui nous permettra d'étudier les spectres en énergie des neutrons émis dans cette région angulaire.

Par contre, aux petits angles, nos données sous estiment les sections efficaces observées par [63]. En effet, durant notre expérience, les quatre détecteurs positionnés

dans cette région angulaire étaient positionnés derrière le SPEG. Ainsi, une grande quantité de neutrons a pu être stoppée par les éléments métalliques constituant le spectromètre réduisant alors le nombre de coups détectés.

Mise en évidence du Towing Mode dans cette expérience

Au chapitre 2, lors de la présentation du calcul TDSE, nous avons montré que le calcul permettait la description du mécanisme de Towing Mode dont une des particularités était l'émission de particule préférentiellement du côté du noyau perturbateur. Nous avons alors présenté la distribution angulaire des neutrons attendus dans le cas de la réaction $^{48}\text{Ti}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be}+n)$ pour des neutrons émis du même côté (par rapport à l'axe du faisceau) que le ^{10}Be , ($\phi_{rel} < 90^\circ$), et du côté opposé au ^{10}Be ($\phi_{rel} > 90^\circ$). Nous avons reporté sur la figure de droite 5.2, ces distributions angulaires attendues dans le cas d'une fonction d'onde de neutron dans l'état 2s d'après le calcul TDSE et comparé aux données expérimentales.

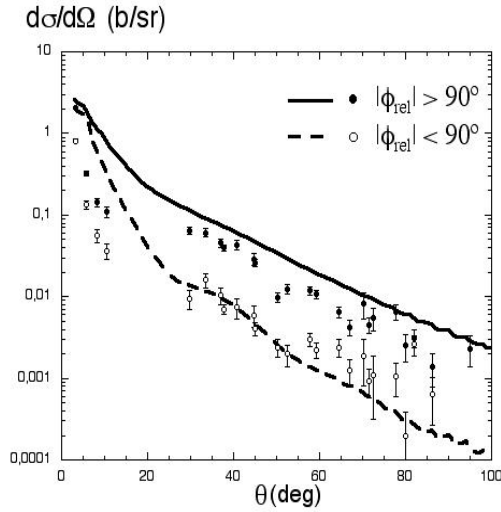


FIG. 5.2: Distributions angulaires expérimentales (points) et théoriques (lignes) des neutrons d'énergie supérieure à 26 MeV, mesurés en coïncidence avec les ^{10}Be : les ronds blancs et la ligne en pointillés représentent les distributions angulaires des neutrons émis du même côté que l'éjectile ($|\phi_{rel}| < 90^\circ$) tandis que les points noirs et la ligne en trait plein représentent les distributions angulaires des neutrons émis du côté opposé à l'éjectile ($|\phi_{rel}| > 90^\circ$). Les distributions angulaires théoriques ont été obtenues d'après le calcul TDSE pour une fonction d'onde 2s liée par 500 keV, elles ont été présentées au chapitre 2.

Bien que les distributions angulaires calculées surestiment les données expérimentales lorsque $\phi_{rel} > 90^\circ$, on observe bien que la section efficace d'émission de neutron du côté opposé à l'éjectile est nettement supérieure à la section efficace d'émission du même côté que l'éjectile (de l'ordre d'un facteur six). La forte corrélation angulaire entre le noyau perturbateur et la particule émise, aussi prédite par le calcul TDSE, est la signature non ambiguë de la dynamique de la cassure et donc du mécanisme de Towing Mode : la particule est extraite de son noyau par le noyau perturbateur,

puis, celle-ci, ayant une vitesse relative trop important pour lui être transférée, est envoyée dans le continuum, en majorité, du côté du noyau perturbateur.

Une étude quantitative entre l'expérience et la théorie sera présentée dans la suite.

5.1.2 Les distributions en énergie

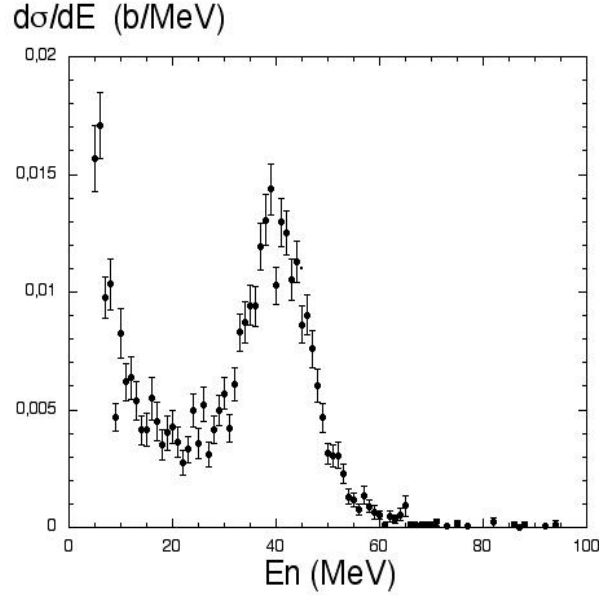


FIG. 5.3: Spectre en énergie de tous les neutrons détectés en coïncidence avec le ^{10}Be lors de l'expérience E337 dans la région angulaire : $3^\circ < \theta_n < 95^\circ$.

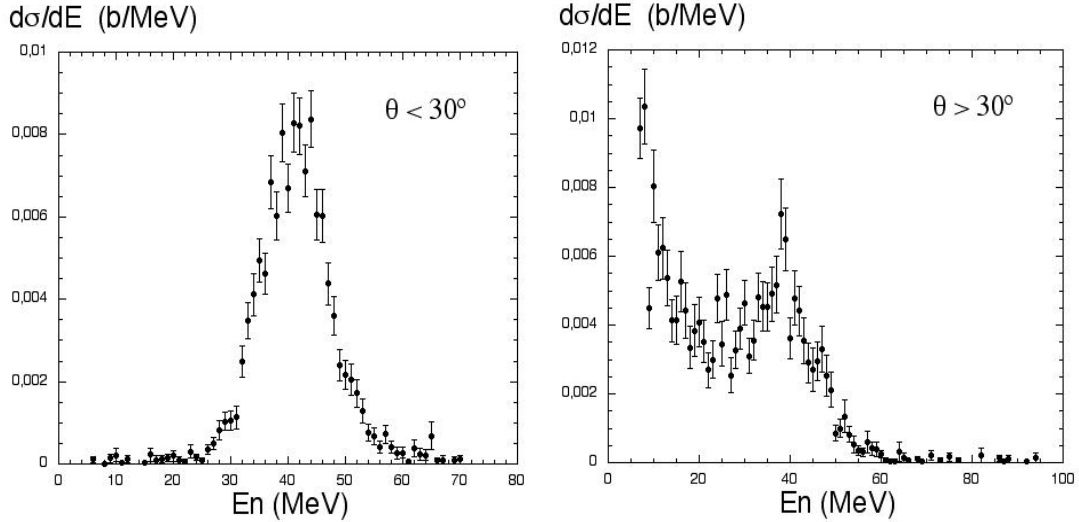


FIG. 5.4: Spectre en énergie des neutrons mesurés aux petits angles (spectre de gauche) et aux grands angles ($\theta > 30^\circ$, spectre de droite).

Sur la figure 5.3 est présentée la distribution en énergie, en section efficace différentielle, de tous les neutrons mesurés en coïncidence avec le ^{10}Be , dans la région

$3^\circ < \theta_n < 95^\circ$. Ce spectre présente deux contributions principales : un pic très important centré à 40 MeV et une contribution à basse énergie (inférieure à 10 MeV), dont on verra ci-après, grâce à l'analyse des distributions angulaires de ces neutrons de basse énergie, qu'elle provient essentiellement de l'émission de neutrons de la cible de ^{48}Ti .

Pour mieux comprendre cette distribution des neutrons, nous avons extrait ce même spectre en énergie pour différentes régions angulaires : dans le cas des neutrons détectés aux angles avant ($\theta < 30^\circ$) et aux grands angles ($\theta > 30^\circ$). Ces deux contributions sont présentées sur la figure 5.4. Sur la figure de gauche, nous constatons que le spectre en énergie contient l'essentiel de la statistique du pic à 40 MeV présenté précédemment dans la figure 5.3. Alors que le spectre de droite contient toute la statistique de la contribution à basse énergie ainsi qu'un pic centré à 40 MeV. L'absence de la contribution à basse énergie sur le spectre aux petits angles s'explique par le fait que, les quatre détecteurs positionnés à l'avant se retrouvent cachés par les blocs métalliques du spectromètre SPEG si bien que les neutrons de basse énergie sont arrêtés avant de parvenir jusqu'aux détecteurs.

Nous avons extrait les spectres en énergie des neutrons émis aux grands angles pour différentes régions angulaires : $30^\circ < \theta < 50^\circ$, $50^\circ < \theta < 70^\circ$, $70^\circ < \theta < 95^\circ$. Ces distributions en énergie sont représentées sur la figure 5.5.

Ces différents spectres montrent que plus l'angle de détection des neutrons augmentent et plus le pic autour de 38 MeV d'énergie s'affaiblit relativement à la contribution de basse énergie qui persiste aux grands angles.

Neutrons de basse énergie ($E_n < 15$ MeV)

Nous nous sommes intéressés à la distribution angulaire des neutrons provenant de la contribution à basse énergie. Cette distribution, présentée sur la figure 5.6 pour des neutrons d'énergie inférieure à 15 MeV, est relativement plate ($d\sigma/d\Omega = 14$ mb/sr), et consistante avec une émission isotrope de la cible.

Pour approfondir cette analyse nous allons maintenant nous pencher sur les résultats obtenus de la détection des γ afin d'étudier l'état des ^{10}Be lors de la réaction.

5.2 Extraction des données relatives aux γ détectés en coïncidence avec le ^{10}Be

5.2.1 Les distributions en énergie des γ

Dans cette partie, nous allons présenter l'étude réalisée sur les spectres en énergie des γ mesurés en coïncidence avec les ^{10}Be . Les données qui sont présentées dans cette partie ne bénéficient d'aucune correction particulière hormis, bien évidemment, des corrections de l'effet Doppler.

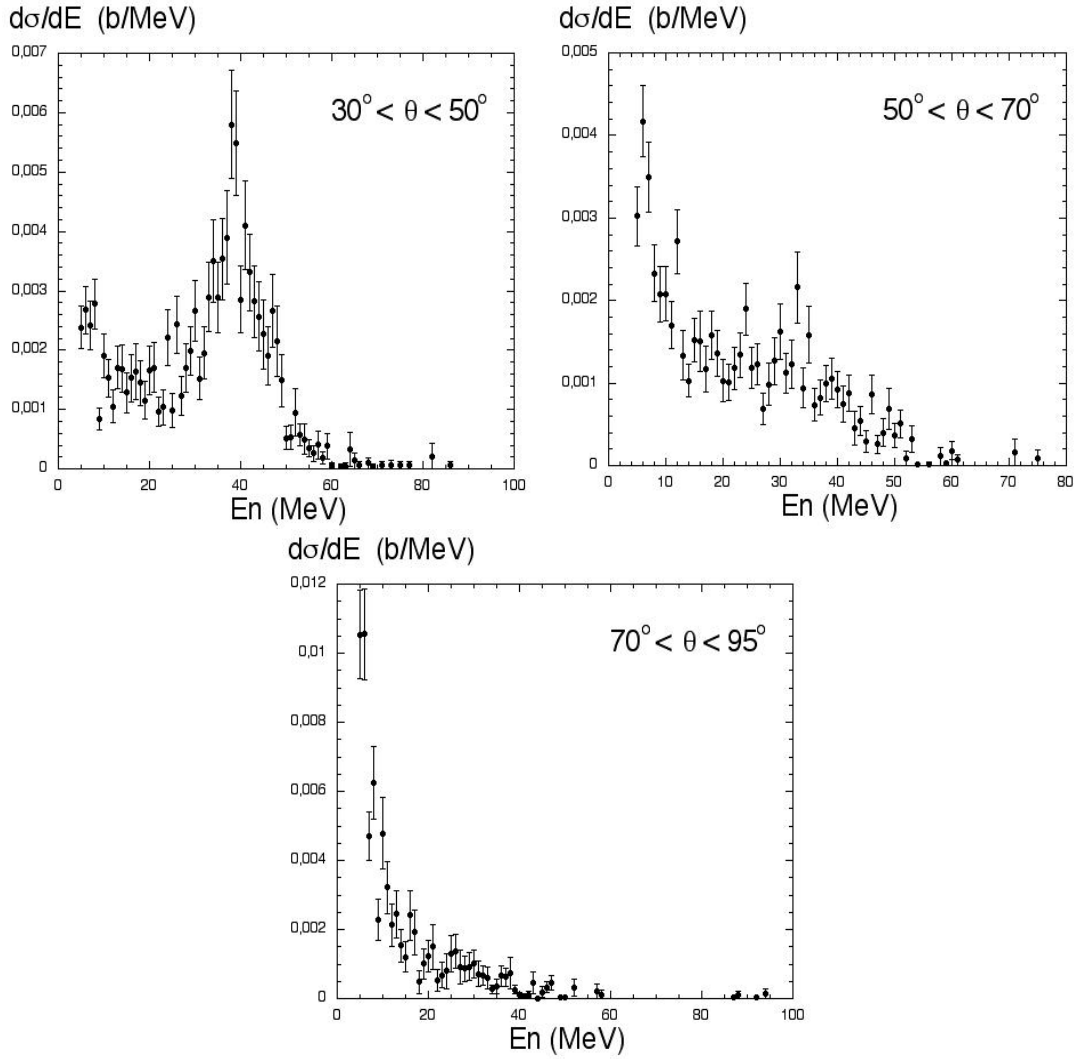


FIG. 5.5: Spectre en énergie des neutrons détectés dans différentes région angulaires : $30^\circ < \theta < 50^\circ$ (spectre de gauche), $50^\circ < \theta < 70^\circ$ (spectre de droite) et $70^\circ < \theta < 95^\circ$ (spectre du bas).

5.2.2 Spectres en énergie des photons dans le référentiel du laboratoire et du ^{10}Be

Dans la figure 5.7, nous présentons, à gauche, le spectre en énergie des photons mesurés dans le référentiel du laboratoire par l'ensemble des 74 détecteurs du Château de Cristal et, à droite, le spectre en énergie des photons dans le référentiel du centre de masse du ^{10}Be émetteur, c'est à dire le spectre en énergie corrigé de l'effet Doppler. Ces spectres ont été réalisés avec une condition sur les temps d'arrivées des photons malgré notre mauvaise résolution en temps (environ 5 ns). La calibration en temps des BaF_2 n'a pas été vaine puisque nous avons pu nous affranchir d'un grand nombre d'événements provenant du bruit de fond dû à la radioactivité intrinsèque des détecteurs et aux neutrons détectés dans le Château de Cristal grâce à une sélection sur les événements les plus rapides constituant le pic prompt (figure

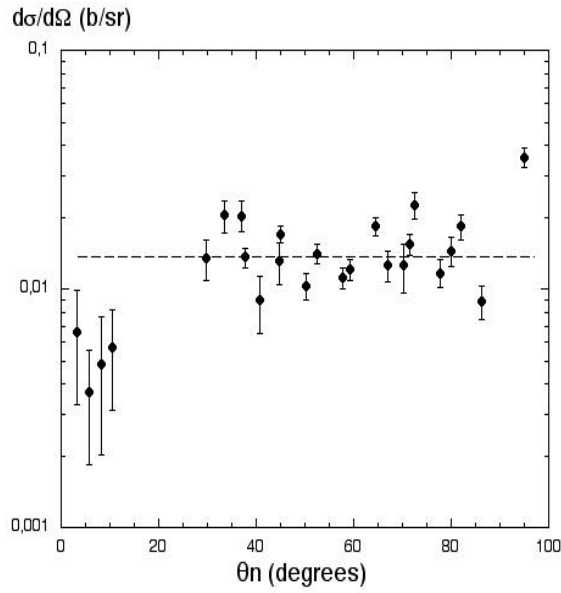


FIG. 5.6: *Distribution angulaire des neutrons d'énergie comprise entre 5 et 15 MeV et mesurés en coïncidence avec les ^{10}Be . Une distribution plate des événements est obtenue autour de la valeur 14 mb/sr représentée par la ligne pointillée.*

3.23).

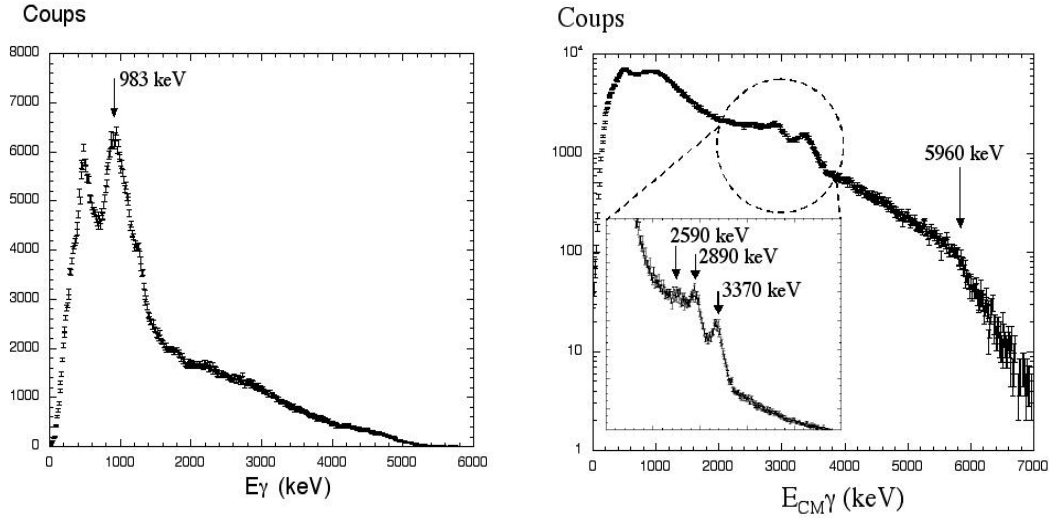


FIG. 5.7: *Distributions en énergie des γ détectés en coïncidence avec les ^{10}Be dans le SPEG : à gauche, mesurée dans le référentiel du laboratoire et, à droite, dans le référentiel du centre de masse du ^{10}Be . Sur ce dernier spectre, un zoom a été réalisé dans la région [1000 keV, 6000 keV] pour mieux rendre compte de la présence des pics de décroissances de 2590 keV, de 2890 keV et de 3370 keV d'énergie. Les spectres sont condensés par 12 keV/canal.*

Sur le spectre de gauche non corrigé de l'effet Doppler, un pic important à basse énergie est présent à une énergie de 920 keV avec une largeur de 230 keV. Ce pic

correspond en réalité à la raie de 983 keV d'énergie engendrée par la décroissance de l'état 2^+ vers l'état 0^+ du ^{48}Ti . La largeur importante de ce pic et le décalage en énergie provient de la mauvaise calibration des détecteurs aux basses énergies. En effet, nous rappelons que notre calibration a été réalisée à l'aide des pics à haute énergie provenant de la radioactivité intrinsèque des détecteurs BaF_2 (voir paragraphe 3.5.3). Sur le spectre des γ représenté dans le référentiel du centre de masse (spectre de droite), nous retrouvons le pic à basse énergie mais évasé à cause de la correction Doppler et trois pics provenant de la décroissance des états excités du ^{10}Be . Ces pics sont situés à 2,59 MeV, 2,89 MeV et 3,37 MeV d'énergie et correspondent aux décroissances $1^- \rightarrow 2^+$, $2^- \rightarrow 2^+$ et $2^+ \rightarrow 0^+$, respectivement. Dans ce spectre, on peut aussi noter la présence de γ de 5960 keV provenant de la décroissance directe $1^- \rightarrow 0^+$ du ^{10}Be . Ce dernier spectre est à comparer avec le résultat obtenu de la réaction de knockout ^9Be (^{11}Be , $^{10}\text{Be} + \gamma$) à 60 MeV par nucléon réalisée par T.Aumann *et al.* à MSU [46] et présenté dans la figure 5.8. Sur cette figure sont aussi reportés les résultats de la simulation GEANT réalisée pour extraire les taux de peuplement des états 1^- , 2^- et 2^+ dans leur réaction.

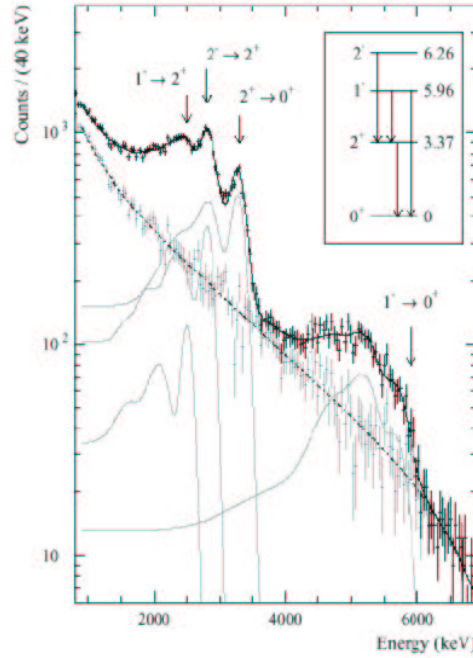


FIG. 5.8: Spectre en énergie des γ mesuré par des détecteurs NaI dans l'expérience ^9Be (^{11}Be , $^{10}\text{Be} + \gamma$) à 60 MeV par nucléon à MSU. Un schéma de niveau du ^{10}Be est présenté sur cette figure, tirée de la référence [46].

La principale différence entre le spectre de [46] et le notre provient de la nature de la cible : la cible utilisée à MSU (^9Be) est plus légère que la notre, or, les noyaux plus lourds présentent une densité de niveaux plus importantes et donc une excitabilité plus forte que pour les noyaux légers, se traduisant par un bruit de fond important dans les spectres en énergie. De plus, le dispositif expérimental était légèrement différent du notre : les détecteurs γ utilisés étaient de type NaI couvrant une région angulaire en $\theta = [35^\circ, 145^\circ]$.

5.2.3 Extraction des probabilités de cassure du ^{11}Be à l’aide du code GEANT

Les spectres en énergie des γ présentés sur la figure 5.7 ont été extraits en coïncidence avec le ^{10}Be mesuré dans le SPEG, c’est à dire les événements pour lesquels le ^{11}Be a perdu un neutron. Or, nous souhaitons identifier l’état de la particule émise lors de la réaction grâce à l’analyse du spectre en énergie des γ . Cette identification pourra être effectuée en invoquant le principe de conservation des états spin et parités des particules lors de la réaction et, pour cela, il faut connaître l’état initial du ^{11}Be avant la réaction.

Etat du ^{11}Be incident

L’état fondamental du ^{11}Be possède un état spin-parité égal à $1/2^+$ et un premier état excité $1/2^-$ à 320 keV qui décroît par émission γ , ainsi que plusieurs états au-dessus du seuil d’émission neutrons : 1778 keV, 2690 keV, 3410 keV... (voir [89, 90, 91]). Dans cette étude, nous voulons déterminer l’état de la particule initialement dans le noyau avant d’être “towée”. Le seul état présentant une forte probabilité d’excitation est l’état $1/2^-$ du ^{11}Be . En effet, ce noyau est connu pour avoir une probabilité de transition réduite B(E1) la plus élevée jamais mesurée entre deux états liés ($0.116(12) \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ [92]).

Afin d’évaluer la probabilité que le noyau de ^{11}Be a d’être excité par l’interaction coulombienne dans la phase d’approche de la cible de ^{48}Ti à 41 MeV par nucléon, nous avons utilisé un code pour calculer la section efficace d’excitation coulombienne pour cette transition $E1 \ 1/2^+ \rightarrow 1/2^-$. Ce calcul, élaboré par A.N.F. Aleixo et C.A. Bertulani [93] par des réactions coulombiennes aux énergies intermédiaires, fait appel aux intégrales de Coulomb et prend en compte certains effets relativistes (voir notamment la référence [94] pour plus de détails sur le calcul).

Ce programme prend en compte :

- la masse et la charge du projectile et de la cible,
- l’énergie incidente du projectile,
- les états initiaux et finaux du noyau d’intérêt,
- l’énergie et le temps de demi-vie du niveau d’excitation considéré,
- le type de multipolarité de transition considérée,
- et enfin, la région angulaire de diffusion du projectile pour l’extraction des sections efficaces différentielles.

Dans le cas de la transition $E1 \ (1/2^+ \rightarrow 1/2^-)$ dans le ^{11}Be , dans la région angulaire $[0^\circ; 2^\circ]$, on obtient une section efficace de l’ordre de 35 mbarn. En considérant, l’épaisseur de cible de ^{48}Ti de 113 mg/cm^2 utilisée dans notre expérience, nous concluons que la probabilité d’excitation coulombienne du ^{11}Be pour la transition $1/2^+ \rightarrow 1/2^-$ est de l’ordre de 4.10^{-3} .

Ainsi, même avec une valeur de B(E1) importante, la probabilité pour que le ^{11}Be incident se trouve dans l’état excité $1/2^-$ à cause de l’excitation coulombienne est totalement négligeable. Nous considérerons alors que tous les ^{11}Be incidents sont dans l’état fondamental.

Etat du neutron émis

Ainsi, en invoquant le principe de conservation du spin et de la parité des particules mises en jeu et connaissant les états du ^{10}Be après la réaction, on peut remonter aux états des neutrons émis lors de la réaction de break-up. Grâce au spectre de droite de la figure 5.7, les états excités du ^{10}Be peuplés principalement lors de la réaction ont été identifiés. Enfin, considérant l'état J^π du ^{11}Be incident égal à $1/2^+$, nous pouvons affecter à chaque transition γ mesurée dans le spectre de droite de la figure 5.7 un état au neutron correspondant. Les états des neutrons accessibles possibles sont répertoriés sur le tableau 5.1.

États du $^{10}\text{Be}^*$	États du neutron correspondant
0^+	$1/2^+$ (2s)
1^-	$1/2^-, 3/2^-$ (1p)
2^-	$1/2^-, 3/2^-$ (1p)
2^+	$5/2^+, 3/2^+, 1/2^-, 3/2^-$ (1d, 1p)

TAB. 5.1: *Etats excités du ^{10}Be peuplés lors de la réaction de cassure et états des neutrons correspondant.*

En ce qui concerne l'état 1^- et 2^- du ^{10}Be , les états possibles du neutron sont $1/2^-$ et $3/2^-$. Or, un état du neutron initialement en $1/2^-$ correspond à un état excité du ^{11}Be , condition qui a été écartée dans la discussion précédente. Ainsi, un neutron initialement dans un état $3/2^-$ correspond à un neutron du coeur dans la sous-couche $1p_{3/2}$. Par rapport à l'état 2^+ du ^{10}Be , l'état $3/2^+$ du neutron correspondant équivaut à un état excité du ^{10}Be (par exemple, le neutron de valence dans la sous-couche $1d_{3/2}$). Ainsi seuls les états $5/2^+$ et $3/2^-$ sont accessibles : l'état $5/2^+$ correspond à un neutron provenant de la sous-couche $1d_{5/2}$ et l'état $3/2^-$ à un neutron de la sous-couche $1p_{3/2}$ qui est accessible par la décroissance des états 1^- et 2^- vers l'état 2^+ . Deux types de neutrons sont ainsi accessibles, les neutrons de moment orbital $l=1$ (p) et $l=2$ (d).

Grâce au code GEANT, nous avons simulé la réponse des détecteurs aux γ d'énergie 2,59 MeV, 2,89 MeV, 3,37 MeV et 5,96 MeV. Ces spectres en énergie vont nous permettre d'extraire les probabilités de cassure pour les neutrons de la sous-couche $1p_{3/2}$ et $1d_{5/2}$. Mais un point critique pour une extraction quantitative des probabilités réside dans la détermination du spectre en énergie des γ provenant de la cible.

Choix du spectre du bruit de fond

Nous avons repris les données obtenues à partir du faisceau auxiliaire (faisceau d' ^{18}O). La réaction avec la cible de ^{48}Ti permet d'accéder aux γ émis en coïncidence avec une multitude d'éjectile : $^{16,17,18}\text{O}$, $^{14,15,16}\text{N}$, $^{12,13}\text{C}$, $^{10,11}\text{B}$. Or, la plupart de ces noyaux émettent des γ sur une large gamme d'énergie et seul le ^{16}N est intéressant puisque son spectre en énergie γ est limité aux énergies inférieures à 400 keV [95], ce qui nous permet d'obtenir un spectre en énergie des γ provenant de la cible qui ne contienne pas d'émission du quasi-projectile.

Sur la figure 5.9 nous présentons le spectre en énergie des γ détectés en coïncidence avec le ^{16}N , obtenu dans le référentiel du centre de masse de l' ^{18}O , faisceau secondaire ayant décru par l'émission d'un proton et d'un neutron.

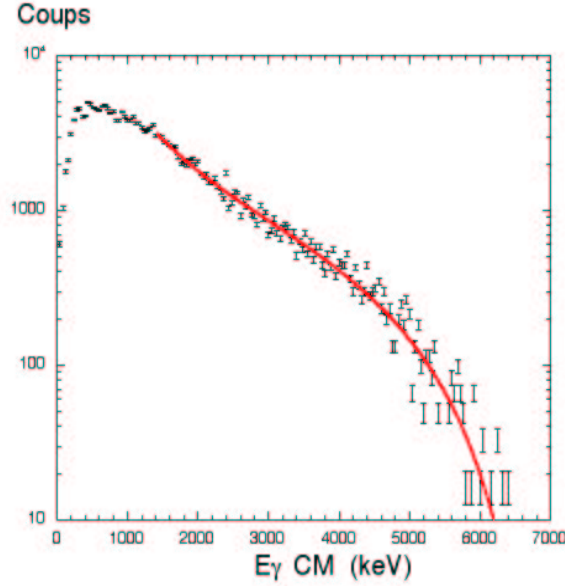


FIG. 5.9: Spectre en énergie des γ détectés en coïncidence avec le ^{16}N lors de la réaction $^{48}\text{Ti}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N} + \gamma)$. La ligne sur le spectre représente le fit de la courbe expérimentale à l'aide de la somme d'une exponentielle décroissante et d'une droite.

Dans le référentiel du laboratoire, le spectre en énergie des γ détectés en coïncidence avec ^{16}N est parfaitement reproduit par une exponentielle décroissante de pente $-9.10^{-4} \text{ keV}^{-1}$. Sur la figure 5.9, le spectre du bruit de fond, représenté dans le référentiel du ^{10}Be , est reproduit par une courbe construite à partir d'une exponentielle décroissante et d'un polynôme de degré 2. Ce spectre ne présente aucun pic de décroissance et il sera utilisé comme spectre de bruit de fond pour l'analyse du spectre en énergie des γ émis en coïncidence avec le ^{10}Be .

Résultat

A partir du spectre du bruit de fond et des spectres de réponse des détecteurs du Château de Cristal aux γ de 2,59 MeV, 2,89 MeV, 3,37 MeV et 5,96 MeV calculés par GEANT, nous réalisons un fit du spectre en énergie des photons émis dans notre expérience (spectre de gauche de la figure 5.7).

Nous avons utilisé la méthode dite de "Powell" [96] pour la résolution numérique de la minimisation du χ^2 afin d'obtenir les coefficients d'ajustement des cinq composantes pour reproduire les données de la figure 5.7.

La formule du χ^2 normalisée utilisée est la suivante :

$$\chi^2 = \frac{1}{N - d - 1} \sum_{i=N_{min}}^{N_{max}} \frac{(E(i) - f(i))^2}{\sigma(i)^2}$$

où $E(i)$ représente la valeur de la distribution en énergie expérimentale à l'abscisse i , $f(i)$ représente la fonction à fitter à partir de la somme des spectres en énergie calculés à l'aide de GEANT et du spectre du bruit de fond. $\sigma(i)$ représente l'erreur expérimentale sur la distribution $E(i)$. Enfin, $N_{\min}$ et $N_{\max}$ représentent les abscisses minimum et maximum sur lesquels le calcul du χ^2 est réalisé et N représente le nombre de degrés de liberté sur lequel on réalise la minimisation, d est le nombre de paramètres auquel on ajoute 1 pour la conservation de la norme du spectre. De manière à nous affranchir des événements importants dans le pic de 983 keV provenant de la cible et mal reproduit par le spectre du bruit de fond, le calcul de minimisation a été réalisé pour les énergies comprises entre 1500 keV et 6500 keV. Nous avons effectué deux calculs de minimisation : l'un, pour un spectre de bruit de fond expérimental et l'autre avec le spectre obtenu à partir du fit réalisé sur ce dernier (voir figure 5.9). Dans le premier cas, nous avons obtenu une valeur de χ^2 de 5,15 alors que pour le deuxième cas une valeur de 1,22 a été obtenue. Cette dernière valeur est meilleure que dans le cas du calcul avec le spectre expérimental du fait des fluctuations statistiques importantes de ce dernier. Toutefois, les coefficients d'ajustements obtenus sont identiques pour les deux spectres de bruit de fond utilisés. Sur la figure 5.10, nous présentons les résultats du calcul de minimisation dans le deuxième cas en montrant la courbe finale ainsi que les cinq composantes ajustées du fit.

Avec cet ajustement, nous connaissons la proportion de γ de 2,59 MeV, 2,89 MeV, 3,37 MeV ainsi que de γ de 5,96 MeV provenant de la décroissance des états du ^{10}Be excités lors de la réaction.

Sur le tableau 5.2, nous avons reporté le nombre d'événements intégrés entre 1500 keV et 6500 keV pour chaque raie de décroissance du ^{10}Be . Ces nombres prennent en compte les ajustements calculés pour la minimisation du χ^2 et les incertitudes sont tirées des incertitudes sur les ajustements, elles sont de l'ordre de 1,5%.

Energie du γ du $^{10}\text{Be}^*$ (MeV)	Intégrale entre 1500 et 6500 keV (coups)
2,59	3400 ± 50
2,89	30000 ± 450
3,37	53100 ± 850
5,96	8000 ± 120

TAB. 5.2: Nombre de coups attribués à chaque γ de décroissance du ^{10}Be , issus de l'analyse du spectre de la figure 5.10.

Le schéma de niveau du ^{10}Be (voir l'encadré de la figure 5.8) présente deux cascades : les états 1^- et 2^- transitent vers l'état fondamental à travers l'état 2^+ . Ainsi, pour connaître le nombre de γ provenant de l'état 2^+ peuplé directement lors de la réaction c'est à dire le nombre de neutrons émis de la couche $1d_{5/2}$, il faut tenir compte de cette cascade et soustraire, au nombre de photons de 3,37 MeV d'énergie détectés, le nombre de γ de 2,59 et 2,89 MeV détectés, ce qui ramène le nombre de γ de 3,37 MeV, provenant de l'état $|1d_{5/2} \otimes 2^+ \rangle$, à 19 700, de l'ordre 1,9% du nombre de coups total mesurés dans le spectre (1 034 800 coups). Finalement, nous

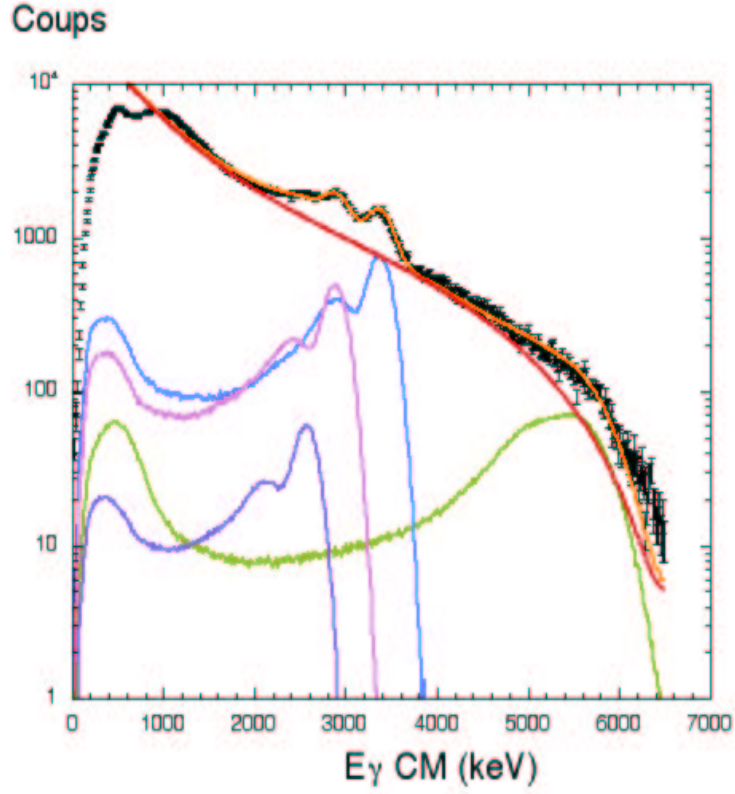


FIG. 5.10: Spectre en énergie des photons mesurés dans le référentiel du ^{10}Be . Un fit des données a été réalisé à partir des courbes simulées de la réponse des détecteurs aux photons de 2590, 2890, 3370 et 5960 MeV ainsi que du fit du bruit de fond présenté sur la figure 5.9. Un χ^2 de 1,22 a été obtenu.

pouvons extraire la proportion relative de neutron de l'état 1p émis par rapport à la proportion de neutron 1d émis lors de la réaction. Ce rapport se définit par :

$$R_{p/d} = \frac{Nb(2,59) + Nb(2,89) + Nb(5,96)}{Nb^d(3,37)}$$

où les grandeurs $Nb(2,59)$, $Nb(2,89)$ et $Nb(5,96)$ représentent les nombres de γ d'énergie 2,59, 2,89 et 5,96 MeV correspondant à la décroissance des états 1^- et 2^- du ^{10}Be (émis en coïncidence avec des neutrons p) et $Nb^d(3,37)$ représente le nombre de γ de 3,37 MeV "direct" (émis en coïncidence avec des neutrons d). D'après les valeurs du tableau 5.2, on obtient un rapport $R_{p/d}$ égal à $2,1 \pm 0,03$, c'est à dire que nous dénombrons 2,1 fois plus de neutrons de l'état p émis que de neutrons de l'état d.

Ce résultat est en accord avec le travail de Palit *et al.* [47] ainsi que Aumann *et al.* [46] qui ont trouvé que les deux tiers des γ de 3,37 MeV détectés dans leurs expériences respectives proviennent de la cascade des états 2^- et 1^- , c'est à dire des neutrons provenant de l'état $1p_{3/2}$. Cet accord avec les expériences de *breakup* [47, 46] nous conforte dans notre choix du spectre du bruit de fond que nous avons effectué. Nous verrons, dans la section 5.3, que cette valeur du rapport $R_{p/d}$ va être un argument important lors de la discussion sur la valeur des facteurs spectroscopiques.

5.3 Les triples coïncidences : $^{10}\text{Be} + n + \gamma$

Dans ce paragraphe, nous présentons les spectres obtenus dans le cas des événements de coïncidences triples.

5.3.1 La distribution en énergie des γ

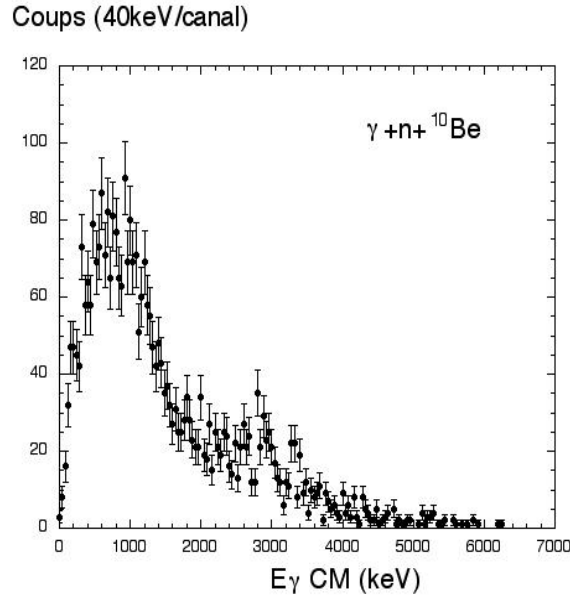


FIG. 5.11: Spectre en énergie de γ en coïncidence avec le ^{10}Be et les neutrons.

Sur la figure 5.11, nous présentons le spectre en énergie des γ émis dans le référentiel du centre de masse, détectés en coïncidence avec le ^{10}Be et les neutrons mesurés dans tous les détecteurs. Ce spectre a été condensé par 40 keV/canal.

La faible statistique de ce spectre ne nous a pas permis de réaliser un fit par minimisation du χ^2 à partir des quatre spectres calculés avec GEANT ainsi que le spectre de bruit de fond. En effet, toute tentative de calcul de minimisation de Powell conduit à des résultats aberrants : le calcul ne parvient pas à converger vers des valeurs stables, la moindre modification des conditions initiales perturbe les valeurs finales des coefficients.

Nous ne pouvons donc pas infirmer ou confirmer le résultat trouvé dans le cas des coïncidences doubles.

Nous avons pu, néanmoins, étudier les spectres en énergie des γ en fonction de l'énergie des neutrons. La figure 5.12 montre deux spectres en énergie des γ : le spectre de gauche montre la distribution en énergie des γ émis en coïncidence avec les neutrons de basse énergie ($E_n < 20$ MeV) et le spectre de droite dans le cas des neutrons d'énergie supérieure à 20 MeV.

Les nombres de coups mesurés dans ces spectres sont normalisés par rapport aux nombres de neutrons détectés en coïncidence. Il ressort de l'analyse de ces deux spectres expérimentaux la confirmation de ce que nous avons observé avec la distribution angulaire des neutrons de basse énergie : la plupart des γ émis en coïncidence

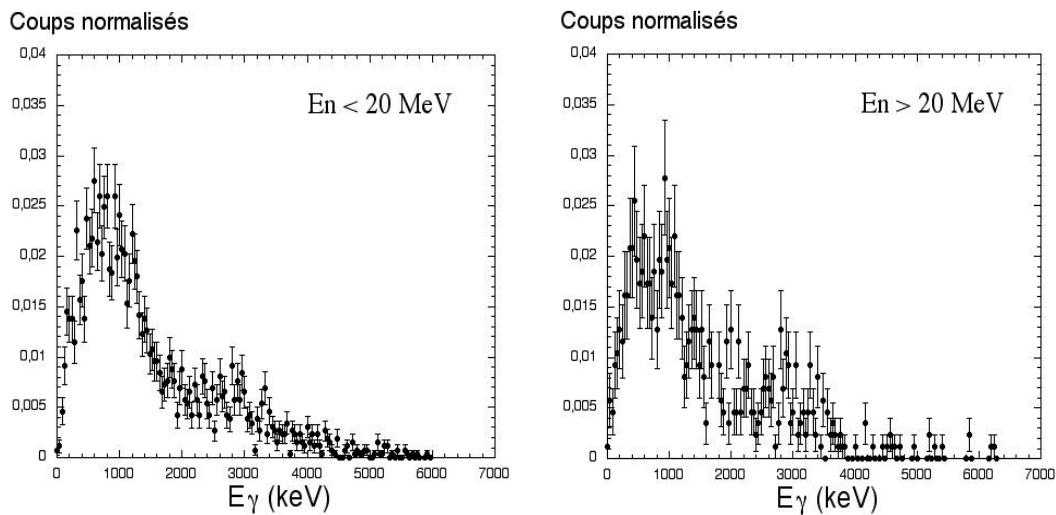


FIG. 5.12: *Spectre en énergie des γ : à gauche, mesuré en coïncidence avec des neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV, à droite, en coïncidence avec des neutrons de plus de 20 MeV.*

avec des neutrons de basse énergie peuplent essentiellement la partie basse énergie de la distribution en énergie des photons. Dans le cas des photons détectés en coïncidence avec des neutrons de haute énergie, le pic à 963 keV provenant du ^{48}Ti ainsi que le bruit de fond sont très réduits confirmant ainsi que les neutrons de basse énergie proviennent essentiellement de l'émission de la cible. On peut noter aussi la présence, dans ces deux spectres, des deux raies de décroissance de 2,89 MeV et de 3,37 MeV : comparativement, les amplitudes de ces deux raies sont plus importantes pour le spectre en coïncidence avec les neutrons de haute énergie. Elles sont néanmoins aussi présentes en coïncidence avec des neutrons de basse énergie.

5.3.2 La distribution en énergie des neutrons

Sur la figure 5.13, nous présentons les spectres en énergie des neutrons en coïncidence avec les ^{10}Be et les γ d'énergie supérieure à 1 MeV, corrigés de l'efficacité de détection d'un γ provenant de la décroissance des états excités du ^{10}Be . Cette efficacité est de l'ordre de 40%. Le spectre du haut de la figure 5.13 montre la distribution de tous les neutrons, en bas à gauche, le spectre en énergie des neutrons détectés aux angles avant (provenant de la cassure coulombienne), et à droite, le spectre en énergie des neutrons détectés aux grands angles ($\theta > 30^\circ$).

Comme on peut le constater sur cette figure, le spectre total diffère fortement du spectre en énergie des neutrons que nous avons obtenu dans le cas des coïncidences $n+^{10}\text{Be}$ (voir figure 5.3). En effet, la distribution en énergie des neutrons en double coïncidence présentait une contribution très prononcée à 40 MeV alors que dans le cas des coïncidences avec les γ , le spectre total ne montre que la contribution à basse énergie provenant de l'émission de la cible ainsi qu'un pic autour de 25 MeV. Sur les spectres du bas de la figure 5.13, nous remarquons que la quasi-totalité de la statistique du spectre total provient des neutrons émis aux angles supérieurs à

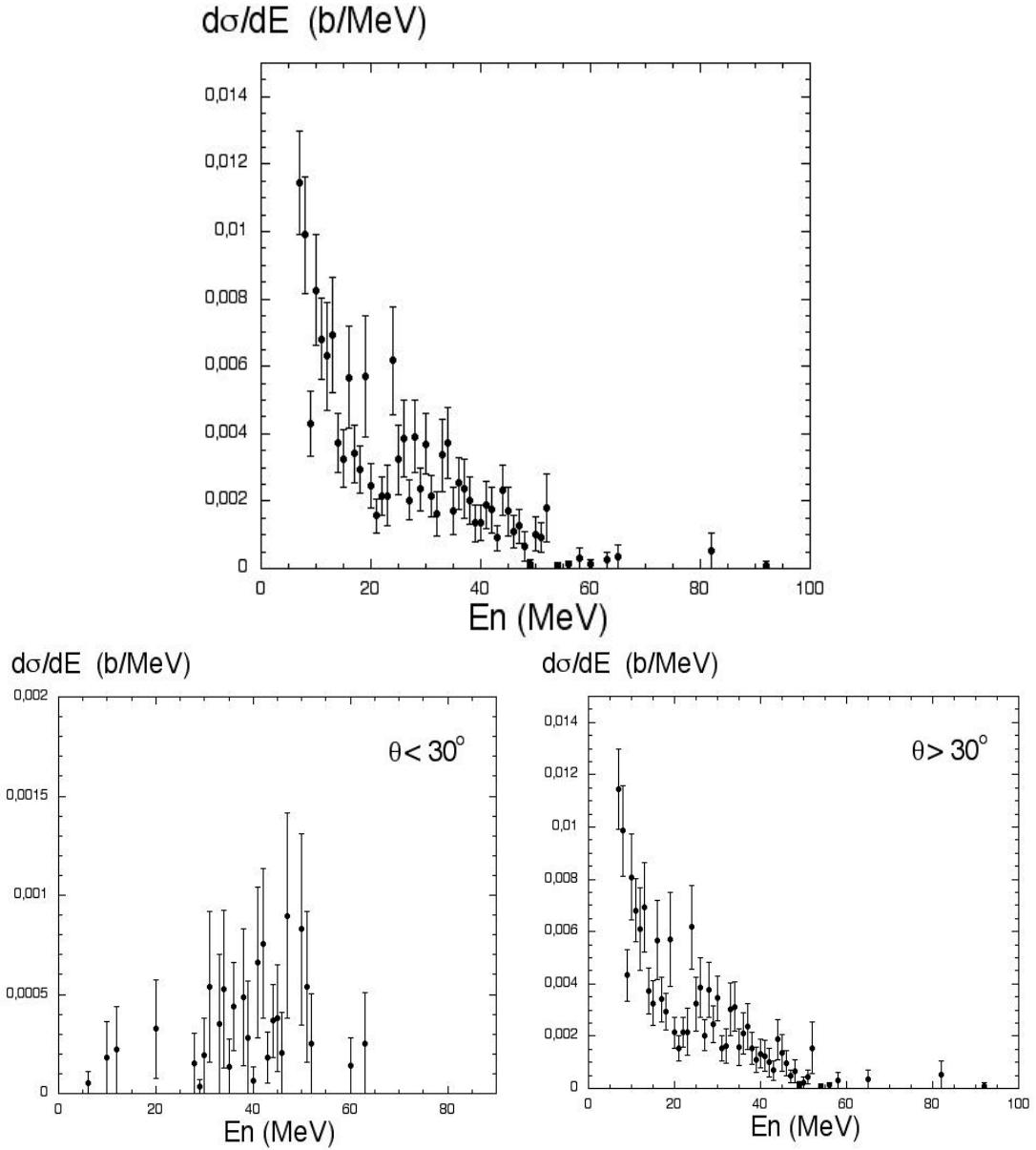


FIG. 5.13: Spectres en énergie des neutrons détectés en coïncidence avec des γ d'énergie supérieure à 1 MeV. En haut, spectre total, en bas à gauche, spectre des neutrons détectés aux angles avant et à droite, spectre en énergie des neutrons mesurés aux grands angles ($\theta > 30^\circ$).

trente degrés. Le spectre en énergie des neutrons émis aux angles avant ($\theta < 30^\circ$) présentent une très faible statistique due essentiellement à l'absorption des neutrons par les pôles du SPEG. Néanmoins, la répartition des coups couvrent une large plage en énergie (entre 10 et 60 MeV) centrée autour de 40 MeV.

De la même façon que pour les spectres en énergie des neutrons inclusifs (*i.e.* double coïncidence), nous pouvons extraire plus finement les distributions en énergie des neutrons en coïncidence avec les γ sur des tranches angulaires plus fines : entre 30 et 50° , $50^\circ - 70^\circ$ et $70^\circ - 95^\circ$, et ils sont présentés sur la figure 5.14.

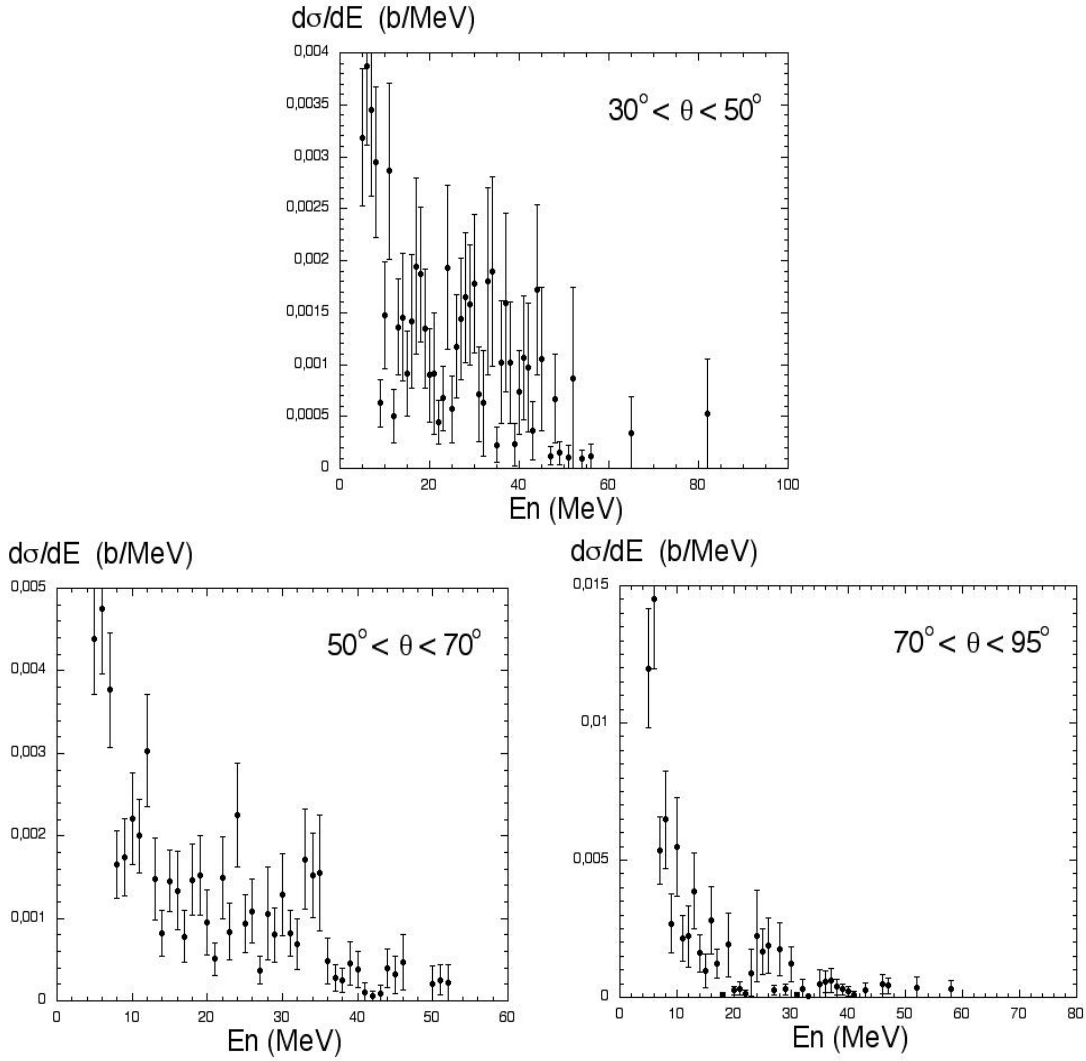


FIG. 5.14: *Spectre en énergie des neutrons détectés en coïncidence avec les γ , dans différentes région angulaires : $30^\circ < \theta < 50^\circ$ (spectre de gauche), $50^\circ < \theta < 70^\circ$ (spectre du milieu) et $70^\circ < \theta < 95^\circ$ (spectre de droite).*

Comme pour le cas des spectres de la figure 5.5, on remarque que le rapport “signal/fond” est d’autant plus faible que les angles d’émission des neutrons sont importants. Cette constatation sera exploitée dans la suite. (N.B. : nous appelons signal, les événements détectés en coïncidence avec le ^{10}Be et le fond, les événements provenant de la cible et des événements dûs aux véritables bruits de fond des détecteurs).

Ainsi, nous possédons tous les spectres en énergie des neutrons nécessaires pour une comparaison directe avec le calcul TDSE. Nous allons présenter maintenant l’extraction des facteurs spectroscopiques grâce à la comparaison des données avec la théorie.

5.4 Comparaison des spectres avec le calcul TDSE : extraction des facteurs spectroscopiques de l'état fondamental du ^{11}Be

A ce stade de la discussion, il nous semble important de rappeler que nous voulons extraire les facteurs spectroscopiques des configurations constituant le fondamental du ^{11}Be : un neutron dans l'état 2s couplé à un coeur froid (0^+) et la contribution d'un neutron dans l'état 1d couplé à un coeur de ^{10}Be excité. C'est la désexcitation du coeur de ^{10}Be par l'émission de photons de 3,37 MeV qui signe la deuxième contribution. Afin d'étudier les deux contributions du fondamental, nous allons, d'une part, nous intéresser au spectre en énergie des neutrons lorsque aucun γ correspondant aux neutrons provenant de l'état 2s n'a été émis, et d'autre part, à la distribution en énergie des neutrons lorsque des γ ont été émis pour signer les neutrons provenant de l'état 1d.

5.4.1 Spectre en énergie des neutrons SANS émission γ

Des différents spectres en énergie présentés dans ce chapitre, nous voulons extraire la contribution des neutrons lorsque aucun γ n'a été émis. Or, à cause d'une efficacité de détection de photons inférieure à 100%, le fait de ne pas détecter de photons n'est pas équivalent à l'absence d'émission de photons lors de la réaction. Ainsi, la manière de procéder est de réaliser la soustraction du spectre en énergie des neutrons en coïncidence avec le ^{10}Be (qui inclut tous les événements neutrons, qu'il y ait eu un γ émis ou pas) du spectre en énergie des neutrons mesurés en coïncidence avec les photons.

Comme nous l'avons montré sur la figure 5.5 ainsi que sur la figure 5.14, le rapport signal/fond est optimum dans la région angulaire de détection des neutrons : $30^\circ < \theta_n < 50^\circ$. C'est pourquoi nous allons nous focaliser sur cette région angulaire pour extraire les différents spectres qui nous intéressent afin de nous affranchir d'une partie de la forte contribution des neutrons de basse énergie provenant de la cible.

Spectre du fond

Pour réaliser la soustraction, nous devons tout d'abord nous affranchir de la contribution à basse énergie de la cible. En effet, les spectres en coïncidence avec les γ tiennent compte d'une correction de l'efficacité de détection des photons de décroissance des états excités du ^{10}Be . Celle-ci a été estimée à 40% pour des γ de l'ordre de 3 MeV d'énergie (pour la région $E_\gamma > 1$ MeV). Or, la correction d'efficacité n'est pas adaptée pour des γ de basse énergie. Ainsi, il faut d'abord nous affranchir de la contribution du bruit de fond à basse énergie des spectres en énergie des neutrons.

Le spectre du fond de la figure 5.15 a été extrait grâce aux événements mesurés en coïncidence avec les noyaux de ^{11}Be . On rappelle que, lors de l'analyse des données relatives aux détecteurs du spectromètre SPEG (voir paragraphe 3.3.8), des ^{11}Be , dégradés en énergie, ont été détectés dans le SPEG. Ainsi, nous avons pu extraire les neutrons émis en coïncidence avec les ^{11}Be , ces neutrons détectés proviennent donc exclusivement de la cible de ^{48}Ti .

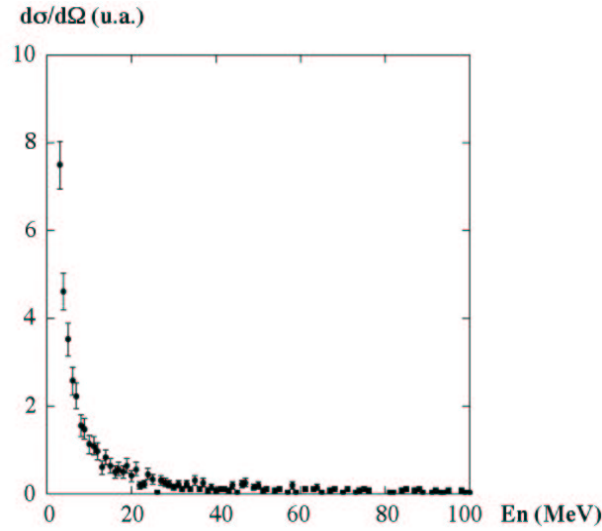


FIG. 5.15: *Distributions en énergie des neutrons détectés en coïncidence avec les ^{11}Be .*

Nous avons soustrait cette contribution à basse énergie des spectre en énergie des neutrons pour les évènements inclusifs (spectre de gauche de la figure 5.5) et pour les évènements en triple coïncidence. Il est à noter que la distribution en énergie du spectre de la figure 5.15 tient compte des corrections d'efficacité des différents détecteurs mais seule l'allure du spectre nous intéresse. Nous réalisons la soustraction du bruit de fond en ajustant l'amplitude de celui-ci de manière à reproduire les évènements de basse énergie présents dans les différents spectres.

Le résultat de la soustraction des spectres est présentée sur la figure 5.16 : les deux spectres du haut, de cette figure, sont relatifs aux neutrons détectés en coïncidence avec le ^{10}Be et les deux spectres du bas sont relatifs aux neutrons détectés dans les conditions de triple coïncidence. Les spectres de gauche montrent les données à soustraire (points noirs) ainsi que les spectres de bruit de fond ajusté (points blancs), les spectres de droite montrent le résultat de la soustraction dans chaque cas.

À l'aide des spectres soustraits du fond, nous pouvons extraire désormais la contribution du spectre en énergie des neutrons lorsque aucun γ n'a été détecté et ceci grâce à la soustraction entre le spectre inclusif (spectre en haut à droite de la figure 5.16) et le spectre de triple coïncidence (spectre en bas à droite de la figure 5.16).

La figure 5.17 montre le résultat de cette dernière soustraction.

Aux basses énergies, le spectre présente une distribution de points équitablement répartis autour de zéro ce qui tend à confirmer que les différentes soustractions ont été réalisées correctement, de même pour la correction d'efficacité de détection des photons. La caractéristique principale de ce spectre est le pic imposant centré autour de 39 MeV et d'une largeur d'une quinzaine de MeV.

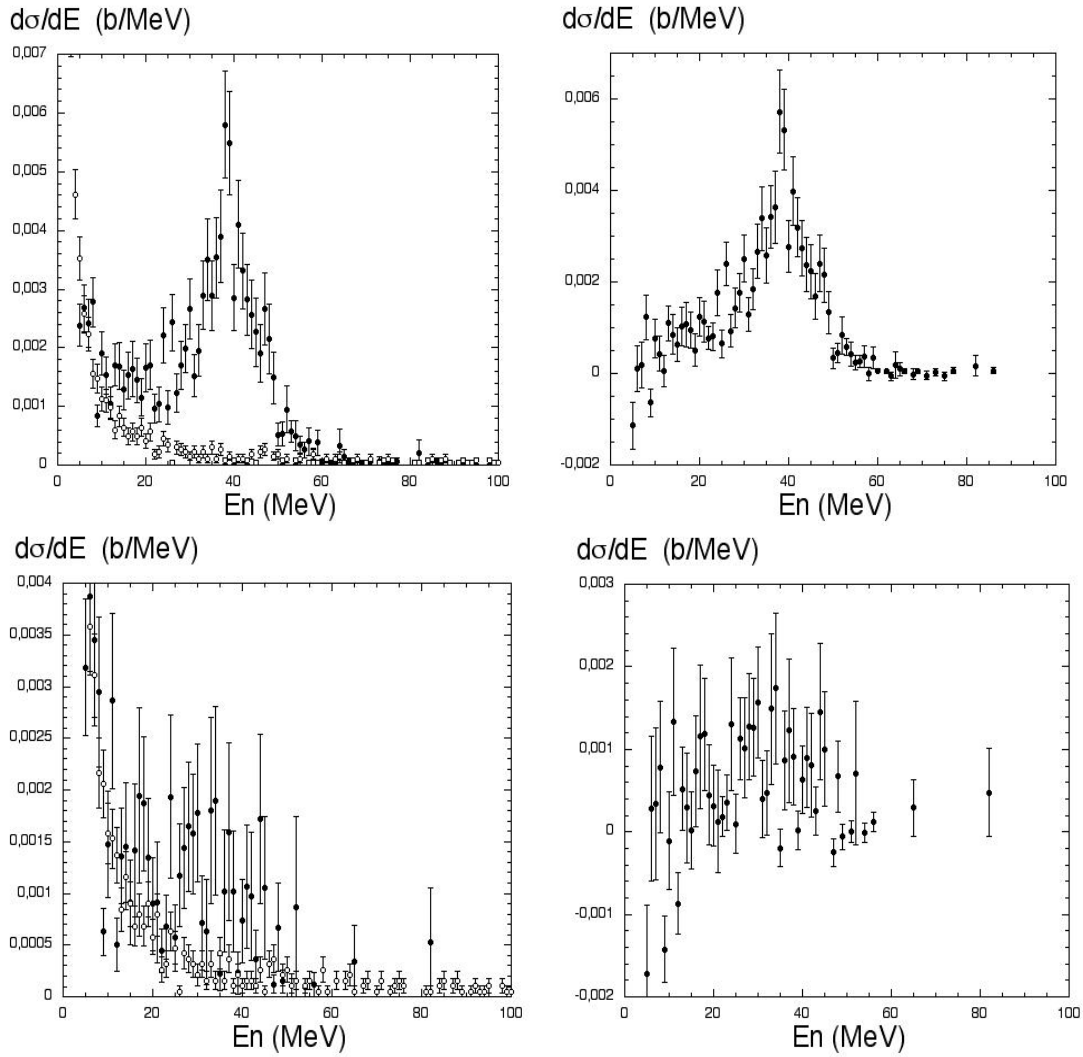


FIG. 5.16: *Distributions en énergie des neutrons détectés dans la région angulaire $[30^\circ, 50^\circ]$. Les spectres du haut sont relatifs aux neutrons détectés en coïncidence avec le ^{10}Be et les deux spectres du bas sont relatifs aux neutrons détectés dans les conditions de triple coïncidence. Les spectres de gauche montrent les données mesurées en coïncidences avec le ^{10}Be (points noirs) ainsi que les spectres du fond ajusté en amplitude aux basses énergies (points blancs), les spectres de droite montrent le résultat de la soustraction dans chaque cas.*

Identification de l'état de la particule et extraction du facteur spectroscopique

Nous utilisons les résultats du calcul TDSE dans le cas d'une fonction d'onde 2s liée par 500 keV, d'une fonction d'onde 1d liée par 3,8 MeV et d'une fonction d'onde 1p liée par 6,4 MeV. Le choix de ses fonctions d'ondes a été motivé par l'analyse du spectre en énergie des photons réalisé dans le paragraphe 5.2.2. En effet, nous avons pu établir la concordance entre les photons émis par la décroissance du ^{10}Be excité et l'état du neutron émis lors de la réaction. Ainsi, il s'avère que les neutrons

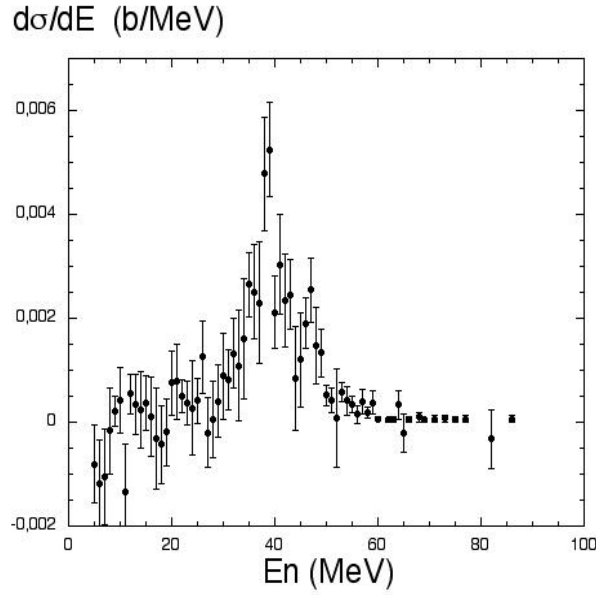


FIG. 5.17: *Spectre en énergie des neutrons détectés en coïncidence avec le ^{10}Be SANS émission de γ lors de la réaction.*

"p" sont émis en coïncidence avec des photons provenant de niveaux excités du ^{10}Be situés à une énergie de 5,96 MeV et les neutrons "d" sont émis en coïncidence avec des γ de 3,37 MeV. Pour conserver l'énergie intrinsèque du ^{11}Be , nous avons tenu compte de ces énergies pour la réalisation du calcul dynamique.

Sur la figure 5.18, nous comparons le spectre de la figure 5.17 avec le résultat du calcul TDSE pour les trois fonctions d'ondes énumérées ci-dessus, dont les amplitudes ont été ajustées arbitrairement pour pouvoir comparer les formes des distributions.

Comme on peut le voir sur cette figure, le calcul réalisé avec la fonction d'onde 2s liée par 500 keV s'accorde très bien avec les données : il y a une bonne reproduction des données tant du point de vue de la position en énergie du pic que du point de vue de la largeur de la distribution, contrairement aux calculs réalisés avec les fonctions d'ondes 1p et 1d.

Notre analyse s'accorde parfaitement avec l'idée que l'état fondamental du ^{11}Be possède une contribution d'un neutron 2s couplé à un coeur froid de ^{10}Be (n'émettant pas de γ).

Valeur du facteur spectroscopique pour l'état 2s

Dans le calcul TDSE, l'évolution dynamique est réalisée avec une fonction d'onde qui occupe un état donné avec une probabilité de 100%. Ainsi, l'extraction du facteur spectroscopique de cet état à travers ce calcul correspond alors à la valeur du coefficient d'ajustement qu'il faut imposer au spectre calculé pour reproduire les données.

Le facteur d'ajustement a été obtenu à l'aide de deux méthodes :

- par un calcul de minimisation de χ^2 d'après la méthode de Powell,

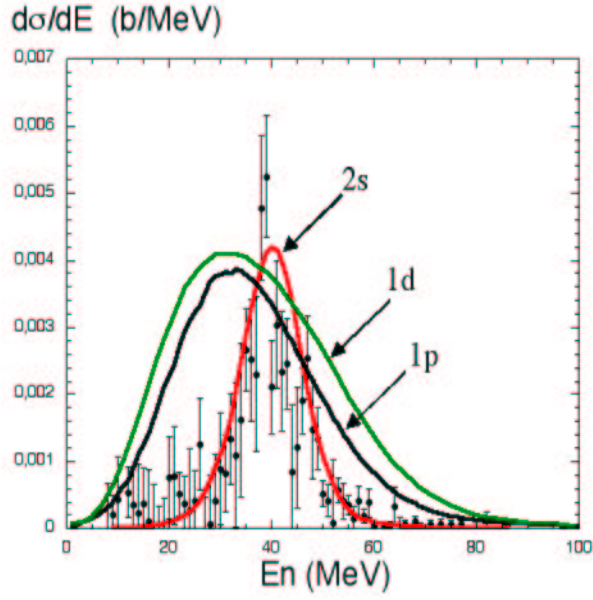


FIG. 5.18: Spectre en énergie des neutrons détectés en coïncidence avec le ^{10}Be SANS γ et comparé aux spectres résultant du calcul TDSE dans le cas d'une fonction d'onde $2s$ liée par 500 keV, $1p$ liée par 6,4 MeV et $1d$ liée par 3,8 MeV.

- par normalisation de l'intégrale des spectres théoriques sur les spectres expérimentaux.

Sur le spectre de gauche de la figure 5.19, nous avons reporté le spectre en énergie des neutrons de la figure 5.17 ainsi que le résultat de l'ajustement du calcul de la $2s$ sur les données d'après la méthode de minimisation du χ^2 et un facteur de $S_{2s}^0 = 0.47$ a été obtenu pour une valeur de χ^2 normalisé de : $\chi_n^2 = 47/60 = 0,78$ (le nombre 60 correspond au nombre de degré de liberté du calcul). L'incertitude sur cette valeur se déduit de la courbe $\chi^2 = f(S_{2s})$ (qui est une parabole présentant un minimum en S_{2s}^0) où les bornes minimum et maximum encadrant S_{2s}^0 sont déterminées à $\chi^2 + 1$, comme cela est illustré sur la courbe de droite de la figure 5.19.

Avec l'analyse de la fonction $\chi^2 = f(S_{2s})$, nous obtenons une valeur du facteur spectroscopique pour l'état $2s$ de :

$$S_{2s}^x = 0,47 \pm 0,03$$

Avec la méthode de normalisation, on tire la valeur du facteur spectroscopique en ajustant les intégrales du spectre théorique et expérimental et dont les valeurs sont respectivement de 104 mbarn et de 57 ± 5 mbarn dans l'intervalle d'énergie [20 MeV ; 60 MeV]. Nous obtenons une valeur de S_{2s} égale à :

$$S_{2s}^{int} = 0,50 \pm 0,05 ,$$

la barre d'erreur étant déterminée par la somme quadratique des erreurs statistiques des données expérimentales.

Les deux méthodes nous donnent une valeur du facteur spectroscopique de l'état $|2s \otimes 0^+ >$ dans le fondamental du ^{11}Be de l'ordre de 0,5, ce qui n'est pas en accord

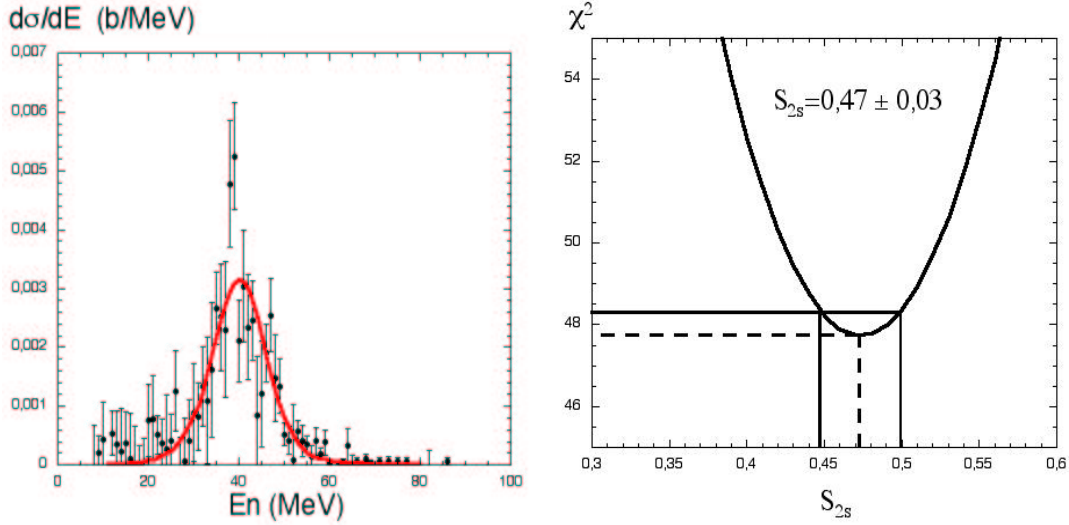


FIG. 5.19: A gauche, spectre en énergie des neutrons détectés en coïncidence avec le ^{10}Be sans émission de γ . La courbe en trait plein représente le résultat du calcul TDSE pour la fonction d'onde liée par 500 keV et ajustée sur les données par un facteur 0,47, facteur déterminé par la méthode de minimisation du χ^2 . La courbe de droite montre la fonction $\chi^2 = f(S_{2s})$, il est obtenu une valeur de $S_{2s} = 0.47 \pm 0.03$.

avec les résultats récents des références [42, 47] et notamment avec les résultats du calcul de modèle en couche de Brown [39] et du calcul modèle en couche réalisé par Otsuka avec une approche variationnelle [38]. Cette discussion sera poursuivie dans la conclusion.

5.4.2 Spectre en énergie des neutrons AVEC émission γ

Identification des particules et extraction de facteurs spectroscopiques

Nous avons réalisé la même étude pour le spectre en énergie des neutrons mesurés en coïncidence triple : $n + ^{10}\text{Be} + \gamma$. Le spectre soustrait du bruit de fond a déjà été présenté sur la figure 5.16. Comme on peut le remarquer sur cette figure, la statistique étant très faible, nous travaillerons avec un spectre condensé par 2 MeV par canal.

Sur la figure 5.20, nous montrons le spectre en énergie des neutrons comparé aux résultats du calcul réalisé avec les trois fonctions d'ondes mentionnées dans le paragraphe précédent.

Comme nous pouvons le constater sur cette figure, les calculs TDSE réalisés pour la fonction d'onde du neutron dans l'état "p" et "d" s'accordent bien avec les données, essentiellement réparties autour de 30 MeV. Cette figure tend à montrer qu'il n'y a pas de neutrons dans l'état 2s présent en coïncidence avec les photons, ce qui est en accord, une fois de plus, avec l'idée que le neutron dans l'état 2s est couplé à un coeur froid dans le fondamental du ^{11}Be . Les formes des distributions pour les fonctions d'ondes p et d sont très similaires et il n'est pas possible, dans ce cas, d'étudier la contribution des neutrons p ou d de manière isolée. Comme nous avons vu, grâce à l'analyse du spectre en énergie des γ , deux fois plus de neutrons de l'état p sont émis

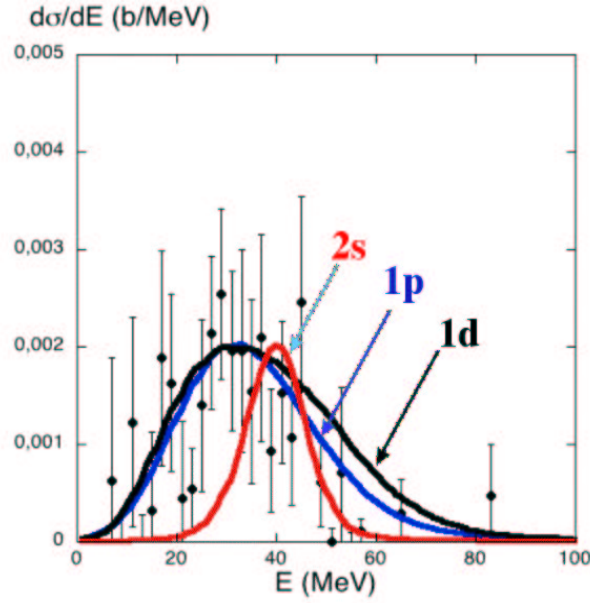


FIG. 5.20: Spectre en énergie de tous les neutrons détectés en coïncidence avec le ^{10}Be et les γ et comparé aux spectres résultants du calcul TDSE dans le cas d'une fonction $2s$ liée par 500 keV, $1p$ liée par 6,4 MeV et $1d$ liée par 3,8 MeV.

que de neutrons provenant de l'état d . Enfin, du fait de la grande similarité entre les deux distributions en énergie calculée par le code TDSE, nous pouvons isoler, dans une première approche, la contribution du spectre provenant des neutrons "p" en considérant que les deux-tiers du spectre expérimental sont nourris par ces neutrons et, donc, que le dernier tiers est constitué de neutrons provenant de l'état d .

Facteur spectroscopique pour l'état p

Sur la figure 5.21, nous comparons les différentes contributions du spectre en énergie avec les calculs. Nous avons, à nouveau, réalisé un calcul de minimisation de χ^2 pour extraire des facteurs spectroscopiques dans le cas de la $1p$ et de la $1d$. Nous obtenons :

$$S_{1p} = 3,9 \pm 1,0 \quad \text{et} \quad S_{1d} = 1,3 \pm 0,3$$

Par la méthode de normalisation, on trouve :

$$S_{1p} = 3,8 \pm 1,0 \quad \text{et} \quad S_{1d} = 1,5 \pm 0,3$$

La valeur de S_{1p} de l'ordre de 4 est très intéressante puisqu'elle est à comparer aux nombres de neutrons présents dans la sous-couche $1p_{3/2}$ qui est pleine dans l'état fondamental du ^{11}Be , occupée par quatre neutrons.

Mais la valeur de S_{1d} est beaucoup moins raisonnable car on s'attendrait à trouver une valeur du facteur spectroscopique plus faible que 1 pour respecter la conservation du nombre de particule. Or, nous avons considéré ici les calculs réalisés dans le cas de fonctions d'ondes sphériques alors que nous savons que l'état $1d$ est couplé à un coeur ^{10}Be déformé.

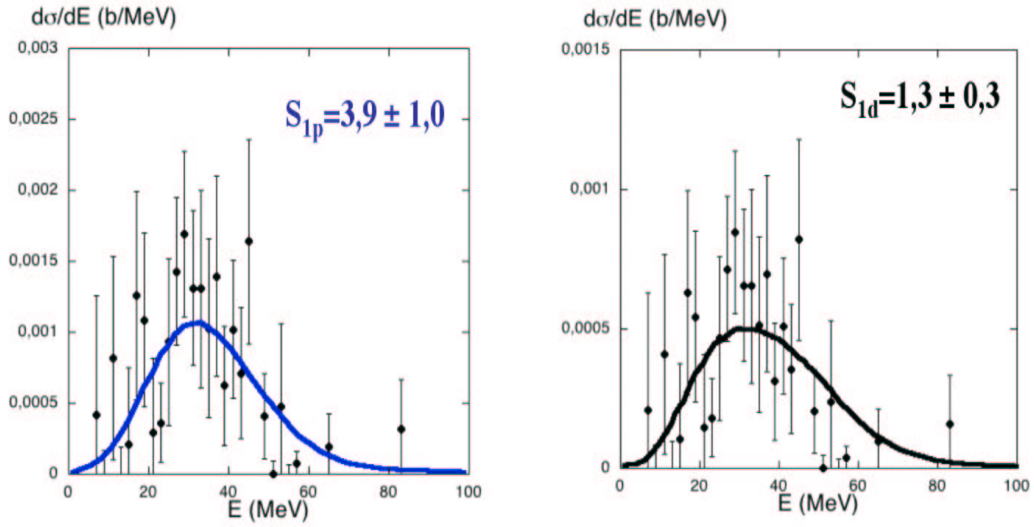


FIG. 5.21: Le spectre de gauche montre la contribution du spectre en énergie des neutrons mesurés en triple coïncidence normalisée par un facteur $2/3$ comparée au résultat du calcul TDSE dans le cas d'une fonction d'onde sphérique $1p$ liée par $6,4$ MeV. La méthode de minimisation du χ^2 donne un facteur spectroscopique de valeur $3,9 \pm 1,0$ dans ce cas. A droite, il s'agit du même spectre en énergie expérimental mais normalisé par un facteur $1/3$ et comparé au résultat du calcul TDSE dans le cas d'une fonction d'onde sphérique d'énergie $3,8$ MeV pour lequel un facteur d'ajustement de $1,3 \pm 0,3$ a été obtenu.

Nous avons présenté au chapitre 2 l'introduction de la déformation dans le calcul TDSE. Nous allons présenter, dans la suite, l'analyse des résultats à l'aide des résultats du calcul TDSE dans le cas déformé.

Prise en compte de la fonction d'onde "d" dans un puits de potentiel ^{11}Be déformé

Dans ce paragraphe, nous présentons la comparaison des données avec le résultat du calcul présenté dans le chapitre 2.3.5 et réalisé dans le cas d'un puits de potentiel déformé dont la fonction d'onde déformée du dernier neutron de valence est liée par une énergie de $3,8$ MeV.

La comparaison avec les données expérimentales normalisées par le coefficient $1/3$ est montrée sur la figure 5.22.

Dans ce cas, la méthode de minimisation du χ^2 ainsi que la méthode de normalisation des intégrales nous donnent un facteur spectroscopique dans le cas déformé :

$$S_{1d-def} = 0,61 \pm 0,15$$

Cette valeur du facteur spectroscopique est obtenue grâce à l'approximation que nous avons effectué au paragraphe précédent concernant les formes similaires des distributions en énergie pour les états "p" et "d", or, ce n'est pas le cas ici entre la fonction d'onde "p" et la "d" déformée. Ainsi, une autre façon d'extraire le facteur spectroscopique pour l'état d déformé est de réaliser une minimisation du χ^2 (ou un

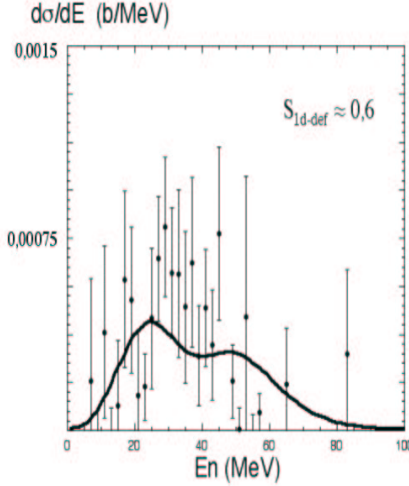


FIG. 5.22: *Spectre en énergie des neutrons mesurés en triple coïncidence, normalisé par un facteur 1/3, comparé au résultat du calcul TDSE pour une fonction d'onde, dérivée de la fonction d'onde 1d, calculée dans un puits de potentiel déformé liée par 3,8 MeV d'énergie. Un facteur spectroscopique de $0,61 \pm 0,15$ est obtenu par la méthode de minimisation du χ^2 ainsi que par la méthode de normalisation.*

calcul de normalisation des intégrales) entre les données expérimentales et la courbe théorique construite à partir du calcul pour la fonction d'onde p avec un facteur spectroscopique de 4 et du calcul avec la fonction d'onde déformée normalisé par un facteur spectroscopique X à déterminer.

L'ajustement de la courbe théorique sur les données est montré sur la figure 5.23.

Ainsi, une valeur du facteur spectroscopique de $0,5 \pm 0,2$ est obtenu dans ce cas pour les deux méthodes d'ajustement (minimisation du χ^2 et ajustement des intégrales).

5.4.3 La distribution angulaire totale

A l'aide des valeurs obtenues dans cette analyse des spectres en énergie des neutrons mesurés entre 30 et 50 degrés dans le référentiel du laboratoire, nous avons extrait la distribution angulaire totale des neutrons détectés en coïncidence avec le ^{10}Be , dans cette expérience. Les spectres en énergie pour l'état 1p et 1d présentant un maximum autour de la valeur de 30 MeV, une coupure à 26 MeV telle que l'ont réalisé les auteurs de [63] est trop élevée car elle élimine un nombre important de neutrons provenant de ces états. Ainsi, nous avons extrait la distribution angulaire pour les neutrons d'énergie supérieure à 15 MeV et nous l'avons comparé à la somme des distributions calculées par le code TDSE. Cette dernière est constituée par : le calcul pour la fonction d'onde 2s pondérée par un facteur de 0,48, le calcul pour la fonction d'onde 1p liée par 6,4 MeV et pondérée par un facteur 4 et enfin, le calcul pour la fonction 1d déformée liée par 3,8 MeV et pondérée par un facteur 0,5. La

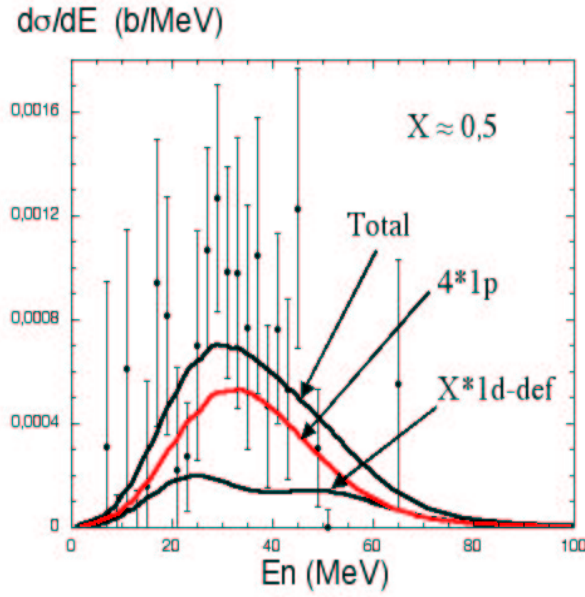


FIG. 5.23: *Spectre en énergie des neutrons mesurés en triple coïncidence comparé à la courbe construite sur la base : $4 \times p + X \times d_{def}$ et ajusté sur les données d'après la méthode de minimisation du χ^2 .*

comparaison, ainsi que les différentes contributions du calcul, sont présentées sur la figure 5.24.

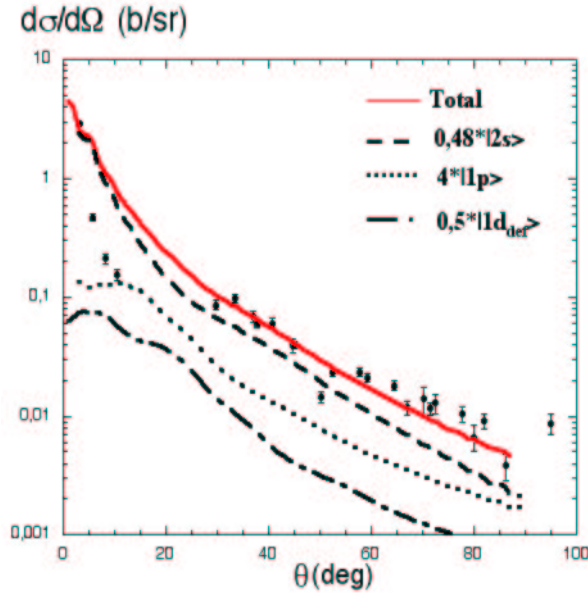


FIG. 5.24: *Distribution angulaire des neutrons d'énergie supérieur à 15 MeV et mesurés en coïncidence avec les ^{10}Be .*

La courbe totale reproduit bien les données expérimentales sur presque toute la région angulaire $\theta_n > 30^\circ$. On assiste à un redressement des données par rapport à la courbe calculée totale à partir de $\theta_n = 60^\circ$ qui est principalement provoqué

par la présence des neutrons provenant de la cible dont le spectre en énergie s'étend au-delà de 15 MeV (voir spectre + discussion au paragraphe 5.1.2).

5.4.4 Peut-on se passer de détecteurs de photons ?

Jusqu'à présent, nous avons utilisé les événements dans lesquels les photons de plus de 1 MeV ont été détectés pour pouvoir traiter les informations sur les spectres en énergie pour l'extraction de facteurs spectroscopiques. Or, l'utilisation du Château de Cristal et de ces 74 détecteurs BaF₂ a complexifié considérablement l'expérience. Ainsi, nous avons réalisé une petite étude sur les résultats que nous obtenons dans le cas où les photons ne sont pas détectés explicitement dans l'expérience, les seuls détecteurs présents seraient le spectromètre et les détecteurs de neutrons. Cela revient à étudier le spectre en énergie des neutrons en coïncidence avec les ¹⁰Be présenté dans la figure 5.16. Cette étude a évalué la "quantité" d'état 2s et d'état 1d déformé nécessaire pour reproduire le spectre, en incluant comme paramètre fixe la quantité d'état p que l'on trouve dans le fondamental du ¹¹Be. Comme précédemment, ces quantités, appelées S_{2s} et S_{1d} , ont été déterminées à partir d'un calcul de minimisation du χ^2 entre les données expérimentales et la somme des trois composantes énumérées précédemment. Le résultat est présenté sur la figure 5.25.

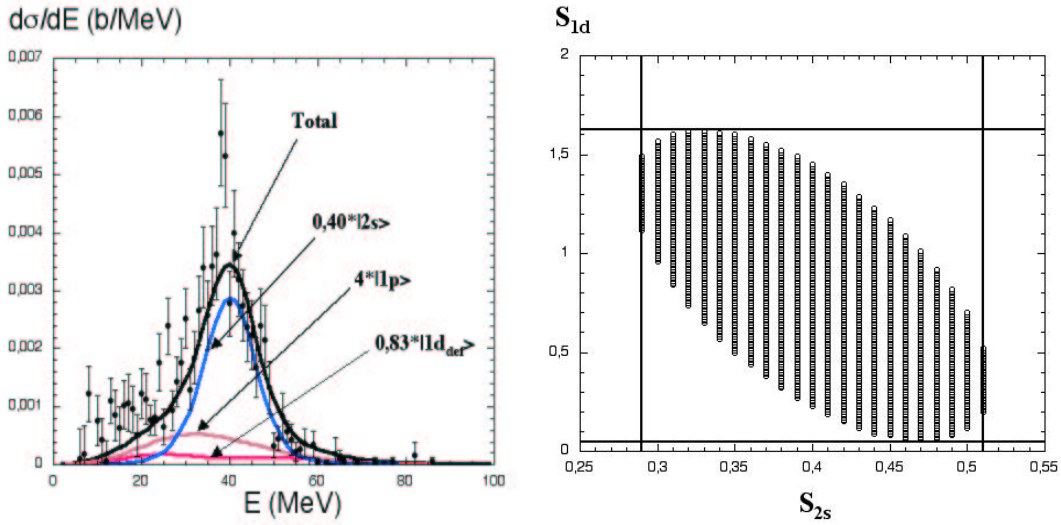


FIG. 5.25: A gauche, spectre en énergie des neutrons mesurés en coïncidence avec les ¹⁰Be. Les contributions du calcul TDSE pour la fonction 2s, 1p et 1d déformé, ajustées grâce à un calcul de minimisation du χ^2 , sont présentées sur le même spectre. la figure de droite montre la zone des couples (S_{2s} , S_{1d}) pour lesquels la valeur du χ^2 non normalisée est comprise entre χ^2_{min} et $\chi^2_{min} + 1$. Le calcul de minimisation du χ^2 donne $S_{2s} = 0,40 \pm 0,11$ et $S_{1d} = 0,83 \pm 0,80$.

Le spectre de gauche montre la distribution en énergie des neutrons détectés en coïncidence avec les ¹⁰Be de l'expérience ainsi que les différentes distributions calculées avec le code TDSE pondérées par les coefficients obtenus avec le calcul de minimisation du χ^2 . A droite, nous avons représenté la zone des couples (S_{2s} , S_{1d})

pour lesquels la valeur du χ^2 non normalisée est comprise entre la valeur minimum du χ^2 , $\chi_{min}^2(=78)$, et $\chi_{min}^2 + 1$: une valeur de $\chi^2 = 1,9$ a été obtenue. Sur cette figure, nous avons représenté par des traits pleins les bornes minimales et maximales des valeurs S_{2s} et S_{1d} . Ainsi, nous avons obtenu $S_{2s} = 0,40 \pm 0,11$ et $S_{1d} = 0,83 \pm 0,80$. Certes l'incertitude sur le paramètre S_{1d} est très importante, mais les résultats de cette méthode ne sont pas en contradiction avec ceux que nous avons obtenu avec l'analyse en triple coïncidence. Si nous incluons dans la discussion la perte de statistique de l'ordre d'un facteur 5 dû à la fermeture des lèvres verticales du SPEG, il semble possible d'extraire des valeurs de facteurs spectroscopiques avec la simple analyse des spectres en énergie des neutrons détectés entre 30 et 50 degrés et mesurés en coïncidence avec les ^{10}Be .

5.5 Conclusions

L'étude des spectres d'énergie des neutrons, mesurés dans le référentiel du laboratoire en coïncidence avec le ^{10}Be , avec et sans émission de γ , nous a permis de signer les états de particules ainsi que d'extraire les facteurs spectroscopiques correspondant. Nous avons obtenu, dans le cas des neutrons de l'état 2s, un facteur spectroscopique $S_{2s} = 0,47 \pm 0,03$. Pour les états p et d, nous avons obtenu les facteurs spectroscopiques suivantes : $S_{1p} = 3,9 \pm 1,0$ et $S_{1d} = 1,3 \pm 0,3$, dans le cas des fonctions d'onde p et d calculées avec des potentiels sphériques, et $S_{1d-def} = 0,5 \pm 0,2$ pour une fonction d'onde d dans un puits de potentiel déformé. Les valeurs de $S_{1p} \approx 4$ et de la somme $S_{2s} + S_{1d-def}$ de l'ordre de 1 lorsque la déformation du potentiel est prise en compte sont parfaitement raisonnables.

Cependant, les facteurs spectroscopiques obtenus avec le Towing Mode et le calcul TDSE sont différentes de celles obtenues par analyse DWBA des réactions de transfert [42, 45] qui sont de l'ordre de 84% pour la contribution du coeur froid et aussi différentes de celles obtenus d'après les réactions de *breakup Coulombien* par l'analyse des distributions en moments parallèles [46, 47] pour lesquelles il a été obtenu entre 61% et 80% pour cette même contribution. De plus, notre valeur est légèrement plus faible que celle prédite par les calculs des modèles en couches de [39] et des calculs de modèles variationnels de [38] pour lesquels il est prédit une contribution du coeur froid de l'ordre de 60 à 75%. De même, la valeur extraite pour l'état d, $S_{1d} \approx 0,5$, est plus élevée par rapport à celles obtenues dans les travaux présentés dans les références [42, 46, 39].

L'extraction des facteurs spectroscopiques pour les états p et d réalisée telle que nous l'avons décrit, avec un potentiel déformé pour la fonction d'onde d, n'est pas totalement satisfaisante. En effet, bien que la valeur de $S_{1p} \approx 4$ soit en accord avec une couche $1p_{3/2}$ remplie par 4 neutrons, le calcul TDSE a été effectué avec un potentiel sphérique pour cette fonction d'onde p. Mais, un mélange des configurations *sphérique-déformé* dans le fondamental imposerait de même un traitement de l'état p dans ces deux configurations.

La détermination du facteur spectroscopique est modèle dépendante, c'est à dire qu'il est nécessaire de comparer les résultats expérimentaux à un modèle théorique pour l'extraction de facteurs spectroscopiques. A une énergie de faisceau de 41 MeV

par nucléon, l'utilisation du calcul semi-classique TDSE est tout à fait justifiée. Toutefois, aux très petits paramètres d'impact, le Towing Mode est très important et la distance minimale à laquelle commence le calcul est alors cruciale. Dans le chapitre 2, nous avons présenté comment les sections efficaces étaient extraites en utilisant la probabilité que le cœur du noyau à halo a de rester dans son état fondamental tel que décrit dans la réf.[62]. Une méthode plus précise encore pour obtenir le paramètre d'impact minimum serait de réaliser une réaction de diffusion élastique avec le noyau de ^{10}Be sur la cible d'intérêt de manière à pouvoir déterminer les potentiels optiques pour cette réaction. Ainsi, l'inclusion d'un potentiel absorbant dans le calcul TDSE le rendrait encore plus proche de la réalité.

Il est à noter cependant que tous les calculs ont été effectués avec la même paramétrisation donnée dans [62] et que tout changement des paramètres d'impact utilisés induirait une augmentation ou une diminution de l'ensemble des facteurs spectroscopiques, nous écartant ainsi des valeurs obtenues de 4 pour le facteur spectroscopique S_{1p} ou de 1 pour la somme $S_{2s}+S_{1d}$.

Conclusions et perspectives

Dans cette thèse, nous avons effectué l'analyse des données relatives à l'expérience réalisée au GANIL pour laquelle un faisceau de ^{11}Be a bombardé une cible de ^{48}Ti dans le but d'étudier la réaction $^{48}\text{Ti}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be}+n+\gamma)$ à 41 MeV par nucléon. Au cours de cette expérience, le Château de Cristal a été utilisé pour la détection des photons émis lors de la réaction ainsi que 30 scintillateurs liquides pour la détection des neutrons et le spectromètre SPEG pour l'identification et la mesure de l'angle d'éjection et de l'impulsion du ^{10}Be résultant. Le mécanisme de Towing Mode a pu être sélectionné grâce à l'analyse des distributions angulaires expérimentales des neutrons, celui-ci étant responsable des émissions de neutrons aux grands angles ($\theta_n > 30^\circ$). L'analyse des spectres en énergie des neutrons et la comparaison des données avec les spectres en énergie obtenus par le calcul TDSE nous a permis de signer les états des particules émises par le Towing Mode et d'extraire les facteurs spectroscopiques pour les différentes contributions de l'état fondamental du ^{11}Be . Un facteur spectroscopique de 0,48 a été mesuré pour la contribution du neutron dans l'état 2s (couplé à un ^{10}Be dans l'état 0^+), un facteur de 0,5 pour la contribution de l'état 1d déformé (couplé à un ^{10}Be dans un état excité 2^+) et un facteur spectroscopique de 4 a été mesuré pour la contribution de l'état de neutron p dans le coeur de ^{10}Be (état 1^- et 2^-).

Les sections efficaces de Towing Mode sont de l'ordre de plusieurs dizaines de millibarns dans le cas de noyaux faiblement liés tels que le ^{11}Be faisant de ce mécanisme de réaction un outil très compétitif pour l'étude de la structure des noyaux. Comme nous l'avons montré au chapitre 4, la statistique de notre expérience a subi une forte diminution du fait de la fermeture des lèvres verticales du SPEG et, malgré cela, nous avons obtenu une statistique suffisante pour l'analyse des données. Nous pourrions ainsi envisager de réaliser une nouvelle expérience pour laquelle une cible plus épaisse pourrait être utilisée (gain d'un facteur 5) avec un faisceau exotique de plus grande intensité (sans une optique parallèle) (gain d'un facteur 4). Ces deux conditions ont été nécessaires à notre expérience pour obtenir une bonne résolution angulaire sur le ^{10}Be détecté et permettre l'extraction des corrélations angulaires droite-gauche entre neutron et ^{10}Be . La couverture des détecteurs neutrons pourrait également être optimisée et concentrée entre 30 et 50° de manière à couvrir un angle solide plus important (x15). Dans ces conditions, nous pourrions parvenir à un accroissement de la statistique d'un facteur 300 par rapport à cette expérience. Ceci ouvre la voie à des études similaires couvrant des noyaux plus éloignés de la stabilité.

L'utilisation du Towing Mode dans l'étude des noyaux a montré sa potentialité pour la détermination de facteurs spectroscopiques à l'aide du calcul TDSE.

Une extension de l'utilisation du Towing Mode peut être envisagée pour étudier les systèmes à trois corps dans les systèmes borroméens tels que l' ^6He , le ^{11}Li ou le ^{14}Be , noyaux à halo de deux neutrons. En effet, schématiquement, on peut considérer que le Towing Mode sera responsable de l'émission d'un seul ou des deux nucléons du halo suivant leur configuration initiales dans le noyaux (éloignés ou proches). Une autre possibilité d'utilisation du Towing Mode peut être dans la mise en évidence des clusters préformés dans le noyau. S'ils existent, ils doivent pouvoir être extrait grâce à ce mécanisme. L'émission de particules alpha par le mécanisme de Towing Mode a déjà été observé dans la réaction $^{40}\text{Ca}(^{40}\text{Ca}, ^{40}\text{Ca} + \alpha)$ [25].

De nouveaux développements devraient nous permettre d'approfondir nos connaissances sur les propriétés des noyaux exotiques avec, dans un avenir proche, le projet SPIRAL II, extension du projet SPIRAL au GANIL. Ce projet fournira des faisceaux radioactifs plus lourds que ceux étudiés actuellement grâce à la fission de noyau d'uranium induite par un faisceau de deutons de très haute intensité. Les énergies des faisceaux délivrés seraient inférieures à 20 MeV par nucléon, et il faudra attendre le projet EURISOL, basé sur la séparation d'isotopes en ligne, pour accéder aux énergies de faisceaux radioactifs jusqu'à 100 MeV par nucléon.

Bibliographie

- [1] P.E.Hodgson. *Nuclear Heavy-Ion Reactions*. Clarendon Press. Oxford, 1978.
- [2] W.Nöremberg. *J.Phys.Paris*, 37 :C5–141, 1976.
- [3] Y.Blumenfeld et J.Duprat. Cours d'introduction à la physique nucléaire du dea cpm. *Ecole Doctorale "Constituant Elémentaire Systèmes Complexes"*, 2000-2001.
- [4] G.R.Satchler. *Direct Nuclear Reactions*. Clarendon Press. Oxford, 1983.
- [5] N.Austern. *Direct Nuclear Reactions Theories*. Wiley. New-York, 1970.
- [6] J.S.Winfield *et al.* *Nucl. Inst. Meth. A*, 396 :147, 1997.
- [7] Y.Blumenfeld *et al.* *Nucl. Inst. Meth. A*, 421 :471, 1999.
- [8] J.Enders *et al.* *Nucl. Phys. A*, 682 :320c, 2001.
- [9] N.Alamanos *et al.* *Phys. Lett. B*, 137 :37, 1984.
- [10] R.Serber. *Phys. Rev.*, 72 :1008, 1947.
- [11] S. Grévy. Thèse de doctorat. *Université Paris XI*, 1997.
- [12] A.Navin *et al.* *Phys. Rev. Lett*, 81 :5089, 1998.
- [13] J.H. Kelley *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 74 :30, 1985.
- [14] Kelley *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 77 :5020, 1996.
- [15] N.Orr *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 69 :2050, 1992.
- [16] H.Emling. *Nucl. Phys. A*, 722 :c74, 2003.
- [17] C.A.Bertulani and K.W.McVoy. *Phys. Rev. C*, 46 :2638, 1992.
- [18] B.A.Lippmann and J.Schwinger. *Phys. Rev.*, 79 :469, 1950.
- [19] R.J.Glauber. *Lectures in Theoretical Physics vol.1, p315*. Interscience. New-York, 1959.
- [20] C.J.Joachain. *Quantum Collision Theory*. NHPC, 1975.
- [21] J.A.Tostevin *et al.* *J. Phys. G*, 24 :1589, 1998.
- [22] G.Müzenberg H.Geissel and K.Riisager. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 45 :163, 1995.
- [23] J.A. Scarpaci *et al.* *Phys. Lett. B*, 428 :241, 1998.
- [24] J.A. Scarpaci. Thèse de doctorat. *Université Paris XI*, 1989.
- [25] M.Fallot. Thèse de doctorat. *Université Paris VI*, 2002.

- [26] J.A.Scarpaci *et al.* *Advances in Nuclear Dynamics 4, Proceedings of the 14th Winter Workshop on Nuclear Dynamics*. Plenum Press. New-York and London, 1998.
- [27] H.Laurent *et al.* *Nucl. Inst. Meth. A*, 326 :517, 1993.
- [28] D. Lacroix *et al.* *Nucl. Phys. A*, 658 :273, 1999.
- [29] I.Tanihata *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 55 :2676, 1985.
- [30] I.Tanihata *et al.* *Phys. Lett. B*, 206 :592, 1988.
- [31] I.Tanihata *et al.* *Nucl. Phys. A*, 522 :275c, 1991.
- [32] P.G.Hansen and B.Jonson. *Europhys. Lett.*, 4 :409, 1987.
- [33] Fukuda *et al.* *Phys. Lett. B*, 268 :339, 1991.
- [34] D.H.Wilkinson and D.E.Alburger. *Phys. Rev.*, 113 :563, 1959.
- [35] I.Talmi and I.Unna. *Phys. Rev. Lett.*, 4 :469, 1960.
- [36] J.P.Deutsch *et al.* *Phys. Lett. B*, 28 :178, 1968.
- [37] D.L. Auton *et al.* *Nuclear Physics A*, 322 :305, 1970.
- [38] T. Otsuka *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 70 :1385, 1993.
- [39] B.A.Brown. *Progr. In Part. and Nuclear physics*, 47 :517, 2001.
- [40] B.Zwieglinski *et al.* *Nucl. Phys. A*, 315 :124, 1979.
- [41] N.K.Timofeyuk and R.C.Jonhson. *Phys. Rev. C*, 59 :1545, 1999.
- [42] S. Pita. Thèse de doctorat. *Université de Paris XI*, 2000.
- [43] F.M.Nunes *et al.* *Nucl. Phys. A*, 609 :43–73, 1996.
- [44] S. Fortier *et al.* *Phys. Lett. B*, 461 :22, 1999.
- [45] J.S.Winfield *et al.* *Nucl. Phys. A*, 683 :48, 2001.
- [46] T. Aumann *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 84 :35, 2000.
- [47] R.Palit *et al.* *Phys. Rev.C*, 68 :034318, 2003.
- [48] D.M.Brink. *Semi-classical methods in nucleus-nucleus scattering*. Cambridge University Press, 1985.
- [49] P.Fröbrich and R.Lipperheide. *Theory of Nuclear Reactions*. 1996.
- [50] G.Wentzel. *Z.f.Physik*, 38 :518, 1926.
- [51] H.A.Kramers. *Z.f.Physik*, 39 :828, 1926.
- [52] L.Brillouin. *C.r. hebd. séances Acad. Sci.*, 183 :24, 1926.
- [53] D.M.Brink A.Bonaccorso. *Phys. Rev. C*, 57 :R22–R25, 1998.
- [54] G.F.Berstch H.Esbensen. *Phys. Rev.C*, 64 :014608, 2001.
- [55] S.Typel and R.Shyam. *Phys. Rev.C*, 64 :024605, 2001.
- [56] W.Nörenberg and H.A. Weidenmüller. *Introduction to the Theory of Heavy-Ion Collisions*. Springer-Verlag, 1980.
- [57] M. Fallot *et al.* *Nucl. Phys. A*, 700 :70, 2002.
- [58] N.Vin Mauh. *Nucl. Phys. A*, 592 :33, 1995.

- [59] F. Laloë C. Cohen-Tannoudji, B. Diu. *Mécanique quantique*. Hermann, 1977.
- [60] A.Messiah. *Mécanique quantique*. Dunod, 1995.
- [61] N.Sathyamurthy N.Balakrishnan, C.Kalyanaraman. *Physics Report*, 280 :79–144, 1997.
- [62] A. Bonaccorso *et al.* *Phys. Rev. C*, 60 :54604, 1999.
- [63] R. Anne *et al.* *Nucl. Phys. A*, 575 :125, 1994.
- [64] D.M.Brink J.Margueron, A.Bonaccorso. *Nucl. Phys. A*, 703 :105, 2002.
- [65] D.M.Brink J.Margueron, A.Bonaccorso. *Nucl. Phys. A*, 720 :337, 2003.
- [66] E.K.Warburton *et al.* *Phys. Rev.*, 148 :1072, 1966.
- [67] T.R.Fisher *et al.* *Phys. Rev.*, 176 :1130, 1968.
- [68] S. Raman *et al.* *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 36 :1, 1987.
- [69] J. Duprat. Thèse de doctorat. *Université Paris XI*, 1995.
- [70] H. Esbensen *et al.* *Phys. Rev. C*, 31 :1274, 1995.
- [71] P. Van Duppen. *Ecole Joliot Curie*, 1997.
- [72] A. Joubert *et al.* *IEEE Part. Accelerator Conf.*, 1 :594, 1991.
- [73] L. Bianchi *et al.* *Nucl. Inst. Methods in Phys. Res. A*, 276 :509, 1989.
- [74] A. Drouart. Thèse de doctorat. *Université Paris XI, DAPNIA/SPhN, Saclay*, 2000.
- [75] S. Ottini-Hustache. *Ecole joliot-curie*. 2001.
- [76] J. Pouthas. Des appareillages en évolution. *Ecole Joliot Curie*, 2002.
- [77] K. Lau *et al.* *Nucl. Inst. Methods in Phys. Res. A*, 366 :298, 1995.
- [78] Y. El Masri. *Ecole Joliot-Curie*. IN2P3, 1994.
- [79] F.A. Beck. *CRN(Strasbourg)-PN 84-41*, 1984.
- [80] Stéphane Leenhardt. Thèse de doctorat. *Université Paris XI*, 2000.
- [81] M. Stanoiu. Thèse de doctorat. *Université de Caen*, 2002.
- [82] María José López-Jiménez. Thèse de doctorat. *Université de Caen*, 2000.
- [83] T. Zerguerras. Thèse de doctorat. *Université de Paris XI*, 2001.
- [84] P. Desesquelles *et al.* Cross-talk and diaphony in neutron detectors. *Nucl. Inst. Methods in Phys. Res. A*, 307 :366, 1991.
- [85] R.Madey R.A.Cecil, B.D.Anderson. *Nucl. Inst. Methods in Phys. Res. A*, 161 :439, 1979.
- [86] A. Del Guerra *et al.* *Nucl. Inst. Methods in Phys. Res. A*, 135 :337, 1976.
- [87] *Cern Library Long Writup W5013*, 1994.
- [88] http://wwwasdoc.web.cern/wwwasdoc/geant_html3/geantall.html.
- [89] F. Ajzenberg-Selove. *Nucl. Phys. A*, 490 :1, 1988.
- [90] E.R.Flynn F. Ajzenberg-Selove and O.Hansen. *Phys. Rev. C*, 17 :1283, 1978.
- [91] G.-B.Liu and H.T.Fortune. *Phys. Rev. C*, 42 :167, 1990.

- [92] D.J. Millener *et al.* *Phys Rev C*, 28 :497, 1983.
- [93] A.N.F.Aleixo and C.A.Bertulani. *Nuclear Physics A*, 505 :448, 1989.
- [94] J.Kiener. Excitation coulombienne des noyaux. *Ecole Joliot Curie*, pages 119–148, 1999.
- [95] R.B. Firestone. Table of isotopes, 8th edition (wiley, new york). 1996.
- [96] S.A.Teukolsky W.H. Press, B.P.Flannery and W.T.Vetterling. *Numerical Recipes*. Cambridge University Press, 1989.