

# THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité :

Physique Nucléaire

présentée par :

Franck DELAUNAY

Pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Sujet de la thèse :

Structure des états du  $^{11}\text{Be}$  excités par la réaction  
 $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$

Soutenue le 6 octobre 2003

devant le jury composé de :

M. Yorick BLUMENFELD	Directeur de thèse
M. Murat BORATAV	Président
M. Pierre DESCOUVEMONT	Examineur
M. Sydney GALÈS	Examineur
M. Emmanuel POLLACCO	Rapporteur
M. Wolfram VON OERTZEN	Rapporteur



*Contrairement à ce que pourrait laisser penser la présence de mon seul nom sur la couverture, ce mémoire est avant tout le reflet d'un travail collectif. Je précise ceci non pas pour me dédouaner des imperfections inévitables d'une telle étude, mais pour que chacun de ceux qui ont contribué de près ou de loin à ce travail trouve ici une juste reconnaissance.*

*Je remercie chaleureusement Yorick Blumenfeld pour son encadrement et la confiance qu'il m'a témoignée durant ces trois années. Merci d'avoir toujours saisi mes questions avec intérêt, et pour avoir pris le temps d'y répondre malgré un emploi du temps chargé. L'humour de Yorick est proverbial, je ne m'attarderai donc pas sur ce sujet. Je soulignerai juste qu'une boutade est souvent bienvenue pour détendre l'atmosphère parfois anxieuse des manip ou en période de rédaction. Merci aussi pour les chocolats suisses qui m'ont aidé à tenir le coup durant les ultimes jours de rédaction.*

*Un rôle primordial dans l'aboutissement de ce travail a été tenu par Jacques Guillot, porte-parole de l'expérience dont les résultats sont présentés dans ce manuscrit. Merci Jacques pour ta disponibilité et tes remarques et conseils tout au long de ma thèse. Merci aussi pour les nombreuses discussions tant sur la physique (transfert, échange de charge, ...) que sur des sujets « de société ».*

*Je suis particulièrement reconnaissant envers Nicole Vinh Mau pour l'attention qu'elle m'a accordée durant la partie théorique de ce travail. Merci Nicole pour votre gentillesse et pour avoir répondu à mes innombrables questions.*

*Je voudrais également remercier Sydney Galès et Nimet Frascaria ainsi que Dominique Guillemaud-Mueller et Bernard Berthier de m'avoir accueilli au sein de l'IPN et permis de réaliser mon travail de thèse dans les meilleures conditions.*

*Je souhaite exprimer ma gratitude envers Murat Boratav pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse, ainsi qu'Emanuel Pollacco et Wolfram von Oertzen d'en avoir été les rapporteurs. Merci à toi Lolly pour l'attention que tu as accordée à mon travail et tes questions et remarques constructives et intéressantes. Je remercie également Sydney Galès et Pierre Descouvemont d'avoir participé à ce jury. Merci à Sydney pour les discussions qui m'ont permis de profiter de ses connaissances des réactions de transfert et de la physique nucléaire en général.*

*Simone Fortier a su nous faire profiter de son expérience du dépouillement du détecteur MUST et de la DWBA. Qu'elle trouve ici des remerciements à la hauteur de sa contribution aux résultats présentés dans ce mémoire. Je te remercie aussi Simone d'avoir toujours reçu mes questions avec intérêt.*

*Je remercie Didier Beaumel pour son flègme et sa bonne humeur permanente. Ton aide m'a aussi été précieuse lors des réunions sur l'avancement de l'analyse. Merci également pour ta relecture des chapitres « résultats » et « DWBA » du manuscrit. J'espère que nous aurons de nouveau l'occasion de partager une fondue chez « Maître Corbeau ».*

*Je remercie les membres du service info de l'IPN, qui m'ont de nombreuses fois dépanné : Jean-Christophe Cazenave (en particulier pour une impression critique de transparents), Patrick Cohen, Paul Gara, Valérie Givaudan, Michel Givort, Catherine Jalabert, Nicole Pochet.*

*Je souhaite remercier Marie-Christine Blanchet, Monique Luneau, Arlette Renard et Suzanne Robert, de la bibliothèque de l'IPN, en particulier pour leur aide afin de mettre la main sur certaines références introuvables.*

*Merci à Christine Jauretche du Service Impression pour avoir toujours réalisé dans les plus brefs délais les (nombreuses) reliures demandées.*

*Je tiens à remercier Jack Nebor pour m'avoir permis un certain nombre de fois de réserver une salle au dernier moment.*

*Merci à Anne-Marie pour son efficacité et son aide précieuse lors des préparatifs de la soutenance (missions du jury et pot en particulier).*

*Je remercie les anciens et les actuels thésards de mon couloir pour les bons moments passés ensemble : Mumu pour toutes les discussions sur un peu tout et pour tous ses conseils tout au long de la thèse ; Elias pour ses réponses sur MUST et CATS, sur « isoscalaire vs isovectorel » et pour les soirées « debugage » sympas devant les consoles du GANIL ; Thomas pour ses conseils, ses encouragements, et pour avoir souvent demandé des nouvelles de mon avancement ; Emilia pour les discussions et le café ; Victor pour être souvent venu me distraire dans mon bureau et pour sa vaillante LNA qui a su protéger les bouteilles de mon pot de thèse lors d'un retour des Ulis mouvementé ; Laurent pour les discussions sur la DWBA.*

*Merci aussi aux autres thésards et ex-thésards du groupe NESTER et du labo pour les pauses et les discussions : Oriana, Emilie, Stéphanie, Laure, Guillaume, Denis, Alexandre, Cynthia, Florent, Aurélie, Hayko . . .*

*Je remercie également les autres membres de NESTER ou du labo pour les discussions dans le RER ou au détour d'un couloir et pour les encouragements : Aradhana, Erik, Céline, Luc, Dominique Marchand, Anne-Marie, Fairouz, Nimet, Olivier, Pierre Roussel, Pierre Desquesnelles, Jean-Antoine, Fadi, Marin, Agnès. Merci spécial à Céline pour l'installation et la désinstallation du pot ainsi qu'à Luc pour les photos pendant la thèse et le pot.*

*J'aimerais aussi remercier les habitués des manips MUST (outre les noms déjà cités), avec qui il fut toujours agréable de travailler . . . et accessoirement de partager un repas au resto ou un plateau de fruits de mer) : Françoise Auger, Patricia Chomaz, Antoine Drouart, Alain Gillibert, Lydie Giot, Valérie Lapoux, Agatino Musumarra, Alexandre Obertelli, Lolly Pollacco, Domenico Santonocito, Flore Skaza.*

*Merci aux anciens du DEA qui ont souvent fait un détour par mon bureau lors de leurs*

*passages à Orsay : Lolo Sensei, Nono et Axelle en particulier.*

*Je remercie Nicolas de Séréville pour les multiples discussions tournant autour du transfert et de (d,p) en particulier. Merci aussi de m'avoir initié aux calculs en portée finie exacte.*

*Je salue les « étudiants gauchistes post-modernes » (C'est du Melaine... ) du vignoble Nantais et d'ailleurs : Alice, Romain et Sarah, Solène et Ludo (merci pour la zique), Sonia et Jérôme, M'sieur Fred (« Gallows Pole » à fond) et Elise, Vincent, Bruno et Estelle, Melaine et Laurence. Merci en particulier pour les innombrables soirées et pour les passages de nouvelles années inoubliables. Merci pour la joie qui m'a permis de bien souffler de temps en temps pour ensuite me replonger plus efficacement dans le boulot, même si j'ai un peu fait le mort ces derniers temps...*

*J'embrasse aussi les anciens « consolideurs » du (fameux) groupe 66 : Agnès, Anne-Claude, Mickael, Olive (et Hélène), Manu. Merci pour les soirées et votre accueil durant certains week-ends.*

*Je remercie les irréductibles anciens nantais qui sont venus à ma soutenance : Melaine, Thierry et Fabrice.*

*Merci aussi aux autochtones et aux habitués de CSP pour tout et plus particulièrement pour le soutien psychologique (sans forcément le savoir) pendant la thèse et surtout la rédaction : Didile (bien sûr), Emilaille, Lisette, Fofie, Vanessa, Aziz, Karima...*

*Grosses bises à mes frères, à mes belles-sœurs et à mes nièces et merci pour votre soutien.*

*Enfin, j'adresse un incommensurable merci à mes parents pour m'avoir constamment laissé libre de mes choix d'orientation, surtout qu'ils ne savaient pas toujours très bien où cela allait me mener (moi non plus d'ailleurs...).*



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Motivations</b>	<b>3</b>
1.1 Structure en couches des noyaux et couplage spin-orbite . . . . .	3
1.1.1 Particules indépendantes . . . . .	3
1.1.2 Densité des noyaux et potentiel moyen . . . . .	3
1.1.3 Effets de couches . . . . .	4
1.1.4 Fermetures de couches et couplage spin-orbite . . . . .	6
1.1.5 Evidences expérimentales de l'existence d'un couplage spin-orbite . . .	9
1.1.6 Forme du potentiel spin-orbite . . . . .	10
1.1.7 Origine du couplage spin-orbite . . . . .	10
1.1.8 Structure en couches et noyaux exotiques . . . . .	12
1.2 Réactions nucléaires directes . . . . .	14
1.2.1 Réactions directes et réactions du noyau composé . . . . .	14
1.2.2 Importance des réactions directes . . . . .	15
1.2.3 La réaction (d,p) . . . . .	16
1.3 Etat des connaissances sur le $^{11}\text{Be}$ . . . . .	17
1.3.1 L'inversion de parité . . . . .	17
1.3.2 Le halo . . . . .	19
1.3.3 Structure de l'état fondamental . . . . .	24
1.3.4 Les états excités . . . . .	26
1.4 Objectifs de cette étude . . . . .	32
<b>2 Méthode expérimentale</b>	<b>35</b>
2.1 Contraintes cinématiques . . . . .	35
2.2 Production et caractéristiques du faisceau secondaire . . . . .	38
2.2.1 Production d'un faisceau secondaire par fragmentation au GANIL . . .	38
2.2.2 Caractéristiques du faisceau secondaire de $^{10}\text{Be}$ . . . . .	41
2.3 Dispositif expérimental . . . . .	43
2.4 Cibles . . . . .	44

2.4.1	Nature et épaisseurs des cibles . . . . .	44
2.4.2	Perte d'énergie et straggling dans les cibles de $CD_2$ . . . . .	45
2.5	Les détecteurs CATS et les trajectoires des ions incidents . . . . .	46
2.5.1	Description . . . . .	46
2.5.2	Principe de fonctionnement . . . . .	46
2.5.3	Electronique . . . . .	48
2.5.4	Reconstruction des trajectoires . . . . .	49
2.5.5	Calibration . . . . .	50
2.5.6	Vérification de la reconstruction des trajectoires incidentes . . . . .	51
2.5.7	Résolutions . . . . .	51
2.5.8	Perte d'énergie et straggling dans les CATS . . . . .	53
2.5.9	Traitement de la zone défectueuse de CATS 2 . . . . .	53
2.5.10	Caractéristiques du faisceau au niveau de la cible . . . . .	57
2.6	Le détecteur MUST . . . . .	57
2.6.1	Les télescopes . . . . .	60
2.6.2	Electronique et logique générale . . . . .	63
2.6.3	Étalonnage en énergie . . . . .	67
2.6.4	Étalonnage et ajustement en temps . . . . .	70
2.6.5	Identification et sélection des protons . . . . .	71
2.6.6	Correction de perte d'énergie des protons dans la cible . . . . .	72
2.7	Les détecteurs plastiques . . . . .	73
2.7.1	Description . . . . .	74
2.7.2	Étalonnage en énergie . . . . .	74
2.7.3	Identification et sélection des éjectiles . . . . .	75
2.8	Electronique et acquisition . . . . .	76
2.8.1	Electronique . . . . .	76
2.8.2	Logique de décision . . . . .	78
2.8.3	Acquisition et contrôle . . . . .	81
<b>3</b>	<b>Analyse et interprétation des résultats</b>	<b>83</b>
3.1	Sélection des événements d'intérêt . . . . .	83
3.2	Etats peuplés dans le $^{11}Be$ . . . . .	83
3.2.1	Lignes cinématiques . . . . .	83
3.2.2	Spectres d'énergie d'excitation du $^{11}Be$ . . . . .	84
3.2.3	Corrections sur les positions des détecteurs . . . . .	86
3.2.4	Résolutions . . . . .	86
3.2.5	Fonds . . . . .	87
3.2.6	Evénements avec reconstruction de la coordonnée $X_2$ . . . . .	88
3.3	Extraction des distributions angulaires . . . . .	90

3.3.1	Nombre d'ions incidents . . . . .	90
3.3.2	Efficacité de détection . . . . .	90
3.3.3	Normalisation des sections efficaces expérimentales . . . . .	93
3.3.4	Distributions angulaires expérimentales . . . . .	94
3.4	Analyse DWBA . . . . .	96
3.4.1	Potentiels . . . . .	96
3.4.2	Facteurs de forme . . . . .	97
3.4.3	Sections efficaces théoriques et facteurs spectroscopiques . . . . .	97
3.4.4	Analyse du mélange de l'état fondamental et du premier état excité du $^{11}\text{Be}$ . . . . .	98
3.4.5	Analyse de l'état à 1,78 MeV du $^{11}\text{Be}$ . . . . .	101
3.4.6	Analyse de l'état à 3,41 MeV du $^{11}\text{Be}$ . . . . .	104
3.4.7	Analyse de la structure à haute énergie d'excitation . . . . .	111
3.5	Conclusion . . . . .	116
<b>4</b>	<b>Effets des modes collectifs sur les états individuels de neutron dans le champ du <math>^{10}\text{Be}</math></b>	<b>119</b>
4.1	Introduction . . . . .	119
4.2	Potentiel nucléon-noyau microscopique . . . . .	119
4.3	Couplage particule-vibration . . . . .	122
4.3.1	Description macroscopique du couplage des états de neutron aux états de vibration . . . . .	122
4.3.2	Etats du $^{10}\text{Be}$ inclus . . . . .	123
4.3.3	Etats de neutron individuels . . . . .	125
4.3.4	Résultats . . . . .	128
4.3.5	Comparaison avec des travaux similaires . . . . .	131
4.4	Corrélations neutron-neutron . . . . .	132
4.4.1	L'Approximation des Phases Aléatoires à deux particules . . . . .	132
4.4.2	Couplage du neutron de valence aux états collectifs . . . . .	133
4.4.3	Interaction neutron-neutron effective utilisée . . . . .	134
4.4.4	Modes collectifs inclus . . . . .	136
4.4.5	Résultats . . . . .	138
4.5	Conclusion . . . . .	143
	<b>Conclusion</b>	<b>145</b>
<b>A</b>	<b>Description des réactions de transfert d'un nucléon : la DWBA</b>	<b>149</b>
A.1	Diffusion élastique et potentiels optiques . . . . .	149
A.2	Section efficace et amplitude de transition . . . . .	150

A.3 Ondes distordues . . . . .	151
A.4 L'approximation de Born des ondes distordues . . . . .	152
A.5 Moment angulaire transféré . . . . .	153
A.6 Potentiel de transition . . . . .	154
A.7 Approximation de portée nulle . . . . .	155
A.8 Facteurs de forme et facteurs spectroscopiques . . . . .	155
A.8.1 Décomposition de la fonction d'onde de l'état peuplé . . . . .	155
A.8.2 Détermination des facteurs de forme . . . . .	156
A.8.3 Facteurs spectroscopiques expérimentaux . . . . .	157
A.8.4 Règles de somme . . . . .	157
A.9 Transfert vers des états non liés . . . . .	158
A.10 Potentiels adiabatiques . . . . .	159
A.11 Corrections de portée finie et de non-localité . . . . .	160
A.11.1 Correction de portée finie . . . . .	160
A.11.2 Correction de non localité . . . . .	160

<b>Bibliographie</b>	<b>161</b>
----------------------	------------

# Introduction

Depuis maintenant près de vingt ans, les développements constants dans le domaine des faisceaux radioactifs permettent de repousser sans cesse les limites de notre compréhension de la structure du noyau atomique. Auparavant, celle-ci était essentiellement basée sur les propriétés des noyaux stables, qui sont en fait très minoritaires. Ces derniers ne sont que trois cents environ, alors que l'on connaît l'existence d'à peu près trois mille noyaux instables, et que les modèles en prévoient de l'ordre de six mille. L'étude de ces noyaux instables, dits « exotiques », fournit l'occasion de tester les concepts et les modèles développés pour la description des noyaux stables.

Un des fondements de cette description est constitué par les modèles à particules indépendantes, qui représentent le noyau comme une assemblée de nucléons indépendants les uns des autres en mouvement dans le champ moyen créé par l'ensemble. Ces modèles permettent entre autres de décrire la structure en couches des noyaux. Les nombres magiques, qui correspondent aux fermetures de couches, sont la manifestation la plus évidente de cette structure en couches. Dans l'apparition des nombres magiques expérimentalement observés, le couplage entre le spin intrinsèque et le moment angulaire orbital de chaque nucléon, dit couplage spin-orbite, joue un rôle décisif.

Avec l'avènement des faisceaux radioactifs se pose désormais la question de l'évolution de la structure en couches à mesure que l'on s'éloigne de la ligne de stabilité. Cette question en soulève nécessairement une autre, celle d'une éventuelle modification du couplage spin-orbite en fonction de l'isospin, prévue par certains modèles théoriques, et s'inscrit de manière plus générale dans la problématique de l'évolution de l'interaction effective nucléon-nucléon dans les noyaux exotiques.

Les noyaux exotiques légers riches en neutrons occupent une place particulière dans la recherche de réponses à ces interrogations. Dans cette région, il est en effet d'ores et déjà possible d'atteindre expérimentalement la limite d'existence des noyaux, la « drip-line », au-delà de laquelle les forces nucléaires ne parviennent plus à lier ensemble les nucléons. Déjà, des modifications de la structure en couches semblent être mises en évidence, et de nouveaux phénomènes apparaissent. Ainsi, dans certains des noyaux les moins liés, comme  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  ou  ${}^{14}\text{Be}$ , la distribution spatiale du (des) neutron(s) de valence peut s'étendre jusqu'à de grandes distances du reste des nucléons, formant une structure diffuse appelée « halo ». Le  ${}^{11}\text{Be}$  constitue le pro-

totopie des noyaux à halo d'un neutron et présente une inversion des sous-couches de neutron  $2s_{1/2}$  et  $1p_{1/2}$  par rapport à la systématique des noyaux stables et par rapport aux prévisions d'un modèle en couches « naïf ». Ce noyau semble ainsi être un bon candidat pour rechercher une possible atténuation de la force spin-orbite au voisinage de la drip-line neutron.

Parmi les nombreuses méthodes expérimentales permettant de sonder le noyau, les réactions directes constituent un outil d'une importance capitale. En particulier, les réactions de transfert d'un nucléon sont essentielles, car elles peuplent préférentiellement les états nucléaires dominés par les propriétés d'un seul nucléon et révèlent ainsi la structure en couches des noyaux. Elles ont donc été très largement utilisées pour l'étude des noyaux stables. Les faisceaux radioactifs offrent maintenant la possibilité de les appliquer aux noyaux exotiques. Nous proposons donc d'utiliser la réaction de transfert d'un neutron  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  en cinématique inverse pour étudier les structures à une particule dans le schéma de niveaux du  $^{11}\text{Be}$ . Ceci devrait nous permettre de tirer une mesure de l'écart en énergie entre les sous-couches  $1d$  dans ce noyau. Cet écart en énergie pourrait être relié à l'intensité du couplage spin-orbite dans le  $^{11}\text{Be}$ .

Malgré les succès éclatants des modèles à particules indépendantes, un certain nombre de propriétés des noyaux échappent à cette description. En effet, en raison de l'existence de corrélations à deux corps, des comportements collectifs apparaissent, comme des excitations correspondant à des vibrations auxquelles participe un grand nombre de nucléons. Du fait de leur structure microscopique sous-jacente en termes d'excitations individuelles, ces degrés de liberté collectifs sont couplés aux degrés de liberté à un corps. En appliquant les modèles de couplage particule-vibration et d'approximation des phases aléatoires à deux particules, nous étudierons ainsi les effets du couplage aux excitations collectives du  $^{10}\text{Be}$  sur les états de neutron dans le champ de ce noyau, que nous interpréterons en termes d'états excités du  $^{11}\text{Be}$ .

Dans un premier chapitre, nous donnerons les fondements des modèles à particules indépendantes et nous présenterons l'interaction spin-orbite. Ensuite, nous introduirons les réactions nucléaires directes et plus particulièrement la réaction  $(d,p)$ , avant de faire le point des connaissances sur le  $^{11}\text{Be}$ . Enfin, nous donnerons davantage de détails sur les objectifs de ce travail. Le deuxième chapitre sera consacré à la présentation du dispositif expérimental utilisé pour l'étude de la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  en cinématique inverse. Dans le troisième chapitre, nous présenterons les résultats de cette expérience, que nous analyserons et interpréterons à l'aide de calculs de réaction réalisés dans le cadre de l'approximation de Born des ondes distordues. L'étude des couplages cœur-neutron sera abordée dans le quatrième chapitre. Nous y présenterons les modèles utilisés ainsi que leur application au cas d'un neutron couplé à un cœur de  $^{10}\text{Be}$ .

En annexe seront donnés quelques aspects de la description théorique des réactions de transfert d'un nucléon.

# Chapitre 1

## Motivations

### 1.1 Structure en couches des noyaux et couplage spin-orbite

#### 1.1.1 Particules indépendantes

Une grandeur fondamentale pour un système à  $N$  corps comme le noyau atomique est le libre parcours moyen, c'est-à-dire la distance qui en moyenne sépare deux collisions subies par un des constituants du système. Dans le cas du noyau, cette grandeur peut être estimée grâce, entre autres, aux expériences de diffusion de neutrons et de protons [1]. Les résultats de ces expériences indiquent que le libre parcours moyen d'un nucléon est au moins comparable aux dimensions du noyau. L'explication communément admise de cet état de fait est très simple. Lorsque le noyau est dans son état fondamental, les nucléons occupent les états les plus bas. Un nucléon dans le noyau ayant une énergie cinétique moyenne faible, de l'ordre de 20 MeV, la plupart des états finals possibles d'une collision implique des états de nucléons de basse énergie déjà occupés, et sont donc interdits par le principe d'exclusion de Pauli. Le nombre effectif de collisions se trouve ainsi fortement réduit, avec pour conséquence un libre parcours moyen élevé. Les collisions étant inhibées, les nucléons n'interagissent pratiquement pas par l'intermédiaire de la partie répulsive de l'interaction nucléon-nucléon (le *cœur dur*). C'est la partie plus douce des interactions qui prédomine, et elle contribue à l'établissement d'un potentiel moyen dans lequel les nucléons peuvent être considérés comme indépendants.

#### 1.1.2 Densité des noyaux et potentiel moyen

La diffusion d'électrons de haute énergie (environ 1 GeV) sur les noyaux a constitué la première source d'information sur la distribution de charge nucléaire [2]. A ces énergies, les électrons ont une longueur d'onde comparable ou inférieure aux dimensions du noyau, et peuvent ainsi sonder la distribution spatiale des protons au sein du noyau. Dans de nombreux cas, une bonne reproduction des distributions angulaires expérimentales est obtenue en utilisant pour le

noyau une distribution de charge à symétrie sphérique, ayant une dépendance radiale donnée par une distribution de Fermi [3]. Cette distribution de charge est de la forme

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_c}{a}\right)}, \quad (1.1)$$

où  $\rho_0$  est la densité centrale du noyau,  $R_c$  est le rayon de charge et  $a$  est le paramètre dit de *diffusivité* caractérisant l'étendue de la surface nucléaire. Les données expérimentales de diffusion indiquent les valeurs

$$\rho_0 = 0,17 \text{ nucléon fm}^{-3} \quad \text{et} \quad a = 0,54 \text{ fm} \quad (1.2)$$

pour la densité centrale et la diffusivité. Pour un noyau de masse moyenne ( $A \approx 100$ ), le rayon de charge vérifie  $R_c \approx 1,2A^{1/3}$ . En supposant que la densité des neutrons a approximativement la même forme que celle des protons, et en invoquant la courte portée des forces nucléaires, il est raisonnable de penser que le potentiel moyen ressenti par un nucléon dans le noyau a une dépendance radiale similaire à celle de la distribution de charge. On obtient ainsi un potentiel moyen à un corps attractif de la forme

$$V(r) = \frac{-V}{1 + \exp\left(\frac{r-R_c}{a}\right)}, \quad (1.3)$$

couramment appelé potentiel de Woods-Saxon.

### 1.1.3 Effets de couches

Dans le cadre d'une description du noyau atomique en termes de particules indépendantes, les états propres du potentiel moyen ressenti par les nucléons sont des états à une particule, c'est-à-dire décrivant le mouvement d'un seul nucléon dans le potentiel créé par l'ensemble des constituants du noyau. Si ce potentiel moyen possède la symétrie sphérique, chaque orbitale à une particule est caractérisée par le moment angulaire total  $j$  d'un nucléon, et du fait des différentes orientations du vecteur  $\vec{j}$  dans l'espace, de telles orbitales sont  $2j+1$  fois dégénérées. Cette dégénérescence des états à un corps conduit à des discontinuités marquées, les *effets de couches*, dans certaines propriétés des noyaux. Cette situation est tout à fait similaire à la structure en couches des électrons atomiques.

L'énergie de séparation se définit comme l'énergie nécessaire pour retirer du noyau le nucléon le moins lié et constitue donc l'analogie du potentiel d'ionisation en physique atomique. Si l'on s'intéresse à la systématique des énergies de séparation de neutron et de proton des noyaux, on remarque des discontinuités analogues à celles que l'on observe dans les potentiels d'ionisation atomiques. Les figures 1.1 et 1.2 montrent ainsi des valeurs expérimentales d'énergies de séparation de neutron et de proton, en fonction respectivement des nombres de neutrons et de protons. Ces figures ne regroupent que des données de noyaux à nombre de masse impair,

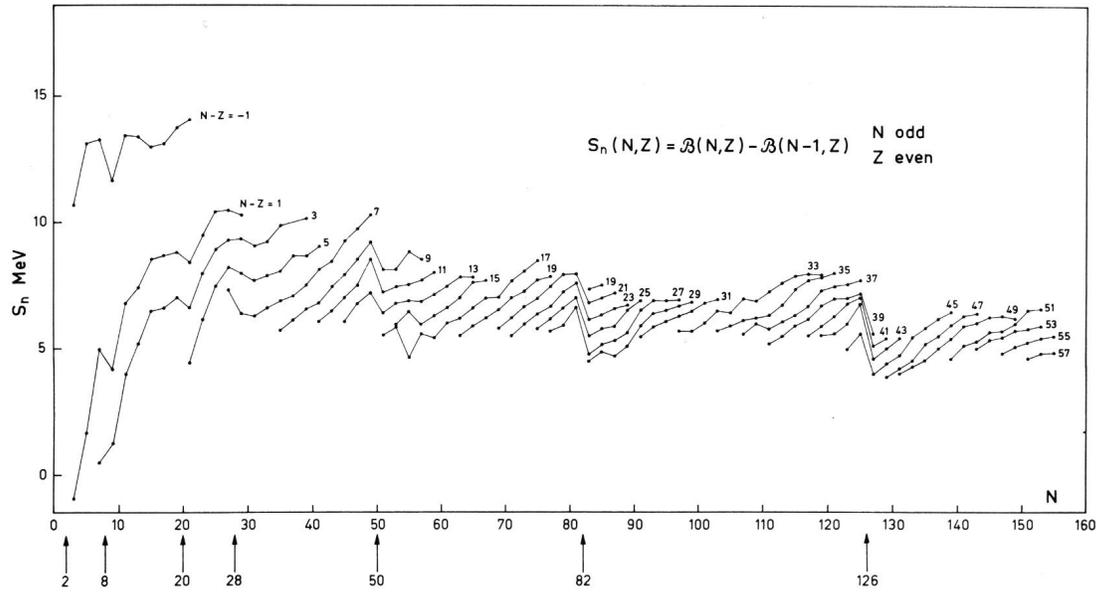


FIG. 1.1: Energies de séparation d'un neutron en fonction du nombre de neutrons (D'après [1]).

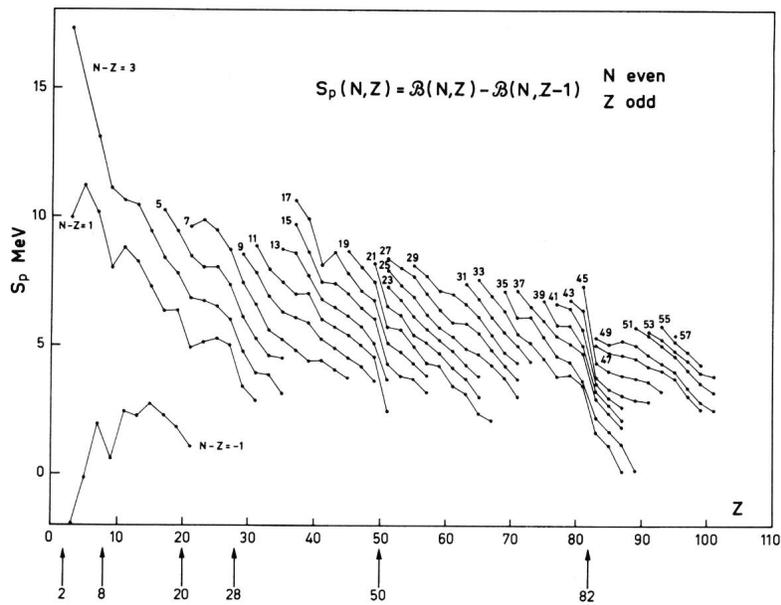


FIG. 1.2: Energies de séparation d'un proton en fonction du nombre de protons (D'après [1]).

afin d'éliminer les variations rapides dues à l'énergie d'appariement [1]. Les noyaux reliés par une ligne ont le même excès de neutrons. L'évolution de ces énergies de séparation en fonction des nombres de nucléons est globalement régulière, mais il se produit de brusques ruptures de pente pour les nombres de protons et de neutrons indiqués sur ces figures par les flèches : 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126. Ces nombres de nucléons particuliers, couramment appelés *nombres magiques*, se manifestent également par des discontinuités similaires dans d'autres propriétés des noyaux dépendant des énergies de liaison comme les masses, les énergies de décroissance  $\beta$  des noyaux à nombre de masse impair, ou les énergies de décroissance  $\alpha$  [4]. Ces nombres magiques sont les équivalents des nombres atomiques 2, 10, 18, 36, 54 et 86 caractérisant les gaz rares et correspondant à des fermetures de couches électroniques. Plus précisément, un nombre magique apparaît lorsqu'une couche très éloignée des couches d'énergies supérieures est remplie.

Les noyaux magiques, c'est-à-dire ceux qui possèdent un nombre magique de protons et/ou de neutrons, sont particulièrement difficiles à exciter. Dans la grande majorité des noyaux pair-pair le premier état excité est un état de spin et parité  $J^\pi = 2^+$ . L'étude des variations de l'énergie de ces premiers états  $2^+$  en fonction des nombres de nucléons révèle des effets de couches très prononcés, l'énergie de ces états augmentant fortement au voisinage des nombres magiques. Dans les noyaux à couches fermées, ces excitations impliquent la promotion de nucléons des couches pleines vers des orbites supérieures, qui sont très éloignées. Dans les noyaux à couches ouvertes, en revanche, les états  $2^+$  correspondent à des réarrangements de nucléons au sein de couches quasiment dégénérées. Les énergies des premières excitations des noyaux magiques sont donc élevées et leurs probabilités d'excitation faibles.

### 1.1.4 Fermetures de couches et couplage spin-orbite

Comme nous l'avons vu plus haut, une première forme empirique du potentiel nucléaire moyen est celle de Woods-Saxon. Il n'est pas possible d'obtenir des expressions analytiques pour les états propres de ce potentiel, c'est pourquoi on préfère souvent utiliser un potentiel analytiquement soluble comme celui de l'oscillateur harmonique. Le mouvement d'un nucléon de masse  $M$  dans un potentiel harmonique à trois dimensions isotrope est décrit par l'hamiltonien

$$H = \frac{1}{2M}\vec{p}^2 + \frac{1}{2}M\omega_0^2\vec{r}^2. \quad (1.4)$$

En coordonnées sphériques, les états propres à un corps de cet hamiltonien sont caractérisés par les nombres quantiques  $n, l, m_l, m_s$ , qui sont respectivement le nombre quantique principal, égal au nombre de nœuds de la fonction d'onde + 1, le moment angulaire orbital, et les projections du moment angulaire orbital  $\vec{l}$  et du spin intrinsèque  $\vec{s}$  sur un axe de référence. Le nombre de quanta d'oscillation  $N$  est relié à ces nombres quantiques par  $N = 2(n - 1) + l$ . Les orbites de même  $N$  sont dégénérées et leur énergie est  $E = (N + 3/2)\hbar\omega_0$ . On trouve ainsi à la même énergie toutes les orbites dont le nombre quantique  $l$  est dans l'intervalle  $N, N - 2, \dots, 0$  ou 1.

La figure 1.3 présente le spectre de l'oscillateur harmonique, avec les valeurs de  $l$  des orbites,

N	l	DEGEN.	TOTAL
5	1,3,5	42	112
4	0,2,4	30	70
3	1,3	20	40
2	0,2	12	20
1	1	6	8
0	0	2	2

FIG. 1.3: Spectre de l'oscillateur harmonique (D'après [1]).

la dégénérescence de chaque niveau  $N$  et la somme de cette dégénérescence avec celles des niveaux inférieurs. Comme on le voit, les fermetures de couches se produisent pour les nombres de protons et de neutrons 2, 8, 20, 40, 70 et 112. Les trois premières correspondent aux trois premiers nombres magiques observés expérimentalement, ce qui confirme la pertinence physique du potentiel harmonique. La dépendance radiale du potentiel harmonique n'est toutefois pas très réaliste. Les corrections à apporter à l'oscillateur harmonique pour une meilleure description contribuent à abaisser les énergies des orbites de grand  $l$  par rapport à celles des orbites de  $l$  petit [1]. La dégénérescence des orbites d'un même niveau  $N$  de l'oscillateur harmonique est donc levée. Cet effet est illustré de manière schématique sur la partie centrale de la figure 1.4, où l'on voit également que les nombres magiques ne sont toujours pas reproduits. Une avancée décisive dans le développement du modèle en couches a été de remarquer que l'introduction d'un fort couplage entre le spin intrinsèque et le moment angulaire orbital du nucléon (couplage *spin-orbite*) permettait d'obtenir des fermetures de couches reproduisant les nombres magiques observés expérimentalement [5, 6]. Le couplage spin-orbite le plus simple est de la forme  $g(r)\vec{l} \cdot \vec{s}$ , où  $\vec{l}$  et  $\vec{s}$  sont respectivement le moment angulaire orbital et le spin intrinsèque du nucléon. Un tel terme dans le potentiel à un corps sépare les niveaux de moment angulaire total  $j = l + 1/2$  et  $j = l - 1/2$  qui dans un potentiel indépendant du spin sont dégénérés. Si le signe de  $g$  est négatif, ce potentiel abaisse l'énergie des orbites de moment angulaire total  $j = l + 1/2$  et les fermetures de couches expérimentales sont obtenues, comme indiqué par le schéma de la figure 1.4. On remarque en particulier que les fermetures de couches 28, 50, 82 et 126 sont dues à l'abaissement d'une orbite de grand  $j$ , qui se retrouve isolée ou au sommet de la couche précédente.

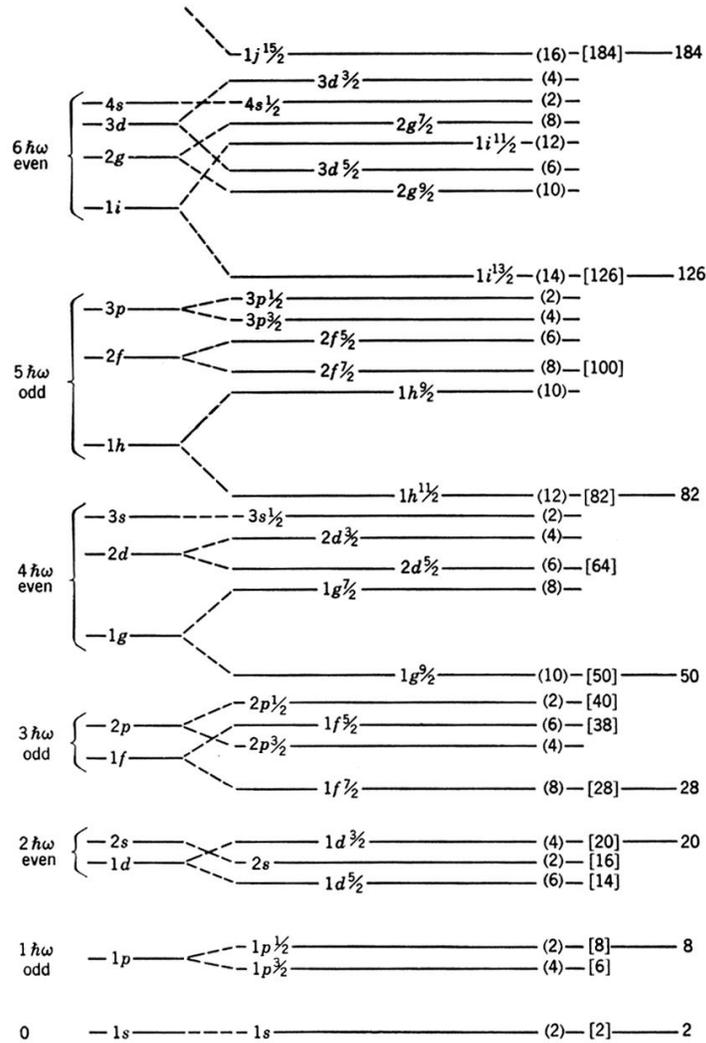


FIG. 1.4: Séquence des niveaux à une particule (D'après [4]).

### 1.1.5 Evidences expérimentales de l'existence d'un couplage spin-orbite

Une des premières indications concernant le couplage spin-orbite a été fournie par la diffusion de protons et de neutrons sur des noyaux de  ${}^4\text{He}$  [4]. Les résonances observées correspondent à des états des noyaux non-liés  ${}^5\text{Li}$  et  ${}^5\text{He}$ . Pour ces deux noyaux, la description en terme de particules indépendantes est valide, puisqu'ils sont constitués d'une particule et d'un cœur  ${}^4\text{He}$  très lié. D'après la figure 1.4, on s'attend donc à ce que les états fondamentaux de ces noyaux aient un moment angulaire orbital  $l = 1$ . La diffusion de protons et de neutrons révèle des résonances à 2,4 et 1,25 MeV, respectivement, qui correspondent de manière prépondérante à la diffusion de nucléons de moment angulaire orbital  $l = 1$  et de moment angulaire total  $j = 3/2$ . Les états fondamentaux des noyaux  ${}^5\text{Li}$  et  ${}^5\text{He}$  correspondent donc à une orbitale à un corps de nombres quantiques  $p3/2$ . Une deuxième résonance, de nombres quantiques  $p1/2$ , apparaît à quelques MeV plus haut. Ces observations indiquent donc l'existence d'un couplage spin-orbite conduisant à une séparation en énergie entre les états  $j = l + 1/2$  et  $j = l - 1/2$  de l'ordre de plusieurs MeV.

L'existence d'un couplage spin-orbite se trouve a posteriori complètement justifiée, puisque la séquence des niveaux à une particule obtenue lorsque l'on ajoute un couplage spin-orbite au potentiel central permet d'interpréter très simplement les spins et parités des états fondamentaux et des premiers états excités de nombreux noyaux à nombre de masse  $A$  impair [1]. En effet, du fait de l'appariement, les nucléons se couplent deux à deux à un moment angulaire total nul et une parité positive, et le spin total et la parité des états du noyau sont alors déterminés par les nombres quantiques du nucléon non apparié.

D'autre part, l'existence des états à un corps est confirmée par l'étude des réactions impliquant les degrés de liberté d'un seul nucléon, comme les réactions de transfert d'un neutron (d,p) et (p,d) [1, 7], ou les réactions (p,2p) [8] et (e,e'p) [8, 9]. Les analyses de telles réactions permettent en particulier de déterminer l'énergie et les nombres quantiques de ces états à un corps. On peut déduire de ces mesures des indications sur le couplage spin-orbite. Ainsi, l'écart d'énergie observé entre les partenaires de spin-orbite  $j = l \pm 1/2$  (le *splitting spin-orbite*) peut être approximativement représenté par un terme de la forme [1]

$$\Delta\varepsilon_{ls} \approx -20(\vec{l} \cdot \vec{s})A^{-2/3} \text{ MeV}. \quad (1.5)$$

Cette quantité peut toutefois varier d'un noyau à l'autre, en particulier dans les noyaux légers. De même, l'espacement dû au spin-orbite lorsque la sous-couche  $j = l + 1/2$  est pleine et la sous-couche  $j = l - 1/2$  est vide est plus important que lorsque les sous-couches sont toutes les deux pleines [3].

L'évidence la plus manifeste de l'existence d'un potentiel spin-orbite est l'apparition de phénomènes de polarisation dans la diffusion de nucléons sur les noyaux. Du fait du couplage spin-orbite, le potentiel agissant sur un nucléon dépend de l'orientation de son spin par rapport au plan de réaction. Il en résulte que les faisceaux de nucléons non-polarisés deviennent par-

tiellement polarisés lors de la diffusion. Si l'on utilise des faisceaux polarisés, il apparaît des asymétries dans l'intensité diffusée. Ces effets de polarisation ont été observés de manière systématique et ils impliquent un couplage spin-orbite de même signe et de même amplitude que l'estimation (1.5) [1].

### 1.1.6 Forme du potentiel spin-orbite

Comme nous l'avons déjà indiqué, le couplage spin-orbite le plus simple a la forme  $g(r)\vec{l}\cdot\vec{s}$ . Il ne peut s'agir que d'un terme de surface [10]. Si le nucléon se propage dans la matière nucléaire infinie et uniforme, aucun point ne peut être utilisé comme référence pour définir le moment angulaire orbital  $\vec{l}$ , et par conséquent la direction du spin du nucléon par rapport au vecteur  $\vec{l}$  n'a pas de signification. Dans un noyau fini, le centre de masse fournit un point de référence. Néanmoins, la densité est approximativement uniforme à l'intérieur du noyau, et le nucléon ne ressent donc le caractère fini du milieu que lorsqu'il se trouve à la surface. Dans cette région, le gradient de la densité définit une direction de référence qui n'est autre que la direction radiale :  $\vec{\nabla}\rho(r) = \frac{\partial\rho}{\partial r}\vec{r}$  pour une densité possédant la symétrie sphérique. Il est alors possible d'introduire un potentiel de la forme [1]

$$V_{ls}(r) \propto \vec{\nabla}\rho(r) \times \vec{p} \cdot \vec{s} = \vec{l} \cdot \vec{s} \frac{1}{r} \frac{\partial\rho(r)}{\partial r}. \quad (1.6)$$

Cette forme est celle que l'on obtient par l'approximation de l'équation de Dirac dans le domaine faiblement relativiste pour un électron soumis à un potentiel coulombien [11] (forme dite de Thomas), à ceci près que la densité  $\rho(r)$  remplace ici le potentiel présent dans la forme habituelle. Comme nous l'avons déjà indiqué, un potentiel à un corps réaliste doit avoir une dépendance radiale très similaire à celle de la densité  $\rho(r)$ . Il est donc généralement suffisant d'employer des potentiels spin-orbite nucléaires de la forme

$$V_{ls}(r) = V_{ls}\vec{l}\cdot\vec{s}\frac{1}{r}\frac{\partial f(r)}{\partial r}, \quad (1.7)$$

où  $f(r)$  est une fonction radiale de type Woods-Saxon décrivant la forme du potentiel central, et où la constante  $V_{ls}$  caractérise la force du potentiel spin-orbite.

### 1.1.7 Origine du couplage spin-orbite

#### Réduction non-relativiste de l'équation de Dirac

Nous venons de le voir, pour un électron plongé dans un potentiel coulombien, le terme de spin-orbite apparaît de manière naturelle dans le cadre d'une description relativiste utilisant l'équation de Dirac. Ceci est tout à fait général : dans le cas du mouvement d'un fermion dans un champ extérieur, une réduction de l'équation de Dirac dans le domaine faiblement relativiste fait également apparaître un terme de spin-orbite du type de Thomas [12]. Pour un nucléon soumis

à un potentiel nucléaire central ayant une profondeur de l'ordre de 50 MeV, ce potentiel spin-orbite a une intensité au moins dix fois plus faible que les valeurs indiquées par les observations expérimentales. Le couplage spin-orbite particulièrement élevé dans le cas nucléaire ne peut donc être expliqué par de simples effets de cinématique relativiste.

### Couplage spin-orbite et interaction nucléon-nucléon

Le fort couplage spin-orbite que l'on observe dans les noyaux est lié à la présence d'une force de spin-orbite à deux corps dans l'interaction nucléon-nucléon. Dans le cas de l'interaction nucléon-nucléon libre, l'analyse des déphasages  ${}^3P$  induits par la diffusion nucléon-nucléon permet d'obtenir des informations sur la nature des forces à deux corps dépendant du spin [1, 3]. La reproduction des déphasages  ${}^3P$  observés, en particulier des amplitudes relatives de ces déphasages, nécessite l'introduction de deux types de forces dépendant du spin : une force tensorielle et une force de spin-orbite. De plus on observe que la force de spin-orbite à deux corps doit être attractive dans le cas où le spin et le moment angulaire orbital sont parallèles (onde  ${}^3P_2$ ).

### Le spin-orbite dans le modèle de champ moyen relativiste

L'existence d'une force de spin-orbite dans l'interaction nucléon-nucléon conduit à l'apparition d'un couplage spin-orbite dans le potentiel à un corps moyen ressenti par un nucléon du noyau. Il est particulièrement intéressant de se demander comment les propriétés de ce potentiel à un corps, notamment le terme spin-orbite, peuvent se déduire des propriétés de l'interaction nucléon-nucléon effective. Ce problème est abordé par plusieurs méthodes de traitement du problème à  $N$  corps, en particulier le modèle de champ moyen relativiste. Ce dernier est basé sur la représentation de l'interaction nucléon-nucléon en termes d'échange de mésons. Plus précisément, le point de départ de ce modèle est un lagrangien effectif contenant des champs qui correspondent aux degrés de liberté nucléoniques et mésoniques, ainsi que des termes d'interaction qui couplent entre eux les champs de nucléons et de mésons [13, 14]. Les équations d'Euler-Lagrange permettent de dériver de ce lagrangien une équation de Dirac pour le champ de nucléons, dans laquelle interviennent deux potentiels : un potentiel vecteur  $V$  provenant du couplage aux champs des mésons vecteur isoscalaire  $\omega$  et vecteur isovectoriel  $\rho$ , et un potentiel scalaire  $S$  dû au couplage au méson scalaire isoscalaire  $\sigma$ . Ces potentiels suivent approximativement une forme de type Woods-Saxon et sont plus ou moins constants à l'intérieur du noyau, avec  $V \approx 350$  MeV et  $S \approx -400$  MeV. Dans l'équation de Dirac à laquelle obéit le champ de nucléons, il n'apparaît explicitement aucun terme spin-orbite. Encore une fois, il faut recourir à une approximation de cette équation dans le domaine faiblement relativiste pour qu'un tel terme apparaisse. Celui-ci contient alors le potentiel  $V - S \approx 750$  MeV, tandis que le potentiel central qui apparaît aussi dans cette équation fait intervenir le potentiel  $V + S \approx -50$  MeV. Le

modèle de champ moyen relativiste fournit ainsi une explication naturelle pour le fort splitting spin-orbite observé dans les noyaux.

### 1.1.8 Structure en couches et noyaux exotiques

Avec l'avènement des faisceaux radioactifs, qui offrent la possibilité d'étudier expérimentalement les noyaux éloignés de la ligne de stabilité, se pose la question de l'évolution de la structure en couches dans ces noyaux instables. Nous l'avons vu au cours des paragraphes précédents, le couplage spin-orbite joue un rôle fondamental dans la structure en couches des noyaux stables, en particulier dans les manifestations les plus frappantes de cette structure que sont les nombres magiques. Le couplage spin-orbite se manifeste ainsi dans des propriétés globales des noyaux, mais, comme nous l'avons souligné, il est aussi intimement relié à la nature même de l'interaction nucléon-nucléon. Le spin-orbite se place donc au cœur des problématiques ouvertes par l'étude des noyaux exotiques, tant du point de vue de l'évolution des couches que de celui de l'éventuelle modification de l'interaction nucléon-nucléon.

#### Quelques prédictions théoriques

**Structure en couches loin de la stabilité** Dans des calculs de champ moyen relativiste et non-relativiste, Sharma et al. [15] ont étudié la structure en couches des isotopes du zirconium ( $Z = 40$ ) de masse  $A = 110$  à  $A = 136$ . Les calculs relativistes présentent une rupture de pente au passage de la fermeture de couche  $N = 82$  dans l'évolution de l'énergie de liaison en fonction du nombre de masse, ce qui signe la persistance des effets de couches à des excès de neutrons importants. En revanche, la variation de l'énergie de liaison au passage de  $N = 82$  est beaucoup plus douce pour les calculs de type Hartree-Fock avec interaction de Skyrme, ce qui indique une atténuation des effets de couches. Les différences observées entre les comportements des énergies de liaison relativistes et non-relativistes sont liées aux spectres à une particule, et en particulier au potentiel spin-orbite. Les splittings spin-orbite des couches  $1g$  et  $1h$ , qui jouent un rôle important dans l'apparition des effets de couches, sont 20 à 30 % supérieurs dans les calculs Skyrme-Hartree-Fock que dans les calculs relativistes. Le fort splitting spin-orbite dans ces derniers calculs réduit l'énergie des niveaux situés au-dessus du gap  $N=82$ , et atténue ainsi l'effet de couche correspondant.

Dobaczewski et al. [16] ont effectué des calculs similaires le long des chaînes isobariques  $A = 100$  et  $A = 120$ . Ils prédisent également une atténuation des effets de couches à la drip-line neutron, mais le phénomène a ici une autre origine. Les gaps correspondant aux fermetures de couches des neutrons se trouvent réduits par l'interaction avec le continuum qui tend à diminuer l'énergie des orbites de faible moment angulaire  $j$  par rapport aux orbites de grand  $j$ . Cet effet apparaît à la fois dans les calculs relativistes et non-relativistes. D'autre part, la diffusivité du potentiel moyen des neutrons augmente sensiblement avec l'excès de neutrons, et ce dans les

deux types de calculs. En conséquence, à la drip-line neutron le spectre des niveaux de neutrons se rapproche du spectre à une particule obtenu dans un potentiel d'oscillateur harmonique avec terme de spin-orbite.

**Réduction du potentiel spin-orbite à la drip-line neutron** Comme nous venons de le voir, les calculs de champ moyen relativiste et non-relativiste de Dobaczewski et ses collaborateurs [16] donnent des résultats identiques en ce qui concerne l'évolution des couches avec l'excès de neutrons. Cependant, ils observent une forte diminution du splitting spin-orbite des neutrons dans les calculs relativistes, alors que cette quantité reste globalement constante dans le cas des calculs Skyrme-Hartree-Fock. Au voisinage de la drip-line neutron, cette diminution dans les calculs relativistes est de l'ordre de 25 % pour le splitting des couches  $1g$ , par rapport aux cas des isotopes stables. Ceci semble être une tendance générale dans les calculs de type relativiste, où le potentiel de spin-orbite apparaît de manière plus naturelle. Ainsi, dans leur étude des isotopes pair-pair de néon ( $Z = 10$ ) et de magnésium ( $Z = 12$ ) avec le modèle Hartree-Bogoliubov relativiste, Lalazissis et al. [17] obtiennent eux aussi une diminution d'environ 30 % pour le splitting  $1d$  à la drip-line neutron. Ces auteurs remarquent également que dans les calculs Hartree-Fock avec une interaction de Skyrme, l'intensité du potentiel spin-orbite ne décroît pas, même dans les noyaux les plus riches en neutrons. Afin d'isoler les propriétés de la surface nucléaire, notamment le potentiel spin-orbite, Von-Eiff et al. [18] ont réalisé des calculs de champ moyen relativiste dans la matière nucléaire semi-infinie asymétrique. Là encore, pour des excès de neutrons correspondant à la drip-line, on observe une diminution d'environ un tiers de l'intensité du terme de spin-orbite.

### Situation expérimentale

Cottle et Kemper ont récemment étudié l'évolution des fermetures de couches dans les noyaux riches en neutrons des chaînes  $Z = 10$  à  $20$ , à partir des données expérimentales sur les énergies de séparation et les propriétés des états excités (énergies et probabilités de transitions) [19]. Il semble que certains effets de couches soient atténués à mesure que l'excès de neutrons augmente. En particulier la fermeture de couche  $Z = 16$  tend à disparaître à partir de  $N = 23$ . De même, il existe des indications de la disparition de la fermeture  $N = 28$  au voisinage de  $Z = 16$ , qui pourrait être due à un affaiblissement du terme de spin-orbite, mais de nouvelles données sont nécessaires pour tirer de plus fermes conclusions.

Parmi les noyaux légers, la chaîne isotopique de l'oxygène ( $Z = 8$ ) suscite un grand intérêt. Si l'on se base sur les nombres magiques observés dans les noyaux stables, on s'attend à ce que l'isotope  $^{28}\text{O}$ , avec  $N = 20$ , soit doublement magique. Ce noyau n'est en fait pas lié et la drip-line neutron se situe au niveau de l'isotope  $^{24}\text{O}$  ( $N = 16$ ) [20]. Ainsi, en partant du noyau doublement magique  $^{16}\text{O}$ , on atteint la drip-line neutron en ajoutant seulement 8 neutrons, alors que la chaîne voisine des fluors ( $Z = 9$ ) s'étend au moins jusqu'à l'isotope

$^{31}\text{F}$  ( $N = 22$ ). La structure des noyaux d'oxygène semble donc évoluer de manière rapide et importante lorsque l'on s'approche de la drip-line neutron. Des calculs de QRPA [21, 22] prédisent une forte diminution de la probabilité de transition réduite  $B(E2, 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$  de l'isotope  $^{22}\text{O}$  par rapport au noyau  $^{20}\text{O}$ , ce qui indique un renforcement de la fermeture de sous-couche  $N = 14$ . Ceci est confirmé par des mesures expérimentales qui d'une part montrent que la probabilité de transition  $B(E2, 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$  est bien plus faible dans le  $^{22}\text{O}$  que dans le  $^{20}\text{O}$  [23], et d'autre part indiquent que l'énergie de l'état  $2_1^+$  de le  $^{22}\text{O}$ , avec 3,2 MeV [24], est beaucoup plus élevée que l'énergie du  $2_1^+$  dans le  $^{20}\text{O}$ , de 1,67 MeV. Le premier état  $2^+$  du noyau  $^{24}\text{O}$  semble se situer à une énergie encore plus élevée. En effet, dans une expérience récente [25], aucun état excité lié n'a été observé dans ce noyau. Le premier état  $2^+$  se trouve donc au-delà du seuil d'émission d'un neutron de 3,7 MeV. A noter que les calculs QRPA mentionnés plus haut [21] prédisent également une réduction de la probabilité de transition  $B(E3, 0_{g.s.}^+ \rightarrow 3_1^+)$  dans le noyau  $^{24}\text{O}$ , par rapport aux isotopes d'oxygène de masse 16 à 22. Cette probabilité de transition  $B(E3)$  étant essentiellement sensible à la fermeture de couche  $Z = 8$ , il semble que cette prédiction indique un renforcement de cette couche pour  $N = 16$ . Ce phénomène pourrait être lié à un affaiblissement du potentiel spin-orbite, qui est responsable de l'abaissement de la sous-couche de proton  $1d5/2$  [21].

Dans l'étude de la structure nucléaire, les réactions directes, que nous allons maintenant présenter, constituent un outil précieux.

## 1.2 Réactions nucléaires directes

### 1.2.1 Réactions directes et réactions du noyau composé

La première remarque que l'on peut faire au sujet des réactions nucléaires concerne leur sélectivité. Des réactions conduisant au même noyau final ne vont généralement pas peupler les mêmes états de ce noyau. Néanmoins, certaines réactions ont des caractéristiques communes, et aux énergies de quelques MeV/u à quelques dizaines de MeV/u, on peut ainsi distinguer deux grandes classes de réactions, les réactions directes et les réactions du noyau composé.

#### Réactions du noyau composé

Lors de leur collision, les deux noyaux peuvent fusionner et former ainsi un système nucléaire très excité appelé *noyau composé*. Celui-ci subsiste suffisamment longtemps pour que son énergie d'excitation se répartisse plus ou moins uniformément sur l'ensemble de ses constituants : on dit alors qu'il est thermalisé. Ensuite, une quantité suffisante d'énergie peut se trouver « portée » par un nucléon ou un groupe de nucléons, de sorte que cette dernière entité peut être *évacuée* par le noyau composé. On a donc de manière schématique la réaction



Le noyau  $B^*$  peut à son tour émettre une ou plusieurs particules si il lui reste suffisamment d'énergie d'excitation. Sinon, il peut se désintégrer par décroissance  $\beta$  ou se désexciter par émission  $\gamma$ . Du fait du délai existant entre la formation et la désintégration du noyau composé, le noyau  $C^*$  peut être considéré comme ayant perdu la mémoire de la façon dont il a été formé, c'est-à-dire de la voie d'entrée  $A + a$ . En particulier, ses modes de désintégration  $B + b$  sont indépendants de cette voie d'entrée et indépendants les uns des autres.

## Réactions directes

A l'extrême opposé, les deux noyaux peuvent simplement se frôler et se séparer immédiatement. Il peut se produire différents phénomènes lorsque les noyaux sont proches et interagissent : leurs états internes peuvent rester inchangés (*diffusion élastique*), ou au contraire les noyaux peuvent être excités (*diffusion inélastique*), ou encore un ou plusieurs nucléons peuvent être transférés d'un noyau à l'autre (*collisions de réarrangement, réactions de transfert*). Ces réactions ont lieu de manière très rapide, et conduisent de l'état initial à l'état final en une seule étape, sans passer par un état intermédiaire complexe. Par conséquent on qualifie ces réactions de *directes*.

Les réactions directes et les réactions du noyau composé ne s'excluent pas mutuellement et une réaction donnée peut recevoir des contributions des deux types de mécanismes. Leurs importances relatives peuvent dépendre du paramètre d'impact : les collisions les plus centrales conduiront à la formation du noyau composé par fusion des deux noyaux, et les collisions périphériques où les noyaux ne font que s'effleurer seront des réactions directes. L'énergie cinétique du projectile de la voie d'entrée joue également un rôle dans l'importance relative des deux types de processus dans une réaction donnée. A basse énergie, la formation du noyau composé est dominante, mais son importance diminue très vite quand l'énergie de bombardement augmente. En effet, le nombre de canaux ouverts augmentant avec l'énergie, la contribution du noyau composé à une voie de sortie particulière se trouve rapidement réduite. Dans le même temps les composantes directes prennent de l'importance et finissent par dominer à des énergies de l'ordre de 10 A.MeV [26]. Cette distinction entre réactions directes et réactions du noyau composé est qualitative et il existe une gamme continue de processus intermédiaires, tels que diffusion profondément inélastique (*deep inelastic*), fusion incomplète, ...

### 1.2.2 Importance des réactions directes

Dès lors qu'il existe un recouvrement significatif entre les fonctions d'onde de la voie d'entrée et d'une voie de sortie particulière, la réaction qui relie ces deux états peut avoir lieu de manière simple, avec un minimum de réarrangement et en un minimum de temps. Elle peut donc être considérée comme directe [10]. Cette caractéristique permet de saisir toute l'importance des réactions directes : elles fournissent des informations sur la relation (le recouvrement)

existant entre l'état fondamental du noyau cible et les états du noyau final. Elles constituent donc un outil de toute première importance pour l'étude de la structure nucléaire.

Le réarrangement simple et rapide ayant lieu dans une réaction directe peut toutefois correspondre à l'excitation d'un nombre important de degrés de liberté individuels. On peut par exemple exciter les premiers états de vibration collective des noyaux par diffusion inélastique de protons [10]. Microscopiquement, un de ces états peut être décrit de manière complexe par une superposition cohérente d'excitations individuelles particule-trou [27]. Mais cet état peut aussi être vu comme résultant simplement de l'excitation d'un seul quantum de vibration (un *phonon*). Bien que mettant en jeu un grand nombre de degrés de liberté nucléoniques, la réaction peut être considérée comme directe dans cette dernière représentation.

### 1.2.3 La réaction (d,p)

Dans l'image la plus simple, la réaction de transfert d'un neutron  $A(d,p)B$ , où  $B = A + n$ , peut être considérée comme se produisant en trois étapes :

1. le deuton se déplace dans le potentiel créé par la cible  $A$  ;
2. lorsque les deux noyaux sont proches, le neutron du deuton est transféré au noyau cible ;
3. le proton s'éloigne du noyau résiduel  $B$ .

Le point essentiel de cette description réside dans l'hypothèse que les étapes de diffusion (1 et 3) sont séparées par un processus simple (2) durant lequel l'état final du noyau résiduel est peuplé par l'addition du neutron transféré à l'état initial de la cible. Si l'on suppose de plus que les étapes 1 et 3 sont dominées par la diffusion élastique et que l'étape de réarrangement peut être traitée comme une perturbation, on aboutit à une description de la réaction qui est celle de la DWBA, ou *Approximation de Born pour les Ondes Distordues* [10]. Le mouvement relatif des noyaux avant et après le transfert proprement dit est décrit par une onde distordue qui tient compte de la diffusion élastique. La transition correspondant au transfert a donc lieu entre des états de diffusion élastique et le neutron est simplement ajouté à l'état fondamental du noyau cible, sur une orbite individuelle. Dans le cadre de la DWBA, on peut montrer que la section efficace d'une transition vers un état particulier du noyau final est proportionnelle à la probabilité de « trouver » dans cet état la composante où le neutron occupe une orbite à un corps et est couplé à l'état fondamental du noyau cible. Cette probabilité est appelée *facteur spectroscopique*, et peut s'écrire formellement [10, 28] pour une transition vers un état  $i$  du noyau final  $B$

$$S_i = |\langle \psi_{nlj} \psi_A^0 | \psi_B^i \rangle|^2, \quad (1.8)$$

où  $\psi_{nlj}$ ,  $\psi_A^0$  et  $\psi_B^i$  désignent respectivement l'état à un neutron, l'état fondamental du noyau cible  $A$  et l'état peuplé dans le noyau  $B$ . D'autre part, le transfert du neutron s'accompagne d'un transfert de moment angulaire. Ce moment angulaire transféré caractérise la forme de la distribution angulaire du noyau final dans le référentiel du centre de masse du système total.

En comparant la distribution angulaire expérimentale pour la transition menant à un état particulier du noyau final et la section efficace différentielle calculée pour cette transition à l'aide d'un modèle, comme par exemple la DWBA, on peut extraire le moment angulaire transféré et le facteur spectroscopique. Le moment angulaire transféré est donné par la comparaison des formes des distributions expérimentale et calculée, tandis que le facteur spectroscopique se déduit de la normalisation du calcul par rapport à la distribution angulaire mesurée.

Notons qu'il est tout à fait possible que des processus indirects en plusieurs étapes contribuent à la réaction (d,p). Le transfert du neutron peut par exemple être précédé ou suivi par l'excitation du noyau cible ou du noyau final. De même, l'interaction avec le noyau cible peut provoquer la cassure du deuton, dont le neutron peut ensuite être transféré à ce noyau cible. Si ces effets sont importants, il peut s'avérer nécessaire de les traiter de manière explicite et il faut alors recourir à des méthodes autres que la DWBA pour calculer la section efficace de réaction, comme par exemple la *méthode des voies couplées* [10, 28].

Nous l'avons déjà souligné, les réactions directes jouent un rôle très important dans l'étude de la structure nucléaire. Dans la section qui suit, nous ferons le point sur les connaissances actuelles concernant le  $^{11}\text{Be}$  et nous verrons qu'une grande partie des informations disponibles sur ce noyau provient d'études impliquant des réactions directes : cassure, transfert, échange de charge, excitation coulombienne, ...

## 1.3 Etat des connaissances sur le $^{11}\text{Be}$

Bien que d'un « exotisme » modéré ( $N/Z = 1,75$ ) par rapport à d'autres noyaux légers situés à la drip-line neutron, comme  $^{11}\text{Li}$  ( $N/Z = 2,7$ ),  $^{14}\text{Be}$  ( $N/Z = 2,5$ ) ou  $^8\text{He}$  ( $N/Z = 3$ ), le  $^{11}\text{Be}$  possède des caractéristiques qui diffèrent fortement de celles des noyaux stables.

### 1.3.1 L'inversion de parité

Le noyau  $^{11}\text{Be}$ , constitué de 4 protons et de 7 neutrons, est lié du point de vue de l'émission de particules mais se désintègre par décroissance  $\beta^-$  vers le  $^{11}\text{B}$ , avec une durée de vie de 13,81 s [29]. Cette décroissance a été étudiée en détail il y a une quarantaine d'années sur des noyaux de  $^{11}\text{Be}$  produits par la réaction  $^{11}\text{B}(n,p)^{11}\text{Be}$  [30, 31]. Les mesures de durées de vie comparatives ( $\log ft$ ) indiquent que les transitions peuplant des états du  $^{11}\text{B}$  de parité positive sont des transitions permises, alors que celles qui conduisent à des états de parité négative ont des  $\log ft$  caractéristiques de transitions premières interdites. Ces données semblaient déjà montrer que l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  est de parité positive, ce qui est en désaccord avec les prédictions basées sur l'ordre standard des états à une particule. En effet, on s'attendrait à ce que le neutron de valence occupe l'orbite  $1p_{1/2}$ , ce qui donnerait  $J^\pi = 1/2^-$  pour l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ . Néanmoins, comme l'ont très tôt remarqué Talmi et Unna [32], les interactions résiduelles

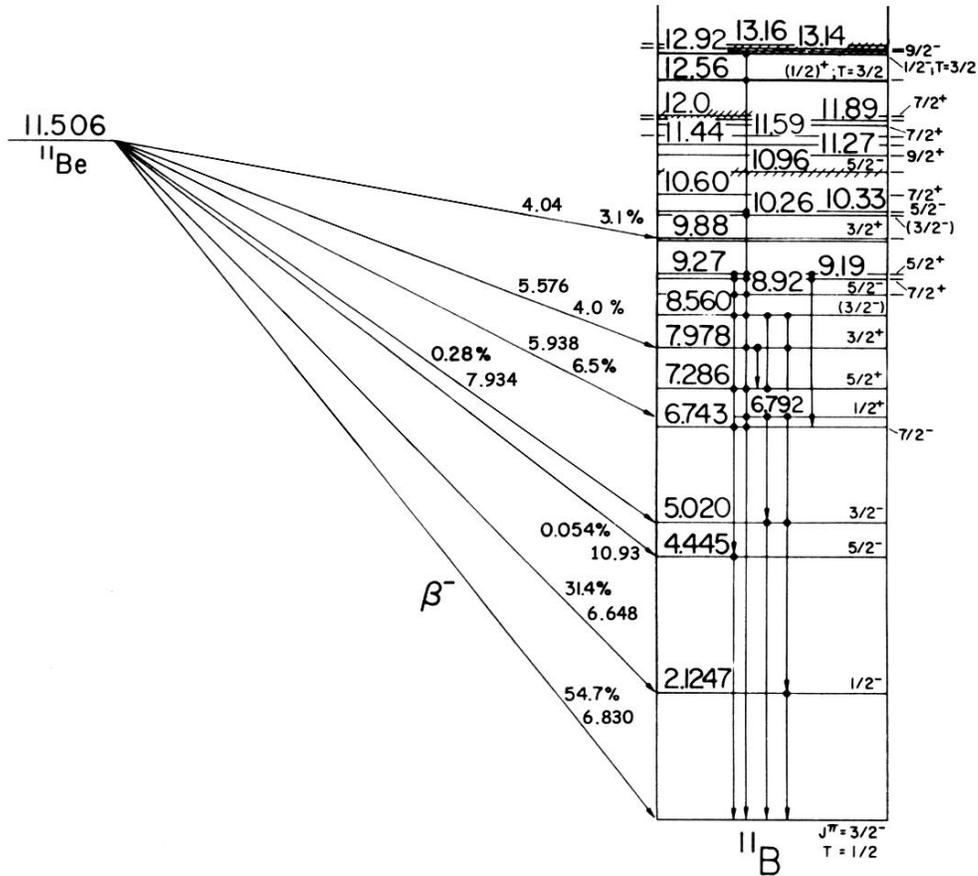


FIG. 1.5: Schéma de niveaux du  $^{11}\text{B}$ , avec les transitions  $\beta$  du  $^{11}\text{Be}$ . Le rapport de branchement et le  $\log ft$  sont indiqués pour chaque transition (D'après [29]).

peuvent modifier la position relative des orbites. En extrapolant la différence d'énergie entre les états  $1p_{1/2}$  et  $2s_{1/2}$  des isotones  $N = 7$   $^{13}\text{C}$  et  $^{12}\text{B}$ , ces auteurs ont prédit une inversion de ces couches dans le  $^{11}\text{Be}$ , avec la sous-couche  $2s_{1/2}$  située 210 keV en-dessous du niveau  $1p_{1/2}$ . Dans ce cas, l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  serait un état  $1/2^+$ . Ces fortes indications expérimentales et théoriques en faveur d'une « inversion de parité » entre l'état fondamental et le premier état excité du  $^{11}\text{Be}$  ont été confirmées par la suite. La capture de muons négatifs sur le  $^{11}\text{B}$  [33] a ainsi clairement montré que le premier état excité du  $^{11}\text{Be}$  à 320 keV est un état  $1/2^-$ . D'autre part, une des premières études de la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$ , en cinématique directe avec une cible radioactive de  $^{10}\text{Be}$  [34], a mis en évidence une transition de moment angulaire transféré  $L = 0$  entre l'état fondamental  $0^+$  du  $^{10}\text{Be}$  et celui du  $^{11}\text{Be}$ , ce qui indique sans ambiguïté que ce dernier est bien un état  $1/2^+$ .

### 1.3.2 Le halo

#### Les noyaux à halo

Au milieu des années 1980, Tanihata et ses collaborateurs ont réalisé une des premières applications des faisceaux de noyaux radioactifs produits par fragmentation de faisceaux stables, en mesurant les sections efficaces d'interaction d'isotopes stables et instables de He, Li, Be et B, sur différents noyaux cibles à haute énergie (790 A.MeV) [35, 36, 37]. La figure 1.6 présente les

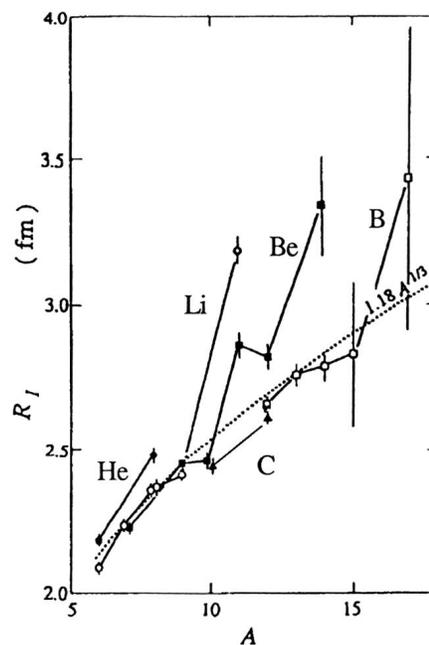


FIG. 1.6: Rayons d'interaction de noyaux stables et instables de la couche  $p$ . La courbe en pointillés représente la loi standard  $R_I = r_0 A^{1/3}$ , avec  $r_0 = 1,18$  fm (D'après [38]).

rayons d'interaction déduits de ces mesures, en fonction du nombre de masse  $A$  des noyaux. On

y remarque que certains isotopes très riches en neutrons, comme le  $^{11}\text{Li}$ , le  $^{11}\text{Be}$  ou le  $^{14}\text{Be}$  ont des rayons d'interaction beaucoup plus importants que la tendance globale représentée par la loi standard  $R_I \propto A^{1/3}$ , ce qui est le signe d'une déformation et/ou d'une distribution de matière étendue. La très faible énergie de séparation des neutrons de valence de ces noyaux suggère que ce sont ces nucléons qui sont responsables de ces rayons accrus. Par analogie avec le deuton, Hansen et Jonson [39] ont modélisé ces noyaux comme des systèmes à deux corps constitués d'un cœur et du (des) neutron(s) de valence. Ils ont ainsi souligné le fait que dans la région située au-delà de la portée des forces nucléaires la fonction d'onde du (des) neutron(s) de valence est une fonction d'onde de Yukawa,  $\psi(\vec{r}) \propto \exp(-r/\rho)/r$ , dont la longueur de décroissance  $\rho$  est donnée par

$$\rho = \hbar/(2\mu S)^{1/2}, \quad (1.9)$$

où  $\mu$  est la masse réduite du système cœur-neutron(s) et  $S$  l'énergie de séparation du (des) neutron(s) de valence. Dans le cas du  $^{11}\text{Be}$ ,  $S_n = 0,5 \text{ MeV}$  [29] et  $\rho \approx 7 \text{ fm}$ , alors que le cœur de  $^{10}\text{Be}$  a un rayon carré moyen de  $2,3 \text{ fm}$  [37]. Par conséquent, la distribution spatiale du neutron de valence s'étend bien au-delà du cœur : c'est le phénomène de *halo*. L'apparition d'un halo de neutron(s) est donc essentiellement un effet de seuil dû à la présence d'un état lié situé très près du continuum, avec un moment angulaire petit [40, 41]. La très faible énergie de liaison et la faiblesse de la barrière centrifuge permettent alors au(x) neutron(s) de valence de « s'aventurer » loin du reste du noyau.

Dans le cas du  $^{11}\text{Be}$ , l'hypothèse du halo a été confirmée, entre autres, par les mesures de sections efficaces de réaction à basse énergie ( $33 \text{ A.MeV}$ ) sur différentes cibles effectuées par Fukuda et al. [42]. Ces sections efficaces et celles mesurées par Tanihata et al. [37] ont été comparées à des calculs réalisés avec le modèle de Glauber. Le meilleur accord avec les données a été obtenu en supposant pour le  $^{11}\text{Be}$  une distribution de densité très étendue, que nous présentons sur la figure 1.7. Ces mesures ont également permis de rejeter la déformation comme origine des sections efficaces expérimentales anormalement grandes pour le  $^{11}\text{Be}$  [42].

Le  $^{11}\text{Be}$  constitue le « prototype » des noyaux à halo d'un neutron, et comme nous le verrons, il a ainsi été l'objet de nombreux travaux. Parmi les noyaux à halo de deux neutrons, on peut citer  $^{11}\text{Li}$  et  $^6\text{He}$ , qui ont eux aussi été très étudiés. En plus de leur halo, ces derniers possèdent la propriété d'être des noyaux *borroméens*, c'est-à-dire des systèmes à trois corps liés, dont chacun des sous-systèmes à deux corps, cœur-neutron et dineutron, n'est pas lié. Cette structure particulière soulève entre autres la question de l'existence et de la nature de corrélations entre les neutrons du halo [41, 44].

Si l'on se tourne du côté des noyaux déficitaires en neutrons, on s'attend à ce que des halos de protons existent, mais soient beaucoup moins étendus que les halos de neutrons [40]. En effet, la barrière coulombienne joue un rôle prépondérant en maintenant la distribution de protons davantage confinée à l'intérieur du noyau. Expérimentalement, on peut citer l'exemple du  $^8\text{B}$ . Après un certain nombre de résultats contradictoires, il semble désormais bien établi que l'état

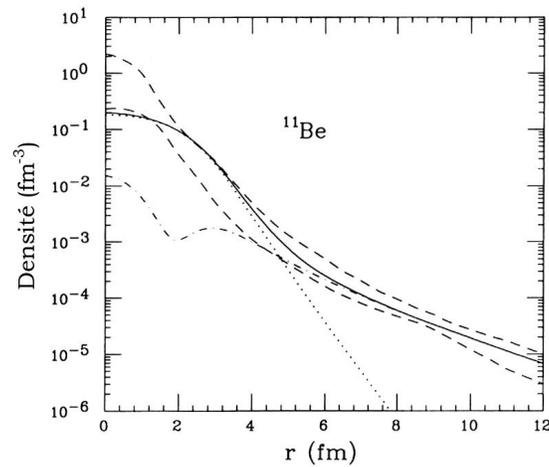


FIG. 1.7: Distributions de densité du  $^{11}\text{Be}$ . Les deux courbes en tirets correspondent aux limites supérieure et inférieure de la distribution permettant la meilleure reproduction des sections efficaces de réaction expérimentales [42]. La courbe en trait plein présente la distribution calculée par Sagawa [43], avec des fonctions d'onde à un neutron issues de calculs Hartree-Fock et des nombres d'occupation du modèle en couches. Les courbes en pointillés et en tirets-pointillés montrent les distributions du cœur et du neutron de valence, respectivement (D'après [43]).

fondamental de ce noyau, avec une énergie de séparation de proton de seulement 137 keV, soit un état à halo d'un proton [44, 45]. Les propriétés de ce noyau sont de première importance, en particulier sa section efficace de production par la réaction de capture  $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$  [46], car sa désintégration  $\beta^+$  est la principale source de neutrinos solaires de haute énergie.

### Réactions de dissociation : distributions d'impulsion des fragments

Les expériences de dissociation (*breakup*) des noyaux à halo, dans lesquelles le cœur et le halo sont séparés lors de l'interaction avec la cible, ont révélé des distributions d'impulsion de fragments particulièrement étroites [40]. Ces distributions devraient refléter fidèlement le mouvement relatif des deux sous-systèmes, c'est-à-dire le mouvement des constituants du halo par rapport au cœur. Le principe d'incertitude d'Heisenberg implique notamment que l'extension spatiale importante du halo doit se traduire par une distribution d'impulsion étroite. Toutefois, l'accord entre cette conjecture et les résultats expérimentaux pourrait n'être que qualitatif dans la mesure où les impulsions finales des fragments peuvent être influencées par les mécanismes de réaction et les interactions dans l'état final [40]. Les distributions d'impulsion longitudinale par rapport à la direction du faisceau semblent néanmoins constituer un outil fiable pour l'étude du halo. Kelley et al. [47] ont ainsi mesuré les distributions d'impulsion longitudinale des fragments de  $^{10}\text{Be}$  provenant de la dissociation du  $^{11}\text{Be}$  à 63 A.MeV sur des noyaux cibles de masses différentes. Les distributions obtenues, visibles sur la figure 1.8, sont très semblables pour toutes

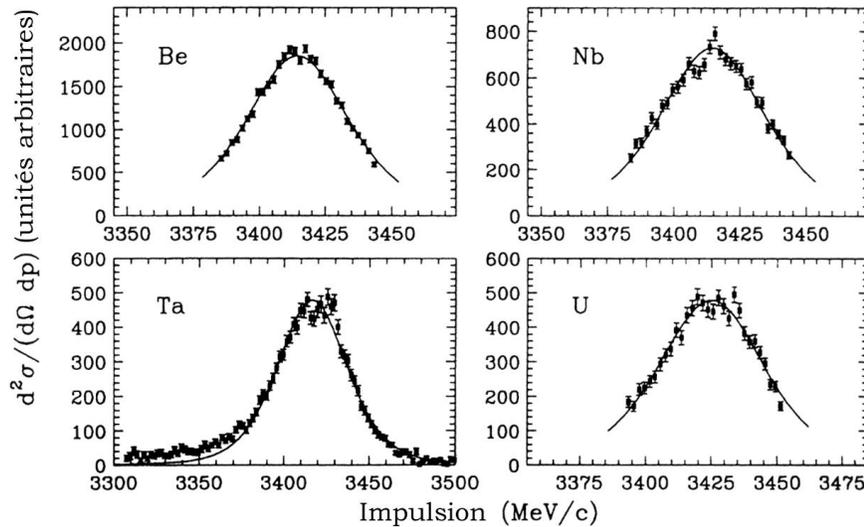


FIG. 1.8: Distributions d'impulsion longitudinale des fragments de  $^{10}\text{Be}$  provenant du breakup du  $^{11}\text{Be}$  sur différentes cibles. La distribution d'impulsion d'une orbite de neutron  $2s_{1/2}$  liée par 500 keV dans un potentiel de Woods-Saxon, corrigée des effets de résolution et d'acceptance et évaluée dans le repère du laboratoire, est comparée aux données (courbe en trait plein) (D'après [47]).

les cibles, alors que les mécanismes de dissociation dominants sont a priori différents pour les cibles légères (dissociation nucléaire) et les cibles lourdes (dissociation coulombienne). Cette dernière observation semble indiquer une influence limitée des mécanismes de réaction et par conséquent les largeurs mesurées semblent bien être le reflet de la distribution d'impulsion du neutron du halo. La largeur à mi-hauteur moyenne des distributions,  $43,6 \pm 1,1$  MeV/c, est d'ailleurs en accord avec une estimation basée sur une fonction d'onde  $2s_{1/2}$  pour le neutron de valence, dans un potentiel de Woods-Saxon dont la profondeur est ajustée sur l'énergie de liaison expérimentale [47].

D'autre part, pour s'affranchir de l'effet des mécanismes de réaction, il a été suggéré d'observer les neutrons provenant de réactions de dissociation dans lesquelles le cœur est fragmenté (réactions de *core breakup*). En effet, dans ces réactions violentes se produisant pour des paramètres d'impact inférieurs à la somme des rayons de la cible et du projectile, on s'attend à ce que le halo soit peu perturbé [40]. Cette technique a été appliquée au  $^{11}\text{Be}$  [48] afin d'extraire les largeurs des distributions d'impulsion transverse des neutrons. Ces distributions sont toutefois là aussi modifiées par le mécanisme de réaction. Après la prise en compte de ces effets grâce à un modèle simple, les largeurs des distributions d'impulsion sont en accord raisonnable avec celles obtenues par Kelley et al. [47].

### Réactions de dissociation : résonance dipolaire de basse énergie

La très faible énergie de liaison des noyaux à halo et la modélisation de ces noyaux sous forme de systèmes à deux corps (cœur et halo) ont amené certains auteurs à envisager l'existence d'un nouveau mode de vibration dipolaire appelé « Soft Dipole Resonance » ou SDR [39, 49]. Ce mode correspondrait à une oscillation du cœur et du halo en opposition de phase, et devrait apparaître à basse énergie d'excitation en raison de la faible force de rappel associée à la liaison ténue du halo. D'autre part, ce mode pourrait alors être excité de manière préférentielle par excitation coulombienne, avec pour signature une augmentation de la force E1 à basse énergie d'excitation [44]. Du fait de la faible liaison du noyau, cette résonance conduirait en fait à la dissociation. L'accroissement de la force E1 devrait donc se manifester par une grande section efficace de dissociation coulombienne. Afin de mettre en évidence un tel phénomène, Nakamura et al. ont réalisé la dissociation coulombienne du  $^{11}\text{Be}$  à 72 A.MeV sur une cible de Pb [50]. Le spectre d'énergie d'excitation du système  $^{10}\text{Be} + n$  a été reconstruit à partir de la mesure des impulsions des deux produits de la dissociation. Ce spectre (cf figure 1.9), après soustraction de

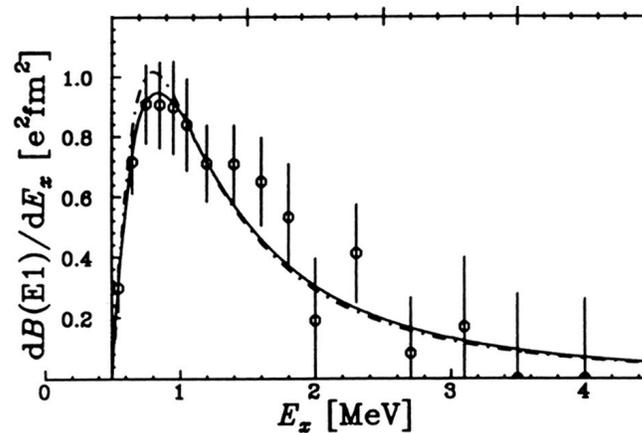


FIG. 1.9: Distribution de force E1 déduite des mesures de dissociation coulombienne du  $^{11}\text{Be}$ . La courbe en tirets-pointillés montre un calcul utilisant un modèle de breakup direct. La ligne pleine représente le même calcul, mais incluant les effets de la résolution des détecteurs et de l'accélération due à l'interaction Coulombienne après le breakup (D'après [50]).

la faible contribution nucléaire, présente un pic important à basse énergie d'excitation, autour de 800 keV, en accord avec ce qu'on attend de la SDR. Toutefois, cette distribution est bien reproduite par un modèle supposant une dissociation directe non-résonante, représentée sur la figure 1.9 par la courbe en trait plein. Cette dissociation directe provient du « choc » reçu par le cœur chargé lors de l'interaction coulombienne avec la cible.

### 1.3.3 Structure de l'état fondamental

#### Etudes théoriques

Des calculs de champ moyen ont été appliqués au  $^{11}\text{Be}$  afin de reproduire les sections efficaces d'interaction [51] et la distribution de densité [43] de ce noyau. Ces observables ont été calculées à partir des fonctions d'onde à un corps obtenues dans un modèle Hartree-Fock utilisant une interaction de Skyrme. Toutefois, les orbites de neutron  $2s_{1/2}$  et  $1p_{1/2}$ , qui sont les moins liées, sont déterminées à partir de potentiels à un corps obtenus en renormalisant le potentiel Hartree-Fock pour reproduire les énergies de liaison expérimentales de l'état fondamental  $1/2^+$  et du premier état excité  $1/2^-$  du  $^{11}\text{Be}$ . Sans cette procédure, les calculs prédisent que l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  est un état  $1/2^-$ , et ne reproduisent pas les données expérimentales. Une fois appliquée, elle conduit à un bon accord avec les données, comme la figure 1.7 le montre pour la distribution de densité. Ces difficultés rencontrées par les calculs de champ moyen ne sont pas surprenantes, dans la mesure où le halo est une structure trop diluée et contient trop peu de nucléons pour être décrite par de tels modèles [40]. D'autre part, les calculs de type Hartree-Fock ne sont pas sensés reproduire les énergies de séparation à mieux que quelques centaines de keV près [51], alors que celles-ci jouent un rôle absolument crucial dans l'apparition du halo, comme nous l'avons mentionné plus haut. Cette procédure de renormalisation du potentiel moyen pour les orbites les moins liées suppose implicitement l'existence de fortes corrélations entre le cœur et le halo, mais ne donne pas de détails quant à la nature de ces corrélations [52].

Différents modèles tenant compte plus explicitement de tels effets ont été appliqués au  $^{11}\text{Be}$  et se sont attachés à reproduire l'ordre et les énergies de l'état fondamental et des premiers états excités de ce noyau. Parmi ces modèles, on peut tout d'abord distinguer les modèles basés sur certaines hypothèses quant à la structure du  $^{11}\text{Be}$ . Citons par exemple les modèles supposant un couplage de type vibrationnel entre le cœur de  $^{10}\text{Be}$  et le neutron de valence [52, 53, 54, 55]. Dans ces modèles, les états excités du cœur auxquels se couple le neutron sont supposés être des états de vibrations collectifs (des *phonons*). Nous reviendrons plus en détails sur ce type de calculs dans la partie théorique de ce mémoire, qui constituera le troisième chapitre. D'autres modèles supposent que le cœur de  $^{10}\text{Be}$  est déformé et donc que ses états excités, auxquels se couple le neutron de valence, sont des états rotationnels [56, 57]. Enfin, certains modèles microscopiques ont été appliqués, comme les modèles de champ moyen que nous évoquons plus haut [43, 51], un modèle de cluster utilisant la méthode de la coordonnée génératrice [58] ou le modèle en couches [59, 60, 61].

Dans la plupart de ces approches théoriques, l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  est dominé par la configuration  $2s_{1/2}$  pour le neutron de valence, couplée à l'état fondamental  $0^+$  du cœur de  $^{10}\text{Be}$ . Ces modèles s'accordent également sur le rôle important joué par le couplage du neutron de valence au premier état excité  $2^+$  du  $^{10}\text{Be}$  dans l'inversion de parité. Ce couplage conduit à

la présence de la configuration  $1d5/2$  couplée à l'état  $2^+$  du cœur dans l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ .

Sagawa et al. [62] ont d'autre part souligné l'influence de l'interaction d'appariement sur le gap en énergie entre les états  $1/2^+$  et  $1/2^-$  du  $^{11}\text{Be}$ . Le principe de Pauli conduirait notamment à un gain d'énergie d'appariement plus faible pour l'état  $1/2^-$  que pour l'état  $1/2^+$ , ce qui favoriserait l'inversion de ces deux états.

Notons également que les méthodes Monte Carlo quantiques utilisant des hamiltoniens réalistes contenant une paramétrisation de l'interaction nucléon-nucléon libre et un potentiel à trois corps permettent de décrire de manière satisfaisante les énergies des états fondamentaux et des premiers états excités, ainsi que les rayons et les moments électromagnétiques des noyaux de masse  $A \leq 10$  [63]. La principale limitation sur la taille des noyaux accessibles à ces méthodes réside dans la puissance de calcul des machines actuelles. Des noyaux comme le  $^{11}\text{Be}$  ou le  $^{12}\text{C}$  devraient prochainement pouvoir être calculés.

### Quelques résultats expérimentaux

Comme nous l'avons évoqué un peu plus haut, les premières études de la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)\text{-}^{11}\text{Be}$ , en cinématique directe avec des cibles radioactives de  $^{10}\text{Be}$ , ont permis de sonder la structure de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ . Les analyses DWBA de cette réaction à 6 A.MeV [34] et 12,5 A.MeV [64] indiquent une transition de moment angulaire transféré  $L = 0$  vers la sous-couche de neutron  $2s1/2$ , avec des facteurs spectroscopiques  $S_{0+}$  de 0,73 et 0,77, respectivement.

Une composante de cœur excité [ $2^+ \times 1d5/2$ ] dans l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  a été mise en évidence par deux expériences récentes. Fortier et al. ont étudié la réaction de pick-up d'un neutron  $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$  avec un faisceau radioactif de  $^{11}\text{Be}$  de 35,3 A.MeV [65, 66]. Le spectre de plan focal des  $^{10}\text{Be}$  analysés par le spectromètre SPEG du GANIL est présenté sur la figure 1.10, et montre différents pics correspondant au peuplement des états du  $^{10}\text{Be}$ . L'analyse DWBA des distributions angulaires des transitions menant vers l'état fondamental  $0^+$  et le premier état excité  $2^+$  du  $^{10}\text{Be}$  a permis d'extraire les facteurs spectroscopiques correspondants,  $S_{0+}$  et  $S_{2+}$ , et de donner ainsi une mesure du taux de cœur excité  $S_{2+}/(S_{0+} + S_{2+})$  de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ , qui s'élève à 16 %. La réaction de knockout d'un neutron  $^9\text{Be}(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be} + \gamma)X$  a été réalisée par Aumann et al. [67], à 60 A.MeV. Les sections efficaces expérimentales correspondant au peuplement des états  $0^+$  et  $2^+$  du  $^{10}\text{Be}$  sont en bon accord avec les prédictions d'un modèle basé sur l'approximation eikonale et utilisant les facteurs spectroscopiques  $S_{0+}$  et  $S_{2+}$  résultant de calculs de modèle en couches. Le taux de cœur excité déduit de ces facteurs spectroscopiques est de 20 %, ce qui est compatible avec le résultat de Fortier et al.. Notons aussi que les facteurs spectroscopiques  $S_{0+}$  déduits de ces deux dernières expériences sont compatibles avec les conclusions de l'analyse DWBA de la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  à 6 A.MeV et 12,5 A.MeV [34, 64].

La mesure du moment magnétique du  $^{11}\text{Be}$  [68] indique également une configuration  $[0^+ \times$

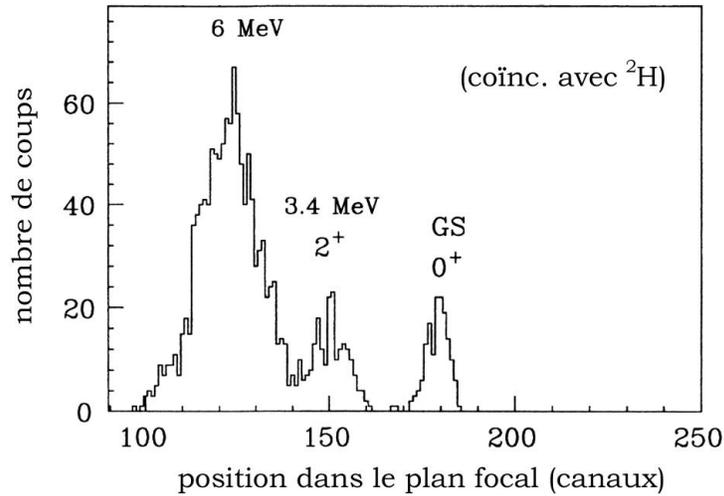


FIG. 1.10: Spectre des positions dans le plan focal du spectromètre SPEG pour les  $^{10}\text{Be}$  issus de la réaction  $^{11}\text{Be}(p,d)^{10}\text{Be}$ , en coïncidence avec les deutons émis dans la réaction. Les pics  $0^+$  et  $2^+$  correspondent au transfert du neutron de valence depuis les deux composantes de la fonction d'onde de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ . Le pic marqué « 6 MeV » correspond au pick up d'un neutron  $1p_{3/2}$  du  $^{11}\text{Be}$  [65] (D'après [66]).

$2s_{1/2}$ ] relativement pure ( $\approx 80\%$ ) dans l'état fondamental de ce noyau, ce qui est compatible avec les résultats expérimentaux présentés plus haut.

### 1.3.4 Les états excités

#### Réactions de transfert d'un neutron

Les analyses de la réaction de transfert d'un neutron  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  sur des cibles radioactives de  $^{10}\text{Be}$  à 3 A.MeV [69], 6 A.MeV [34] et 12,5 A.MeV [64] ont fourni des mesures du facteur spectroscopique pour le premier état excité du  $^{11}\text{Be}$ . Les valeurs issues de ces trois analyses diffèrent ( $S = 0,5, 0,63$  et  $0,96$ , respectivement) mais indiquent toutes une configuration  $[0^+ \times 1p_{1/2}]$  dominante pour cet état.

Un état résonant à 1,78 MeV d'énergie d'excitation a également été observé dans l'expérience effectuée à 12,5 A.MeV [64]. La distribution angulaire de la transition correspondante est compatible avec un transfert de moment angulaire  $L = 2$ , ce qui donne  $3/2^+$  ou  $5/2^+$  pour le spin et la parité de cet état. Le facteur spectroscopique d'un état non-lié peut aussi être extrait comme le rapport de la largeur neutron de cet état et de la largeur de la résonance de neutron calculée en supposant une configuration à un neutron pure. Pour l'état à 1,78 MeV, le meilleur accord entre le facteur spectroscopique déterminé à partir des largeurs ( $S_{0^+} = 0,59$ ) et celui donné par la normalisation de la section efficace DWBA sur les données ( $S_{0^+} = 0,50$ ) est ob-

tenu pour des nombres quantiques du neutron transféré  $1d5/2$ . Ceci indique que les valeurs de spin et parité  $5/2^+$  sont de loin les plus probables pour l'état à 1,78 MeV du  $^{11}\text{Be}$ .

L'analyse de ces expériences en cinématique directe est rendue plus délicate par la présence de contaminants dans les cibles de  $^{10}\text{Be}$  utilisées. De ce fait, aucun autre état au-dessus de 1,78 MeV d'énergie d'excitation dans le  $^{11}\text{Be}$  n'a pu être observé avec une statistique significative. A

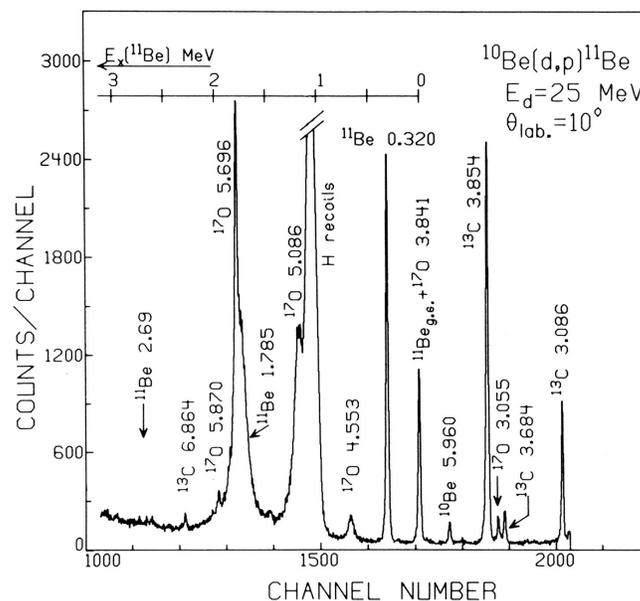


FIG. 1.11: Spectre des protons détectés dans le plan focal d'un spectromètre, dans la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  en cinématique directe à 12,5 A.MeV (D'après [64]).

titre d'illustration, la figure 1.11 présente le spectre de plan focal des protons issus de la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  à 12,5 A.MeV avec une cible de  $^{10}\text{BeO}$  [64]. On observe trois pics correspondant aux trois premiers états du  $^{11}\text{Be}$ , au milieu d'autres pics peuplés par la réaction (d,p) sur le  $^{16}\text{O}$  de la cible ainsi que sur le contaminant  $^{12}\text{C}$ . Les pics de l'état fondamental et de l'état à 1,78 MeV du  $^{11}\text{Be}$  coïncident notamment avec des pics correspondant au peuplement d'états de le  $^{17}\text{O}$ .

### Mesures électromagnétiques

La durée de vie du premier état excité du  $^{11}\text{Be}$  à 320 keV, mesurée par la méthode d'atténuation de l'effet Doppler, correspond à une transition  $\gamma$  vers l'état fondamental de type  $E1$  extrêmement forte. La probabilité de transition réduite  $B(E1)$  est de 0,36(3) W.u. [70], et il s'agit de la transition  $E1$  reliant des états liés la plus forte jamais mesurée. La valeur de  $B(E1)$  expérimentale peut être reproduite par des calculs de modèle en couches, à condition de calculer les éléments de matrice radiaux en tenant compte de l'énergie de séparation expérimentale pour les fonctions d'onde des états impliqués dans la transition [70]. Une évaluation avec des

fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique donne une valeur 30 fois trop faible. Ceci suggère des fonctions d'onde radiales particulièrement étendues pour l'état fondamental et le premier état excité du  $^{11}\text{Be}$ .

La probabilité de transition réduite  $B(E1)$  entre l'état fondamental et le premier état du  $^{11}\text{Be}$  a également été mesurée par excitation coulombienne sur cible de plomb, avec des faisceaux secondaires de  $^{11}\text{Be}$  d'énergie 64 A.MeV [71] et 60 A.MeV [72]. Ces expériences ont été réalisées afin de tester l'influence du halo sur le processus d'excitation coulombienne. Du fait de la faible liaison du halo, il pourrait par exemple se produire des processus de dissociation en deux étapes, via l'état excité à 320 keV, ce qui diminuerait la section efficace pour l'excitation de cet état. Les valeurs de  $B(E1)$  déduites de ces expériences de diffusion inélastique sont compatibles avec la valeur issue de la mesure du temps de vie de l'état excité à 320 keV.

### Réactions de transfert de deux neutrons

La réaction de transfert de deux neutrons  $^9\text{Be}(t,p)^{11}\text{Be}$  a été étudiée à plusieurs reprises [73, 74, 75, 76], avec des faisceaux de tritons à des énergies variant entre 6 et 23 MeV. Quatorze états ont été observés dans le  $^{11}\text{Be}$ , jusqu'à environ 11 MeV d'énergie d'excitation. Les énergies de ces états et les informations déduites de ces expériences sont présentées dans le tableau 1.1.

$E_x$ (MeV)	$L$	$J^\pi$	$\Gamma$ (keV)
0 <sup>a</sup>	1 <sup>b</sup>	$\frac{1}{2}^+$ <sup>a</sup>	
0,32 <sup>a</sup>	2 <sup>b</sup>	$\frac{1}{2}^-$ <sup>a</sup>	
1,778 <sup>a</sup>	1 + 3 <sup>b</sup>	$(\frac{5}{2})^+$ <sup>b</sup>	$100 \pm 20$ <sup>a</sup>
2,69 <sup>a</sup>	0 + 2 <sup>b</sup>	$(\frac{3}{2})^-$ <sup>b</sup>	$200 \pm 20$ <sup>a</sup>
3,41 <sup>a</sup>	0 <sup>b</sup>	$(\frac{3}{2})^-$ <sup>b</sup>	$125 \pm 20$ <sup>a</sup>
3,89 <sup>a</sup>	$\geq 3$ <sup>c</sup> , 1 <sup>b</sup>	$\geq \frac{7}{2}$ <sup>a</sup> , $(\frac{3}{2})^+$ <sup>b</sup>	$< 10$ <sup>a</sup>
3,96 <sup>a</sup>	0 <sup>c</sup> , 2 <sup>b</sup>	$\frac{3}{2}^-$ <sup>c</sup>	$15 \pm 5$ <sup>a</sup>
5,24 <sup>a</sup>	2 <sup>b</sup>	$(\frac{5}{2})^-$ <sup>b</sup>	$45 \pm 10$ <sup>a</sup>
5,86 <sup>a</sup>			$139 \pm 17$ <sup>b</sup>
6,51 <sup>c,d</sup>			$120 \pm 50$ <sup>d</sup>
6,71 <sup>c,d</sup>			$40 \pm 20$ <sup>d</sup>
7,03 <sup>c,d</sup>			$300 \pm 100$ <sup>d</sup>
8,82 <sup>c,d</sup>			$200 \pm 50$ <sup>d</sup>
10,59 <sup>c</sup>			$210 \pm 40$ <sup>c</sup>

<sup>a</sup> [29], <sup>b</sup> [76], <sup>c</sup> [75], <sup>d</sup> [74]

TAB. 1.1: *Etats du  $^{11}\text{Be}$  observés dans la réaction  $^9\text{Be}(t,p)^{11}\text{Be}$ .  $E_x$ ,  $L$ ,  $J^\pi$  et  $\Gamma$  sont respectivement l'énergie d'excitation, le moment angulaire transféré, le spin et la parité proposés, et la largeur de ces états.*

Von Oertzen [77] a interprété la majorité des états peuplés dans la réaction  $^9\text{Be}(t,p)^{11}\text{Be}$  comme étant les membres de deux bandes de rotation construites sur l'état fondamental  $1/2^+$  et sur l'état  $3/2^-$  situé à 3,96 MeV. Ces états excités seraient des états moléculaires constitués de deux particules  $\alpha$  liées par 3 neutrons de valence. La forte déformation due à cette structure expliquerait l'apparition de telles bandes de rotation. Ces états peuvent être atteints dans la réaction  $^9\text{Be}(t,p)^{11}\text{Be}$  du fait de la structure «  $2\alpha + n$  » marquée de l'état fondamental du  $^9\text{Be}$ . En revanche de tels états moléculaires dans le  $^{11}\text{Be}$  ne devraient pas être peuplés par la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$ , car l'état fondamental du  $^{10}\text{Be}$  a une structure beaucoup plus compacte [77].

Dans leur étude de la réaction  $^9\text{Be}(^{13}\text{C},^{11}\text{C})^{11}\text{Be}$  à 29 A.MeV, Bohlen et al. [78] ont observé des états jusqu'à 25 MeV d'énergie d'excitation dans le  $^{11}\text{Be}$ . Les premiers états, jusqu'à 10 MeV, coïncident avec ceux peuplés dans la réaction  $^9\text{Be}(t,p)^{11}\text{Be}$ . D'autre part, les énergies des états peuplés par Bohlen et al. (voir figure 1.12) sont compatibles avec l'excitation d'une bande de rotation construite sur l'état  $3/2^-$  à 3,96 MeV, ce qui semble confirmer les conclusions de von Oertzen. Les six premiers états de cette bande de rotation sont également peuplés par la

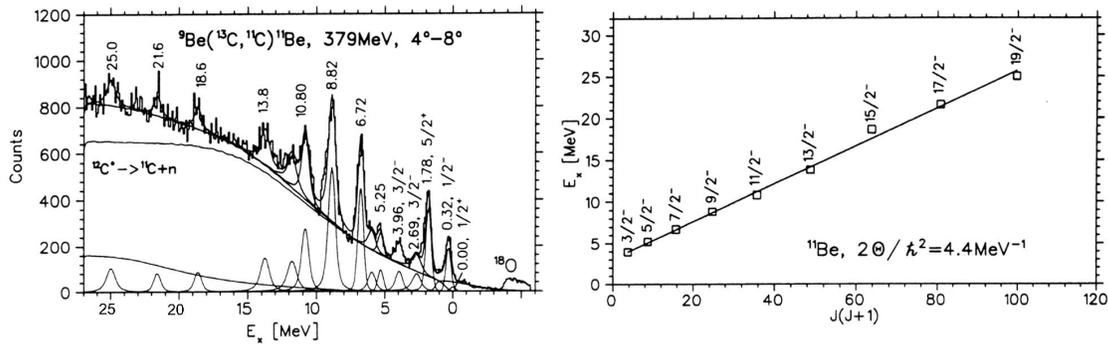


FIG. 1.12: Spectre d'énergie d'excitation (à gauche) du  $^{11}\text{Be}$  observé dans la réaction  $^9\text{Be}(^{13}\text{C},^{11}\text{C})^{11}\text{Be}$  et corrélations entre les énergies d'excitation et les valeurs de  $J(J+1)$  (à droite) (D'après [78]).

réaction  $^9\text{Be}(^{14}\text{N},^{12}\text{N})^{11}\text{Be}$  à 15,4 A.MeV [78]. Ces indications sont renforcées par des calculs de Dynamique Moléculaire Antisymétrisée (AMD) récents qui prédisent dans le  $^{11}\text{Be}$  une bande rotationnelle construite sur un état  $3/2^-$  situé vers 4 MeV d'énergie d'excitation [79]. La situation n'est toutefois pas complètement clarifiée dans la mesure où d'autres calculs, effectués dans le cadre d'un modèle de cluster microscopique, ne confirment pas cette bande rotationnelle [80].

### Echange de charge et électroproduction de pions

Des réactions d'échange de charge de type (n,p) ont été réalisées sur des cibles de  $^{11}\text{B}$  afin d'étudier les états excités du  $^{11}\text{Be}$ . Les réactions (d, $^2\text{He}$ ) et (t, $^3\text{He}$ ) ont ainsi été étudiées à

respectivement 35 A.MeV [81] et 127 A.MeV [82]. Ces réactions excitent préférentiellement des transitions isovectorielles avec spin-flip (renversement du spin) ( $\Delta T = 1, \Delta S = 1$ ), comme par exemple les transitions de type Gamow-Teller ( $\Delta L = 0$ ) et les transitions de type dipolaires avec spin-flip (SFD,  $\Delta L = 1$ ). Ces deux réactions peuplent dans le  $^{11}\text{Be}$  trois états de basse énergie à 0,32, 2,69 et 3,89 MeV, via, semble-t-il, des transitions de type Gamow-Teller. Ces états seraient donc de parité négative, ce qui est cohérent pour l'état à 0,32 MeV, puisqu'il s'agit d'un état  $1/2^-$ . De plus, ces réactions excitent une résonance à 9-10 MeV d'énergie d'excitation, attribuée à une transition de type SFD dans le cas de la réaction  $(d, ^2\text{He})$  [81]. Cette résonance serait donc de parité positive, avec un spin compris entre  $1/2$  et  $7/2$ . Il pourrait s'agir d'une excitation particule-trou dipolaire  $1 \hbar\omega$  collective [83].

La réaction  $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})^{11}\text{Be}$ , à une énergie de 8,1 A.MeV [84], a également été étudiée. Jusqu'à 4 MeV d'énergie d'excitation, elle peuple les mêmes états que la réaction  $^9\text{Be}(t, p)^{11}\text{Be}$ . Au-delà, elle révèle un état à 6,05 MeV d'énergie d'excitation, dont l'observation n'avait jusque là pas été rapportée. Une analyse quantitative de cette structure n'a pu être réalisée du fait d'incertitudes dans le mécanisme de réaction, en particulier en ce qui concerne les probables effets d'interférences entre l'échange de charge direct et les processus en deux étapes, comme le transfert séquentiel de proton et de neutron.

La réaction d'électroproduction de pions  $^{11}\text{B}(e, \pi^+)$  a également été étudiée [85], avec un faisceau d'électrons de 200 MeV, et révèle des transitions dipolaires vers entre autres quatre états du  $^{11}\text{Be}$  au-dessus de 9 MeV d'énergie d'excitation, mais sans donner d'informations précises sur ces états.

## Décroissance $\beta$ du $^{11}\text{Li}$

Nous l'avons vu au début de cette partie, la décroissance  $\beta^-$  du  $^{11}\text{Be}$  a permis de déduire des informations sur son état fondamental, à partir des caractéristiques des transitions et des états alimentés dans le  $^{11}\text{B}$ .

De même, on peut obtenir des informations sur les états excités du  $^{11}\text{Be}$  en étudiant leur peuplement par la désintégration  $\beta^-$  du  $^{11}\text{Li}$ . Ce noyau, qui est le dernier isotope de Li lié, possède une énergie de désintégration  $Q_\beta$  de 20,6 MeV [86], et a ainsi la possibilité de décroître vers des états du  $^{11}\text{Be}$  situés à haute énergie d'excitation. Ceux-ci ne sont pas liés et sont donc émetteurs de particules. En détectant ces particules retardées, on peut déduire les forces des transitions  $\beta$  vers chacun des états du  $^{11}\text{Be}$ .

Morrissey et al. [87] ont ainsi étudié la décroissance  $\beta^-$  du  $^{11}\text{Li}$ , en détectant en coïncidence les électrons de la décroissance et les neutrons retardés émis par le  $^{11}\text{Be}$ . Dans le spectre d'énergie des neutrons, six pics sont observés qui correspondent à des émissions de neutrons par des états connus du  $^{11}\text{Be}$ . Les valeurs de  $\log ft$  pour les transitions  $\beta$  correspondantes vont de 4,29 à 5,67, ce qui indiquent des transitions permises. L'état fondamental du  $^{11}\text{Li}$  étant un état  $3/2^-$ , les états peuplés dans le  $^{11}\text{Be}$  seraient donc de parité négative. Ces conclusions sont en accord

avec les parités indiquées par l'étude de la réaction  $^9\text{Be}(t,p)^{11}\text{Be}$  [76], à l'exception de l'état à 3,41 MeV. L'analyse de la réaction  $^9\text{Be}(t,p)$  indique que cet état est de spin et parité  $3/2^-$  [76], alors qu'il n'est pas peuplé par la désintégration  $\beta^-$  du  $^{11}\text{Li}$  [87]. Le schéma de décroissance  $\beta$  du  $^{11}\text{Li}$  déduit des mesures de Morrissey et al. est présenté sur la figure 1.13.

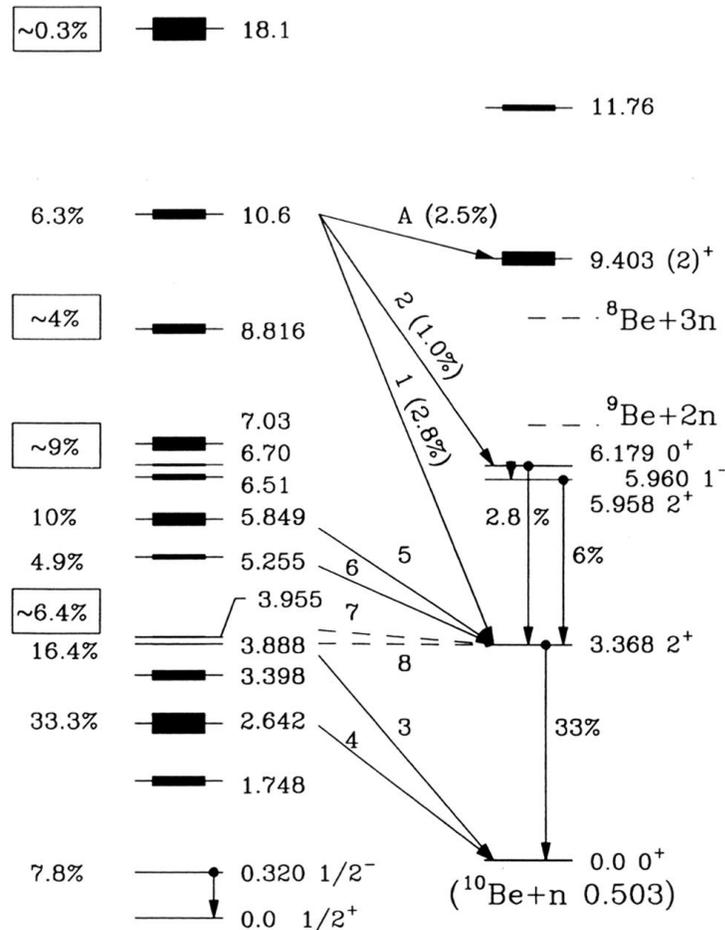


FIG. 1.13: Schéma de décroissance du  $^{11}\text{Li}$ . A gauche sont indiqués les rapports de branchement vers les états du  $^{11}\text{Be}$ , et à droite, les niveaux peuplés dans le  $^{10}\text{Be}$  par émission de neutron sont donnés. Les largeurs des niveaux sont indiquées par l'épaisseur des traits. (D'après [87]).

Borge et al. [88] ont quant à eux observé les particules chargées retardées émises lors de la désintégration  $\beta^-$  du  $^{11}\text{Li}$ . La partie à haute énergie des spectres de ces particules ne peut s'expliquer que par le peuplement d'un état situé à haute énergie d'excitation, 18,15 MeV, dans le  $^{11}\text{Be}$ . De plus, le rapport de branchement de cette état correspond à une force Gamow-Teller considérable,  $B(GT) \geq 1,6$ , alors que les autres transitions ont des  $B(GT)$  dans la gamme  $10^{-2} - 10^{-1}$ . Autre observation intéressante, cet état ne décroît quasiment pas vers le fondamental du  $^{10}\text{Be}$  par émission de neutron, alors que son principal mode de décroissance est l'émission de neutron peuplant le premier état  $2^+$  du  $^{10}\text{Be}$ . Il est donc probable que cet état

possède une structure avec une très forte composante où le cœur est excité dans son premier état  $2^+$ , et par conséquent il ne devrait pas être peuplé de manière significative dans la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$ .

### Etat isobarique analogue du $^{11}\text{Li}$

L'état isobarique analogue (IAS) de l'état fondamental du  $^{11}\text{Li}$  ( $T = 5/2$ ) a été étudié par la réaction d'échange de charge  $^{11}\text{Li}(p,n)^{11}\text{Be}$ , en cinématique inverse à 64 A.MeV [89]. Cet état situé à 21,16 MeV d'énergie d'excitation dans le  $^{11}\text{Be}$  a été identifié grâce à sa décroissance par la voie  $^9\text{Li}+p+n$ , seul mode de désintégration accessible aux états d'isospin  $T = 5/2$  du  $^{11}\text{Be}$ . Le déplacement coulombien entre l'état fondamental du  $^{11}\text{Li}$  et son IAS a été déduit de ces mesures et semble indiquer une distribution de protons étendue dans ce dernier. D'autre part, l'étude des voies de décroissance d'isospin  $T = 3/2$  de l'IAS a été effectuée afin de rechercher d'éventuelles impuretés d'isospin dans cet état. Les données dans ces canaux ne présentent aucune structure compatible avec de telles composantes.

Les schémas de niveaux du  $^{11}\text{Be}$  observés dans différentes réactions sont récapitulés sur la figure 1.14.

## 1.4 Objectifs de cette étude

Comme nous l'avons présenté plus haut, de nombreux travaux ont été effectués sur le  $^{11}\text{Be}$ . La structure de l'état fondamental et l'existence du halo d'un neutron semblent maintenant bien établies et comprises. En revanche, relativement peu de données précises sont disponibles pour les états excités de ce noyau. En particulier, leur structure dominante n'est pas connue.

Nous nous proposons d'étudier ici la réaction de transfert  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$ , en cinématique inverse avec un faisceau de  $^{10}\text{Be}$  à 32 A.MeV. Les objectifs de cette étude expérimentale sont multiples :

- peupler les états excités du  $^{11}\text{Be}$  jusqu'à environ 16 MeV d'énergie d'excitation, via leur composante de type « cœur + 1 neutron » ;
- obtenir des informations sur le spin et la parité de ces états. Avant le transfert, le neutron du deuton est majoritairement dans un état  $s$ . Dans ce cas, le moment angulaire transféré  $L$  est égal au moment angulaire  $l$  de l'état de neutron peuplé dans le  $^{11}\text{Be}$  (voir annexe). Puisque l'état fondamental du  $^{10}\text{Be}$  est un état  $0^+$ , la parité de l'état du  $^{11}\text{Be}$  peuplé est  $\pi = (-1)^L$  et les valeurs possibles pour le moment angulaire total de cet état sont  $J = L \pm 1/2$  ;
- extraire les facteurs spectroscopiques de ces états, afin de fournir une information quant à leur structure. Nous pourrions en déduire l'importance d'éventuels couplage des états de neutron aux états excités du cœur ;



- localiser la sous-couche  $d_{3/2}$  et mesurer le splitting des couches  $1d$  dans le  $^{11}\text{Be}$ . La mesure de cette dernière observable repose sur la localisation d'une partie significative de la règle de somme (voir annexe) pour les états  $1d$ . Si la somme des facteurs spectroscopiques des états  $1d$  peuplés dans la réaction représente effectivement une fraction importante de cette règle de somme, les centroïdes de ces états pourront être extraits de manière fiable, et l'écart en énergie entre les sous-couches  $1d_{3/2}$  et  $1d_{5/2}$  pourra être considéré comme une estimation raisonnable du splitting spin-orbite  $1d$  dans le  $^{11}\text{Be}$ .

# Chapitre 2

## Méthode expérimentale

Nous avons étudié la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  auprès du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, en cinématique inverse, avec un faisceau radioactif de  $^{10}\text{Be}$  incident sur une cible de réaction contenant du deutérium, sous la forme de polymère  $(\text{CD}_2)_n$ . Une cible de graphite a également été utilisée afin de mesurer la contribution due au carbone de la cible de  $\text{CD}_2$ . Pour plus de concision, nous noterons souvent la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  en cinématique inverse sous la forme  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ . Nous commencerons ce chapitre en présentant les contraintes que la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  implique, en particulier sur le système de détection. Puis nous exposerons la méthode utilisée pour produire le faisceau de  $^{10}\text{Be}$  et nous donnerons les caractéristiques du faisceau obtenu. Nous verrons que ses qualités optiques imposent de mesurer les trajectoires des ions incidents, ce qui a été réalisé par deux chambres à fils, les Chambres A Trajectoire de Saclay. Nous décrirons ces détecteurs de faisceau et la méthode de reconstruction des trajectoires utilisée. Les protons d'intérêt étaient quant à eux détectés par l'ensemble MUST. Ce détecteur sera décrit et nous détaillerons les procédures d'étalonnage en énergie et en temps, ainsi que la méthode utilisée pour l'identification des protons. Détecter et identifier les éjectiles de la réaction s'avérait également nécessaire afin de sélectionner la voie de réaction. Pour remplir cette tâche, nous avons utilisé un télescope constitué de trois scintillateurs plastiques. Nous présenterons leur étalonnage en énergie ainsi que la sélection des éjectiles. Enfin l'ensemble de l'électronique et le système d'acquisition utilisés seront exposés.

### 2.1 Contraintes cinématiques

Lorsque l'on étudie une réaction nucléaire, les observables auxquelles on s'intéresse sont généralement déterminées dans le référentiel du centre de masse du système. S'il s'agit d'une réaction binaire à la fois dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie, comme la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ , ces informations peuvent être déduites de la mesure, dans le repère du laboratoire, des caractéristiques cinématiques d'un des deux partenaires de la voie de sortie. Comme nous l'avons déjà souligné dans le chapitre précédent, nous nous intéresserons dans cette étude

aux états excités du  $^{11}\text{Be}$ , qui sont pour la plupart non-liés. Ceux-ci se désintègrent en émettant une ou plusieurs particules, et on ne peut pas mesurer directement l'angle d'émission et l'énergie cinétique du  $^{11}\text{Be}$ . La détection du fragment lourd résiduel ne suffit plus pour déterminer les caractéristiques de la réaction dans le système du centre de masse, et il faudrait alors recourir à une détection complète de tous les produits de la désintégration, en mesurant leur énergie de manière précise. Il est bien plus simple de détecter la particule légère de la voie de sortie, le proton. En effet, la mesure de son énergie cinétique et de son angle d'émission permet de déduire, via la cinématique à deux corps, les caractéristiques du  $^{11}\text{Be}$  dans le référentiel du centre de masse, qu'il soit peuplé dans un état lié ou non lié.

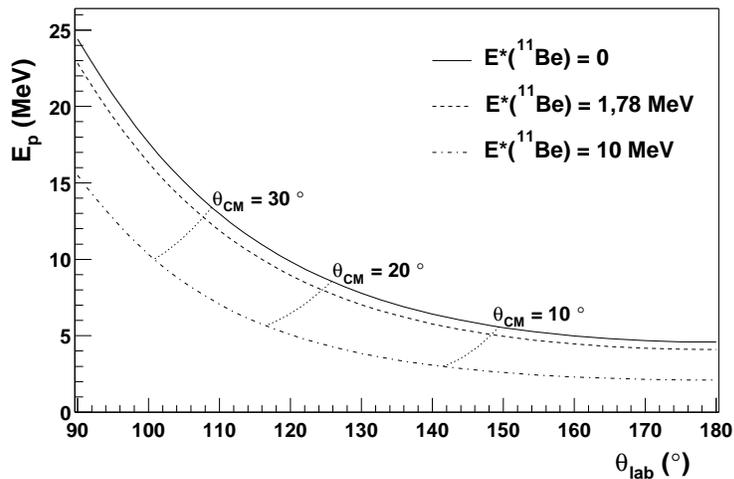


FIG. 2.1: Cinématique des protons issus de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  à 31,9 A.MeV, pour l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ , l'état excité à 1,78 MeV ainsi qu'un éventuel état à 10 MeV. Les petites lignes en pointillés reliant ces trois courbes correspondent chacune à un angle constant dans le référentiel du centre de masse.

La conservation de l'énergie et de l'impulsion entre les états initial et final de la réaction conduit à une corrélation entre l'énergie cinétique et l'angle d'émission des protons issus de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ . Cette relation dépend de l'énergie d'excitation du noyau final. De telles corrélations sont présentées sur la figure 2.1, pour trois états différents peuplés dans le  $^{11}\text{Be}$ . On remarque tout d'abord que les angles « arrière » dans le laboratoire correspondent aux angles « avant » dans le référentiel du centre de masse, c'est-à-dire à la région où la section efficace d'une réaction directe comme (d,p) est maximale. Il en résulte que les protons provenant de la réaction sont émis majoritairement aux angles arrière dans le référentiel du laboratoire. Ceci est propre à la réaction de « stripping » (d,p) en cinématique inverse. Cette figure montre également qu'aux grands angles laboratoire la résolution sur l'énergie des protons est déterminante pour obtenir une résolution en énergie d'excitation permettant la séparation des différents états du

noyau final. Lorsque l'angle d'émission du proton diminue, la pente des courbes croît et par conséquent la résolution sur l'énergie des protons devient de moins en moins critique. La résolution angulaire voit quant à elle son influence sur l'énergie d'excitation augmenter. Si l'on souhaite obtenir une bonne résolution sur l'énergie d'excitation, il faudra mesurer précisément à la fois l'énergie et l'angle des protons.

$E^*$ (MeV)	1,78		10	
$\theta_{CM}$ (°)	10	30	10	30
$\theta_{lab}$ (°)	148	108	141	101
$\Delta E^*/\Delta E_{inc}$	0,059	0,072	0,069	0,080
$\Delta\theta_{CM}/\Delta E_{inc}$ (°/MeV)	-0,011	-0,032	-0,012	-0,035
$\Delta E^*/\Delta E_p$	-3,1	-1,6	-3,5	-1,4
$\Delta\theta_{CM}/\Delta E_p$ (°/MeV)	0,67	0,77	1,2	1,1
$\Delta E^*/\Delta\theta_{lab}$ (MeV/°)	-0,21	-0,62	-0,19	-0,56
$\Delta\theta_{CM}/\Delta\theta_{lab}$	-0,31	-0,39	-0,25	-0,34

TAB. 2.1: Contributions aux résolutions sur les grandeurs déterminées dans le centre de masse, pour la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  à 31,9 A.MeV.

De manière plus quantitative, le tableau 2.1 présente la contribution de différentes grandeurs ( $E_{inc}$  : énergie du  $^{10}\text{Be}$  incident,  $E_p$  : énergie cinétique du proton dans le laboratoire,  $\theta_{lab}$  : angle d'émission du proton dans le laboratoire) aux résolutions sur les caractéristiques du  $^{11}\text{Be}$  dans le centre de masse, énergie d'excitation ( $E^*$ ) et angle ( $\theta_{CM}$ ). L'influence de l'énergie de l'ion incident sur la résolution en énergie d'excitation est faible, moins de 100 keV d'erreur sur  $E^*$  pour une erreur de 1 MeV sur l'énergie de l'ion incident. Ceci permettra de limiter l'effet de la dispersion en énergie du faisceau, importante dans le cas d'un faisceau produit par fragmentation. Comme on l'a vu, les contributions de l'énergie et de l'angle du proton ont une influence majeure sur la résolution en énergie d'excitation. Ainsi, une erreur de 100 keV sur  $E_p$  conduit à une erreur de 150 à 350 keV sur  $E^*$  et une erreur de 1 ° sur  $\theta_{lab}$  entraîne jusqu'à 600 keV d'erreur sur  $E^*$ . Il faut donc d'une part limiter le straggling en énergie et en angle des protons en utilisant des cibles très minces, et d'autre part choisir pour les protons des détecteurs possédant de très bonnes résolutions en énergie et en angle, respectivement inférieure à 100 keV et environ 0,5 °. Enfin, comme nous le verrons plus loin, un faisceau produit par fragmentation possède une grande émittance, ce qui se caractérise par des dimensions transverses et un angle d'incidence importants. Afin de déterminer de manière précise l'angle d'émission des protons, il faut mesurer les trajectoires des ions incidents événement par événement. Ceci est pratiqué à l'aide de deux chambres à fils placées dans le faisceau en amont de la cible.

L'angle du noyau final dans le centre de masse est bien moins sensible aux grandeurs mesurées. Si l'on remplit les contraintes strictes imposées par la résolution en énergie d'excitation,

on obtiendra sans aucun problème une résolution angulaire dans le centre de masse largement suffisante pour l'extraction de distributions angulaires. Les détecteurs utilisés pour les protons doivent également couvrir un grand angle solide de manière à compenser la faible intensité du faisceau radioactif. Nous avons par conséquent utilisé l'ensemble de détection MUST, qui a été conçu pour répondre aux exigences de la détection de particules chargées légères issues de réactions directes induites par des faisceaux radioactifs. Nous présenterons plus loin ses caractéristiques.

Comme on vient de le voir, la détection des protons fournit des informations suffisantes pour permettre la détermination des caractéristiques du  $^{11}\text{Be}$  dans le centre de masse. Nous avons toutefois choisi de détecter et d'identifier également les éjectiles lourds, afin de supprimer les protons issus de réactions autres que (d,p) et pouvant être à l'origine d'un bruit de fond. Pour remplir cette tâche, nous n'avons pas pu utiliser le spectromètre SPEG (Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL), car les fragments lourds provenant de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)$  couvrent un espace de phase trop grand par rapport à son ouverture angulaire et à son acceptation en impulsion. Ainsi, l'impulsion des éjectiles  $^{9,10}\text{Be}$  (issus de la désintégration des  $^{11}\text{Be}$  produits dans des états non-liés) et  $^{11}\text{Be}$  s'étend de 1750 à 2550 MeV/c, soit une variation de  $\pm 18\%$ , alors que l'acceptation en impulsion  $\Delta p/p$  du SPEG est de  $\pm 3,5\%$  [91].

Pour détecter les éjectiles, nous avons donc utilisé un télescope constitué de trois scintillateurs plastiques que nous présenterons plus loin.

## 2.2 Production et caractéristiques du faisceau secondaire

### 2.2.1 Production d'un faisceau secondaire par fragmentation au GANIL

#### Faisceau primaire

Les installations du GANIL permettent d'accélérer des faisceaux d'ions lourds, du carbone à l'uranium. L'ensemble de ces installations est présenté sur la figure 2.2. Les ions sont d'abord produits avec un faible état de charge (par exemple  $3^+$  pour le  $^{13}\text{C}$ ) par une source ECR (*Electron Cyclotron Resonance*), puis accélérés jusqu'à quelques centaines de keV/u par un cyclotron compact (C01 ou C02). Ils sont ensuite injectés dans un cyclotron à secteurs séparés (CSS1) qui les accélère jusqu'à une énergie de quelques MeV/u. A ce stade, si l'on veut réaccélérer les ions dans le second cyclotron à secteurs séparés CSS2, il faut d'abord augmenter leur charge. C'est ce que l'on réalise en faisant traverser au faisceau une mince feuille de carbone, dans laquelle les électrons restant sont arrachés aux ions. Ceux-ci sont alors accélérés par le cyclotron CSS2. On obtient ainsi un faisceau de noyaux stables, dit faisceau primaire, d'énergie comprise entre 20 et 100 A.MeV, avec une intensité pouvant aller jusqu'à plusieurs  $\mu\text{Ae}$ .

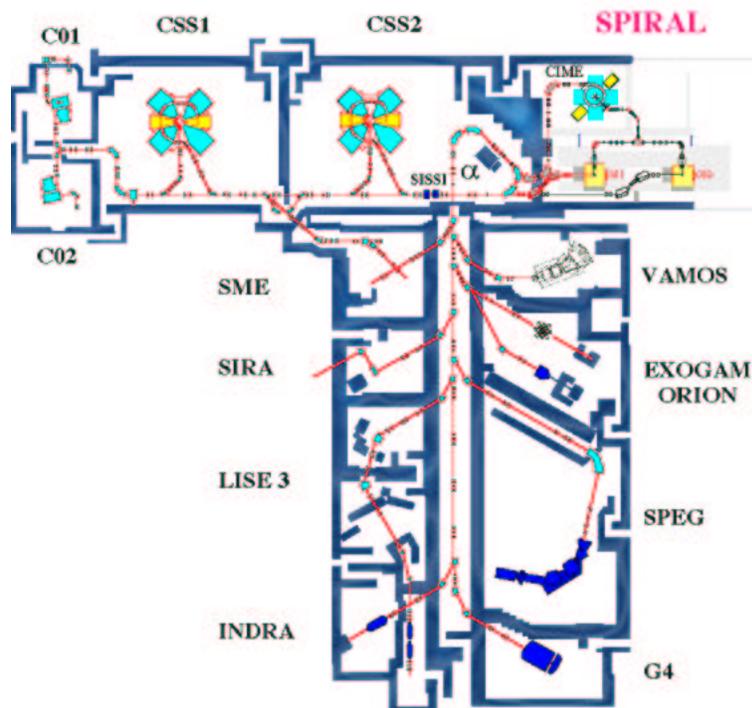


FIG. 2.2: Accélérateurs et aires expérimentales du GANIL.

### Production du faisceau secondaire

Le faisceau primaire est conduit jusqu'à une cible épaisse, dans laquelle un certain nombre de réactions nucléaires se produit. Le processus dominant aux énergies du GANIL est la fragmentation du projectile. A des énergies plus élevées ( $> 200$  A.MeV), ce mécanisme est dominé par les collisions nucléon-nucléon et peut être décrit par le modèle d'*abrasion-ablation* [92]. Dans ce modèle, la fragmentation se déroule en deux étapes. Durant la première phase, dite d'abrasion, les nucléons situés dans le volume de recouvrement des deux noyaux sont arrachés et le reste du projectile continue sa route avec une vitesse proche de celle du faisceau. Ce quasi-projectile, qui a acquis de l'énergie d'excitation du fait de sa déformation, va ensuite évaporer quelques particules ; c'est la phase d'ablation. Ces deux étapes déterminent les nombres de neutrons et de protons des fragments produits. On obtient une très grande gamme d'isotopes, des noyaux riches en neutrons aux noyaux déficients en neutrons.

Aux énergies intermédiaires, qui sont celles du GANIL, le mécanisme dévie de l'image « participants-spectateurs » présentée ci-dessus [93, 94]. Les effets collectifs qui persistent à ces énergies et des réactions de transfert quasi-élastiques modifient les distributions des isotopes légers et des isotopes de masses proches de celle du projectile. Les distributions en charge et en masse des fragments restent néanmoins très similaires à celles observées dans le cas de la fragmentation à haute énergie.

Les produits issus de la fragmentation ont une dispersion angulaire de plusieurs degrés, alors

que l'acceptance angulaire de la ligne après la cible de production est de seulement  $\pm 0,3^\circ$ . Afin d'augmenter la transmission des fragments dans la ligne, on utilise le dispositif SISSI (*Source d'Ions Secondaires à Supraconducteurs Intenses*) [95]. Il s'agit d'un ensemble de deux solénoïdes supraconducteurs, placés de part et d'autre de la cible. Le premier solénoïde assure la focalisation du faisceau primaire sur la cible, tandis que le second permet de réduire l'angle d'ouverture du cône contenant les produits de fragmentation.

### Purification du faisceau secondaire

Le faisceau secondaire est constitué d'un grand nombre d'isotopes, avec des intensités très différentes, maximales pour les noyaux proches du projectile, et qui diminuent très rapidement à mesure que les fragments sont plus éloignés de la stabilité. Dans le domaine d'énergie du GANIL, le rapport des productions des masses  $A$  et  $A + 1$  d'un même élément est d'environ 10. Si on s'intéresse à un noyau exotique, celui-ci est la plupart du temps extrêmement minoritaire, et il est donc nécessaire de le sélectionner avant toute réaction le mettant en jeu. Pour réaliser cette purification, on utilise le spectromètre  $\alpha$ , constitué de deux ensembles de dipôles. Dans le champ magnétique  $B$  d'un dipôle, un ion d'impulsion  $p$  et de charge  $Q$  décrit une trajectoire circulaire dont le rayon  $\rho$  est donné par

$$B\rho = \frac{p}{Q}. \quad (2.1)$$

Aux énergies du GANIL, les ions de masse inférieure à 80 sont totalement épluchés, et ce rapport est égal à  $p/Z$ . Le premier dipôle du spectromètre  $\alpha$  sélectionne ainsi les noyaux ayant le même rapport  $A/Z$ . Cependant, du fait de la dispersion en vitesse des fragments, cette sélection est très grossière et n'est pas suffisante pour obtenir un faisceau pur. Afin d'affiner la purification, on place entre les deux dipôles un bloc de matière appelé *dégradeur*, généralement en aluminium ou en polymère. Il occasionne aux ions une perte d'énergie  $\Delta E$  donnée au premier ordre par [96]

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2}. \quad (2.2)$$

Avant d'entrer dans le dégradeur, les ions ont une vitesse définie par la première sélection, c'est-à-dire  $v \propto Z/A$ . Le dégradeur entraîne donc une variation d'impulsion relative  $\frac{\Delta p}{p} \propto \frac{A^3}{Z^2}$  spécifique à chaque ion, ce qui conduit à une dispersion dans les rigidités magnétiques d'ions différents. Si l'on règle le champ du second dipôle en tenant compte de cette variation de rigidité magnétique pour le ou les ions d'intérêt, on réalise une sélection en  $A^3/Z^2$ . On obtient finalement un faisceau secondaire qui ne contient plus que quelques ions. Dans le cas des noyaux légers, la sélection est plus efficace et on peut parvenir à un faisceau complètement pur. Ce faisceau est par la suite conduit jusqu'à l'une des salles expérimentales par un ensemble d'éléments magnétiques.

## 2.2.2 Caractéristiques du faisceau secondaire de $^{10}\text{Be}$

### Production et purification

Le faisceau de  $^{10}\text{Be}$  utilisé dans notre expérience était produit par fragmentation d'un faisceau primaire de  $^{13}\text{C}$ , d'énergie 60 A.MeV et d'intensité  $1 \mu\text{Ae}$ , soit  $10^{12}$  particules/s. Le dispositif SISSI était utilisé, avec une cible de production de carbone inclinée à  $30,5^\circ$ . L'épaisseur apparente de cette cible était de  $800 \text{ mg/cm}^2$ . L'angle d'inclinaison a été ajusté de manière à optimiser la production de  $^{10}\text{Be}$ . Un dégradeur d'aluminium de 1 mm d'épaisseur était placé entre les dipôles du spectromètre  $\alpha$ .

La composition du faisceau secondaire obtenu a été contrôlée au début de l'expérience grâce à une mesure de la perte d'énergie et du temps de vol des ions. La perte d'énergie était mesurée à l'aide d'un détecteur silicium de  $300 \mu\text{m}$  d'épaisseur placé à l'entrée de la chambre à réaction. La mesure de temps était réalisée entre un détecteur utilisant une galette de microcanaux situé à la sortie du spectromètre  $\alpha$  et le premier des trois scintillateurs plastiques de la chambre à réaction. La distance de vol correspondante est d'environ 80 m. Comme on l'a vu au paragraphe précédent, après passage dans le spectromètre  $\alpha$ , la vitesse des ions d'une espèce donnée est proportionnelle au rapport  $Z/A$ . Le temps de vol donne donc le rapport  $A/Z$  des ions. De même, la perte d'énergie dépend de la charge et de la masse des ions. En portant sur un graphe la perte d'énergie en fonction du temps de vol, on obtient une figure sur laquelle chaque espèce d'ions donne une tâche particulière. Des noyaux non-liés, comme par exemple le  $^8\text{Be}$ , n'apparaissent pas dans cette matrice et les vides correspondant fournissent des repères à partir desquels tous les noyaux présents dans le faisceau peuvent être identifiés. Les figures 2.3 et 2.4 montrent les matrices d'identification perte d'énergie - temps de vol obtenues, avant et après l'insertion du dégradeur. On remarque que l'utilisation du dégradeur améliore considérablement la sélection des  $^{10}\text{Be}$  et permet d'obtenir un faisceau pur.

L'énergie du faisceau de  $^{10}\text{Be}$  était de 31,9 A.MeV. La différence entre les énergies du faisceau primaire et du faisceau secondaire provient essentiellement de la perte d'énergie des ions dans la cible de production. La ligne de transport du faisceau était réglée selon une optique dite *achromatique sur cible*, c'est-à-dire telle que la position d'un ion sur la cible de réaction ne dépend pas de son impulsion.

### Qualités optiques

La méthode de production par fragmentation conduit à des faisceaux secondaires ayant une dispersion en énergie et une émittance importantes. Dans le cas de notre faisceau de  $^{10}\text{Be}$ , la largeur en impulsion  $\Delta p/p$  était de  $\pm 0,6 \%$ , ce qui correspondait à une largeur en énergie  $\Delta E$  de  $\pm 3,7 \text{ MeV}$  à mi hauteur. Comme nous l'avons souligné au début de ce chapitre, dans le cas de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  la détection du proton permet de limiter l'effet de cette dispersion en énergie sur la résolution en énergie dans le référentiel du centre de masse.

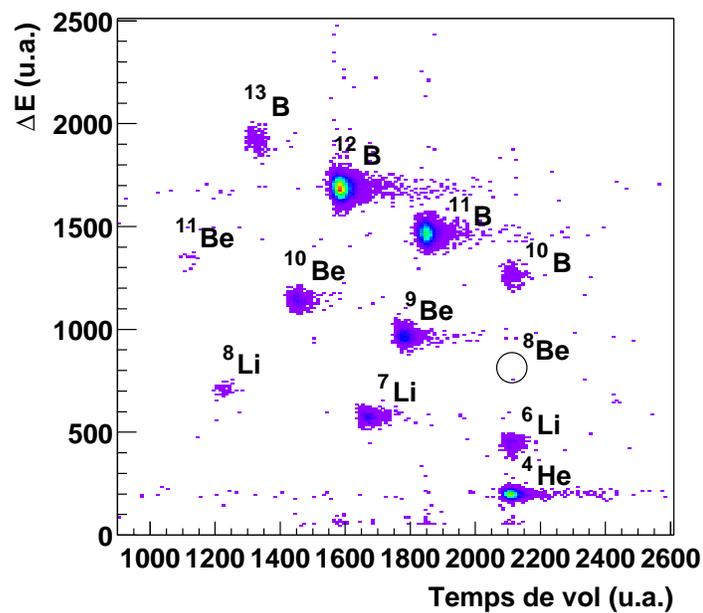


FIG. 2.3: Matrice d'identification du faisceau secondaire avant insertion du dégradeur.

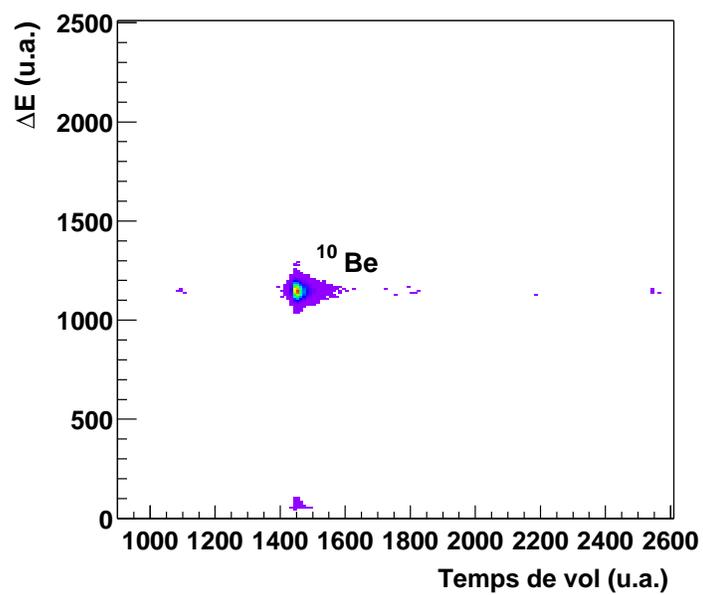


FIG. 2.4: Matrice d'identification du faisceau secondaire après insertion du dégradeur.

L'émittance du faisceau a été réduite à environ  $7\pi$  mm.mrad, afin de limiter l'intensité à 200 000 particules/s pour ne pas détériorer les détecteurs de faisceau. Pour un faisceau primaire, l'émittance est de l'ordre de  $5\pi$  mm.mrad, mais on pratique généralement des coupures à l'aide de fentes afin de limiter la valeur de l'émittance à typiquement  $0,1\pi$  mm.mrad. Ceci permet de réduire la dispersion de l'angle d'incidence et la dimension du faisceau au niveau de la cible de réaction. Pour déterminer l'angle de diffusion, on peut alors considérer que les ions incidents ont tous même trajectoire et même point d'impact sur la cible. Dans le cas d'un faisceau secondaire, on ne dispose que d'une faible intensité, que l'on cherche à optimiser et non pas à réduire par des coupures sur l'émittance. Comme on le verra par la suite, la tâche de faisceau sur la cible de réaction a dans ces conditions une dimension de plusieurs mm, ce qui peut occasionner une erreur de plusieurs degrés sur l'angle de diffusion. De même, tous les ions ne parviennent pas sur la cible avec le même angle d'incidence. Au début de ce chapitre, nous avons montré que l'énergie d'excitation des  $^{11}\text{Be}$  issus de la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)$  en cinématique inverse est très sensible à l'angle de diffusion des protons. Il faut donc mesurer la trajectoire de chaque ion incident afin de déterminer cet angle de façon précise, événement par événement. Cette mesure est réalisée grâce à deux chambres à fils, les Chambres A Trajectoire de Saclay, ou CATS, placées en amont de la cible de réaction. Nous décrirons plus loin ces détecteurs, ainsi que la méthode de reconstruction des trajectoires des ions incidents. Nous allons tout d'abord présenter l'ensemble du dispositif expérimental utilisé.

## 2.3 Dispositif expérimental

Une fois purifié, le faisceau de  $^{10}\text{Be}$  est conduit jusqu'à la salle expérimentale du SPEG. Avant l'entrée du spectromètre se trouve une chambre à vide dans laquelle sont placés la cible de réaction et l'ensemble des détecteurs. Pour l'étude de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ , nous utilisons des cibles de polymère  $(\text{CD}_2)_n$  synthétisé à partir de deutérium. La première chambre CATS (que l'on dénommera dans la suite « CATS 1 ») est montée sur la ligne de faisceau juste avant la chambre à réaction, à 1555 mm en amont de la cible. Elle est fixée au bout d'un propulseur qui permet de la mettre dans et hors du faisceau. La deuxième CATS (« CATS 2 ») est placée à l'intérieur de la chambre à réaction, à 800 mm de la cible. Fixée sur une couronne tournante, elle peut elle aussi être escamotée. Les 8 modules du détecteur MUST sont placés entre  $95^\circ$  et  $170^\circ$  par rapport à la direction du faisceau, afin de détecter les protons émis aux angles arrière. Ils sont disposés à seulement 10 cm de la cible, pour couvrir un grand angle solide, et sont positionnés de manière à ce que leurs faces d'entrée soient tangentes à une sphère centrée sur la cible. Enfin, à 31 cm en aval de la cible, se trouvent trois scintillateurs plastiques, utilisés pour la détection des éjectiles et la sélection de la voie de réaction. Un écran, percé d'un trou de 60 mm de diamètre, est disposé entre la cible et les détecteurs plastiques, à 10 cm de la cible. Il permet de protéger les modules MUST d'éventuelles particules provenant de réactions induites

par le faisceau dans les plastiques. Une photographie de l'ensemble du dispositif situé dans la chambre à réaction est présentée sur la figure 2.5.

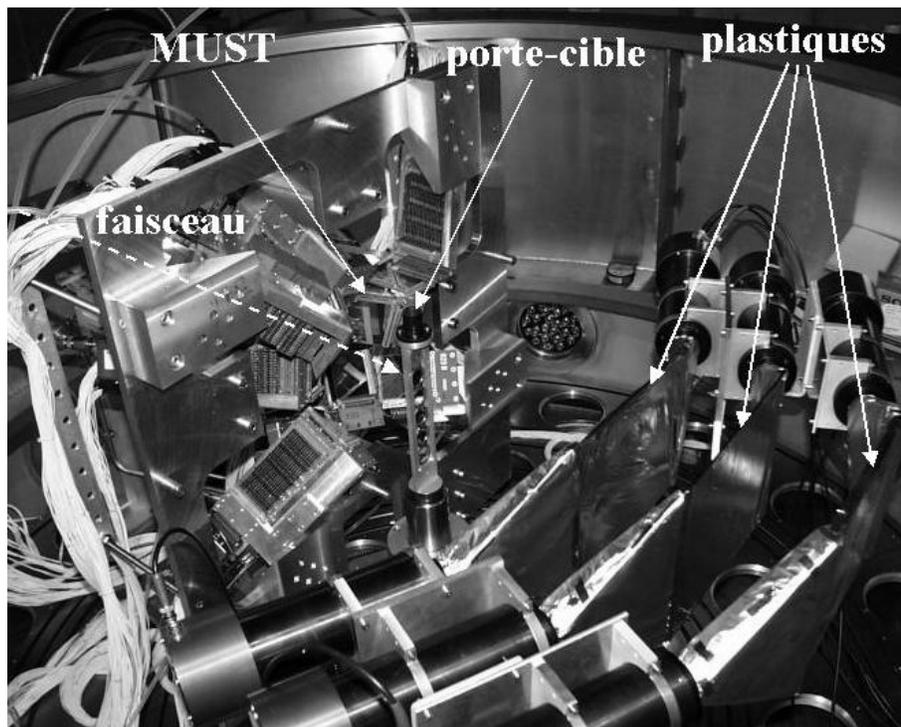


FIG. 2.5: Photographie du dispositif expérimental situé à l'intérieur de la chambre à réaction, avant la mise en place de l'écran entre les scintillateurs plastiques et la cible.

## 2.4 Cibles

### 2.4.1 Nature et épaisseurs des cibles

La plupart des mesures ont été réalisées sur deux cibles de  $\text{CD}_2$  épaisses de 1,1 et 0,84  $\text{mg}/\text{cm}^2$ . Cette épaisseur résulte d'un compromis entre le straggling des protons et le taux de comptage. Nous avons également utilisé une cible de  $\text{CD}_2$  plus épaisse, de 3,1  $\text{mg}/\text{cm}^2$ , afin d'accumuler des données correspondant aux grands angles dans le centre de masse, où la section efficace est faible. Dans cette région, les protons sont les plus énergétiques et le straggling dans la cible est donc moins problématique. Il est important de mesurer les bruits de fond, qui peuvent être dus en particulier à des réactions sur les noyaux de carbone des cibles de  $\text{CD}_2$  ou à des interactions avec des éléments se trouvant sur le chemin d'une partie du faisceau, comme le cadre de la cible. Ainsi, nous avons effectué des mesures supplémentaires avec une cible de carbone pur (graphite) de 0,48  $\text{mg}/\text{cm}^2$  et avec une cible ne comportant qu'un cadre vide.

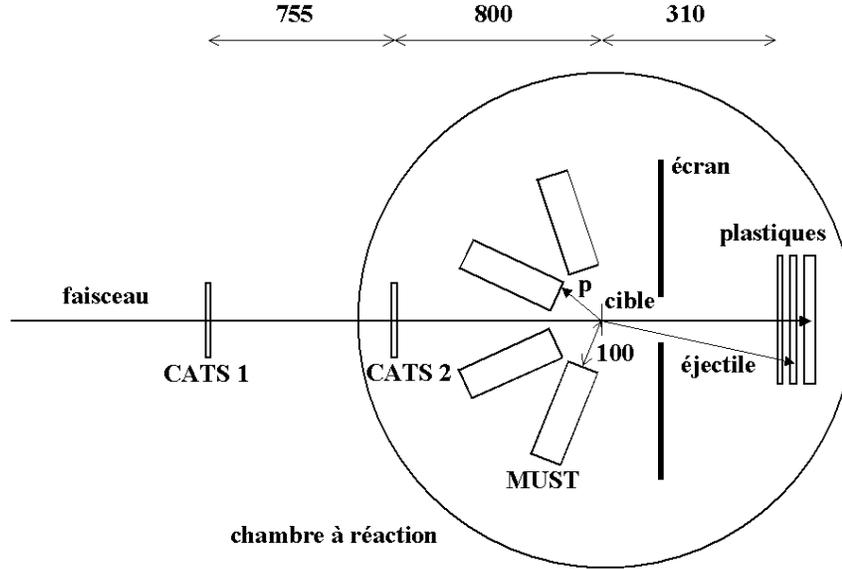


FIG. 2.6: Schéma du dispositif expérimental. Les nombres indiquent des distances en mm.

## 2.4.2 Perte d'énergie et straggling dans les cibles de $CD_2$

Le tableau 2.2 présente la perte d'énergie et les stragglings en énergie et en angle dans une cible de  $CD_2$  de  $1 \text{ mg/cm}^2$  pour des protons émis au centre de la cible et pour deux angles d'émission dans le laboratoire. On remarque que les pertes d'énergie dans la cible sont modé-

$E_p^0$ (MeV)	$\theta_p^{lab} = 115^\circ, (\rho e)(\theta) = 1,18 \text{ mg/cm}^2$			$\theta_p^{lab} = 150^\circ, (\rho e)(\theta) = 0,58 \text{ mg/cm}^2$		
	$\Delta E_{cible}$ (keV)	FWHM $E$ (keV)	FWHM $\theta$ ( $^\circ$ )	$\Delta E_{cible}$ (keV)	FWHM $E$ (keV)	FWHM $\theta$ ( $^\circ$ )
1	355	23	3,2	161	16	1,9
2	192	23	1,4	92	16	0,89
5	91	22	0,53	44	15	0,35
10	51	17	0,26	25	9	0,18
20	29	9	0,13	14	4	0,088

TAB. 2.2: Perte d'énergie ( $\Delta E_{cible}$ ) et stragglings en énergie (FWHM  $E$ ) et en angle (FWHM  $\theta$ ) pour des protons émis au centre d'une cible de  $1 \text{ mg/cm}^2$  de  $CD_2$ .

rées. Toutefois, comme le facteur  $\Delta E^*/\Delta E_p$  est élevé (voir tableau 2.1), l'effet sur l'énergie d'excitation peut être important :  $\Delta E^* \geq 150 \text{ keV}$  pour des protons d'énergie inférieure à 5 MeV. Il est donc nécessaire de corriger la perte d'énergie des protons dans la cible si l'on souhaite obtenir une mesure fiable de l'énergie d'excitation. Le straggling en énergie dans la cible

est limité, de sorte que sa contribution à la résolution en énergie d'excitation est faible ( $\sigma_{E^*} \leq 60$  keV FWHM). Elle est en particulier négligeable devant la contribution de la largeur en énergie du faisceau incident. L'effet sur la résolution en énergie d'excitation dû au straggling angulaire dans la cible devient importante ( $\geq 1$  MeV FWHM) à haute énergie d'excitation ( $\approx 15$  MeV) et pour les angles de recul des protons proches de 90 degrés. Contrairement à la perte d'énergie dans la cible, les stragglings ne peuvent pas être corrigés.

## 2.5 Les détecteurs CATS et les trajectoires des ions incidents

### 2.5.1 Description

Les CATS ont été développées par le CEA-Saclay pour mesurer la position des ions de faisceaux secondaires comme ceux utilisés au GANIL. En particulier, ces détecteurs ont été conçus de manière à perturber le moins possible les ions incidents, tout en assurant une efficacité de détection proche de 100 %. De plus amples détails sur le développement de ces appareils pourront être trouvés dans les références [97] et [98]. La solution retenue est celle de chambres à fils fonctionnant à basse pression. L'anode est constituée d'un plan de fils en tungstène doré de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre, espacés de 1 mm et reliés électriquement entre eux. A 3,2 mm de chaque côté de cette anode se trouve une cathode constituée par une feuille de mylar de 1,5  $\mu\text{m}$  d'épaisseur sur laquelle sont évaporées 28 bandes d'or de 2000 Å d'épaisseur. La distance entre les centres de deux bandes voisines est de 2,54 mm, et la largeur d'une bande est de 2,34 mm. Sur une des cathodes, les bandes sont parallèles aux fils d'anode, et perpendiculaires sur l'autre. Le volume dans lequel circule le gaz est clos par deux feuilles de mylar de 1,5  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, afin d'éviter toute déformation des cathodes et de préserver ainsi l'uniformité du champ électrique. La surface active est de  $70 \times 70$  mm<sup>2</sup>. Une vue éclatée d'une chambre CATS est présentée sur la figure 2.7. Les matériaux utilisés et leurs épaisseurs ont été choisis dans le but de minimiser la perte d'énergie et les stragglings en angle et en énergie des ions. Le gaz adopté est l'isobutane, en raison de son gain élevé pour la multiplication des charges, ce qui permet d'optimiser la quantité de charge créée au passage d'un ion, et d'utiliser des basses pressions, de 6 à 15 Torr. Pour la polarisation du détecteur on applique une tension positive de 600 à 800 V sur les fils de l'anode, alors que les cathodes sont maintenues au potentiel de la masse. Pour notre expérience, les pressions étaient de 8 torrs et les hautes tensions d'anode de 740 et 760 V, respectivement pour CATS 1 et CATS 2.

### 2.5.2 Principe de fonctionnement

La basse pression du gaz permet d'obtenir des valeurs très élevées pour le champ électrique réduit (champ électrique/pression) de quelques centaines de V/cm.Torr dans la zone de champ constant, qui représente 90 % de l'épaisseur du détecteur. Dans cette zone, les électrons créés

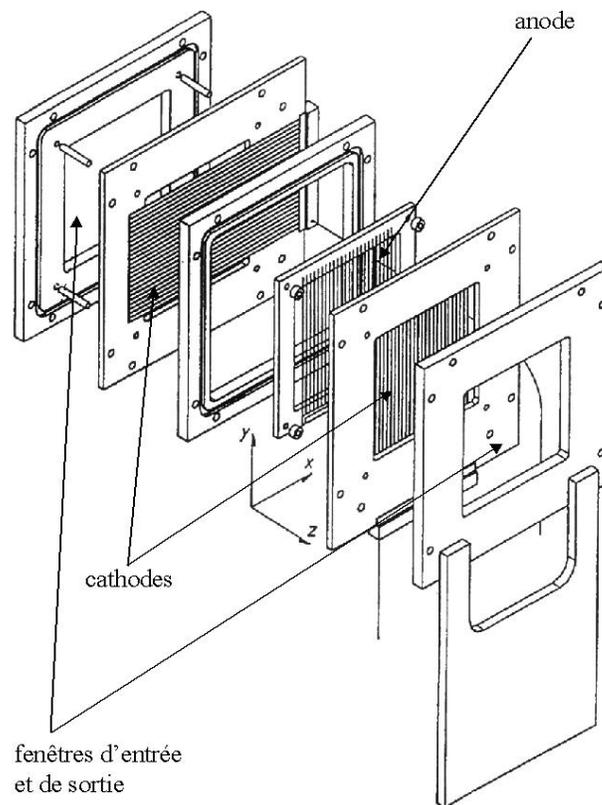


FIG. 2.7: Vue éclatée d'un détecteur CATS.

au passage d'un ion du faisceau sont accélérés et entrent en collision avec des molécules, qu'ils ionisent. Il se produit donc une première amplification. Une seconde amplification a lieu au voisinage des fils d'anode, comme dans les chambres à fils fonctionnant à pression atmosphérique. Ce phénomène de double amplification assure un gain important, ce qui permet d'utiliser une faible épaisseur de gaz, et donc de limiter la perturbation occasionnée aux ions incidents. Les électrons produits dans la zone de champ constant contribuent au signal en générant une composante rapide. Il en résulte une bonne résolution en temps qui permettra d'utiliser les CATS comme référence temporelle. Le mouvement des ions positifs produits lors de la multiplication des charges induit un signal sur les électrodes, négatif sur l'anode et positif sur les cathodes. La distribution de charge induite sur les cathodes est large, et s'étend sur plusieurs bandes contiguës. Malgré cette grande extension spatiale, la position du centroïde de la distribution reste bien définie et coïncide avec la position de passage de l'ion. Le principe de fonctionnement d'une chambre CATS est illustré par la figure 2.8.

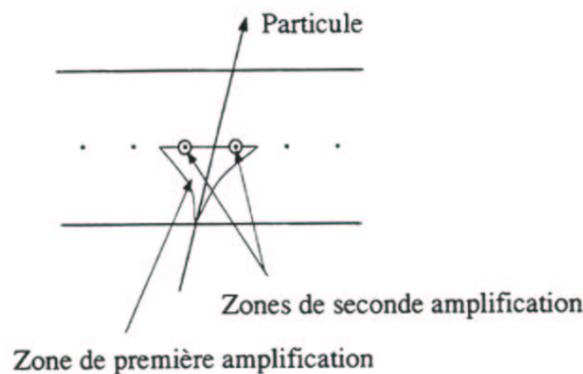
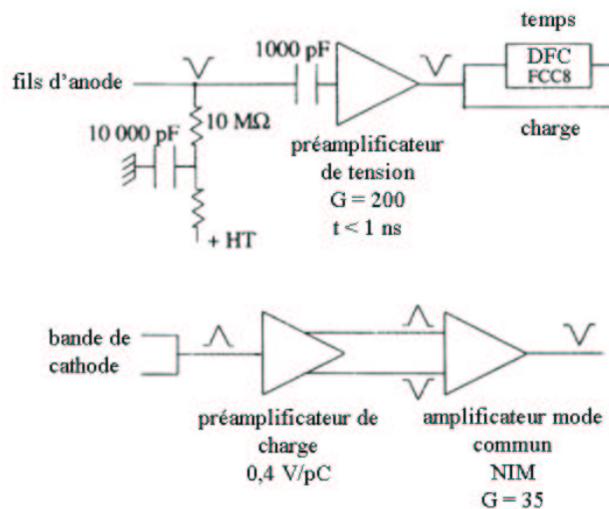


FIG. 2.8: *Principe de fonctionnement d'un détecteur CATS.*

### 2.5.3 Electronique

Le signal des fils d'anode est amplifié par un amplificateur de tension rapide et à faible bruit, dont le temps de montée est inférieur à 1 ns. Il fournit deux signaux en sortie : l'un est traité par un discriminateur à fraction constante et est utilisé pour les mesures de temps. L'autre signal est employé pour la mesure de la charge collectée sur les fils. Chaque bande de cathode est reliée à un préamplificateur de charge de sensibilité 400 mV/pC et de faible bruit. Ce préamplificateur fournit en sortie deux signaux identiques mais de polarités opposées. Ces deux signaux sont exploités par un amplificateur mode commun, qui inverse le signal de polarité positive, puis l'additionne au signal négatif. Ce traitement permet d'éliminer le bruit dû au trajet dans les

FIG. 2.9: *Electronique associée à un détecteur CATS.*

câbles. L'électronique associée à un détecteur CATS est présentée sur le schéma de la figure 2.9.

#### 2.5.4 Reconstruction des trajectoires

La distribution de charge induite sur les cathodes s'étend sur plusieurs bandes. Pour déterminer le centroïde de cette distribution et donc le point de passage de l'ion dans le détecteur, on calcule un barycentre à l'aide des charges collectées sur les bandes. Nous n'utilisons en fait que les charges de trois bandes : la bande ayant reçu la charge maximale et ses deux voisines. La position  $X$  du barycentre est alors donnée par

$$X = \frac{\sum_{i=1}^3 x_i Q_i}{\sum_{i=1}^3 Q_i}, \quad (2.3)$$

où  $x_i$  et  $Q_i$  sont respectivement la position du centre et la charge de la bande  $i$ . Telle quelle, cette méthode permet de reconstruire correctement la position dans le cas d'un événement avec un nombre impair de bandes touchées. Dans le cas où ce nombre est pair, on commet une erreur en ne retenant que les trois bandes les plus significatives. Cette erreur est maximale entre deux bandes voisines et varie linéairement avec la position réelle [97, 98]. Elle peut donc être corrigée facilement. La position corrigée est déterminée par

$$X_{corr} = \frac{X - x_{imax}}{a} + x_{imax}, \quad (2.4)$$

où  $x_{imax}$  est la position du centre de la bande ayant collectée la charge maximale, et  $a$  un coefficient de correction que l'on ajuste afin d'éliminer les structures dues aux discontinuités au niveau des zones interbandes. Une fois corrigée, la méthode du barycentre à trois bandes fournit

d'excellents résultats [97, 98]. Les bandes d'une cathode fournissent la position selon une direction, alors que l'autre cathode, avec ses bandes perpendiculaires à celles de la première, donne la position selon l'autre direction. On obtient ainsi une localisation dans chaque chambre, et en supposant une trajectoire rectiligne, ce qui est valide puisqu'il n'existe aucun élément magnétique entre CATS 2 et la cible, on reconstruit pour chaque ion la position et l'angle d'incidence sur la cible.

## 2.5.5 Calibration

Puisque la position d'un ion dans le détecteur est déterminée par le barycentre de la distribution de charge, seuls importent les gains relatifs entre les bandes. Il n'est pas nécessaire de mesurer de manière absolue les charges collectées par les bandes. Une calibration reste néanmoins indispensable, afin de connaître et de compenser les différences de gain d'une bande à l'autre, mais une calibration relative suffit. Pour réaliser cette calibration, on injecte sur les fils d'anode le signal d'un générateur d'impulsions. On mesure la charge induite par couplage capacitif sur chaque bande de cathode, et ce pour plusieurs valeurs de l'amplitude des impulsions fournies par le générateur. On mesure également les piédestaux en codant les signaux des bandes alors qu'aucun signal n'est envoyé sur l'anode. On obtient un spectre dont un exemple est présenté sur la figure 2.10.

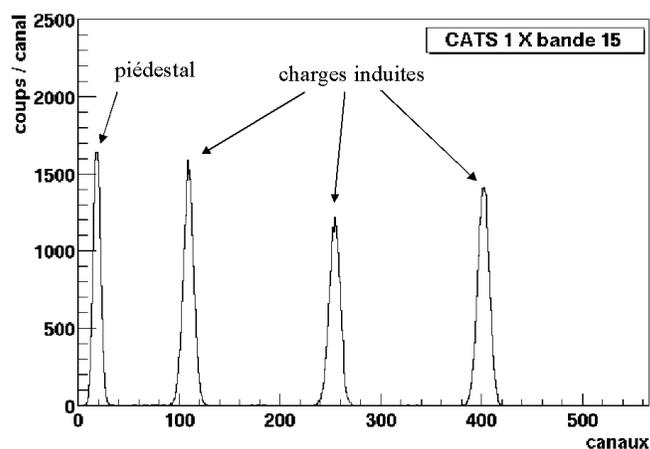


FIG. 2.10: Exemple de spectre de calibration pour une bande d'un détecteur CATS.

Les positions des pics pour chaque bande sont relevées à l'aide d'une routine automatique. On détermine ensuite le gain d'une bande et de l'électronique associée en supposant une relation linéaire entre l'amplitude du générateur et la valeur de la charge collectée, ce qui en pratique est bien vérifié. Avant de déterminer la position d'un ion, on utilise ces mesures afin de corriger

les variations de gain. La charge de la bande  $i$  est alors donnée par

$$Q_i = (q_i^{canal} - p_i) \frac{a_{ref}}{a_i}, \quad (2.5)$$

où  $q_i^{canal}$  est la charge mesurée en canaux,  $p_i$  le piédestal,  $a_i$  la gain de la bande  $i$  et  $a_{ref}$  celui d'une bande choisie comme référence.

Pour déterminer le nombre de bandes touchées à chaque événement, on applique un seuil  $s_i$  sur la charge codée de chaque piste  $i$ . Ce seuil est défini à partir de la largeur  $\sigma_i$  du piédestal, qui est reliée à l'importance du bruit électronique. Dans la pratique, le seuil de la bande  $i$  est déterminé par

$$s_i = p_i + n\sigma_i, \quad (2.6)$$

où  $n$  est un coefficient valant entre 3 et 5. Avec une valeur de 3 pour ce coefficient, nous obtenons des multiplicités moyennes de 4 à 5 bandes touchées par événement.

### 2.5.6 Vérification de la reconstruction des trajectoires incidentes

Afin de vérifier la reconstruction des trajectoires, on place une grille au niveau de la cible. En utilisant la méthode décrite plus haut, on reconstruit les trajectoires des ions détectés par les scintillateurs plastiques situés derrière la cible, c'est-à-dire ceux qui ont traversé la grille. L'image obtenue, visible sur la figure 2.11, peut être comparée à la grille elle-même.

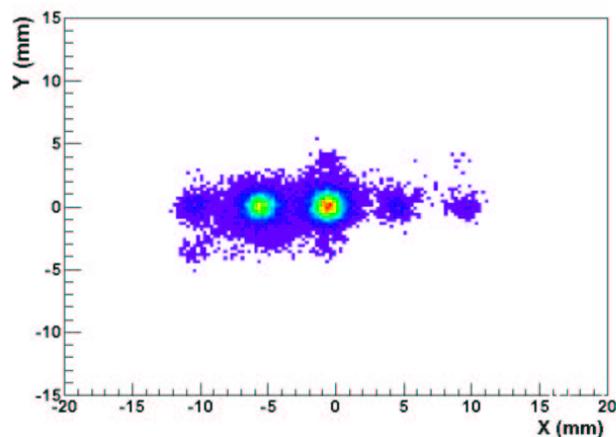


FIG. 2.11: Image de la grille reconstruite à partir des positions mesurées par les CATS.

### 2.5.7 Résolutions

#### Résolution en position

La mesure avec une grille permet également de déterminer la résolution en position au niveau de la cible. Celle-ci s'obtient en mesurant la largeur à mi-hauteur de l'image du trou

central, dans les directions horizontale (X) et verticale (Y). En appliquant la loi de propagation des erreurs à la position reconstruite, et en supposant que les deux CATS ont même résolution, on en déduit la résolution intrinsèque d'un détecteur. Les résolutions ainsi obtenues durant notre expérience sont données dans le tableau 2.3.

	X	Y
Résolution sur la cible FWHM (mm)	1,66	1,56
Résolution intrinsèque FWHM (mm)	0,72	0,67

TAB. 2.3: Résolutions en position au niveau de la cible et résolutions d'un détecteur CATS.

### Résolution temporelle

Pour déterminer la résolution temporelle des CATS, on utilise le temps de vol entre CATS 1 et CATS 2. Comme le faisceau est pur, le spectre correspondant ne contient qu'un seul pic. On relève la largeur à mi-hauteur de ce pic et on extrait la résolution temporelle de chaque CATS en considérant que les deux chambres ont même résolution. Le résultat que nous obtenons avec le faisceau de  $^{10}\text{Be}$ , ainsi que les résolutions issues d'expériences précédentes utilisant les CATS sont présentés dans le tableau 2.4, où nous avons également fait figurer la perte d'énergie de chaque faisceau dans le volume gazeux d'un détecteur. On remarque que la résolution tempo-

Faisceau	$E$ (A.MeV)	$\Delta E$ (keV)	Résolution (ns)	Source
$^6\text{He}$	42,9	1	2,7	[97]
$^8\text{He}$	15,5	3	1,9	[99]
$^{10}\text{Be}$	31,9	6	1,8	ce travail
$^{10}\text{C}$	45,3	9	1,46	[100]
$^{11}\text{C}$	40,6	10	1,53	[100]
$^{20}\text{O}$	43	17	0,710	[21]
$^{30}\text{S}$	53	59	0,443	[21]
$^{40}\text{Ar}$	52	71	0,542	[97]

TAB. 2.4: Résolution temporelle (FWHM) d'un détecteur CATS obtenue avec différents faisceaux.  $\Delta E$  est la perte d'énergie de chaque faisceau dans le gaz d'un détecteur.

relle d'un détecteur dépend fortement de la nature du faisceau. La dégradation de la résolution pour les ions les plus légers est liée au fait que ceux-ci perdent très peu d'énergie dans le détecteur.

### 2.5.8 Perte d'énergie et stragglings dans les CATS

Comme nous l'avons déjà souligné, les détecteurs CATS ont été conçus afin de limiter les perturbations occasionnées aux ions incidents. Pour des ions  $^{10}\text{Be}$  de 31,9 A.MeV, les fenêtres d'entrée et de sortie en mylar et les cathodes entraînent une perte d'énergie totale de 320 keV pour un CATS. Le stragglings en énergie correspondant est de 46 keV FWHM. Le stragglings angulaire dû à un détecteur CATS est de 0,09 degré FWHM.

Pour les deux CATS, le stragglings en énergie est de 65 keV FWHM et est donc très faible devant la largeur en énergie du faisceau secondaire de  $^{10}\text{Be}$ . Le stragglings angulaire occasionné par les deux CATS est de 0,13 degré FWHM. Il contribue ainsi très peu à la résolution en position au niveau de la cible.

### 2.5.9 Traitement de la zone défectueuse de CATS 2

#### Reconstruction des coordonnées horizontales $X_2$ manquantes

Durant l'expérience, plusieurs bandes verticales de CATS 2 se sont détériorées. Elles étaient proches les unes des autres, de sorte qu'une zone d'environ 13 mm de large était inopérante pour la mesure de la position horizontale du faisceau dans ce détecteur (coordonnée  $X_2$ ). Nous avons alors fait pivoter la couronne portant CATS 2 de  $1^\circ$  vers la gauche, de façon à amener la zone défectueuse du détecteur hors de la partie centrale du faisceau. Mais une partie du faisceau coïncidait avec cette zone inopérante, de sorte que pour environ 15 % des événements la position  $X_2$  n'était pas mesurée. Cet effet est très net sur la figure 2.12 qui montre le profil

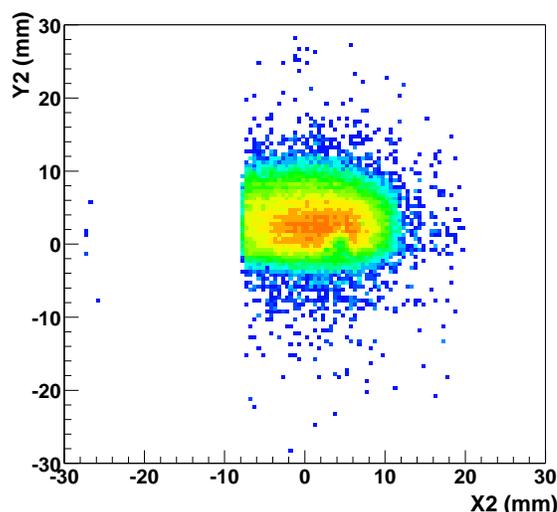


FIG. 2.12: Profil du faisceau dans CATS 2. On remarque la coupure due à la zone défectueuse sur la gauche du détecteur.

du faisceau dans CATS 2, où une coupure brutale apparaît dans la partie gauche du détecteur.

Pour ces événements, nous avons mis en place une méthode afin de reconstruire  $X_2$  à partir de la mesure de  $X_1$ . En effet, la conservation de l'émittance horizontale, produit de l'extension spatiale horizontale du faisceau et de son ouverture angulaire dans le plan horizontal, implique une corrélation entre les positions  $X_1$  et  $X_2$ . Cette corrélation est présentée sur la figure 2.13, pour les événements où  $X_2$  est valide. On voit une nouvelle fois l'effet de la coupure sur  $X_2$

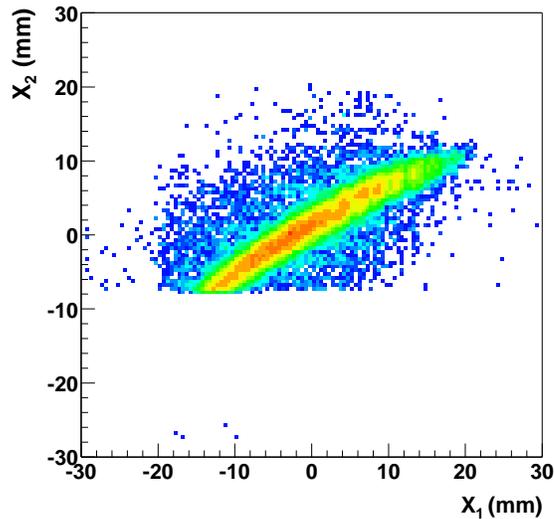


FIG. 2.13: *Corrélations entre les coordonnées  $X_1$  et  $X_2$  dans le cas des événements où  $X_2$  est valide.*

due à la zone défectueuse. Pour les événements où l'information  $X$  donnée par les CATS est complète, la relation entre  $X_2$  et  $X_1$  est bien reproduite par une parabole. Nous avons donc ajusté un polynôme de degré 2 dans la partie fonctionnant correctement, puis nous l'avons extrapolé dans la zone défectueuse. Pour une valeur de la position  $X_1$  donnée, les valeurs de  $X_2$  se répartissent selon une distribution pouvant être approchée par une gaussienne. La parabole reliant  $X_2$  à  $X_1$  donne en fait la moyenne de cette gaussienne, en fonction de  $X_1$ . Pour un événement où  $X_2$  n'est pas mesuré, nous commençons donc par déterminer la valeur moyenne de  $X_2$ , grâce à l'ajustement parabolique extrapolé dans la zone inopérante. Ensuite, pour obtenir une valeur reconstruite de  $X_2$ , nous effectuons un tirage aléatoire selon une gaussienne centrée sur la valeur donnée par la parabole. Dans la zone valide, la largeur de cette gaussienne varie en fonction de  $X_1$ , et cette dépendance peut également être représentée par une parabole.

Nous présentons sur la figure 2.14 le résultat de la reconstruction des  $X_2$  manquants. Plus précisément, le critère pour que cette reconstruction soit appliquée est d'avoir moins de trois bandes contiguës touchées. Avec ce critère, nous reconstruisons aussi des événements pour lesquels l'absence de  $X_2$  n'est pas nécessairement liée aux bandes défectueuses. En effet, dans notre cas, où nous utilisons un faisceau très léger, l'efficacité de déclenchement d'un CATS n'est que de 95 % et pour certains événements moins de trois bandes sont touchées. Cette inefficacité

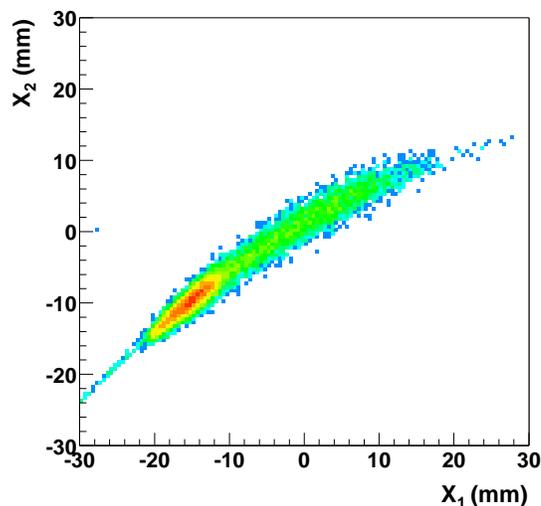


FIG. 2.14: *Corrélations entre les coordonnées  $X_1$  et  $X_2$  dans le cas des événements où  $X_2$  est reconstruit à partir de  $X_1$ .*

« intrinsèque » existe aussi pour la position verticale mesurée dans CATS 2 (coordonnée  $Y_2$ ) et pour les positions mesurées par CATS 1.

### Test de la méthode sur la position verticale

Afin de vérifier la méthode présentée plus haut, nous avons pratiqué une coupure arbitraire sur la coordonnée verticale mesurée par CATS 2 (coordonnée  $Y_2$ ) (figure 2.15) et reconstruit les positions éliminées à partir de  $Y_1$ . Dans ce cas, la relation entre  $Y_2$  et  $Y_1$  peut aussi être représentée par une parabole. Nous avons donc effectué un ajustement parabolique, que nous avons ensuite extrapolé dans la zone éliminée arbitrairement, afin de reconstruire les positions  $Y_2$ . Nous pouvons, pour chaque événement concerné par cette reconstruction, comparer le  $Y_2$  reconstruit et le  $Y_2$  mesuré. Nous obtenons ainsi la figure 2.16 qui présente la différence entre les deux valeurs de  $Y_2$  pour tous les événements reconstruits, en fonction de  $Y_1$ . Nous remarquons d'emblée que bien que cet écart puisse prendre des valeurs importantes, jusqu'à une dizaine de mm, sa moyenne reste raisonnable, environ  $470 \mu\text{m}$ , ce qui signifie que les  $Y_2$  reconstruits sont en moyenne très proches des valeurs réellement mesurées.

Si l'on observe maintenant la corrélation entre  $Y_2$  et  $Y_1$  pour tous les événements, sans coupure ni reconstruction (voir figure 2.17), on remarque que l'on se trouve ici dans un cas défavorable. En effet, la relation entre  $Y_1$  et  $Y_2$  est en réalité linéaire, et non pas parabolique comme indiqué par l'ajustement sur les corrélations  $Y_1$ - $Y_2$  obtenues en appliquant la coupure sur  $Y_2$ . En toute rigueur, notre extrapolation dans la zone éliminée n'est donc pas valable. Malgré ce désaccord, nous avons vu que l'erreur moyenne de la reconstruction reste faible.

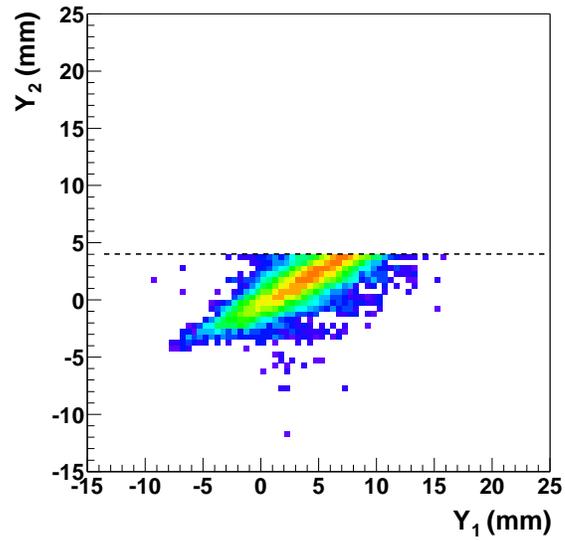


FIG. 2.15: *Corrélations entre les coordonnées  $Y_1$  et  $Y_2$ . Une coupure arbitraire a été appliquée, figurée ici par la ligne en pointillés : on ne conserve que les  $Y_2$  inférieurs à 4 mm.*

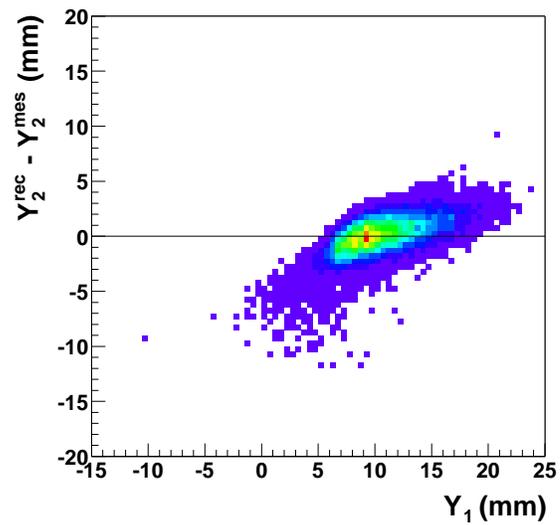


FIG. 2.16: *Différence entre la position  $Y_2$  reconstruite et la position  $Y_2$  mesurée, en fonction de  $Y_1$ .*

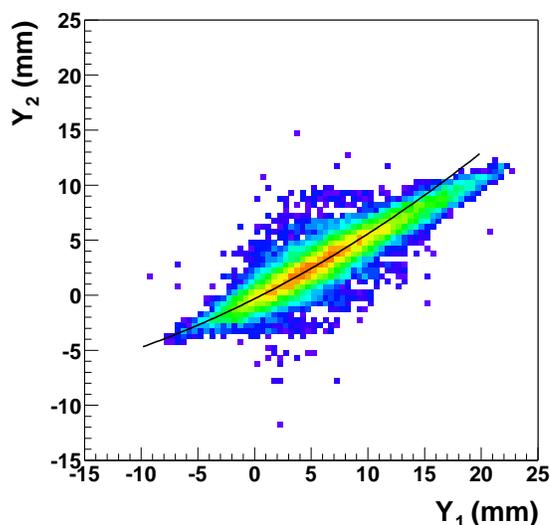


FIG. 2.17: *Corrélations entre les coordonnées  $Y_1$  et  $Y_2$ , sans coupure arbitraire ni reconstruction de  $Y_2$ , avec la parabole (trait plein) ajustée sur la partie  $Y_2 < 4$  mm.*

Puisque CATS 2 est situé à peu près à mi-chemin entre CATS 1 et la cible, l'erreur au niveau de la cible vaut environ deux fois l'erreur commise sur la position dans CATS 2. Cette erreur est de  $970 \mu\text{m}$  en moyenne, ce qui reste raisonnable, mais peut atteindre des valeurs de plusieurs mm.

Le test « ultime » de cette méthode de reconstruction sera la comparaison des spectres en énergie d'excitation du  $^{11}\text{Be}$  pour les événements dans lesquels la position en  $X_2$  est reconstruite et ceux où elle est correctement mesurée.

### 2.5.10 Caractéristiques du faisceau au niveau de la cible

Nous présentons sur les figure 2.18, 2.19 et 2.20 les profils X-Y du faisceau dans chacune des CATS, ainsi que le résultat de la détermination des positions d'impact sur la cible, obtenus avec les événements où  $X_2$  est correctement mesuré et ceux dont  $X_2$  a été reconstruit selon la méthode que nous venons de présenter. Nous remarquons que le faisceau est bien focalisé sur la cible. Malgré cette focalisation, il reste étendu, les largeurs à mi-hauteur en X et Y sur la cible valant respectivement 7,5 et 3,8 mm. La distribution des angles d'incidence sur la cible est quant à elle présentée sur la figure 2.21. Cet angle reste faible,  $0,3^\circ$  en moyenne.

## 2.6 Le détecteur MUST

Le détecteur MUST est le résultat d'une collaboration regroupant l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, le CEA Saclay et le CEA Bruyères-le-Châtel. Il a été conçu pour satisfaire aux

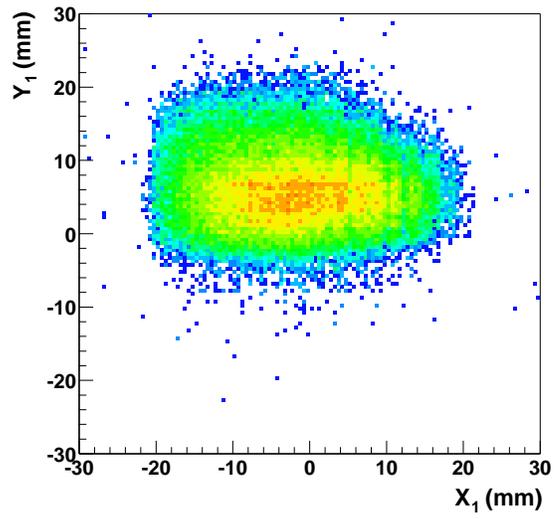


FIG. 2.18: Profil du faisceau dans CATS 1.

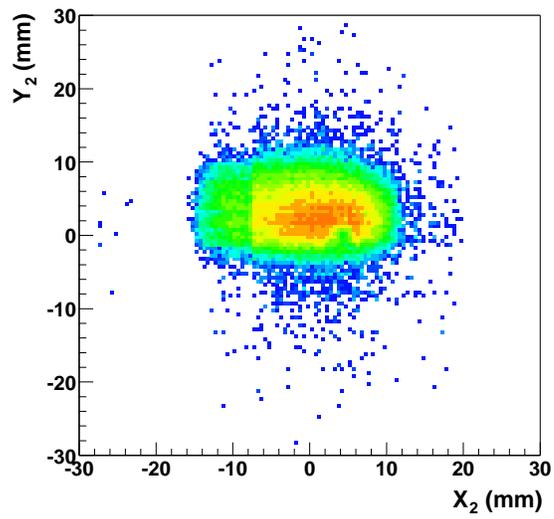


FIG. 2.19: Profil du faisceau dans CATS 2.

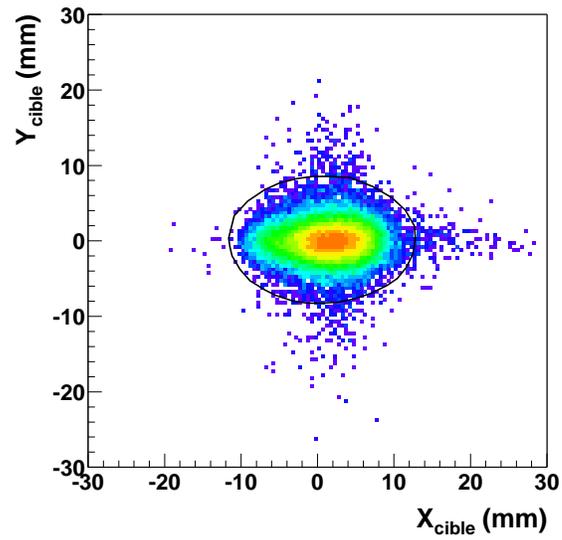


FIG. 2.20: Profil du faisceau reconstruit au niveau de la cible, avec le contour sur la position utilisé dans l'analyse.

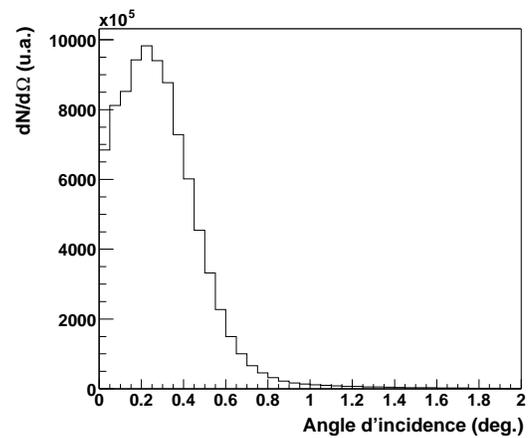


FIG. 2.21: Distribution de l'angle d'incidence sur la cible. Cet angle est donné par rapport à la trajectoire perpendiculaire à la cible.

exigences de la détection de particules légères chargées (protons, deutons, tritons,  $\alpha$ , ...) issues de réactions directes induites par des faisceaux radioactifs. L'ensemble des détails sur les choix technologiques pour ce système de détection peut être trouvé dans les références [97, 101, 102]. La solution retenue pour ce détecteur est un ensemble modulaire de huit télescopes composés chacun d'un détecteur silicium à pistes et d'un détecteur silicium compensé au lithium (Si(Li)). Un troisième étage constitué d'un cristal d'iodure de césium (CsI) peut être ajouté pour des applications nécessitant la détection de particules énergétiques. Le premier étage fournit une mesure d'énergie totale pour les particules qui s'y arrêtent, par exemple jusqu'à 6 MeV pour les protons, et une mesure de perte d'énergie au-delà. Il permet aussi une mesure de la position, et donc de l'angle de diffusion, grâce à ces pistes, horizontales sur une face et verticales sur l'autre. Une mesure de temps de vol est également réalisée. Le détecteur Si(Li) arrête les protons jusqu'à une énergie de 25 MeV et fournit une mesure d'énergie. Le cristal de CsI peut quant à lui mesurer l'énergie des protons jusqu'à 70 MeV. Comme nous nous intéressons dans ce travail à la détection de protons d'énergie inférieure à 25 MeV, ce dernier étage n'a pas été utilisé dans notre expérience et ne sera donc pas décrit ici.

## 2.6.1 Les télescopes

### Détecteur silicium à pistes

Les détecteurs à pistes, de surface active  $60 \times 60 \text{ mm}^2$  et de  $300 \mu\text{m}$  d'épaisseur, sont fabriqués par la société Canberra à partir de silicium de type n de haute résistivité, entre 13 et 21  $\text{k}\Omega\text{cm}$ . Chaque face d'un détecteur est segmentée en 60 pistes de 1 mm de large. Sur la face d'entrée du détecteur, chacune des pistes est obtenue par une implantation  $\text{p}^+$  sur une largeur de  $910 \mu\text{m}$  et une épaisseur de  $500 \text{ \AA}$ . La collection des charges est assurée par une électrode d'aluminium épaisse de  $1500 \text{ \AA}$  déposée sur les pistes. Chaque piste est isolée de ces voisines par un dépôt d'oxyde de silicium de  $90 \mu\text{m}$  de large. Les pistes de la face de sortie, de  $850 \mu\text{m}$  de largeur, résultent de la segmentation d'une couche d'aluminium de  $1500 \text{ \AA}$  d'épaisseur, évaporée sur une électrode constituée d'une implantation  $\text{n}^+$  de  $1000 \text{ \AA}$  d'épaisseur. Ces pistes sont isolées par une série d'implantations  $\text{p}^+$ , dite « peigne ». Sur chaque face, un anneau de garde limite les courants de fuite aux bords du détecteur. La figure 2.22 montre la coupe transversale d'un détecteur à pistes.

Ce détecteur fonctionne comme une juxtaposition de jonctions  $\text{p}^+\text{n}$ . Celles-ci s'établissent entre les pistes  $\text{p}^+$  de la face d'entrée et le silicium de type n du corps du détecteur. Pour cette raison, la face d'entrée est dite « face jonction ». La face de sortie est appelée « face ohmique ». La tension de déplétion, c'est-à-dire la tension de polarisation inverse pour laquelle la zone désertée par les porteurs de charge libres atteint toute l'épaisseur du détecteur, vaut de 15 à 25 V, selon les détecteurs. En pratique, on surpolarise les détecteurs à environ deux fois leur tension de déplétion. Ce faisant, on augmente le champ électrique dans le détecteur, ce qui permet

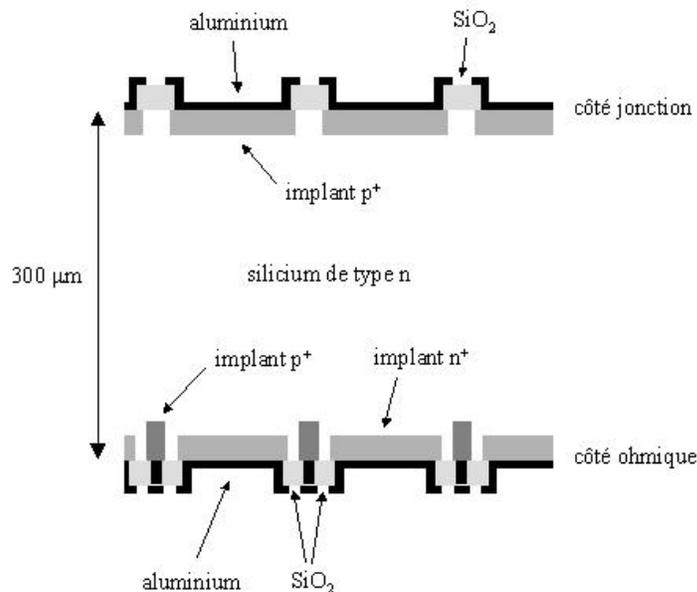


FIG. 2.22: Coupe transversale d'un détecteur à pistes de MUST. Les pistes de la face de sortie (côté ohmique) sont en réalité perpendiculaires à celles de la face d'entrée (côté jonction). Pour plus de clarté, les dimensions relatives ne sont pas respectées.

d'améliorer les mesures de temps. Cette surpolarisation est permise par la haute résistivité du silicium utilisé. Lors du passage d'une particule, la mesure de la position est fournie par les numéros de la piste jonction et de la piste ohmique touchées.

Pour certaines réactions, par exemple la diffusion élastique de protons sur les noyaux, les petits angles dans le centre de masse correspondent à de très basses énergies pour les particules légères que l'on cherche à détecter avec MUST. Si l'on veut avoir accès à ces angles, il faut donc minimiser le seuil de détection. La zone morte d'entrée du détecteur à pistes, constituée par l'électrode et l'implantation  $p^+$ , a ainsi été optimisée de manière à limiter les pertes d'énergie. La photographie présentée sur la figure 2.23 montre la face de sortie (côté ohmique) du détecteur à pistes.

### Détecteur silicium compensé au lithium

Les détecteurs Si(Li) ont été fabriqués par le service Détecteurs de l'IPN d'Orsay. Ils sont obtenus à partir de silicium de type p dans lequel on fait diffuser du lithium. Le lithium se comporte comme une impureté donneuse d'électrons. Les ions  $Li^+$  viennent se placer en position interstitielle et compensent les impuretés acceptrices du silicium p. On obtient ainsi une zone de caractéristiques proches de celles du silicium intrinsèque. Cette zone est en particulier libre de porteurs de charge et peut être utilisée pour la détection. La tension de polarisation n'est là que

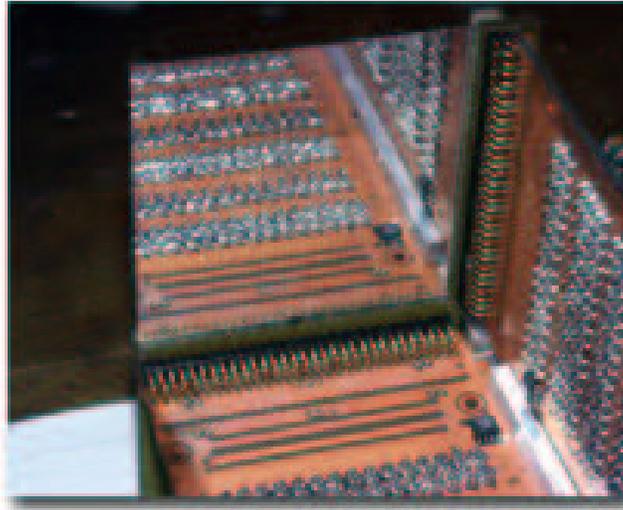


FIG. 2.23: Vue d'un détecteur à pistes (côté ohmique).

pour assurer la collection des charges. Les détecteurs Si(Li) de MUST ont une épaisseur active de 3 mm et une surface active de  $58 \times 58 \text{ mm}^2$ . Sur chaque face, une électrode est réalisée par un dépôt d'or. Ces détecteurs sont polarisés à 400 V. Un des détecteurs Si(Li) est visible sur la figure 2.24.

### Préamplificateurs

Les préamplificateurs des détecteurs à pistes ont été développés et fabriqués par le Service d'Electronique Physique de l'IPN d'Orsay. Sur les pistes de la face d'entrée, des mesures d'énergie et de temps sont réalisées. L'électronique de ces pistes a été optimisée pour les mesures de temps. En particulier, les préamplificateurs utilisées pour ces pistes sont des préamplificateurs de courant possédant un temps de montée de 15 ns. Ils sont implantés à quelques centimètres du détecteur, de manière à minimiser le bruit dû à la capacité introduite par les câbles. Les pistes du côté ohmique sont équipées de préamplificateurs de charge de gain 20 mV/MeV, optimisés pour les mesures d'énergie, qui sont les seules mesures réalisées sur ces pistes. Tous les préamplificateurs sont construits sur des cartes filles, qui sont implantées sur deux cartes mères, regroupant chacune 60 préamplificateurs et conçues pour réduire la diaphonie. Chaque détecteur Si(Li) est équipé d'un préamplificateur de charge similaire à celui des pistes ohmiques du détecteur à pistes, mais avec un gain plus faible. Chaque module est refroidi par une circulation d'eau à quelques degrés C, afin de conserver une température raisonnable. Ceci est particulièrement important pour les détecteurs Si(Li) dont la résolution en énergie se dégrade fortement avec la température.



FIG. 2.24: Vue d'un détecteur Si(Li).

## Mécanique

Deux des bords du détecteur à pistes sont collés sur un cadre d'époxy en forme de L. Les deux autres bords sont libres, ce qui permet de placer les détecteurs au plus près les uns des autres. Le cadre d'époxy, qui fournit les connections électriques entre les pistes et leur électronique, est vissé sur une colonne en aluminium. Cette colonne supporte également les deux cartes mères sur lesquelles sont fixés les préamplificateurs. Un rail est monté sous l'une des cartes pour maintenir le détecteur Si(Li) en place, à 5 mm environ derrière le détecteur à pistes. Un cadre d'aluminium, sur lequel est fixé le circuit de refroidissement, est vissé sur la colonne et rigidifie l'ensemble du module. La figure 2.25 montre le dessin d'un module MUST complet, avec sa mécanique, ses préamplificateurs et son système de refroidissement.

## 2.6.2 Electronique et logique générale

### Electronique d'un détecteur à pistes

Chaque module comprend plus de cent voies d'électronique, soit près de 1000 voies pour l'ensemble du détecteur MUST. Pour le traitement de tous ces signaux, une électronique compacte au standard VXI a été développée. Toute l'électronique de traitement d'un détecteur à pistes tient ainsi dans un seul module, dénommé SMP128X. Le schéma de principe de ce mo-

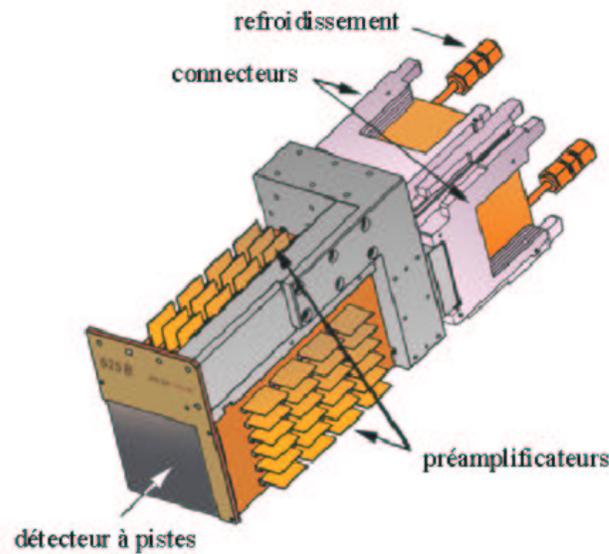


FIG. 2.25: Vue d'un module MUST complet.

dule est présenté sur la figure 2.26. Au sein de ce module, le signal d'une piste d'entrée est traité par une voie logique et une voie analogique :

**voie logique** : elle comprend un amplificateur rapide suivi d'un discriminateur à double seuil pour les mesures de temps. MUST a été principalement conçu pour étudier des réactions binaires où une seule particule chargée légère est émise. Lorsqu'une particule traverse la région située entre deux pistes, ces dernières vont toutes les deux recevoir une partie du signal. Il est par conséquent suffisant d'effectuer une mesure de temps pour les pistes paires et une pour les pistes impaires. En réalité, deux mesures de temps sont réalisées pour les pistes de même parité :

- une mesure entre le OU des franchissements des seuils hauts des discriminateurs et un signal « stop » fourni par un détecteur extérieur. Dans notre expérience ce signal était fourni par le signal logique de l'anode de CATS 2. Ce « stop » est injecté en face avant du contrôleur de châssis Slot0 et est transmis aux huit modules SMP128X via le bus arrière ;
- une mesure entre le OU des franchissements des seuils bas et celui des seuils hauts.

Ces mesures de temps sont converties par 4 convertisseurs temps-amplitude (TAC) dont la gamme est réglable à une valeur de 200 ou 400 ns. Ces signaux sont ensuite codés sur 12 bits par des convertisseurs analogique-numérique (ADC).

**voie analogique** : elle est composée d'une ligne à retard suivie d'un amplificateur-filtre et d'un intégrateur de charge. La porte de cet intégrateur est générée par le signal  $L_D$  qui est un OU des franchissements des seuils hauts de toutes les pistes. Les signaux de sortie des

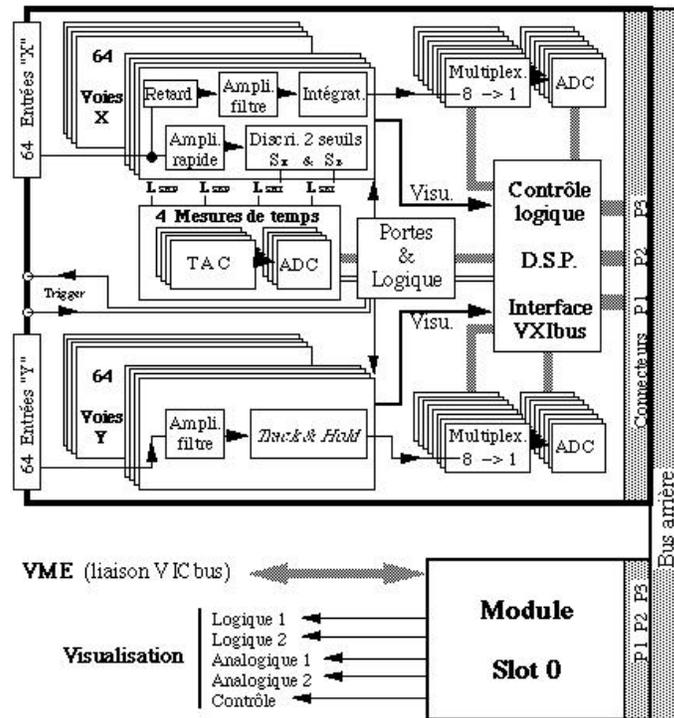


FIG. 2.26: Schéma de principe du module SMP128X.

intégrateurs de huit pistes sont codés successivement par un seul ADC 12 bits. Un tel multiplexage permet de réduire le nombre d'ADC utilisés.

L'électronique d'une piste de sortie ne comprend qu'une seule voie, de type analogique, optimisée pour les mesures d'énergie. Elle consiste en un amplificateur-filtre suivi d'un circuit *suiveur-bloqueur* (« track & hold ») qui mémorise l'amplitude du signal. La mémorisation est déclenchée par le signal  $L_D$  convenablement retardé. Le codage est effectué comme pour les pistes d'entrée, par des ADC multiplexés.

### Electronique des détecteurs Si(Li)

Les signaux des détecteurs Si(Li) sont traités par une électronique classique utilisant des modules aux standards NIM et CAMAC. Pour cette raison, nous présenterons cette électronique en même temps que celle de l'ensemble des autres détecteurs.

### Module de déclenchement

Un neuvième module, dit TRIG8X, permet le pilotage des modules SMP128X, ainsi que la synchronisation de l'électronique de MUST avec un module de déclenchement externe et avec l'électronique CAMAC d'autres détecteurs pouvant être utilisés en coïncidence. Ce module fournit également au système d'acquisition un mot binaire donnant la configuration des

détecteurs à pistes touchés (le *pattern*). Le TRIG8X gère aussi des générateurs d'impulsions analogiques. Leurs signaux, d'amplitude réglable, peuvent être injectés dans tous les préamplificateurs pour vérifier l'ensemble de la chaîne électronique. Le déclenchement de ces générateurs peut être interne, avec une fréquence réglable, ou externe via un signal logique NIM injecté en face avant du module.

## Logique générale

C'est un module CAMAC externe qui détermine la validité de l'événement en fonction de la configuration des détecteurs touchés. L'électronique VXI de MUST fonctionne selon une logique dite « asynchrone ». Un tel fonctionnement permet d'éviter de retarder les 1000 voies analogiques de MUST en attente du signal d'acceptation de l'événement. Dès qu'une particule touche une piste d'un des détecteurs, le signal  $L_D$  est généré par le module SMP128X. Ce signal logique déclenche le traitement des signaux analogiques et crée un *point de validation* au bout d'un délai réglable pouvant aller jusqu'à  $1 \mu s$ . Le signal  $L_D$  est également envoyé au module TRIG8X, qui a son tour envoie le OU des 8  $L_D$  au module de déclenchement externe. L'acceptation de l'événement par ce dernier génère une fenêtre de validation à l'intérieur du TRIG8X. Tous les modules SMP128X dont le point de validation est contenu dans cette fenêtre commencent alors à numériser leurs données. Pendant cette opération, toutes les voies sont bloquées par un signal d'inhibition, de manière à ne pas prendre en compte un éventuel autre événement. Si le module de déclenchement externe rejette l'événement, il n'y a pas de fenêtre de validation, et tous les modules sont automatiquement remis à zéro.

## Commandes et contrôles

L'électronique VXI de MUST est située dans la salle expérimentale, et n'est donc accessible que par liaison informatique. Les commandes destinées aux modules sont envoyées depuis un ordinateur PC vers le processeur VME, via le réseau ETHERNET local. Le VME les envoie ensuite au contrôleur de châssis Slot0. Toutes les commandes sont lancées depuis une interface développée avec le logiciel LABVIEW. Parmi les paramètres qui peuvent être réglés, on trouve les seuils des discriminateurs des voies jonction, la gamme des TAC, le retard du point de validation par rapport au signal  $L_D$ , le retard et la durée de la porte d'intégration des voies jonction ou encore les paramètres des générateurs d'impulsions internes (mode de déclenchement, amplitude, fréquence).

### 2.6.3 Étalonnage en énergie

#### Détecteur à pistes

Chaque piste est étalonnée grâce à une source contenant trois émetteurs  $\alpha$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Am}$ , qui fournissent des raies à respectivement 4,824, 5,155 et 5,486 MeV. Ces particules s'arrêtent dans le détecteur au bout de  $30\ \mu\text{m}$ , et déposent donc toute leur énergie. La zone morte à l'entrée du détecteur, constituée de l'électrode d'aluminium et de l'implantation  $\text{p}^+$ , a une épaisseur de  $0,3\ \mu\text{m}$  équivalent Si et occasionne aux particules  $\alpha$  une perte d'énergie d'environ 40 keV. L'énergie déposée dans la partie active du détecteur est donc légèrement inférieure à l'énergie des  $\alpha$  à la sortie de la source. Cette différence a été prise en compte dans l'étalonnage. Du fait du grand nombre de voies à traiter, nous avons développé une procédure automatique pour rechercher les pics  $\alpha$  et le piédestal et relever leurs positions. Nous effectuons ensuite une régression linéaire, pour déterminer la relation entre le numéro de canal et l'énergie. La figure 2.27 présente la superposition des énergies  $\alpha$  des 60 pistes ohmiques d'un détecteur

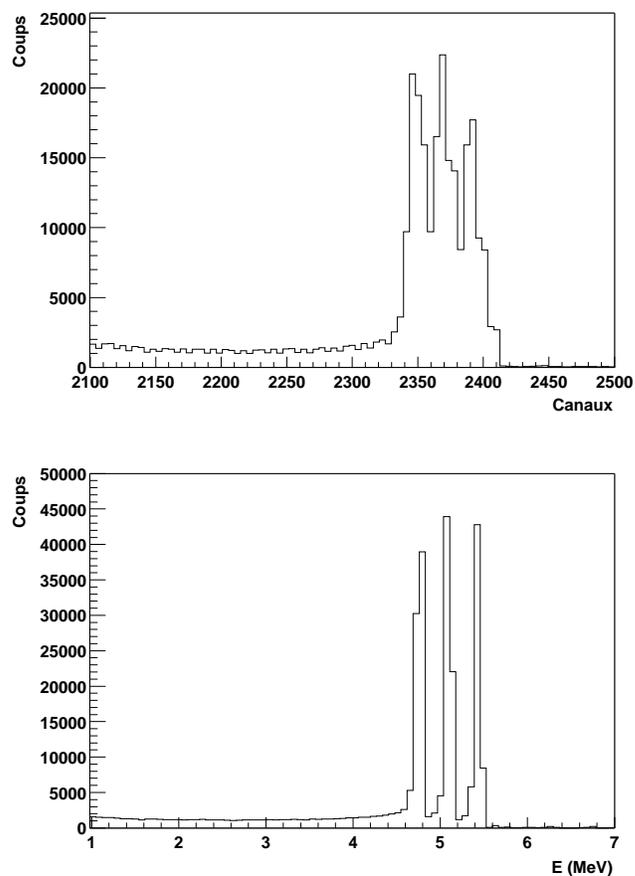


FIG. 2.27: Superposition des énergies  $\alpha$  brutes (spectre du haut) et calibrées (spectre du bas) des 60 pistes  $Y$  d'un détecteur.

avant et après l'étalonnage. L'effet de l'étalonnage sur la résolution en énergie est très net et on obtient une résolution de 60 keV à mi-hauteur pour un détecteur.

### Validité de l'étalonnage du détecteur à pistes

Comme nous venons de le voir, l'étalonnage du détecteur à pistes utilise trois raies  $\alpha$  d'environ 5 MeV alors que les particules que l'on cherche à détecter dans l'expérience sont des protons, déposant entre 0,5 et 6 MeV dans le détecteur. Nous nous sommes donc interrogés sur la validité de l'étalonnage à basse énergie. Cette question est reliée à l'existence éventuelle d'une non linéarité dans le bas de la gamme, à proximité du piédestal. Il s'agit en fait de savoir si la position du piédestal doit être ou non prise en compte lors de la régression linéaire. Ces deux étalonnages différents sont très bons à haute énergie, puisqu'ils permettent tous les deux de retrouver les énergies des raies  $\alpha$  à moins de 10 keV près. En revanche, à 1 MeV la différence entre les deux étalonnages peut atteindre 100 keV. Nous avons vu au début de ce chapitre qu'une telle erreur sur l'énergie des protons pouvait conduire jusqu'à 300 keV d'erreur sur l'énergie d'excitation du  $^{11}\text{Be}$ . Il est donc particulièrement important de déterminer lequel de ces deux étalonnages est valide à basse énergie. Pour éprouver les étalonnages des pistes ohmiques, où sont effectuées les mesures d'énergie, nous avons utilisé les événements dans lesquels la particule  $\alpha$  dépose son énergie à l'aplomb d'une zone interpiste. Dans ce cas, l'énergie se partage entre les deux pistes situées de part et d'autre de cette zone. Les particules  $\alpha$  de 5 MeV ne parcourent que 30  $\mu\text{m}$  dans le détecteur et n'atteignent donc pas la zone du peigne, où est susceptible de se produire un phénomène de capture des charges positives [97]. Ceci nous assure que toute la charge créée est correctement collectée par les deux pistes ohmiques touchées. On peut donc sommer leurs énergies afin de déterminer l'énergie de la particule  $\alpha$  initiale. Pour certains de ces événements « interpiste », il arrive que les charges soient réparties de manière très inégale entre les deux pistes, l'une d'elles ne recevant qu'une faible proportion de la charge. En comparant la somme de ces énergies à l'énergie  $\alpha$  attendue, on peut ainsi tester l'étalonnage à basse énergie.

Il existe toutefois un phénomène de diaphonie entre les voies ohmiques, qu'il faut corriger si l'on veut tester correctement l'étalonnage en énergie. Cet effet se produit lorsque sur la carte mère la sortie d'un préamplificateur est située à proximité de l'entrée d'un autre préamplificateur. Si la première voie est touchée, son signal amplifié influence par couplage capacitif le signal non amplifié de la seconde voie. Nous avons pu quantifier ce couplage : l'énergie d'une voie influencée se retrouve augmentée de 1,5 % de l'énergie de la voie qui l'influence. Cette valeur est compatible avec une estimation de la capacité parasite entre deux voies [103]. Puisque ce phénomène dépend essentiellement de la disposition relative des circuits sur les cartes mères, on peut aisément obtenir une matrice indiquant les corrélations entre les voies. Cet effet peut donc être corrigé sans difficulté avant de sommer les énergies des deux voies ohmiques voisines touchées dans le cas d'un événement interpiste.

Nous avons donc vérifié les deux étalonnages, avec et sans piédestal, sur les événements de l'interpiste ohmique, après avoir corrigé les effets de la diaphonie. Le figure 2.28 présente le

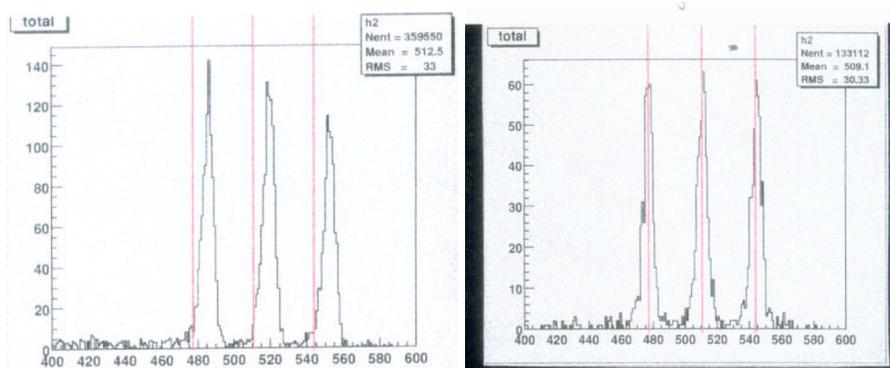


FIG. 2.28: Résultat de la sommation des deux pistes  $Y$  voisines d'un détecteur à pistes pour les événements de l'interpiste  $Y$ , dans le cas de l'étalonnage avec les 3 pics  $\alpha$  (gauche) et dans le cas de l'étalonnage avec les pics  $\alpha$  et le piédestal (à droite).

résultat de cette sommation pour les pistes ohmiques d'un des détecteurs, et ce pour les deux étalonnages. Les lignes verticales correspondent aux énergies  $\alpha$  dans le cas où une seule piste est touchée. L'effet est très net : l'étalonnage qui ne tient compte que des positions des pics  $\alpha$  surestime les énergies  $\alpha$  alors que celui qui utilise aussi la position du piédestal permet de reconstruire ces énergies à moins de 10 keV près. On conclut donc que c'est cet étalonnage qui doit être employé pour la détermination des énergies mesurées côté ohmique. La résolution obtenue pour les événements de l'interpiste est d'environ 80 keV, soit la valeur attendue pour la somme de deux énergies mesurées chacune avec une résolution de 60 keV. Nous pouvons donc en déduire que les mesures d'énergie effectuées sur les pistes  $Y$  sont bien linéaires, et ce jusqu'aux basses énergies. Cette conclusion est en accord avec des tests effectués lors d'une expérience récente utilisant MUST. Lors de ces tests, nous avons utilisé les générateurs internes pour envoyer des impulsions d'amplitudes régulièrement réparties. Dans les spectres d'énergie des voies  $Y$ , l'écart entre deux pics voisins restait constant, même au voisinage du piédestal. Ces observations révèlent donc elles aussi une bonne linéarité à basse énergie.

### Détecteur Si(Li)

Il n'existe aucune source radioactive fournissant des particules  $\alpha$  d'énergie suffisante pour traverser les 300  $\mu\text{m}$  du premier étage de MUST et atteindre le détecteur Si(Li). On pourrait utiliser des sources produisant des électrons de conversion interne pour étalonner ce détecteur, mais le straggling en énergie dans le premier étage limiterait la précision de cet étalonnage. Pour étalonner le Si(Li) on utilise donc les protons issus des prises de données avec la cible de  $\text{CD}_2$ . Pour les protons atteignant le Si(Li), il existe une relation entre l'énergie initiale et la perte d'énergie dans le premier étage constitué du détecteur à pistes. Cette relation dépend

de l'épaisseur de Si réellement traversée dans ce premier étage. On détermine cette épaisseur à partir de la trajectoire du proton, elle même obtenue grâce aux mesures de position sur la cible et dans MUST, données respectivement par les CATS et le détecteur à pistes. Des tables de parcours [104] permettent ensuite de calculer l'énergie initiale du proton, d'où on déduit l'énergie résiduelle déposée dans le Si(Li). On réalise ensuite une régression linéaire pour déterminer la relation entre la valeur mesurée en canaux et l'énergie déposée. L'avantage de cette méthode est que l'étalonnage est déterminé pour les particules d'intérêt, les protons, et ce sur toute la gamme du détecteur contrairement aux sources qui fournissent des énergies quantifiées. L'inconvénient est évidemment que cet étalonnage dépend des mesures effectuées avec d'autres détecteurs.

#### 2.6.4 Étalonnage et ajustement en temps

Puisque l'on ne s'intéressera qu'à des différences de temps de vol entre les différentes particules, une mesure absolue du temps de vol n'est pas nécessaire. Une détermination des gains des TAC de MUST est donc suffisante. Pour cet étalonnage on utilise un générateur d'impulsions (Time Calibrator ORTEC) qui fournit une série de signaux « start » et « stop » séparés par différents intervalles de temps. L'écart en canaux entre les pics correspondants permet d'extraire le gain.

Nous rappelons que les temps de vol mesurés par des pistes jonction de même parité sont convertis puis codés par une même paire TAC-ADC. Du fait des variations dans les caractéristiques des composants électroniques et des différences de longueurs de câbles et de circuits parcourues, il existe un décalage entre les temps mesurés par deux pistes de même parité pour un intervalle donné entre les signaux « start » et « stop ». Ce décalage n'est dû qu'à la différence de temps de parcours des signaux « start » donnés par les pistes, le signal « stop » étant commun.

Pour mesurer ces décalages, on utilise les générateurs d'impulsions du module TRIG8X. Ces générateurs sont déclenchés par un générateur externe et envoient des impulsions à l'entrée des préamplificateurs. Le « stop » est fourni par le même signal du générateur externe après un retard fixe. Puisque toutes les pistes de même parité sont codés par les mêmes éléments, on effectue une série de mesures en autorisant une seule piste paire et une seule piste impaire à la fois. Les temps ainsi mesurés permettent de déterminer les décalages entre les pistes. Ensuite, connaissant la piste jonction qui a déclenché, on utilise ces mesures pour corriger les temps de vol en choisissant arbitrairement une piste comme référence. La résolution en temps obtenue avec cette correction est d'environ 2 ns pour des protons de 5 MeV. La mesure de temps de vol est effectuée entre MUST et le signal d'anode de CATS 2, et l'essentiel de cette valeur provient de la résolution temporelle intrinsèque de CATS 2. Avec la valeur de 1,8 ns pour ce dernier paramètre, on peut estimer la résolution temporelle intrinsèque de MUST à environ 1 ns.

## 2.6.5 Identification et sélection des protons

### Protons de moins de 6 MeV

Les protons de moins de 6 MeV, qui s'arrêtent dans le détecteur à pistes, sont identifiés grâce aux mesures d'énergie et de temps de vol fournies par ce détecteur. La mesure d'énergie est donnée par les pistes ohmiques et le temps de vol est mesuré entre MUST et CATS 2. Dans l'approximation non relativiste, l'énergie totale  $E$  et le temps de vol  $t$  d'une particule sont reliés par :

$$t \propto \sqrt{\frac{A}{E}}, \quad (2.7)$$

où  $A$  est le nombre de masse de la particule. Cette méthode permet donc de séparer en masse les différentes particules. Deux exemples de matrice énergie-temps de vol sont présentés sur la figure 2.29.

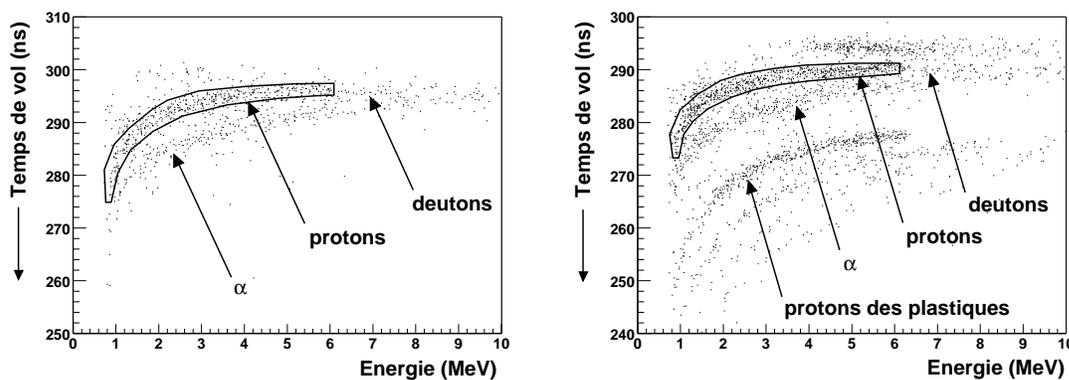


FIG. 2.29: Matrices d'identification énergie - temps de vol pour les particules légères s'arrêtant dans le détecteur à pistes, pour un module couvrant les angles de 95 à 130 degrés (à gauche) et pour un module couvrant la zone de 130 à 170 degrés (droite), avec les contours utilisés pour la sélection des protons.

Le temps de vol mesuré par MUST est également très utile pour rejeter d'éventuels protons « parasites » qui ne proviendraient pas de la cible. Dans notre expérience, un deuxième groupe de protons était visible dans les spectres énergie-temps de vol des modules situés entre 130 et 170 °, comme le montre le spectre de droite de la figure 2.29. La différence de temps de vol entre ces deux groupes et les positions de détection dans les MUST indiquent que le groupe situé à des valeurs de temps de vol plus petites (c'est-à-dire à des temps de vol en réalité plus grands) correspond à des protons provenant de l'interaction du faisceau avec les scintillateurs plastiques situés en aval de la cible. En effet, l'écran disposé entre la cible et les plastiques ne protégeait pas toute la surface des modules MUST les plus proches de l'axe du faisceau.

On remarque également sur les deux spectres de la figure 2.29 une ligne entre 6 et 8 MeV environ, qui semble prolonger la ligne des protons. Il s'agit des deutons, qui sont arrêtés par les

détecteurs à pistes de MUST jusqu'à une énergie de 8 MeV. Du fait de la résolution temporelle limitée et de la faible distance de vol des particules entre la cible et les modules MUST (10 cm), protons et deutons ne sont pas parfaitement séparés. Si l'on impose la détection d'un éjectile de Be dans les plastiques (voir plus bas) en coïncidence avec une particule légère dans MUST, la quasi-totalité des deutons est rejetée, comme le montrent les deux spectres de la figure 2.30.

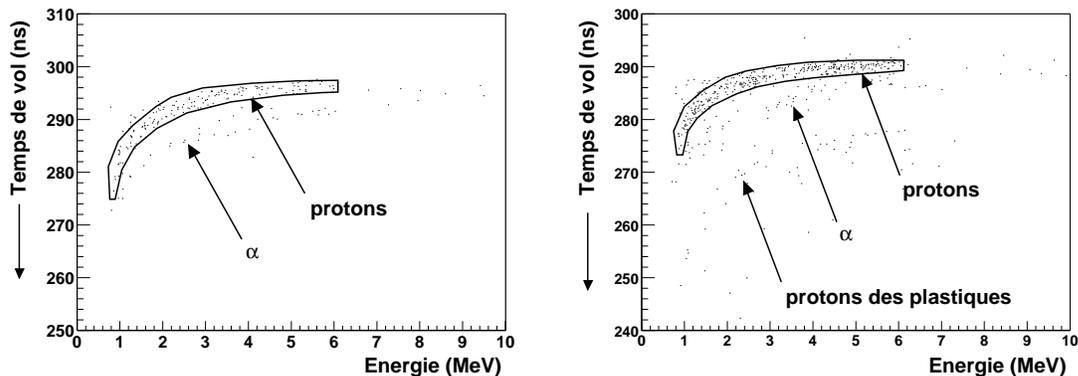


FIG. 2.30: Matrices d'identification énergie - temps de vol pour les particules légères s'arrêtant dans le détecteur à pistes, pour un module situé entre 95 et 130 degrés (à gauche) et pour un module couvrant les angles de 130 à 170 degrés (à droite), en coïncidence avec un éjectile de Be dans les plastiques placés en aval de la cible.

### Protons de plus de 6 MeV

Pour les particules qui traversent le premier étage de MUST, l'identification est réalisée grâce aux mesures de perte d'énergie  $\Delta E$  dans le premier étage et d'énergie résiduelle  $E_{res.}$  dans le Si(Li). Ces deux quantités sont reliées par la formule de Bethe-Bloch [96], qui donne au premier ordre pour une particule de masse  $A$  et de charge  $Z$  :

$$\Delta E \propto AZ^2 / (E_{res.} + \Delta E). \quad (2.8)$$

Sur une matrice perte d'énergie - énergie  $\Delta E - E_{res.}$ , comme celle de la figure 2.31 chaque particule correspond à une hyperbole. Cette méthode permet donc une identification en charge et en masse.

### 2.6.6 Correction de perte d'énergie des protons dans la cible

Comme nous l'avons vu dans la section 2.4.2, la perte d'énergie des protons dans la cible de réaction de  $CD_2$  peut être une importante source d'erreur sur l'énergie d'excitation reconstruite pour les  $^{11}Be$  issus de la réaction  $d(^{10}Be, p)^{11}Be$ . En conséquence, nous avons corrigé cette perte d'énergie événement par événement. Nous avons tenu compte de l'angle d'émission de chacun

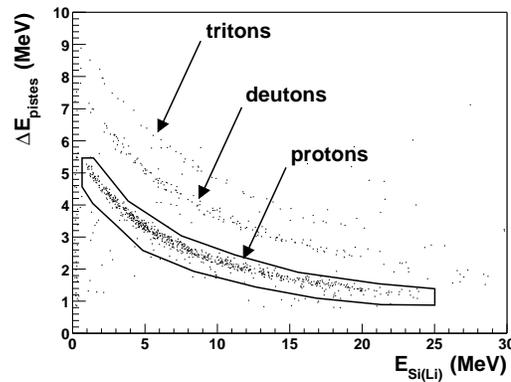


FIG. 2.31: Matrice d'identification énergie - perte d'énergie pour les particules traversant le détecteur à pistes, avec le contour utilisé pour la sélection des protons. La perte d'énergie est donnée par le détecteur à pistes et l'énergie résiduelle par le Si(Li).

des protons afin de déterminer l'épaisseur de cible traversée, en supposant que les protons sont émis au centre de la cible. A partir de l'énergie mesurée dans MUST, qui est l'énergie à la sortie de la cible, et de l'épaisseur traversée, nous calculons l'énergie perdue dans la cible. Cette perte d'énergie est ensuite ajoutée à l'énergie mesurée par MUST pour donner l'énergie totale utilisée dans les calculs de cinématique pour déterminer l'énergie d'excitation et l'angle centre de masse des  $^{11}\text{Be}$ .

## 2.7 Les détecteurs plastiques

Nous avons placé en aval de la cible un dispositif permettant d'identifier les éjectiles afin de sélectionner plus finement la voie de réaction. La nature de l'éjectile résiduel après la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  dépend des particules émises par le  $^{11}\text{Be}$ , et donc de son énergie d'excitation.

Énergie d'excitation (MeV)	Voies de désintégrations ouvertes	Éjectile	Énergie cinétique (MeV)
0 à 0,5	aucune	$^{11}\text{Be}$	294 à 313
0,5 à 7,3	n	$^{10}\text{Be}$	240 à 306
> 7,3	n 2 n	$^{10}\text{Be}$ $^9\text{Be}$	215 à 316 183 à 293

TAB. 2.5: Différents éjectiles, avec leurs gammes d'énergies cinétiques, issus de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  à 31,9 A.MeV.

Le tableau 2.5 présente ces différents éjectiles, ainsi que leur énergie cinétique. Parmi eux, se trouvent des  $^{10}\text{Be}$  qu'il faut séparer du faisceau. Les éjectiles de Be ont tous une énergie

cinétique inférieure à celle du faisceau, qui est de 319 MeV. Dans ces conditions, il est possible de séparer les  $^{10}\text{Be}$  issus de la réaction d'intérêt de ceux qui constituent le faisceau.

### 2.7.1 Description

Nous avons utilisé un télescope constitué de trois plastiques scintillants, qui nous fournit une mesure de la perte d'énergie, de l'énergie et du temps de vol des éjectiles.

Le premier des trois plastiques, de 2 mm d'épaisseur, est situé à 31 cm en aval de la cible. Les deux autres, d'épaisseur 3 et 10 mm sont placés respectivement à 42 et 55 cm de la cible. Les épaisseurs des deux premiers plastiques ont été ajustées de manière à ce que la plupart des éjectiles de Be n'atteignent pas le troisième, qui permet d'arrêter le faisceau et de mesurer son intensité. Chaque plastique a une dimension de  $20 \times 20 \text{ cm}^2$ . Deux guides de lumière sont raccordés par collage optique à chaque plastique, l'un à gauche et l'autre à droite, et conduisent chacun la lumière vers un photomultiplicateur polarisé à 1500 V.

Le signal d'anode de chaque photomultiplicateur est traité par deux voies d'électronique. Une première voie, analogique, fournit la mesure d'énergie par intégration du signal. L'autre voie comporte un discriminateur à fraction constante dont le signal est utilisé pour les mesures de temps de vol des éjectiles. L'électronique de codage est au standard CAMAC et sera présentée plus loin, avec celle des autres détecteurs.

### 2.7.2 Étalonnage en énergie

Afin d'obtenir des données permettant un étalonnage des détecteurs plastiques, nous avons placé sur la trajectoire du faisceau incident différents ralentisseurs, occasionnant une perte d'énergie aux ions de  $^{10}\text{Be}$ . Les ralentisseurs se trouvaient dans un barillet situé avant l'aimant d'analyse du spectromètre SPEG, dont on modifiait le champ de manière à l'adapter à l'énergie résiduelle des ions. Les pertes d'énergie des ions dans les ralentisseurs et les plastiques sont présentées dans le tableau 2.6.

Ralentisseur	$\Delta E_{\text{ralentisseur}}$ (MeV)	$\Delta E_{PL1}$ (MeV)	$\Delta E_{PL2}$ (MeV)	$\Delta E_{PL3}$ (MeV)
Ta - 0,1 mm	23,5	70,0	179,0	46,4
Al - 0,5 mm	31,0	71,7	215,9	0
Ta - 0,2 mm	48,4	76,7	193,5	0

TAB. 2.6: Pertes d'énergie des ions  $^{10}\text{Be}$  dans les ralentisseurs et les plastiques.

L'intégration du signal d'un PM fournit une grandeur proportionnelle à la quantité de lumière créée dans le plastique lors du passage de l'ion. Pour des ions lourds, comme les isotopes de Be, La densité d'ionisation est telle que la relation entre énergie déposée et lumière produite

n'est pas linéaire. Pour l'étalonnage en énergie, qui consiste à relier la valeur codée et le dépôt d'énergie, on doit tenir compte de cette non linéarité. Nous avons supposé que la quantité de lumière produite  $L$  est reliée à l'énergie déposée  $\Delta E$  par

$$L = \frac{A\Delta E}{1 + B\Delta E}, \quad (2.9)$$

où  $A$  et  $B$  sont des paramètres ajustables dépendant de la nature de l'ion incident. Cette relation est inspirée de la formule de Birks [96].

### 2.7.3 Identification et sélection des éjectiles

Pour identifier les différents éjectiles, nous utilisons les mesures de perte d'énergie dans les trois plastiques. Comme nous l'avons déjà vu, ces mesures doivent en principe nous permettre d'identifier les particules. Ici, la résolution en énergie des plastiques ne permet de réaliser qu'une identification en charge et les isotopes d'un même élément ne peuvent pas être séparés. Des exemples de matrices d'identification sont présentés sur les figures 2.32 et 2.33.

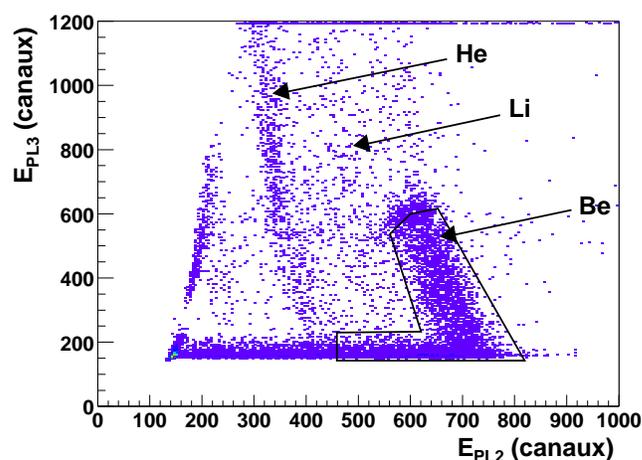


FIG. 2.32: Matrice d'identification énergie - perte d'énergie pour les éjectiles issus de l'interaction du faisceau de  $^{10}\text{Be}$  avec les cibles de  $\text{CD}_2$  minces. La perte d'énergie est donnée par le deuxième plastique ( $E_{PL2}$ ) et l'énergie résiduelle par le troisième plastique ( $E_{PL3}$ ). Le contour utilisé pour la sélection des éjectiles de Be issus de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  est également présenté.

Pour la sélection des éjectiles de Be, nous avons appliqué sur ces matrices des contours dont les limites correspondent aux énergies cinétiques minimales et maximales attendues pour des Be provenant de la désintégration des  $^{11}\text{Be}$  produits dans la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  en cinématique inverse. Ces limites d'énergie cinétique sont données dans le tableau 2.5.

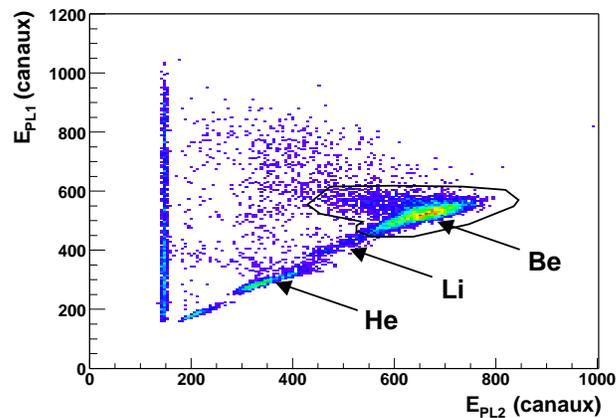


FIG. 2.33: Matrice d'identification perte d'énergie - perte d'énergie pour les éjectiles issus de l'interaction du faisceau de  $^{10}\text{Be}$  avec les cibles de  $\text{CD}_2$  minces. Les pertes d'énergie sont données par le premier plastique ( $E_{PL1}$ ) et le deuxième plastique ( $E_{PL2}$ ). Le contour utilisé pour la sélection des éjectiles de Be issus de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  est également présenté.

## 2.8 Electronique et acquisition

### 2.8.1 Electronique

Parallèlement à l'électronique VXI des détecteurs à pistes de MUST, le traitement et le codage des signaux des autres détecteurs, les CATS, les plastiques et les Si(Li) de MUST, sont effectués par une électronique aux standard NIM et CAMAC. Les figures 2.34, 2.35, 2.36 et 2.37 présentent les montages électroniques utilisés. Les sigles employés sur ces schémas sont les suivants :

- DFC : Discriminateur à Fraction Constante ;
- Discri. : Discriminateur à seuil ;
- GSR : Générateur de Signaux Retardés (Générateur de porte et de retard) ;
- DIV : Diviseur ;
- Dist. : Distributeur ;
- DSCT : Double Synchro Codeur Temps (ET logique avec mise en temps) ;
- TAC : Convertisseur Temps-Amplitude ;
- TDC : Convertisseur Temps-Numérique ;
- QDC : Intégrateur de charge ;
- GDG : Gate and Delay Generator (Générateur de porte et de retard) ;
- ADC : Convertisseur Analogique-Numérique ;
- HF : Haute-Fréquence (Fréquence du cyclotron CSS2).

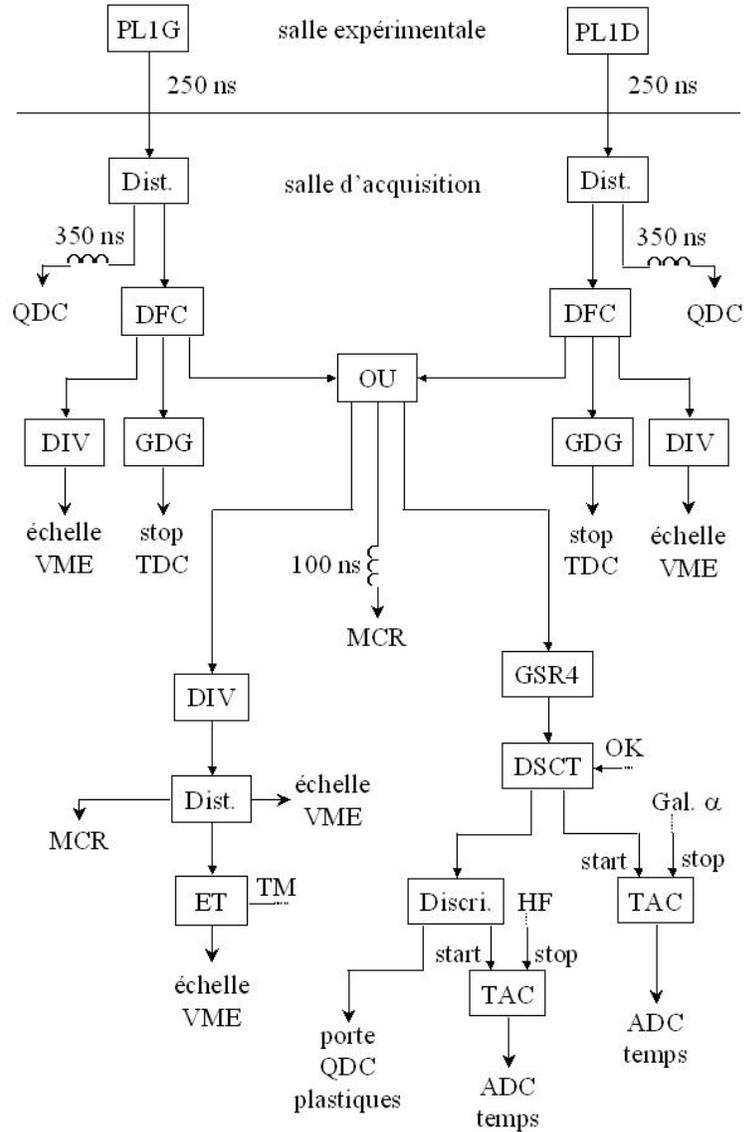


FIG. 2.34: Electronique du premier détecteur plastique. C'est lui qui fournit le signal logique indiquant au MCR si les plastiques sont touchés.

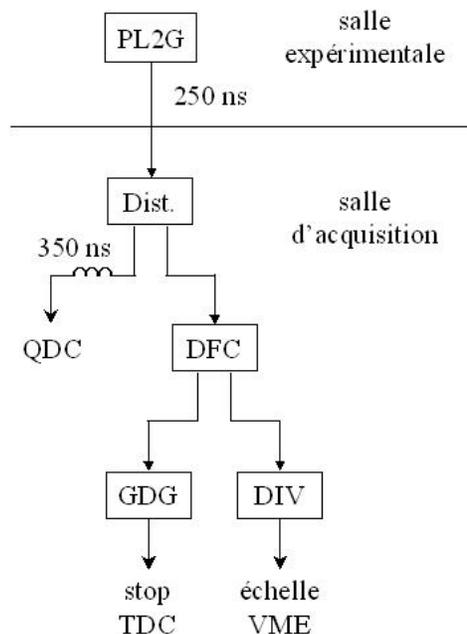


FIG. 2.35: *Electronique de traitement du photomultiplicateur gauche du deuxième plastique. Les signaux du PM droit et des PM du troisième plastique sont traités par une électronique identique.*

## 2.8.2 Logique de décision

L'acceptation et le rejet des événements sont gérés par un module de déclenchement CAMAC appelé Module de Coïncidence Rapide (MCR). Ce module reçoit en façade avant un signal logique de chaque détecteur, indiquant si le détecteur en question est touché ou non. Ces entrées peuvent être programmées comme « déclencheuses » ou « non déclencheuses ». Lorsqu'un détecteur connecté à une entrée déclencheuse est touché, une Fenêtre d'Analyse Rapide est ouverte à l'intérieur du MCR. Durant cette fenêtre, le MCR mémorise la configuration des entrées touchées, qu'elles soient déclencheuses ou non. Il compare ensuite cette configuration à un registre préprogrammé définissant les configurations acceptées. Si à l'issue de cette comparaison l'événement est accepté, le MCR génère un signal d'acceptation rapide, dit « OK ».

Dans notre expérience, les entrées du MCR étaient les suivantes :

- MUST - déclenchement physique (OU logique des signaux  $L_D$  validé par l'absence du signal d'inhibition) - entrée déclencheuse ;
- CATS 1 divisé - entrée déclencheuse ;
- CATS 2 divisé - entrée déclencheuse ;
- OU des photomultiplicateurs gauche et droit du plastique 1 (OU PL1) - entrée non déclencheuse ;

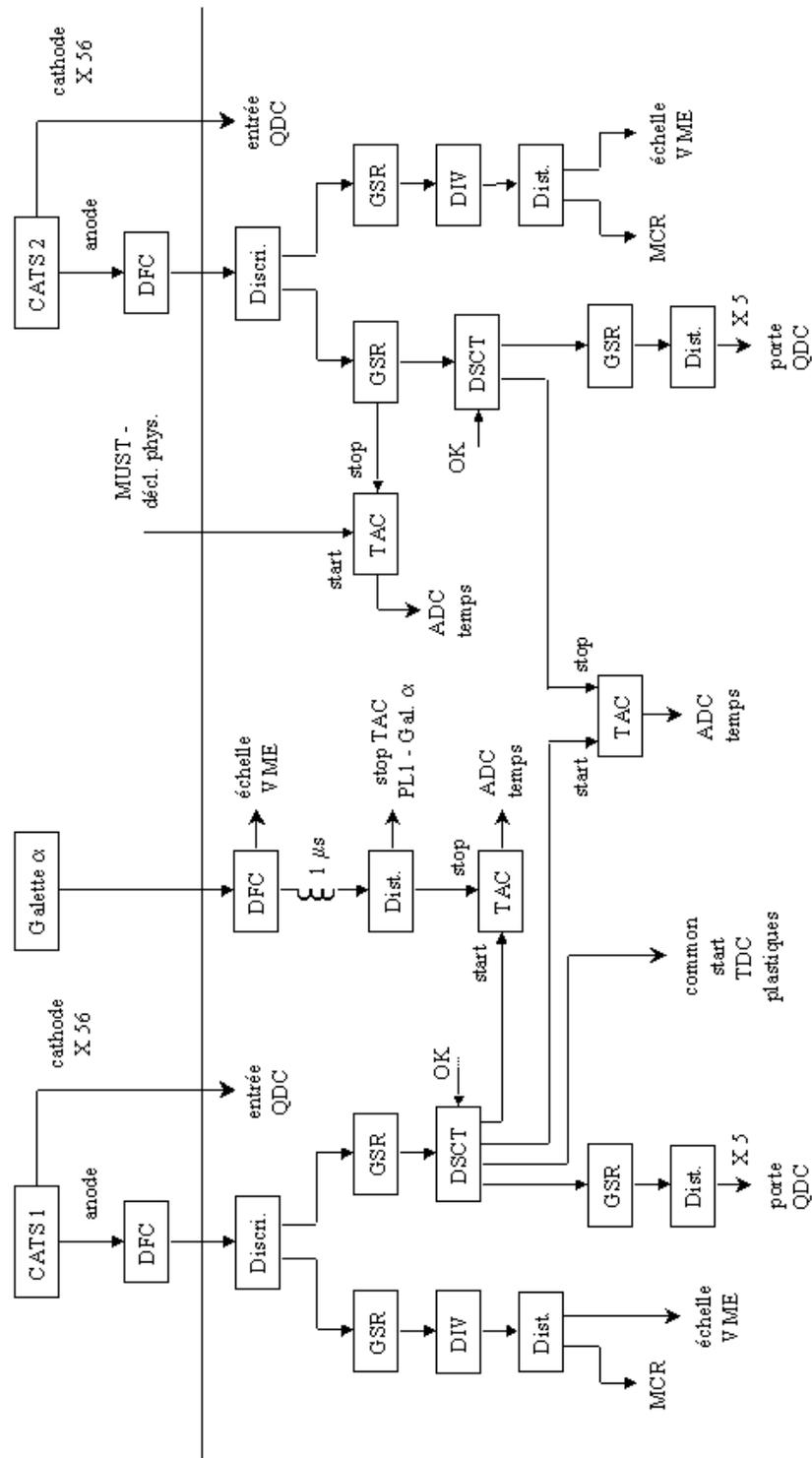


FIG. 2.36: Electronique des détecteurs CATS.

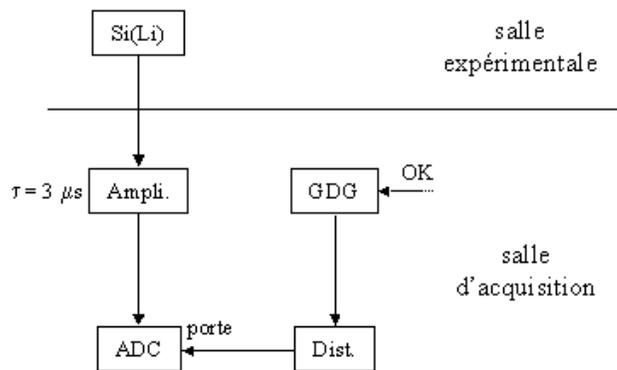


FIG. 2.37: *Electronique d'un détecteur Si(Li) de MUST.*

- OU PL1 divisé - entrée déclencheuse.

Une signal logique « divisé » est traité par un module qui ne laisse passer qu'une impulsion sur N, où N est un facteur de division réglable. L'intérêt des entrées CATS et plastique est de permettre la sauvegarde d'événements déclenchés par les CATS ou les plastiques. Ces événements sont très importants car il serviront pour la normalisation des données de physique. Les entrées correspondantes sont divisées, sans quoi on risquerait de saturer l'acquisition avec ces détecteurs qui ont des taux de comptage bien supérieurs à celui de MUST.

Le signal OK est utilisé à plusieurs reprises dans le traitement électronique des signaux des divers détecteurs :

- il est envoyé au module TRIG8X de l'électronique de MUST, afin de déclencher l'émission de la fenêtre de validation ;
- il déclenche l'émission des portes d'analyse des ADC codant les signaux des détecteurs Si(Li) de MUST ;
- il déclenche l'émission des portes d'intégration des QDC codant les signaux des CATS et des détecteurs plastiques ;
- il déclenche l'émission des signaux « start » et « stop » envoyés aux TAC pour les mesures de temps ;
- il est envoyé à un module CAMAC appelé SFC (Synchronisateur Fera CAMAC) dont le rôle ici est de générer un signal dit « Look At Me » (LAM) indiquant au processeur VME qu'un événement vient d'être accepté et que des données vont devoir être lues sur les codeurs.

Le MCR émet également un signal d'inhibition dit « Temps Mort », qui bloque l'ensemble des modules de MUST afin d'éviter de commencer à traiter un autre événement. Pendant la durée de ce signal, le MCR est lui-même bloqué et ne peut être déclenché, ce qui occasionne une perte d'événements inévitable. Durant notre expérience, la fraction de temps mort était

d'environ 15 %.

À la fin du traitement de l'événement, un ordre du programme d'acquisition déclenche, via le SFC, l'émission d'un signal de « Remise A Zéro » (RAZ) par le MCR. Ce signal efface les données des codeurs et place l'ensemble de l'électronique en attente de l'événement suivant. Le schéma de la figure 2.38 résume les principaux signaux reçus ou émis par le MCR pour la gestion du déclenchement et de la logique générale de l'expérience.

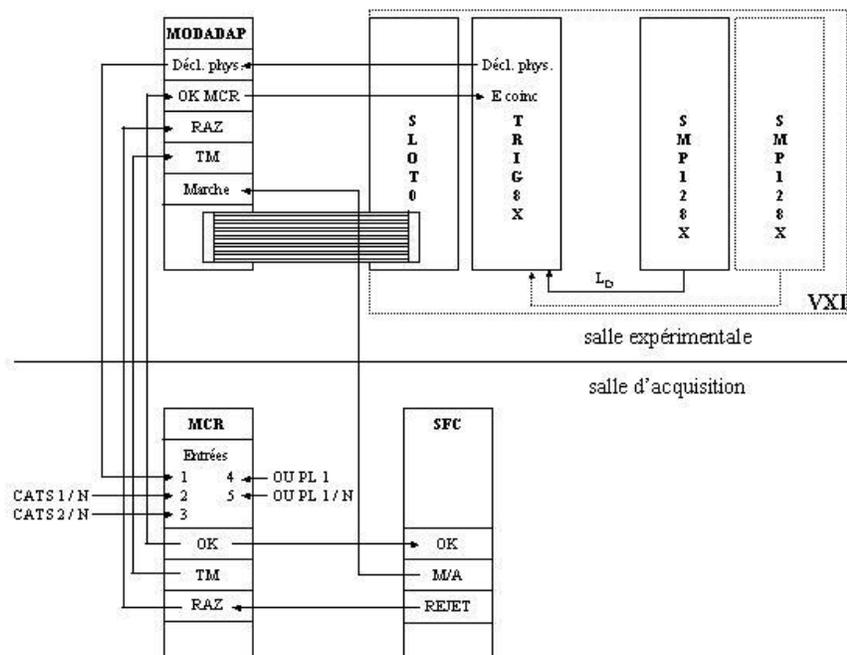


FIG. 2.38: Logique de décision.

### 2.8.3 Acquisition et contrôle

Une fois le signal LAM reçu par le processeur VME, ce dernier va lire les données numérisées par les différents codeurs CAMAC et VXI. Les données sont mises bout à bout, selon l'ordre de lecture des modules défini par le programme d'acquisition. Dans le cas de MUST, notons que seuls sont lus les modules qui ont procédé à la conversion de leurs données, c'est-à-dire uniquement ceux qui avaient leur point de validation dans la fenêtre de validation. L'ensemble des données d'un événement a par conséquent une longueur variable, selon le nombre de télescopes MUST touchés. Les événements sont envoyés par groupes (*buffers*) à une station de travail sur laquelle fonctionne le programme d'acquisition, écrit dans le cadre du système d'acquisition du GANIL. La priorité absolue de cette station est la sauvegarde des événements sur bande magnétique. Parallèlement, une partie des événements est utilisée par le programme pour calculer des paramètres et afficher des spectres nécessaires au contrôle en ligne de l'expérience.



# Chapitre 3

## Analyse et interprétation des résultats

### 3.1 Sélection des événements d'intérêt

Afin de sélectionner les événements correspondants à la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ , nous avons appliqué les conditions suivantes aux données mesurées sur les cibles de  $\text{CD}_2$  :

- détection d'un seul proton dans le détecteur MUST (c.f. section 2.6.5) ;
- détection d'un noyau de Be dans le télescope de scintillateurs plastiques, avec une énergie cinétique compatible avec la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  à 31,9 A.MeV (c.f. section 2.7) ;
- application d'un contour sur la position de l'ion incident au niveau de la cible, afin de rejeter les protons provenant de réactions avec le cadre de la cible (c.f. section 2.5.10).

Nous supposons que les événements ainsi sélectionnés sont produits par la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  et nous appliquons la cinématique à deux corps pour déterminer l'énergie d'excitation et l'angle des noyaux de  $^{11}\text{Be}$  dans le référentiel du centre de masse, à partir de l'énergie et de l'angle des protons dans le laboratoire.

### 3.2 Etats peuplés dans le $^{11}\text{Be}$

#### 3.2.1 Lignes cinématiques

Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre 2, les protons provenant de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  présentent une corrélation entre leur énergie cinétique et leur angle de recul dans le laboratoire. Sur la figure 3.1, nous présentons l'énergie des protons en fonction de leur angle de recul, pour les données acquises avec les deux cibles de  $\text{CD}_2$  de  $1\text{ mg/cm}^2$  et sélectionnées selon les conditions présentées au paragraphe précédent. Les courbes en traits pointillés indiquent les corrélations attendues pour le peuplement des deux premiers états excités du  $^{11}\text{Be}$  à 320 keV et 1,78 MeV d'énergie d'excitation. La comparaison de ces lignes cinématiques calculées avec les résultats expérimentaux permet d'une part de vérifier que des structures dans le  $^{11}\text{Be}$  sont

bien peuplées par la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)$ , et d'autre part de valider l'ensemble de l'analyse des données.

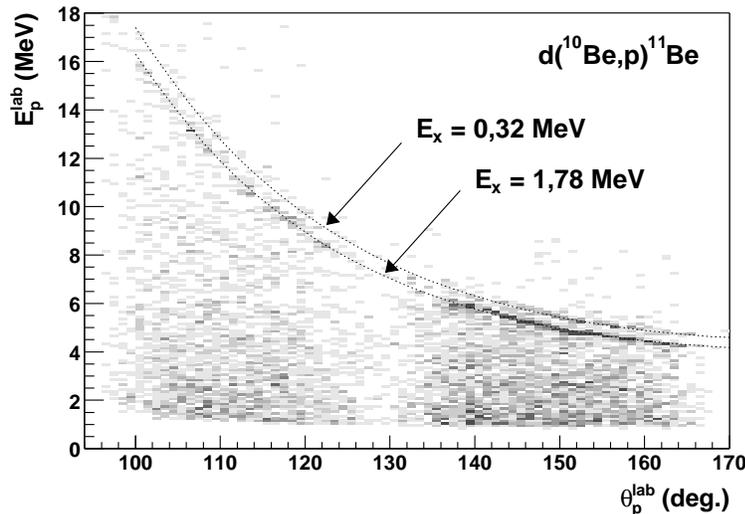


FIG. 3.1: *Energie cinétique des protons en fonction de leur angle de recul dans le laboratoire. Les lignes en pointillés correspondent à des calculs de cinématique relativiste à deux corps pour la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)$  peuplant les états à 0,32 MeV et 1,78 MeV d'énergie d'excitation dans le  $^{11}\text{Be}$ .*

### 3.2.2 Spectres d'énergie d'excitation du $^{11}\text{Be}$

La distribution d'énergie d'excitation des  $^{11}\text{Be}$  extraite pour les deux cibles de  $\text{CD}_2$  de  $1 \text{ mg/cm}^2$  est présentée sur la figure 3.2, pour deux plages en angle de recul des protons dans le laboratoire. Ces deux plages correspondent en fait à deux groupes de détecteurs couvrant des angles différents. La relation entre l'angle du proton dans le laboratoire et l'angle du  $^{11}\text{Be}$  dans le centre de masse dépendant de l'énergie d'excitation, les deux régions angulaires de la figure 3.2 correspondent à des intervalles d'angles dans le centre de masse qui se recouvrent partiellement.

Les deux spectres d'énergie d'excitation de la figure 3.2 présentent des pics dans la région de basse énergie. Le premier pic apparaît à 0,25 MeV dans la région  $130 < \theta_p^{\text{lab}} < 170^\circ$  et à -0,05 MeV dans la plage  $95 < \theta_p^{\text{lab}} < 130^\circ$ . Il est attribué au peuplement de l'état fondamental  $1/2^+$  et du premier état excité  $1/2^-$  du  $^{11}\text{Be}$ , à 0,32 MeV d'énergie d'excitation, par la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ . Ces deux états, qui sont les seuls états liés du  $^{11}\text{Be}$  [29], ont déjà été observés dans de nombreuses expériences ([29] et chapitre 1) et leurs spins et parités sont bien établis. Ici, ils ne peuvent être séparés du fait de la résolution en énergie dans le centre de masse. Le déplacement du centroïde de ce pic entre les deux régions angulaires est dû à des contributions

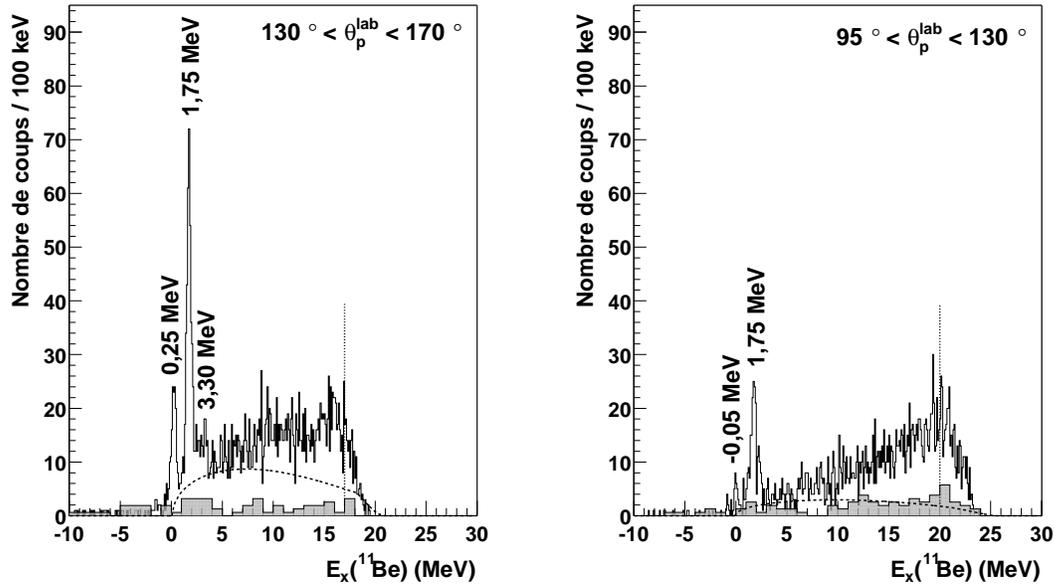


FIG. 3.2: Spectres d'énergie d'excitation du  $^{11}\text{Be}$  pour des angles de recul des protons entre  $130$  et  $170^\circ$  (à gauche) et entre  $95$  et  $130^\circ$  (à droite). Les intervalles en angle dans le centre de masse correspondants sont respectivement  $4 < \theta_{CM} < 18^\circ$  et  $8 < \theta_{CM} < 40^\circ$ . Les histogrammes grisés représentent la contribution du carbone normalisée (voir texte), avec des canaux de  $1$  MeV de large. Les deux lignes verticales en pointillés marquent l'énergie d'excitation au-delà de laquelle les protons les moins énergétiques ont une énergie inférieure au seuil de détection du détecteur MUST. La chute de la statistique au-delà de cette énergie est principalement due à la coupure occasionnée par ce seuil. Les deux courbes en tirets sont les distributions d'espace de phase à trois corps, convoluées avec l'efficacité et normalisées sur chaque spectre de manière à ne jamais dépasser les données.

relatives des deux états différentes en fonction de l'angle. En effet, comme nous le verrons plus loin, les distributions angulaires correspondant aux peuplements de ces états ont des formes différentes, puisque les deux transitions impliquent des transferts de moment angulaire orbital distincts,  $L = 0$  pour l'état fondamental  $1/2^+$  et  $L = 1$  pour l'état excité  $1/2^-$  [34, 64]. Si l'on somme la statistique des deux régions angulaires, ce premier pic apparaît à 0,20 MeV d'énergie d'excitation. Un second pic, fortement peuplé, apparaît à 1,75 MeV. Nous l'attribuons à l'état à 1,78 MeV du  $^{11}\text{Be}$ , lui aussi observé à diverses reprises et dont le spin et la parité sont très probablement  $5/2^+$  ([64]). Un troisième pic est visible à 3,30 MeV dans le spectre de la zone angulaire  $130 < \theta_p^{lab} < 170^\circ$  et est attribué au peuplement de l'état à 3,41 MeV dans le  $^{11}\text{Be}$ . Cet état a lui aussi été peuplé dans différentes expériences ([29] et chapitre 1), mais son spin et sa parité ne sont pas définitivement établis. A plus haute énergie, une bosse très large centrée à environ 10 MeV apparaît dans le spectre correspondant aux plus grands angles dans le laboratoire, c'est-à-dire aux petits angles dans le centre de masse. Elle n'a pu être attribuée de manière claire à aucune structure déjà connue dans le  $^{11}\text{Be}$ .

### 3.2.3 Corrections sur les positions des détecteurs

L'accord entre l'énergie du pic à 1,75 MeV, attribué au peuplement de l'état à 1,78 MeV du  $^{11}\text{Be}$  et l'énergie connue pour cet état est obtenu après des corrections sur les positions des détecteurs MUST. Les positions des quatre détecteurs les plus proches de  $180^\circ$  ont été mesurées par le géomètre du GANIL avant la mise sous vide de la chambre à réaction. Les corrections que nous avons appliquées aux positions de ces quatre détecteurs sont faibles, de l'ordre de 1 mm, ce qui est compatible avec les mesures du déplacement de ces détecteurs lorsque le vide est réalisé dans la chambre à réaction. Sans ces corrections, le pic le plus peuplé dans le spectre d'énergie de ces détecteurs apparaît à 1,65 MeV.

Les positions des quatre détecteurs situés près de  $90^\circ$  ne pouvaient être mesurées directement par le géomètre. Nous avons donc appliqué des corrections aux positions théoriques de ces détecteurs. De ce fait, les corrections nécessaires pour obtenir le pic le plus peuplé à une énergie d'excitation de 1,75 MeV sont plus importantes que pour les détecteurs les plus proches de  $180^\circ$ , et sont de l'ordre de quelques mm.

### 3.2.4 Résolutions

La résolution en énergie dans le centre de masse a été mesurée à partir de la largeur du pic correspondant à la population de l'état à 1,78 MeV dans le  $^{11}\text{Be}$ . La largeur à mi-hauteur de ce pic obtenue en sommant la statistique de tous les détecteurs MUST est de 550 keV. La largeur naturelle de cet état étant de 100 keV [29], la résolution en énergie d'excitation globale est de 540 keV à mi-hauteur. La résolution obtenue pour un seul détecteur est de 460 keV LMH pour les détecteurs les plus proches de  $180^\circ$  et de 560 keV LMH pour les autres détecteurs.

La résolution d'un détecteur situé près de 180 degrés est dominée par la contribution de la largeur en énergie du faisceau. A ces angles, la valeur du facteur  $\Delta E^*/\Delta E_{inc}$  est modérée, de l'ordre de 0,06 (cf tableau 2.1), mais comme nous l'avons vu dans la section 2.2.2, la largeur en énergie du faisceau de  $^{10}\text{Be}$  est très importante,  $\pm 3,7$  MeV à mi-hauteur. La contribution à la résolution en énergie d'excitation est donc de l'ordre de 400 keV à mi-hauteur. Dans l'ordre d'importance, la deuxième contribution à la résolution en énergie provient de la résolution sur l'angle de recul des protons. Cette dernière est déterminée par la largeur des pistes du détecteur MUST (1 mm) et par la résolution sur la position des ion incidents sur la cible mesurée avec les CATS. Pour un détecteur proche de 90 degrés, la résolution en énergie dans le centre de masse est déterminée en premier lieu par la résolution sur l'angle de recul des protons, puis par la largeur en énergie du faisceau.

L'importance de la contribution de la largeur en énergie du faisceau secondaire à la résolution en énergie dans le centre de masse nous amène à proposer d'utiliser une optique de faisceau dispersive, et non pas achromatique sur cible, pour d'éventuelles futures expériences de transfert induites par un faisceau radioactif. Dans le cas dispersif, la position d'un ion sur la cible de réaction dépend de son énergie cinétique. Si l'on mesure la position d'impact événement par événement, par exemple avec les CATS, on devrait pouvoir déterminer l'énergie de chacun des ions incidents et ainsi s'affranchir de la dispersion en énergie du faisceau.

Si l'on n'utilise pas les CATS pour mesurer événement par événement la position d'impact de l'ion incident sur la cible, mais que l'on suppose que tous les ions parviennent sur la cible avec une position correspondant à la position moyenne mesurée avec les CATS, on obtient une résolution en énergie de 840 keV à mi-hauteur, pour l'ensemble des détecteurs.

La résolution en angle dans le centre de masse est estimée à 0,5 degré et est dominée par la résolution sur l'angle de recul des protons.

### 3.2.5 Fonds

Les données mesurées avec une cible de carbone pur de  $0,48 \text{ mg/cm}^2$  ont été analysées de manière identique et ont été normalisées au même nombre d'ions incidents et à la même épaisseur de carbone que pour les cibles de  $\text{CD}_2$ . Les spectres correspondants sont représentés en grisé sur la figure 3.2. On remarque que la contribution du carbone des cibles de  $\text{CD}_2$  aux spectres d'énergie d'excitation du  $^{11}\text{Be}$  est largement minoritaire. Nous avons également analysé les données mesurées en utilisant à la place de la cible un cadre de cible vide. Une fois normalisée au même nombre d'ions incidents que pour les cibles de  $\text{CD}_2$ , la statistique correspondante représente 0,7 % du nombre d'événements mesurés sur les cibles de  $\text{CD}_2$ .

Il est probable que ces spectres en énergie d'excitation reçoivent une contribution du breakup du deuton,  $^{10}\text{Be} + d \rightarrow ^{10}\text{Be} + p + n$ , qui produit lui aussi des protons. Les deutons étant à l'arrêt dans le laboratoire avant la réaction, on s'attend à ce que les protons provenant du breakup aient une faible énergie, de l'ordre de quelques MeV. Par conséquent, le breakup du

deuton devrait contribuer à des énergies d'excitations élevées. Dans ce processus, où il n'y a pas peuplement d'états du  $^{11}\text{Be}$ , l'énergie d'excitation déterminée à partir de l'énergie et de l'angle du proton est reliée à l'énergie relative entre le neutron du deuton et le  $^{10}\text{Be}$ . La contribution du breakup du deuton aux spectres de la figure 3.2 doit donc constituer un fond ne présentant aucune structure résonante. Nous avons calculé l'espace de phase à trois corps [105] correspondant au breakup du deuton. L'hypothèse selon laquelle la section efficace de ce processus est déterminée uniquement par la densité d'espace de phase revient à supposer que le breakup du deuton se produit via un mécanisme non résonant, avec un élément de matrice de transition constant [105]. Nous avons convolué cet espace de phase avec l'efficacité de détection (voir plus bas), et le résultat a été normalisé sur chacun des spectres de manière à ne jamais dépasser les données. Les distributions d'énergie d'excitation correspondantes sont tracées en traits tiretés sur les spectres de la figure 3.2. On remarque que cet espace de phase ne reproduit pas la forme du spectre aux grandes énergies d'excitation. La densité d'espace de phase obtenue contient une dépendance par rapport à l'angle de recul des protons. Les spectres correspondants devraient donc avoir une normalisation commune pour toutes les zones angulaires. Cette normalisation doit être effectuée là où la statistique est la plus faible, de manière à ne jamais dépasser les données, c'est-à-dire sur le spectre d'énergie d'excitation de la zone angulaire  $90 < \theta_p^{lab} < 130$  degrés. Avec cette normalisation, le spectre correspondant à l'espace de phase calculé pour la zone angulaire  $130 < \theta_p^{lab} < 170$  degrés ne représente qu'une très faible proportion de la statistique du spectre d'énergie d'excitation, du même ordre que la contribution du carbone des cibles de  $\text{CD}_2$ . Ceci semble indiquer que le breakup du deuton contribue très peu à nos données. Néanmoins, un calcul plus réaliste de ce processus semble nécessaire afin de vérifier ces indications.

### 3.2.6 Événements avec reconstruction de la coordonnée $X_2$

Du fait de la détérioration de plusieurs bandes verticales dans le second détecteur de faisceau CATS 2, la position horizontale de l'ion incident dans ce détecteur n'était pas mesurée correctement pour tous les événements. Nous avons dans la section 2.5.9 présenté une méthode pour reconstruire cette coordonnée  $X_2$  manquante, à partir des corrélations entre les positions horizontales dans les deux détecteurs CATS.

Tous les spectres présentés ci-dessus sont construits avec les événements pour lesquels les positions dans les CATS étaient correctement mesurées. Le spectre d'énergie d'excitation obtenu avec les événements dont la coordonnée  $X_2$  est reconstruite est présenté sur la figure 3.3, dans le cas des données acquises avec les cibles de  $\text{CD}_2$  minces. On observe deux pics à basse énergie d'excitation, à 0,30 MeV et 1,85 MeV. Rappelons que ces deux pics apparaissent à 0,20 et 1,75 MeV, respectivement, dans le spectre correspondant aux événements dont la position  $X_2$  est correctement mesurée. Le bon accord entre les positions de ces pics dans les deux spectres indique que l'erreur sur la position au niveau de la cible introduite par la reconstruc-

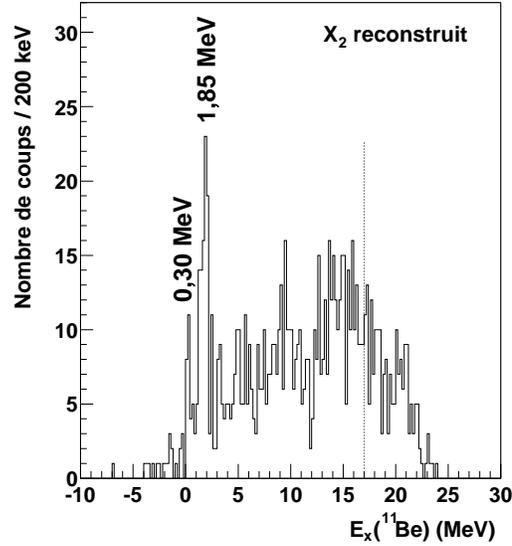


FIG. 3.3: Spectre d'énergie d'excitation du  $^{11}\text{Be}$  obtenu pour les événements dont la coordonnée  $X_2$  a été reconstruite. La ligne verticale en pointillés indique l'énergie d'excitation en-dessous de laquelle tous les protons issus de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  ont une énergie supérieure au seuil de détection de MUST.

tion de la coordonnée  $X_2$  est raisonnablement faible. Ainsi, à 1,75 MeV d'énergie d'excitation, l'erreur absolue de 100 keV sur l'énergie d'excitation des événements dont  $X_2$  est reconstruit correspond à une erreur de 0,3 degré sur l'angle de recul des protons. On en déduit que l'erreur moyenne sur la position au niveau de la cible introduite par la reconstruction de  $X_2$  est de 0,5 mm. Ceci valide le principe de la méthode que nous avons utilisée pour cette reconstruction.

La résolution en énergie d'excitation, mesurée à partir de la largeur du pic apparaissant à 1,85 MeV, est de 1 MeV à mi-hauteur, soit près de deux fois la résolution obtenue pour les événements dont la position horizontale dans CATS 2 est correctement mesurée. La résolution en énergie obtenue avec notre méthode est donc moins bonne que la résolution à laquelle on aboutit si l'on se passe de la mesure de la position par les CATS événement par événement (cf section 3.2.4). En conséquence, si une importante zone dans un des détecteurs de faisceau ne fonctionne pas correctement, il semble difficile de reconstruire la coordonnée manquante de manière très précise. Il apparaît alors préférable de considérer que les ions incidents frappent la cible au point correspondant à la position moyenne mesurée par les CATS pour les événements valides.

Le nombre d'événements qui peuvent être « récupérés » en appliquant notre méthode représente 18 % du nombre d'événements dont la position horizontale dans CATS 2 est correctement mesurée.

### 3.3 Extraction des distributions angulaires

La section efficace différentielle d'une réaction sur les deutons d'une cible de  $\text{CD}_2$  s'exprime par

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N(\theta)}{N_i N_c \epsilon(\theta) \sin(\theta) \Delta\theta 2\pi}, \quad (3.1)$$

où  $N(\theta)$  est le nombre d'événements d'intérêt dans la tranche angulaire de largeur  $\Delta\theta$  centrée à l'angle  $\theta$ ,  $N_i$  est le nombre d'ions incidents,  $N_c$  est le nombre d'atomes de deutérium par unité de surface de la cible, et  $\epsilon(\theta)$  est l'efficacité de détection à l'angle  $\theta$ . Il nous faut donc déterminer d'une part le nombre d'ions incidents sur chaque cible de  $\text{CD}_2$  et d'autre part l'efficacité de détection  $\epsilon$  en fonction de l'angle.

#### 3.3.1 Nombre d'ions incidents

Le nombre d'ions incidents est déterminé grâce aux événements déclenchés par les détecteurs de faisceau CATS. Comme ces détecteurs ont des taux de comptage très importants, les entrées correspondantes du Module de Coïncidence Rapide étaient échantillonnées. Il faut donc multiplier le nombre d'événements déclenchés par les CATS par le facteur de division appliqué à leurs entrées. De plus, il nous faut compter le nombre d'ions incidents avec les mêmes sélections que pour les événements correspondants à la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ . Ainsi, pour les événements déclenchés par un des deux CATS, nous reconstruisons la trajectoire de l'ion incident en utilisant les positions mesurées dans les deux détecteurs et nous appliquons le même contour sur les positions au niveau de la cible que pour la sélection des événements d'intérêt. Des facteurs comme le temps mort ou l'efficacité de reconstruction des trajectoires incidentes interviennent à la fois dans le nombre d'ions incidents et dans le nombre d'événements dus à la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ . Ils se compensent dans le calcul de la section efficace, et nous n'avons donc pas besoin de les corriger de manière explicite.

#### 3.3.2 Efficacité de détection

##### Efficacité de détection des protons

Afin de déterminer l'efficacité de détection des protons, nous avons écrit un programme de simulation de type Monte-Carlo. Nous avons supposé que l'efficacité intrinsèque d'un module du détecteur MUST est de 100 %. En effet, les événements correspondant au passage d'un proton dans l'interpiste et pour lesquels deux pistes contigües sont touchées (c'est-à-dire présentent un signal supérieur au seuil de détection) ne représentent que 1,0 % des données dans le cas des pistes jonction, et 1,7 % pour les pistes ohmiques. Ces événements ont été rejetés dans la sélection des événements d'intérêt. La faible proportion des événements « interpiste » par rapport à la fraction de surface d'un détecteur couverte par les interpistes (9 % et 15 % pour les

côtés jonction et ohmique, respectivement) s'explique par le fait que même pour une particule passant par l'interpiste, les charges sont la plupart du temps collectées par une seule des deux pistes situées de part et d'autre. Il faut que la particule passe dans une zone très mince autour du centre de l'interpiste ( $\approx 16 \mu\text{m}$  de large du côté jonction [101]) pour que la charge soit répartie de manière équilibrée entre les deux pistes. L'erreur commise sur l'efficacité de détection des protons en ne tenant pas compte de ces effets d'interpiste est donc de l'ordre de 3 %.

Nous avons déterminé l'acceptance géométrique du détecteur MUST en tenant compte de la position des modules et des caractéristiques du faisceau. Quelques pistes défectueuses du détecteur MUST ont été rejetées dans la sélection des données, et nous avons également tenu compte de leur absence dans la simulation. De même, les détecteurs Si(Li) ayant une surface active légèrement inférieure à celle des détecteurs à pistes ( $58 \times 58 \text{ mm}^2$  contre  $60 \times 60 \text{ mm}^2$ ), les pistes non couvertes par les détecteurs Si(Li) ont été rejetées à la fois dans la sélection des événements et dans la simulation. Les caractéristiques du faisceau ont été introduites dans la simulation en utilisant les vrais événements déclenchés par les détecteurs CATS. Nous avons reconstruit les trajectoires des ions incidents et n'avons conservé que les événements pour lesquels la position reconstruite au niveau de la cible est à l'intérieur du contour utilisé pour la sélection des événements issus de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ .

Pour chaque événement ainsi sélectionné, nous avons simulé l'émission d'un proton en supposant une section efficace isotrope dans le laboratoire, de sorte que tous les points du détecteur MUST reçoivent des nombres comparables de protons simulés. Pour un angle d'émission donné, l'efficacité est calculée comme le rapport des nombres de « protons » détectés et émis à cet angle. La distribution d'efficacité obtenue dans le laboratoire est présentée sur la figure 3.4. La géométrie du détecteur MUST utilisée dans notre expérience permet de couvrir environ 30

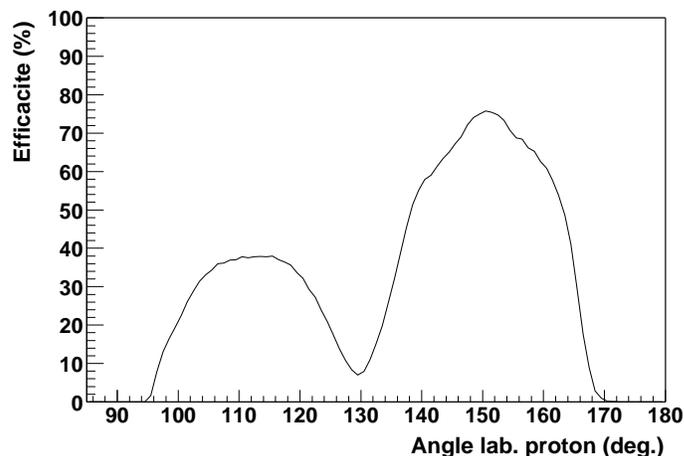


FIG. 3.4: Efficacité de détection des protons dans le laboratoire, déterminée par la simulation, en fonction de l'angle de recul des protons.

% de l'angle solide total de l'hémisphère arrière dans le laboratoire.

### Efficacité de détection des éjectiles

Afin de déterminer l'efficacité du télescope de scintillateurs plastiques situé aux angles avant, nous avons simulé la désintégration des  $^{11}\text{Be}$  produits par la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ . Nous n'avons considéré que les éjectiles correspondant à des protons émis dans le domaine angulaire couvert par le détecteur MUST. L'efficacité géométrique du télescope est déterminée par le détecteur plastique le plus éloigné de la cible, c'est-à-dire celui qui couvre le plus petit angle solide. Nous avons supposé que l'efficacité intrinsèque de ce détecteur est de 100 %. L'efficacité géométrique déterminée grâce à la simulation est de 100 % pour les éjectiles de Be de masse 9, 10 et 11. Afin de vérifier si ce chiffre est compatible avec nos données, nous avons

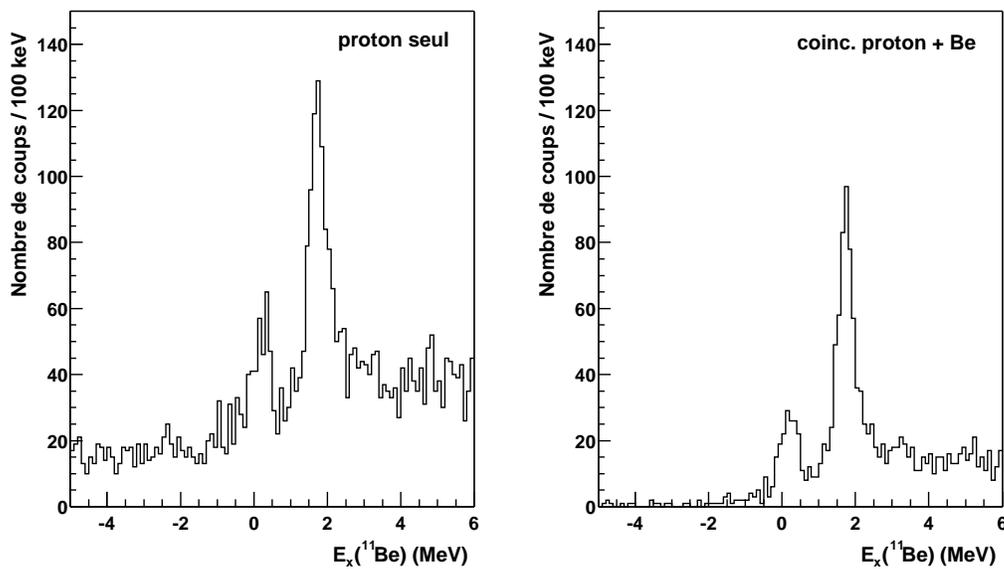


FIG. 3.5: Spectres d'énergie d'excitation du  $^{11}\text{Be}$ , construits sans (à gauche) et avec (à droite) la condition de détection d'un éjectile de Be dans les plastiques, en coïncidence avec un proton dans le détecteur MUST.

extrait le spectre d'énergie d'excitation du  $^{11}\text{Be}$  sans imposer la détection d'un éjectile de Be dans les plastiques. Le spectre obtenu est présenté sur la figure 3.5 (à gauche), et comparé avec le spectre correspondant aux événements de coïncidence entre un proton et un éjectile de Be (à droite). Les deux spectres contiennent les mêmes nombres de coups dans les pics situés à 0,20 et 1,75 MeV d'énergie d'excitation, ce qui confirme que les plastiques ont bien une efficacité géométrique de détection de 100 %, au moins pour les éjectiles de  $^{10,11}\text{Be}$ . Imposer la coïncidence entre un proton dans MUST et un éjectile de Be dans les plastiques permet de réduire considérablement le fond, mais ne s'avère pas indispensable si l'on souhaite mettre en évidence

des états étroits dans le noyau final.

### 3.3.3 Normalisation des sections efficaces expérimentales

Les épaisseurs des cibles de  $\text{CD}_2$  ont été déduites de la mesure de perte d'énergie de particules  $\alpha$  émises par une source radioactive de  $^{241}\text{Am}$ . L'une des deux cibles les plus minces était cassée lorsque nous avons ouvert la chambre à vide à la fin de la prise de données. Toutefois, la présence de statistique dans le spectre d'énergie d'excitation nous assure que cette cible était intacte jusqu'à ce que la chambre soit ouverte. L'épaisseur de cette cible a donc été déterminée de manière à ce qu'elle fournisse le même facteur spectroscopique pour l'état à 1,78 MeV d'énergie d'excitation que celui déterminé avec les données de la cible mince intacte.

Les sections efficaces différentielles expérimentales ont été extraites à partir des données mesurées sur les différentes cibles de  $\text{CD}_2$ , en utilisant les épaisseurs de cibles mesurées et les différentes grandeurs intervenant dans la formule (3.1) et dont la détermination a été présentée plus haut. Les facteurs spectroscopiques mesurés à partir des sections efficaces extraites des données des cibles minces sont environ six fois plus faibles que les mesures effectuées par Zwiegliniski et al. à 12,5 A.MeV en cinématique directe avec une cible radioactive de  $^{10}\text{Be}$  [64]. En revanche, la section efficace extraite à partir des données de la cible de  $\text{CD}_2$  épaisse conduit à des facteurs spectroscopiques environ 30 % plus faibles que ceux extraits par Zwiegliniski et al. Cette forte différence entre les cibles minces et épaisse nous amène à douter du nombre de noyaux cibles de deutérium extrait à partir des épaisseurs de cible mesurées. Il est possible qu'en raison d'échange isotopique, avec de l'eau par exemple, ces cibles contiennent une certaine proportion d'isotope  $^1\text{H}$  de l'hydrogène. La perte d'énergie des particules  $\alpha$  étant essentiellement due à des collisions avec les électrons, les épaisseurs ainsi mesurées ne nous fournissent que les épaisseurs totales d'hydrogène et ne nous permettent pas de connaître les proportions des isotopes  $^1\text{H}$  et  $^2\text{H}$ . Une telle mesure nécessiterait l'utilisation de réactions nucléaires spécifiques à chacun des isotopes, et n'a pu être réalisée dans le cadre de ce travail.

En conséquence, nous avons normalisé les sections efficaces expérimentales de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  de manière à obtenir pour l'état à 1,78 MeV du  $^{11}\text{Be}$  le même facteur spectroscopique que dans l'analyse de la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)$  de Zwiegliniski et al. [64]. Nous avons extrait ce facteur spectroscopique en comparant la distribution angulaire expérimentale avec un calcul DWBA effectué dans les mêmes conditions que celui de Zwiegliniski et al. Nous avons ainsi utilisé l'approximation de portée nulle, sans correction de portée finie, mais avec une correction de non-localité (voir annexe). Les potentiels optiques pour les voies deuton et proton ont été déterminés à partir des paramétrisations de Perey et Perey [106] et de Becchetti et Greenlees [107], respectivement. Nous avons ajouté au potentiel de Perey et Perey le terme de spin-orbite utilisé par Zwiegliniski et al. [64], bien que ce terme ait une influence faible sur la section efficace différentielle, la normalisation changeant de quelques %. Les paramètres des deux potentiels utilisés sont regroupés dans le tableau 3.1. L'état à 1,78 MeV du  $^{11}\text{Be}$  étant non lié, nous avons

Voie	$V$	$r_0$	$a_0$	$W$	$4W_D$	$r_I$	$a_I$	$V_{so}$	$r_{so}$	$a_{so}$	$r_c$
d+ <sup>10</sup> Be	70,69	1,15	0,81		118,80	1,34	0,68	14,00	0,75	0,50	1,15
p+ <sup>11</sup> Be	43,33	1,17	0,75	9,63	4,24	1,32	0,70	24,80	1,01	0,75	1,51

TAB. 3.1: Paramètres des potentiels optiques utilisés dans le calcul DWBA de la transition vers l'état à 1,78 MeV dans le <sup>11</sup>Be, sur lequel nous avons normalisé les sections efficaces expérimentales. Les profondeurs des potentiels ( $V$ ,  $W$  et  $W_D$ ) sont en MeV, les paramètres de rayon et de diffusivité ( $r$  et  $a$ ) sont en fm et l'intensité du terme spin-orbite  $V_{so}$  est en MeV.fm<sup>2</sup>. La définition de ces différents paramètres peut être trouvée dans l'annexe.

calculé la section efficace DWBA en utilisant la méthode de Vincent et Fortune [108], avec un facteur de forme calculé à l'énergie de la résonance selon la prescription de l'énergie de séparation (voir annexe). Le potentiel de Woods-Saxon utilisé pour calculer ce facteur de forme a la même géométrie que celui employé par Zwiaglinski et al. [64] ( $r_0 = 1,19$  fm,  $a = 0,75$  fm), et le terme de spin-orbite utilisé est du type de Thomas avec  $\lambda = 25$  (voir annexe). Zwiaglinski et al. ont quant à eux utilisé pour le facteur de forme une fonction de Gamow, c'est-à-dire un état de diffusion d'énergie complexe. Nous avons supposé un transfert  $L = 2$  vers un état de neutron  $1d5/2$  [64]. La section efficace expérimentale a été normalisée de manière à ce que le facteur spectroscopique extrait soit de 0,50 [64]. Nous avons déterminé ce dernier en normalisant la section efficace DWBA, par une minimisation de  $\chi^2$ , sur les points situés à des angles centre de masse inférieurs à 15 degrés.

### 3.3.4 Distributions angulaires expérimentales

La section efficace différentielle pour chacun des trois pics situés à 0,20, 1,75 et 3,30 MeV dans le spectre d'énergie d'excitation du <sup>11</sup>Be a été extraite en considérant tous les événements situés dans une fenêtre en énergie centrée sur la position du pic et de largeur  $\pm 2,5 \sigma$ , où  $\sigma$  est relié à la largeur à mi-hauteur  $\Gamma$  du pic par  $\Gamma = 2,35 \sigma$ . Nous avons inclus les événements dont la coordonnée horizontale dans le second détecteur CATS ( $X_2$ ) a été reconstruite (voir section 2.5.9). Les données mesurées sur la cible de carbone ont été analysées de manière identique et normalisées au même nombre d'ions incidents et à la même épaisseur de carbone que pour les cibles de CD<sub>2</sub>. La contribution due au carbone des cibles a ainsi pu être soustraite de chaque distribution angulaire. En revanche, nous n'avons soustrait aucune contribution pour le breakup du deuton. Les distributions angulaires des trois pics sont présentées sur la figure 3.6 par les points, avec des barres d'erreurs purement statistiques. Ces erreurs tiennent compte de l'erreur statistique sur la contribution due au carbone soustraite. La distribution angulaire du pic attribué au peuplement de l'état à 1,78 MeV du <sup>11</sup>Be est présentée avec le calcul DWBA sur lequel nous avons normalisé les sections efficaces. Nous estimons que la normalisation ainsi effectuée introduit une erreur systématique sur les sections efficaces absolues de l'ordre de l'incertitude

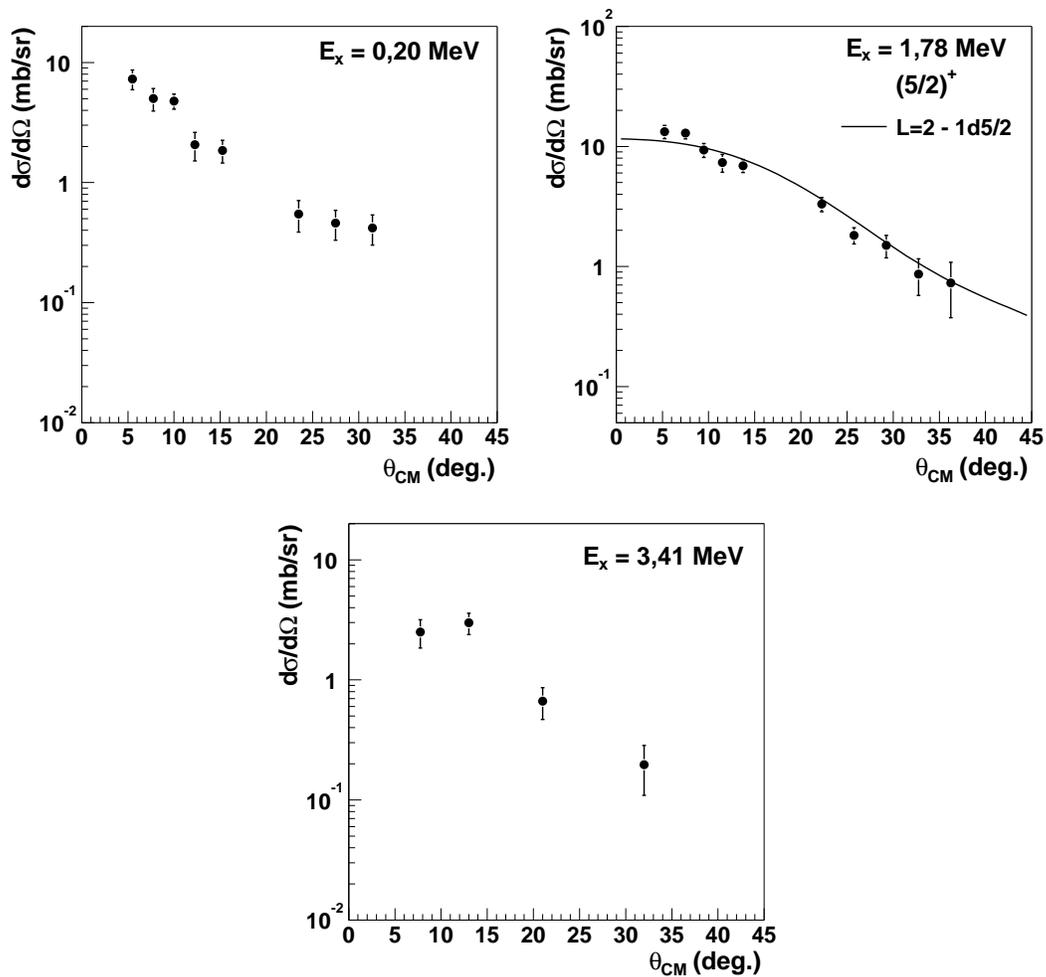


FIG. 3.6: Sections efficaces différentielles expérimentales de la réaction  $d(^{10}\text{Be}, p)^{11}\text{Be}$  pour le pic à 0,20 MeV correspondant au mélange de l'état fondamental et du premier état excité du  $^{11}\text{Be}$  et pour les états à 1,78 et 3,41 MeV d'énergie d'excitation de ce même noyau. La distribution angulaire pour l'état à 1,78 MeV est présentée avec le résultat du calcul DWBA (courbe en trait plein) sur lequel les sections efficaces ont été normalisées. Voir le texte pour les détails de ce calcul.

que l'on accorde généralement aux sections efficaces calculées par la DWBA, soit environ 30 %.

## 3.4 Analyse DWBA

### 3.4.1 Potentiels

#### Potentiels de la voie $d + {}^{10}\text{Be}$

Pour la génération des ondes distordues de la voie d'entrée  $d + {}^{10}\text{Be}$ , nous avons d'abord utilisé la paramétrisation du potentiel optique deuton-noyau de Perey et Perey [106]. Celle-ci a été obtenue par l'analyse de données de diffusion élastique de deutons sur des noyaux de numéro atomique  $Z \geq 12$ , et à des énergies entre 11 et 27 MeV. Notons que cette paramétrisation ne comprend pas de terme spin-orbite en raison de l'absence de données de polarisation à l'époque de sa détermination. Le potentiel optique  $d + {}^{10}\text{Be}$  obtenu dans notre cas à partir de cette paramétrisation sera désigné par  $D_1$ .

Nous avons également utilisé deux potentiels adiabatiques (voir annexe), que nous avons calculés selon la prescription de Wales et Johnson [109]. Le premier de ces potentiels a été calculé à partir de la paramétrisation du potentiel optique nucléon-noyau déterminée par Watson et al. [110] sur des noyaux de la couche  $1p$  et à des énergies de 10 à 50 MeV. Il sera désigné par  $D_2$ .

Le second potentiel adiabatique ( $D_3$ ) a été construit à partir de la paramétrisation du potentiel optique nucléon-noyau CH89 [111]. La partie réelle des potentiels  ${}^{10}\text{Be} + n$  et  ${}^{10}\text{Be} + p$  obtenus avec cette paramétrisation a été renormalisée par un facteur  $\lambda_V = 0,9$ . En pratiquant une telle renormalisation du potentiel CH89, Cortina-Gil et al. ont obtenu un accord raisonnable avec les données de diffusion élastique de protons sur le  ${}^{10}\text{Be}$  [112].

#### Potentiels de la voie $p + {}^{11}\text{Be}$

Pour la voie de sortie  $p + {}^{11}\text{Be}$ , nous avons déterminé un premier potentiel (désigné par  $P_1$ ) à partir de la paramétrisation du potentiel optique proton-noyau de Menet et al. [113]. En plus des données de diffusion élastique et de polarisation de protons, ces auteurs ont utilisé dans leur analyse un nombre important de sections efficaces de réaction de protons, de manière à contraindre davantage la partie imaginaire du potentiel optique. Le second potentiel proton ( $P_2$ ) provient de la paramétrisation de Watson et al. [110]. Enfin, le troisième jeu de paramètres ( $P_3$ ) a été déterminé à partir du potentiel optique nucléon-noyau global CH89 [111], avec la partie réelle renormalisée par un facteur  $\lambda_V = 0,7$ . Cette renormalisation permet de reproduire de manière raisonnable la diffusion élastique de protons sur le  ${}^{11}\text{Be}$  à 49,3 A.MeV [112].

Les paramètres des potentiels utilisés sont regroupés dans le tableau 3.2.

Label	$V$	$r_0$	$a_0$	$W$	$4W_D$	$r_I$	$a_I$	$V_{so}$	$r_{so}$	$a_{so}$	$r_c$
D <sub>1</sub>	70,69	1,15	0,81		118,80	1,34	0,68				1,15
D <sub>2</sub>	100,75	1,12	0,61		63,80	1,12	0,54	11,00	1,12	0,57	1,12
D <sub>3</sub>	75,73	1,15	0,72	7,06	42,92	1,14	0,72	11,80	0,78	0,63	1,29
P <sub>1</sub>	45,49	1,16	0,75	6,24	22,48	1,37	0,56	24,16	1,06	0,78	1,25
P <sub>2</sub>	53,95	1,10	0,57	7,50	38,00	1,10	0,50	22,00	1,10	0,57	1,10
P <sub>3</sub>	28,30	1,15	0,69	5,95	22,84	1,14	0,69	23,60	0,80	0,63	1,29

TAB. 3.2: Potentiels optiques et adiabatiques utilisés lors de l'analyse de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  à 31,9 A.MeV. Les profondeurs des potentiels ( $V$ ,  $W$  et  $W_D$ ) sont en MeV, les paramètres de rayon et de diffusivité ( $r$  et  $a$ ) sont en fm et l'intensité du terme spin-orbite  $V_{so}$  est en MeV.fm<sup>2</sup>. La définition de ces différents paramètres peut être trouvée dans l'annexe.

### 3.4.2 Facteurs de forme

Pour les calculs DWBA des transitions vers les états du  $^{11}\text{Be}$ , qu'ils soient liés ou non, nous avons utilisé des facteurs de forme déterminés selon la prescription de l'énergie de séparation (voir annexe). Le potentiel à un corps employé est un potentiel de Woods-Saxon avec une géométrie standard ( $r_0 = 1,27$  fm et  $a = 0,67$  fm [1]) et un terme de spin-orbite de Thomas avec  $\lambda = 25$  (voir annexe). Dans le cas d'un état non-lié, la profondeur du puits de Woods-Saxon a été ajustée sur l'énergie de la résonance.

### 3.4.3 Sections efficaces théoriques et facteurs spectroscopiques

Les calculs DWBA ont été réalisés avec le code DWUCK4 [114] dans l'approximation de portée nulle, avec des corrections de portée finie et de non-localité standard pour la réaction (d,p) (voir annexe).

Les sections efficaces des transitions peuplant des états non-liés du  $^{11}\text{Be}$  ont été calculées selon la méthode de Vincent et Fortune [108].

La section efficace DWBA calculée par DWUCK4 et la section efficace expérimentale sont reliées par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = C^2 S N \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{calc}, \quad (3.2)$$

où  $S$  est le facteur spectroscopique expérimental de l'état peuplé dans le  $^{11}\text{Be}$  et  $C$  est un coefficient de Clebsch-Gordan d'isospin, qui vaut 1 dans le cas de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  [10].  $N$  est une constante de normalisation nécessaire du fait de l'emploi de l'approximation de portée nulle et vaut 1,53 dans le cas pour la réaction (d,p) [114].

### 3.4.4 Analyse du mélange de l'état fondamental et du premier état excité du $^{11}\text{Be}$

Les figures 3.7 et 3.8 présentent les sections efficaces différentielles calculées par la DWBA avec différentes combinaisons des potentiels présentés dans le tableau 3.2 pour les transitions peuplant l'état fondamental et le premier état excité du  $^{11}\text{Be}$ , à 0,32 MeV d'énergie d'excitation. Les spins et parités de ces états sont bien établis et sont respectivement  $1/2^+$  et  $1/2^-$  ([29] et chapitre 1). Nous avons donc supposé pour le peuplement de l'état fondamental un transfert de neutron vers la sous-couche  $2s_{1/2}$  avec un moment angulaire transféré  $L = 0$ . Quant au premier état excité, nous avons supposé qu'il est peuplé par un transfert  $L = 1$  vers la sous-couche  $1p_{1/2}$ . La section efficace calculée pour l'état fondamental a été normalisée en supposant une valeur de 0,75 pour le facteur spectroscopique. Ce dernier a en effet déjà été mesuré à plusieurs reprises [34, 64, 66, 67] et les valeurs provenant de ces différentes mesures varient entre 0,72 et 0,84, avec une moyenne de 0,77. La section efficace DWBA pour l'état excité  $1/2^-$  a été normalisée et sommée à la section efficace normalisée de l'état fondamental de manière à obtenir l'accord avec l'amplitude de la section efficace expérimentale aux angles inférieurs à 15 degrés. La forme de la distribution angulaire est bien reproduite par tous les calculs jusqu'à 15 degrés. Au-delà de cet angle, l'ensemble des distributions calculées présente une inflexion entre 20 et 30 degrés, mais la plupart d'entre elles sous-estiment les données dans cette région. L'accord avec le plateau visible dans les données ne se produit que dans le cas où la distribution angulaire pour l'état excité  $1/2^-$  présente une pente modérée dans cette zone et/ou si la section efficace  $L = 0$  pour l'état fondamental est importante après le premier minimum, avec une valeur d'environ 0,2 mb/sr à 35 degrés. Ceci est en particulier réalisé avec les combinaisons de potentiels  $D_1P_2$  et  $D_3P_2$ .

Les facteurs spectroscopiques extraits pour l'état excité  $1/2^-$  à 0,32 MeV d'énergie d'excitation dans le  $^{11}\text{Be}$  sont présentés dans le tableau 3.3. La première constatation est que le

Potentiels	$D_1P_1$	$D_1P_2$	$D_1P_3$	$D_2P_1$	$D_2P_2$	$D_2P_3$	$D_3P_1$	$D_3P_2$	$D_3P_3$
$S$	1,25	1,66	1,26	0,76	0,95	0,81	0,96	1,27	0,98

TAB. 3.3: Facteurs spectroscopiques du premier état excité du  $^{11}\text{Be}$ , à 0,32 MeV d'énergie d'excitation, extraits par normalisation sur les données aux petits angles, pour un facteur spectroscopique de l'état fondamental fixé à 0,75.

facteur spectroscopique dépend fortement des potentiels utilisés, les valeurs extraites variant entre 0,76 et 1,66. L'utilisation des potentiels adiabatiques pour la voie deuton ( $D_2$  et  $D_3$ ) ne permet pas d'améliorer de manière significative l'accord avec les données expérimentales, mais elle conduit à des facteurs spectroscopiques plus faibles qu'avec un potentiel de diffusion élastique, les valeurs les plus faibles étant obtenues avec le potentiel adiabatique  $D_2$ . D'autre part, les facteurs spectroscopiques les plus élevés sont obtenus avec les combinaisons de potentiels

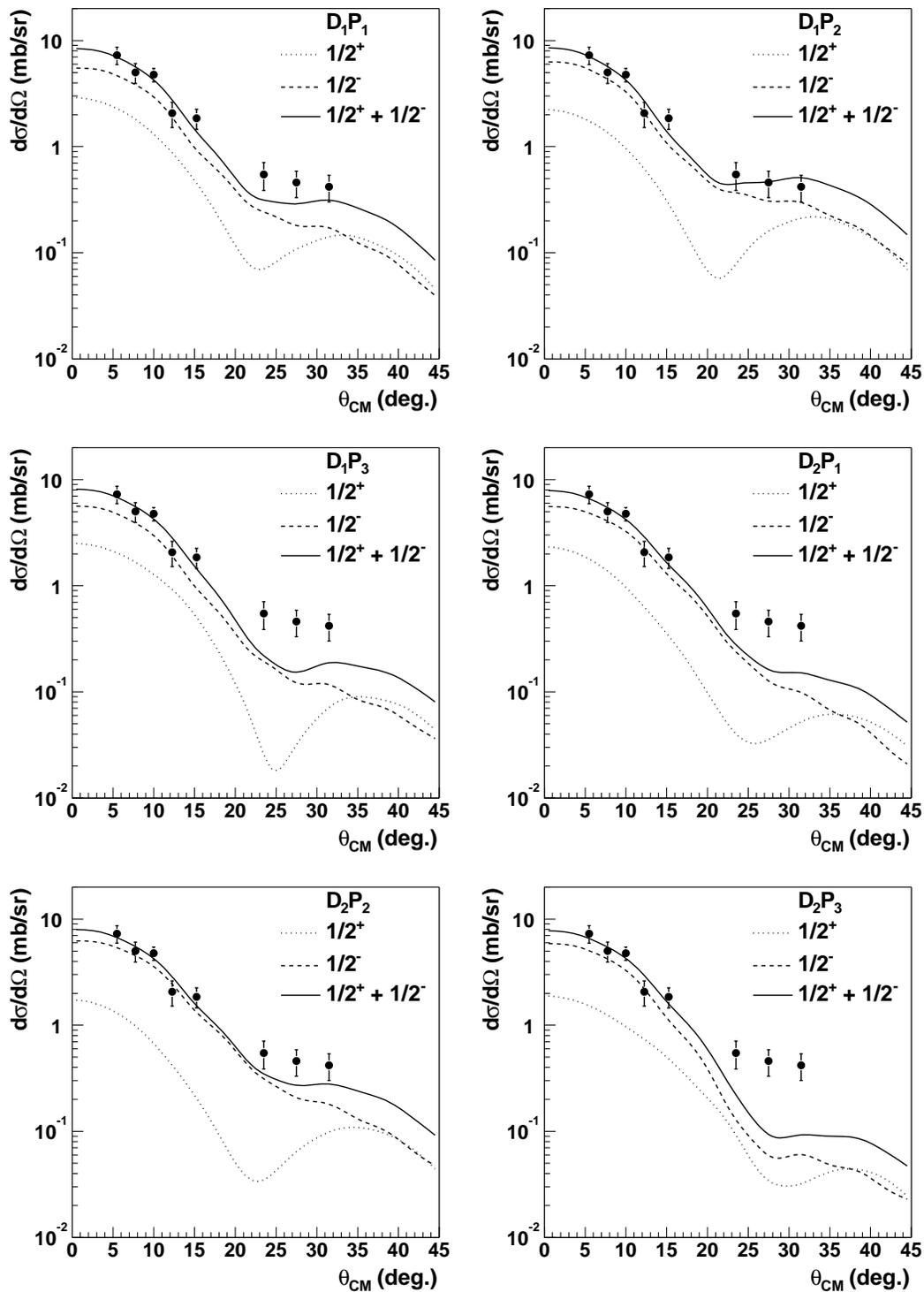


FIG. 3.7: Sections efficaces différentielles DWBA calculées avec différentes combinaisons de potentiels pour la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  à  $31,9\text{ A.MeV}$  peuplant l'état fondamental  $1/2^+$  (courbes en tirets) et le premier état excité  $1/2^-$  (courbes en trait mixte, tirets et pointillés) du  $^{11}\text{Be}$ . Sur chaque figure, la somme de ces deux sections efficaces est représentée par la courbe en trait plein. Les données expérimentales sont figurées par les points.

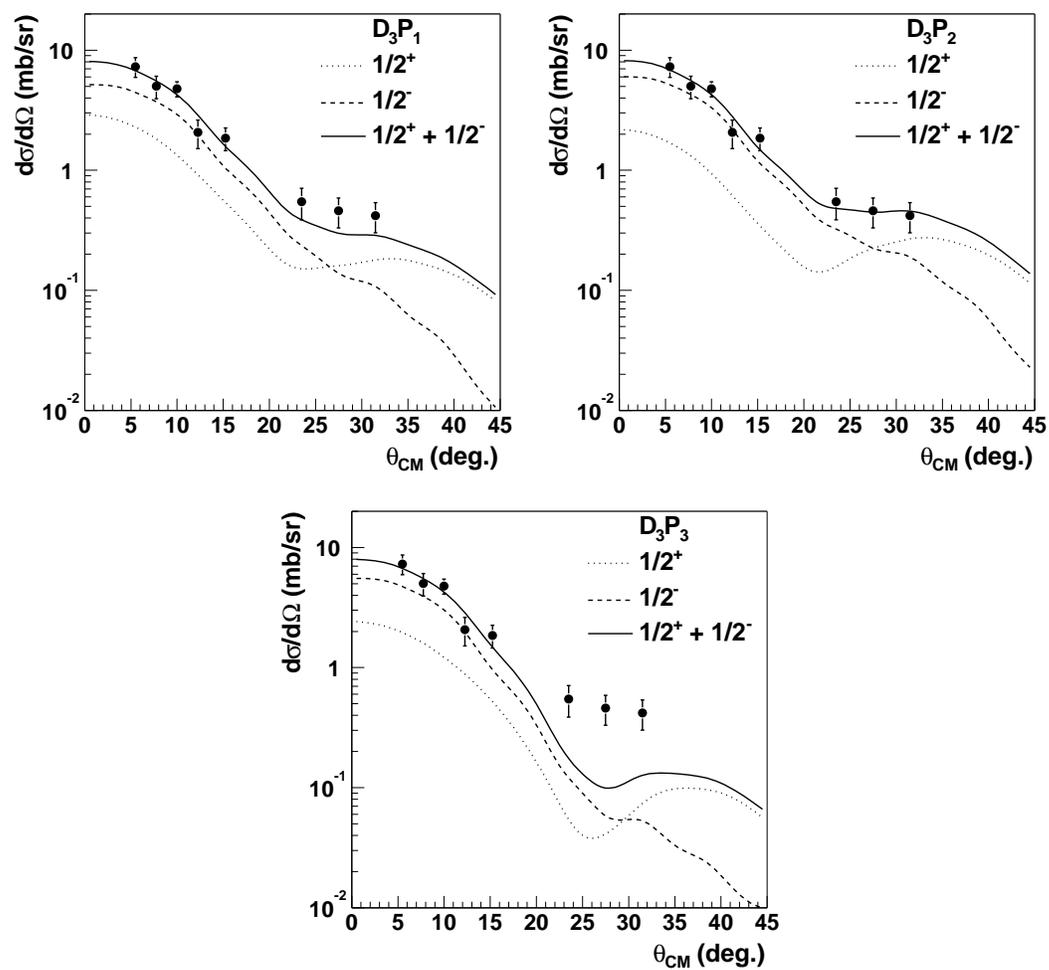


FIG. 3.8: Môme chose que pour la figure 3.7, mais avec d'autres combinaisons de potentiels.

qui fournissent une distribution angulaire dont la forme aux grands angles est en bon accord avec les données ( $D_1P_2$  et  $D_3P_2$ ). La valeur moyenne des facteurs spectroscopiques obtenus pour l'état  $1/2^-$  avec les différents potentiels est de  $1,10 \pm 0,27$ , l'erreur donnée étant l'écart quadratique moyen.

Afin de tester l'influence de la section efficace de l'état fondamental sur la somme des deux calculs aux grands angles, nous avons procédé à une seconde normalisation des sections efficaces calculées, en fixant le facteur spectroscopique de l'état fondamental à 1,00. Le facteur spectroscopique pour le premier état excité diminue alors de 10 à 15 % selon les potentiels, mais la somme des deux sections efficaces normalisées ne reproduit pas mieux les données entre 20 et 35 degrés. La moyenne des facteurs spectroscopiques extraits pour l'état  $1/2^-$  vaut dans ce cas  $0,97 \pm 0,24$ .

Zwieglinski et al. avaient obtenu, dans leur analyse de la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  à 12,5 A.MeV [64] que nous avons déjà mentionnée, des valeurs de 0,77 et 0,96 pour les facteurs spectroscopiques de l'état fondamental et du premier état excité du  $^{11}\text{Be}$ . Nos données sont cohérentes avec ces résultats dans la mesure où ayant normalisé nos sections efficaces sur le facteur spectroscopique mesuré par Zwieglinski et al. pour l'état à 1,78 MeV, et en supposant un facteur spectroscopique pour l'état fondamental proche du leur, nous obtenons pour l'état à 0,32 MeV un facteur spectroscopique compatible avec leur mesure.

### 3.4.5 Analyse de l'état à 1,78 MeV du $^{11}\text{Be}$

Les sections efficaces différentielles calculées pour la transition vers l'état à 1,78 MeV du  $^{11}\text{Be}$  sont présentées sur les figures 3.9 et 3.10. Nous avons dans ces calculs supposé un transfert de moment angulaire  $L = 2$  avec un facteur de forme  $1d5/2$ . Quatre combinaisons de potentiels reproduisent bien la forme de la distribution angulaire sur toute la gamme angulaire mesurée. Il s'agit des combinaisons  $D_1P_1$ ,  $D_1P_2$ ,  $D_2P_3$  et  $D_3P_3$ . Notons que cette dernière combinaison sous-estime la section efficace entre 23 et 32 degrés pour le mélange de l'état fondamental et du premier état excité. En revanche, les potentiels  $D_3P_1$  et  $D_3P_2$ , qui reproduisent bien les données pour le mélange des deux premiers états, y compris aux grands angles, sous-estiment fortement la pente de la distribution angulaire pour la transition vers l'état à 1,78 MeV. Finalement, seuls les potentiels  $D_1P_1$  et  $D_1P_2$  décrivent de manière satisfaisante à la fois la distribution angulaire du mélange de l'état fondamental et du premier état excité et celle de l'état à 1,78 MeV. La pente de cette dernière distribution angulaire aux petits angles est correctement reproduite par la majorité des combinaisons de potentiels, ce qui confirme que la transition vers l'état à 1,78 MeV du  $^{11}\text{Be}$  est caractérisée par un transfert de moment angulaire  $L = 2$ .

Les facteurs spectroscopiques extraits en normalisant les sections efficaces calculées sur les points expérimentaux situés aux angles inférieurs à 15 degrés sont regroupés dans le tableau 3.4. Comme dans le cas de l'état  $1/2^-$ , les valeurs obtenues varient beaucoup avec les potentiels utilisés. Nous pouvons également faire les mêmes remarques que pour l'état  $1/2^-$  au sujet des

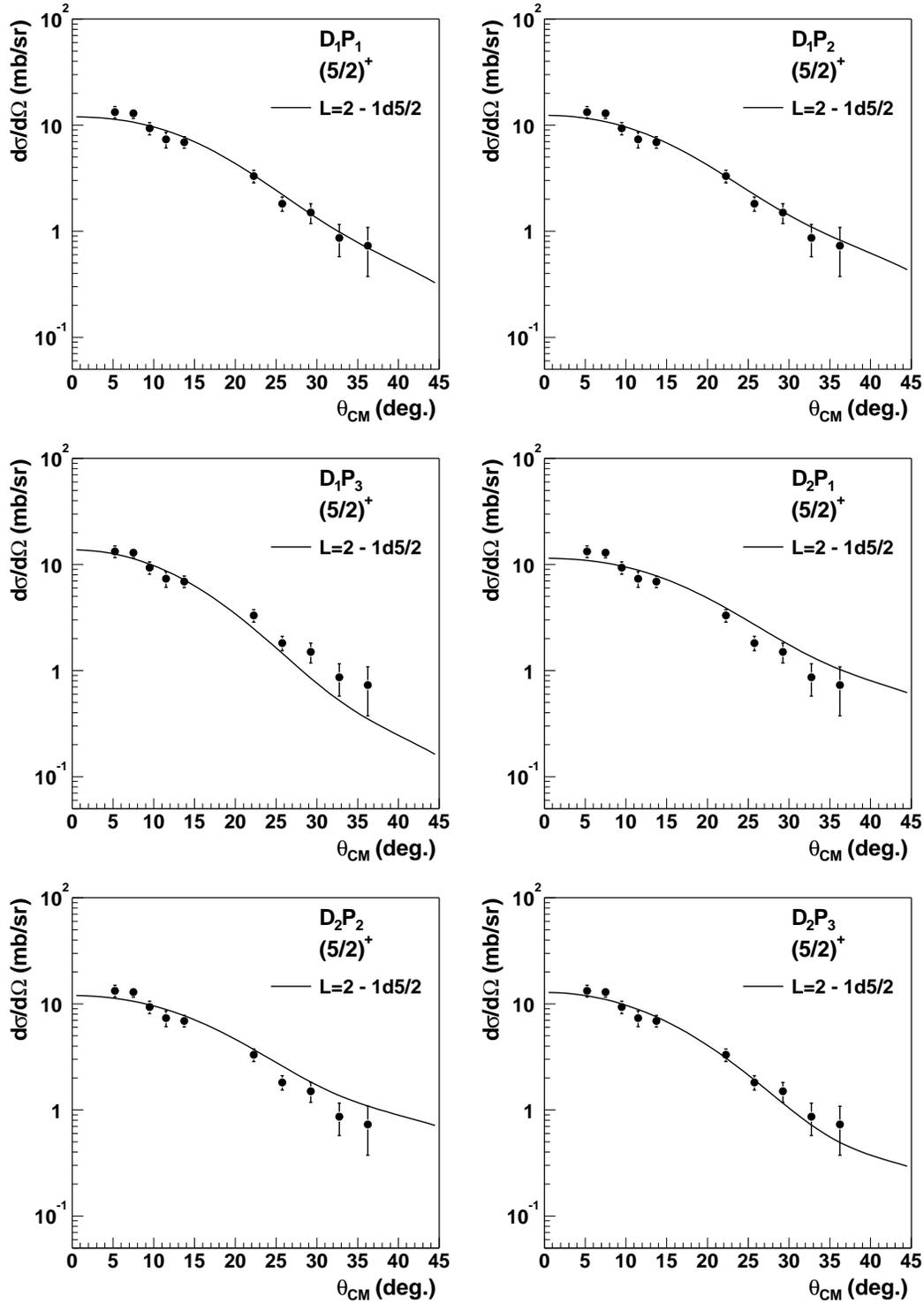


FIG. 3.9: Sections efficaces différentielles DWBA pour l'état à 1,78 MeV du  $^{11}\text{Be}$  obtenues avec différentes combinaisons de potentiels (courbes en trait plein) et comparées aux données expérimentales (points).

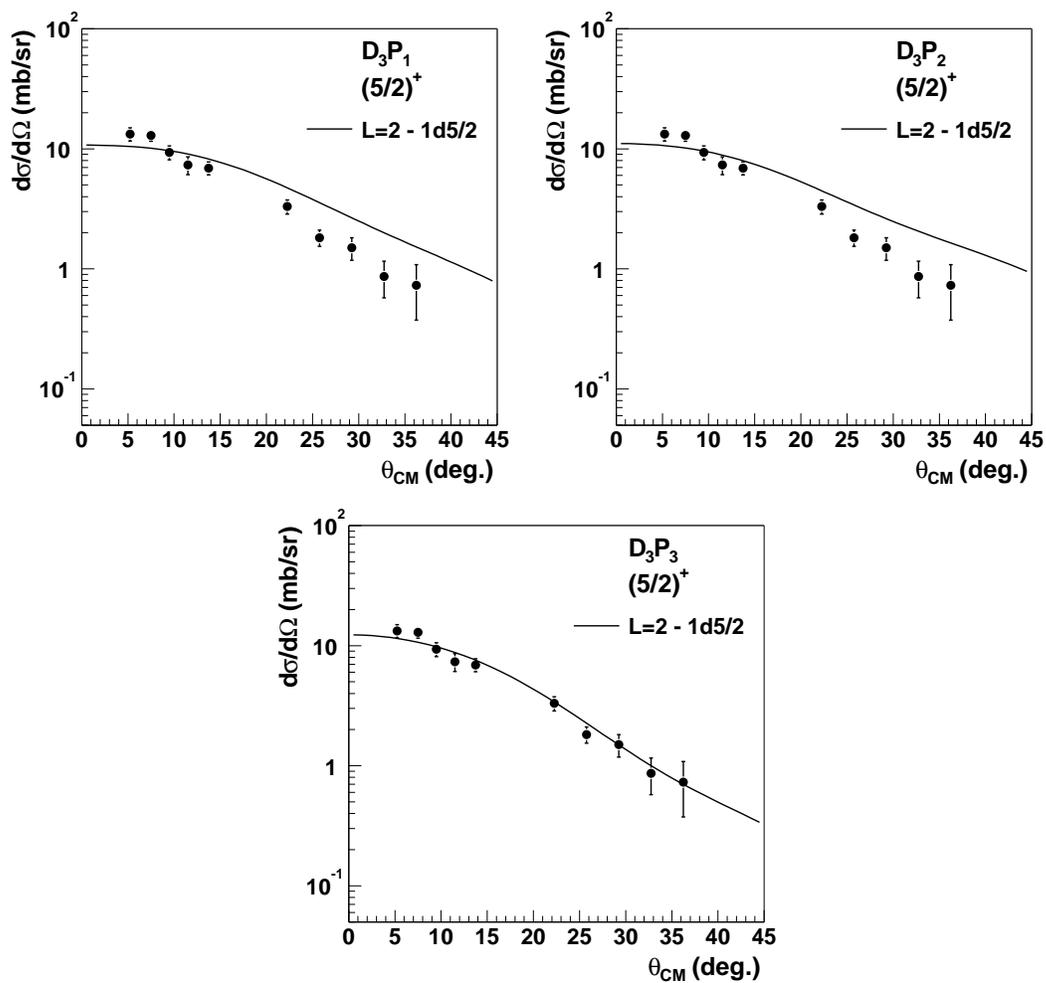


FIG. 3.10: Môme chose que pour la figure 3.9, mais avec d'autres combinaisons de potentiels.

Potentiels	$D_1P_1$	$D_1P_2$	$D_1P_3$	$D_2P_1$	$D_2P_2$	$D_2P_3$	$D_3P_1$	$D_3P_2$	$D_3P_3$
$S$	0,65	0,68	0,56	0,32	0,33	0,27	0,42	0,44	0,34

TAB. 3.4: Facteurs spectroscopiques de l'état à 1,78 MeV d'énergie d'excitation dans le  $^{11}\text{Be}$ , extraits avec les différentes combinaisons de potentiels.

potentiels adiabatiques pour la voie  $d + {}^{10}\text{Be}$  : leur utilisation ne permet pas d'améliorer de manière significative l'accord avec les données et conduit à des facteurs spectroscopiques plus faibles qu'avec un potentiel de diffusion élastique de deuton. Les valeurs les plus faibles sont là encore obtenues avec le potentiel  $D_2$ . La moyenne des facteurs spectroscopiques extraits avec l'ensemble des potentiels est de  $0,45 \pm 0,14$ . Cette valeur est proche du facteur spectroscopique que nous avons utilisé pour la normalisation des sections efficaces absolues. Ceci indique que le calcul DWBA utilisé comme référence dans cette normalisation se situe dans la moyenne des calculs.

Il est frappant de constater que, malgré un facteur spectroscopique plus faible, la section efficace correspondant au peuplement de l'état à 1,78 MeV du  ${}^{11}\text{Be}$  est plus importante que celle du premier état excité du  ${}^{11}\text{Be}$ , qui est elle-même plus élevée que la section efficace pour l'état fondamental. Ceci peut s'expliquer de manière qualitative par le fait que la réaction est localisée en surface. Dans une image semi-classique, le moment angulaire transféré  $L$  est alors donné par

$$L \approx k_\alpha R_\alpha - k_\beta R_\beta, \quad (3.3)$$

où  $k_\alpha$  et  $k_\beta$  sont les impulsions relatives des voies d'entrée et de sortie, respectivement, et  $R_\alpha$  et  $R_\beta$  sont les rayons d'effleurement dans ces mêmes voies. Pour la réaction  $d({}^{10}\text{Be},p){}^{11}\text{Be}$  à 31,9 A.MeV, on obtient  $L \approx 3$ . Ceci a pour conséquence de favoriser les transferts de quelques unités de moment angulaire, par rapport aux transitions avec un transfert de moment angulaire de 0 ou 1. Ainsi, le peuplement de l'état à 1,78 MeV du  ${}^{11}\text{Be}$  qui, nous l'avons vu, correspond à  $L = 2$  est favorisé par rapport à la transition  $L = 1$  vers le premier état excité, et encore davantage par rapport au transfert  $L = 0$  vers l'état fondamental. La réaction  $d({}^{10}\text{Be},p){}^{11}\text{Be}$  à 31,9 A.MeV est donc bien adaptée (ou *matchée*, pour employer le terme consacré) pour peupler des états à une particule correspondant aux sous-couches  $d$ .

### 3.4.6 Analyse de l'état à 3,41 MeV du ${}^{11}\text{Be}$

#### Analyse DWBA

Les sections efficaces différentielles calculées par la DWBA pour la transition vers l'état à 3,41 MeV d'énergie d'excitation dans le  ${}^{11}\text{Be}$  sont présentées sur les figures 3.11 et 3.12 et comparées à la distribution angulaire expérimentale. Le spin et la parité de cet état n'étant pas bien établis, nous avons émis plusieurs hypothèses quant aux nombres quantiques du neutron transféré. Nous avons considéré des transferts  $L = 0$  vers la sous-couche  $2s_{1/2}$ ,  $L = 1$  vers les sous-couches  $1p_{1/2}$  et  $1p_{3/2}$  et  $L = 2$  vers les orbitales  $1d_{5/2}$  et  $1d_{3/2}$ . La section efficace pour le transfert vers l'état  $2s_{1/2}$  a été calculée en utilisant un facteur de forme lié par 500 keV. Les deux distributions angulaires  $L = 1$  calculées ont des formes très proches, aussi nous ne présentons sur les figures que celle correspondant à la sous-couche  $1p_{1/2}$ . Pour la même raison nous ne présentons qu'une section efficace différentielle  $L = 2$ , celle associée au transfert

vers la sous-couche  $1d5/2$ . Globalement, la distribution angulaire expérimentale est mieux reproduite par les sections efficaces différentielles  $L = 2$  que par les calculs  $L = 0$  et  $L = 1$ , ces derniers ayant une pente trop importante aux petits angles. L'état à 3,41 MeV est donc peuplé par un transfert de neutron vers une orbitale  $1d$ .

Les facteurs spectroscopiques extraits de la normalisation des calculs DWBA sur les points de la distribution angulaire expérimentale situés à moins de 15 degrés sont regroupés dans le tableau 3.5, pour les différentes hypothèses de nombres quantiques du neutron transféré. Comme

Potentiels	D <sub>1</sub> P <sub>1</sub>	D <sub>1</sub> P <sub>2</sub>	D <sub>1</sub> P <sub>3</sub>	D <sub>2</sub> P <sub>1</sub>	D <sub>2</sub> P <sub>2</sub>	D <sub>2</sub> P <sub>3</sub>	D <sub>3</sub> P <sub>1</sub>	D <sub>3</sub> P <sub>2</sub>	D <sub>3</sub> P <sub>3</sub>
$S_{1d5/2}$	0,15	0,16	0,13	0,075	0,079	0,063	0,11	0,11	0,086
$S_{1d3/2}$	0,23	0,26	0,21	0,14	0,15	0,12	0,18	0,20	0,16
$S_{1p3/2}$	0,083	0,10	0,080	0,049	0,058	0,052	0,076	0,092	0,074
$S_{1p1/2}$	0,17	0,21	0,18	0,12	0,15	0,14	0,16	0,19	0,16
$S_{2s1/2}$	1,90	2,58	2,03	2,45	3,45	2,50	1,97	2,82	2,18

TAB. 3.5: Facteurs spectroscopiques de l'état à 3,41 MeV d'énergie d'excitation dans le  $^{11}\text{Be}$ , pour les différents potentiels et pour différentes hypothèses sur les nombres quantiques du neutron transféré.

pour les états excités à 0,32 et 1,78 MeV, les facteurs spectroscopiques pour l'état à 3,41 MeV présentent une grande dispersion et les valeurs extraites pour les transferts  $L = 1$  et  $L = 2$  en utilisant les potentiels adiabatiques dans la voie d'entrée sont plus faibles qu'avec un potentiel de diffusion élastique. L'utilisation du potentiel adiabatique  $D_2$  fournit là aussi les facteurs spectroscopiques les plus faibles. En revanche, ces remarques ne s'appliquent pas pour le transfert vers la sous-couche  $2s1/2$ , dont les facteurs spectroscopiques ont un comportement inverse de ceux des états  $1d$  et  $1p$  en fonction des potentiels optiques. Notons que les facteurs spectroscopiques extraits pour l'orbitale  $2s1/2$  sont, avec une valeur moyenne de 2,43, bien supérieurs à la limite de 1 fixée par la règle de somme (voir annexe). Même avec des valeurs proches de 1 ils seraient trop importants dans la mesure où environ 77 % de la règle de somme sont épuisés par la composante  $[^{10}\text{Be}(0^+) \otimes 2s1/2]$  de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ . Ces facteurs spectroscopiques beaucoup trop élevés indiquent une section efficace  $L = 0$  trop petite pour rendre compte de la valeur de la section efficace expérimentale. Ceci permet d'écarter la possibilité d'un transfert vers la sous-couche  $2s1/2$  pour l'état à 3,41 MeV du  $^{11}\text{Be}$ .

### Autre extraction du facteur spectroscopique

Pour un état résonant, le facteur spectroscopique peut aussi être défini comme le rapport de la largeur neutron expérimentale  $\Gamma_n$  et de la largeur  $\Gamma_{sp}$  attendue pour une résonance à une particule pure de mêmes nombres quantiques et située à la même énergie, soit  $S_\Gamma = \Gamma_n/\Gamma_{sp}$  [115]. Afin de vérifier la validité de cette interprétation, on peut comparer les largeurs neutron

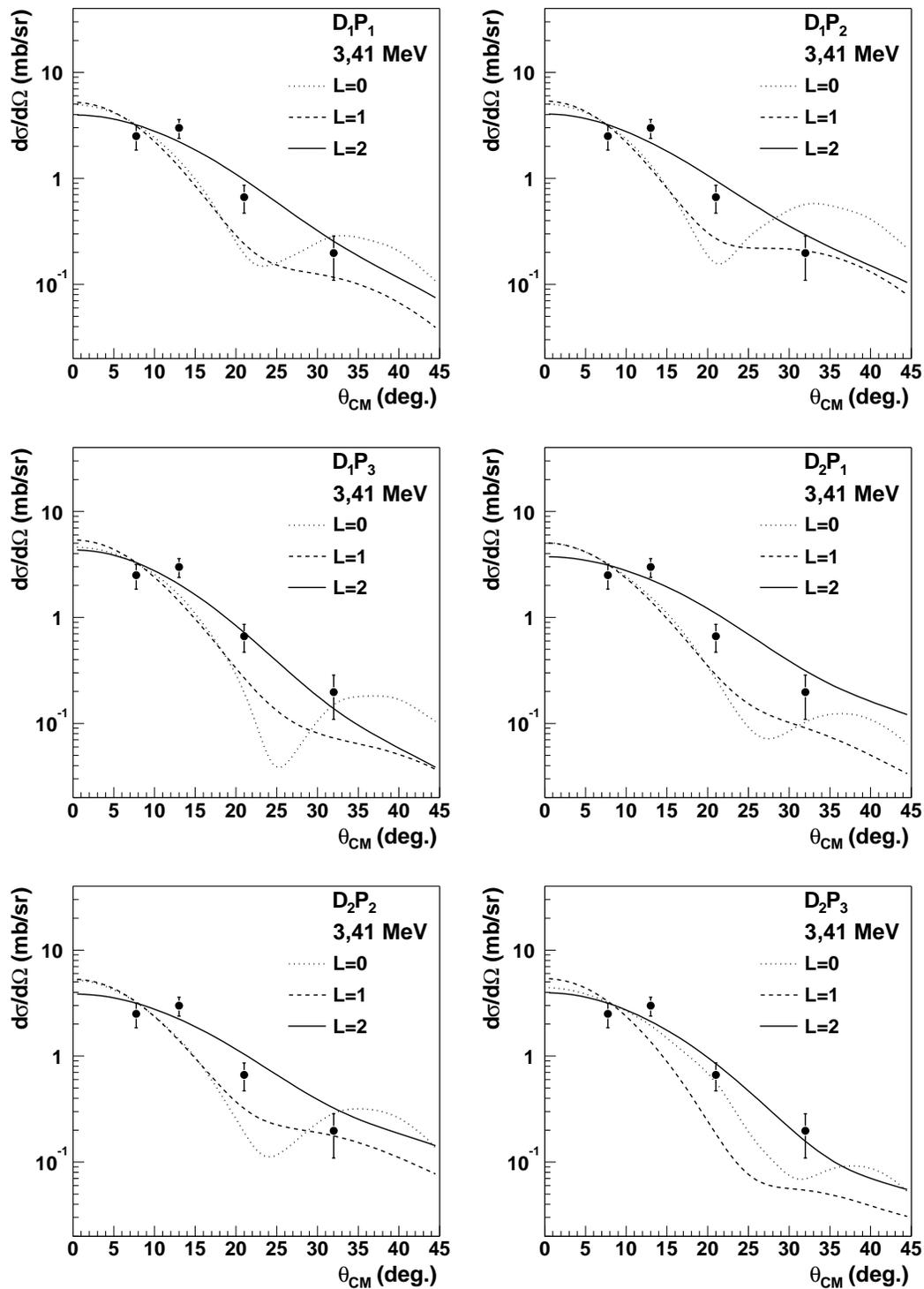


FIG. 3.11: Sections efficaces différentielles DWBA calculées avec différentes combinaisons de potentiels pour le peuplement de l'état à 3,41 MeV du  $^{11}\text{Be}$  dans la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  à 31,9 A.MeV (courbes). Les données expérimentales sont représentées par les points, avec des barres d'erreurs purement statistiques.

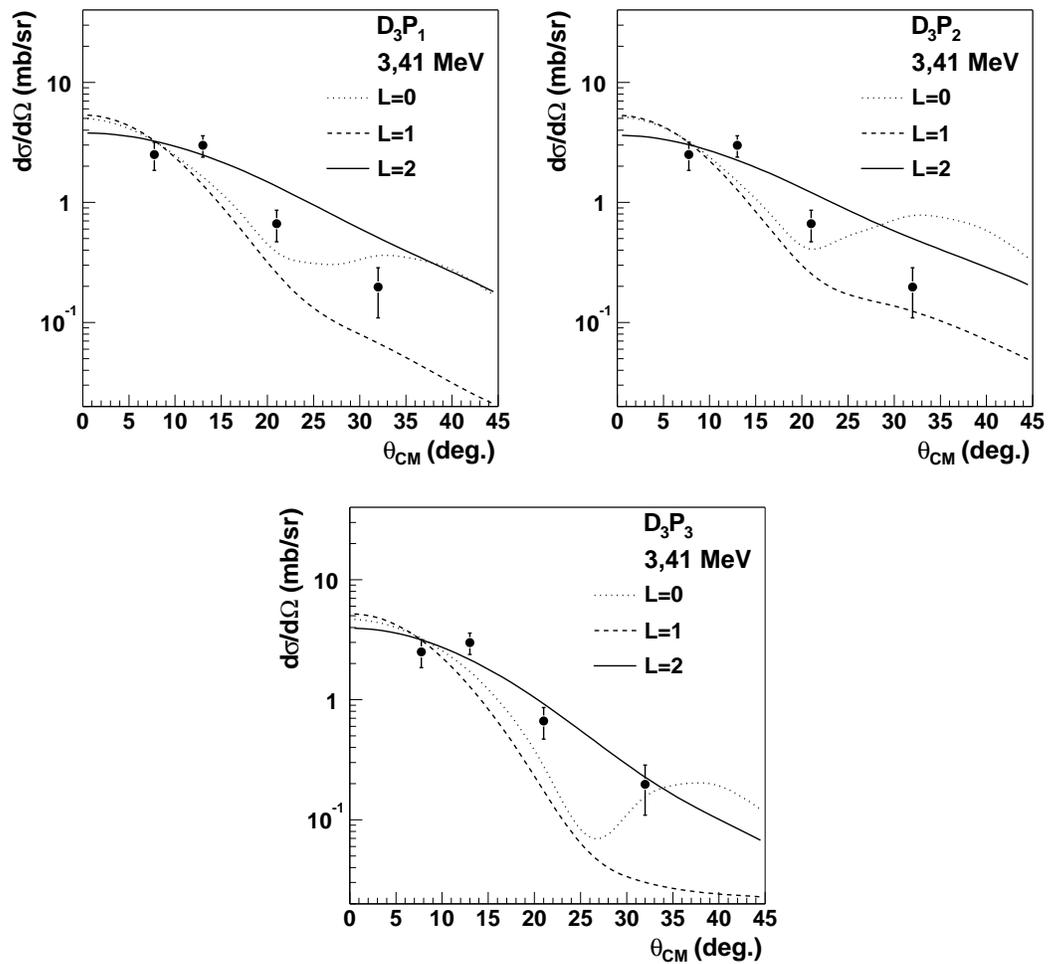


FIG. 3.12: Môme chose que pour la figure 3.11, mais avec d'autres combinaisons de potentiels.

issues des analyses de diffusion élastique résonante et les largeurs déterminées à partir des facteurs spectroscopiques extraits par une analyse DWBA de réactions de transfert. C'est ce qu'ont réalisé V. Landre et al. [116] pour les largeurs proton obtenues par diffusion élastique résonante de protons et les largeurs proton issues des analyses de la réaction de transfert de proton ( $^3\text{He},d$ ) sur divers noyaux légers, du  $^{12}\text{C}$  au  $^{30}\text{Si}$ . Pour des facteurs spectroscopiques  $C^2S$  extraits de l'analyse DWBA supérieurs à 0,03, les largeurs obtenues par les deux méthodes coïncident à environ 20 % près [116].

Dans le tableau 3.6, nous présentons les valeurs moyennes des facteurs spectroscopiques  $S_{DW}$  obtenus par la normalisation des calculs DWBA aux données expérimentales. Les erreurs indiquées sont les écarts quadratiques moyens de ces facteurs spectroscopiques. Pour chaque hypothèse sur les nombres quantiques ( $nlj$ ) de la sous-couche de neutron peuplée, nous comparons le facteur spectroscopique  $S_{DW}$  au rapport  $S_\Gamma$  de la largeur neutron expérimentale et de la largeur de la résonance de neutron ( $nlj$ ) calculée par le code DWUCK4 dans le potentiel à un corps utilisé pour déterminer le facteur de forme. Pour l'état à 3,41 MeV d'énergie d'excitation dans le  $^{11}\text{Be}$ , la seule voie de désintégration ouverte étant la voie neutron, la largeur neutron de cet état peut être obtenue à partir de sa largeur totale, en négligeant la largeur d'étalement qui à cette énergie et dans un noyau léger comme le  $^{11}\text{Be}$  doit être très faible. Pour la largeur neutron de l'état à 3,41 MeV, nous avons utilisé la moyenne pondérée des largeurs totales mesurées pour cet état dans les différentes études de la réaction  $^9\text{Be}(t,p)^{11}\text{Be}$  [73, 74, 76]. Nous avons ainsi obtenu la valeur  $\Gamma_n = 116 \pm 12$  keV. Les facteurs spectroscopiques  $S_{DW}$  et les rapports

$(nlj)_\nu$	1d5/2	1d3/2	1p3/2	1p1/2
$S_{DW}$	$0,11 \pm 0,03(0,04)$	$0,18 \pm 0,04(0,07)$	$0,074 \pm 0,017(0,028)$	$0,16 \pm 0,03(0,06)$
$S_\Gamma$	$0,085 \pm 0,009$	$0,093 \pm 0,010$	$0,0061 \pm 0,0006$	$0,0068 \pm 0,0007$

TAB. 3.6: Facteurs spectroscopiques ( $S_{DW}$ ) de l'état à 3,41 MeV du  $^{11}\text{Be}$  extraits de la normalisation des calculs DWBA aux données de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  à 31,9 A.MeV, et rapports de la largeur neutron et de la largeur à une particule ( $S_\Gamma = \Gamma_n/\Gamma_{sp}$ ), pour les différents nombres quantiques du neutron transféré. Les valeurs moyennes des facteurs spectroscopiques  $S_{DW}$  sont indiquées avec leurs écarts quadratiques moyens. Les erreurs entre parenthèses incluent également une erreur systématique de 30 % sur la normalisation absolue des sections efficaces expérimentales.

des largeurs pour les états de neutron  $1p$  sont très différents, alors qu'ils sont du même ordre dans le cas des sous-couches  $1d$ . Ceci est en accord avec les conclusions de la comparaison de la forme des distributions angulaires expérimentale et calculées et confirme que l'état à 3,41 MeV est peuplé par une transition  $L = 2$ . Nous proposons donc pour cet état les valeurs de spin et parité  $J^\pi = (3/2, 5/2)^+$ . Le meilleur accord entre les deux valeurs du facteur spectroscopique est obtenu dans le cas de la sous-couche  $1d5/2$ . Ainsi, nos données semblent favoriser un spin  $5/2$ .

Toutefois, si l'on ajoute à la fluctuation des facteurs spectroscopiques une erreur systématique de 30 % due à la normalisation absolue de nos sections efficaces expérimentales, les valeurs de  $S_{DW}$  et  $S_{\Gamma}$  pour la sous-couche  $1d_{3/2}$  deviennent compatibles à la limite des erreurs.

### Fond autour de l'état à 3,41 MeV

Si l'on reprend les spectres d'énergie d'excitation de la figure 3.2, on peut s'interroger sur le fond autour de l'état à 3,41 MeV, du fait de la présence du pic très peuplé de l'état à 1,78 MeV et des structures apparaissant à plus haute énergie. D'autre part, on connaît l'existence d'un état à 2,69 MeV dans le  $^{11}\text{Be}$  (voir chapitre 1). Si cet état est peuplé par la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ , il peut s'avérer nécessaire de soustraire sa contribution lors de l'extraction de la distribution angulaire de l'état à 3,41 MeV.

Nous avons donc repris les quatre zones angulaires correspondant aux quatre points de la distribution angulaire de l'état à 3,41 MeV et avons analysé de manière plus détaillée la partie à basse énergie du spectre d'énergie d'excitation. Le spectre d'énergie d'excitation pour la zone angulaire  $4,5 < \theta_{CM} < 11^\circ$ , correspondant au premier point de la distribution angulaire, est présenté sur la figure 3.13. Ce spectre a été analysé par une somme de quatre gaussiennes et d'un fond que nous avons supposé linéaire. Le spectre est bien reproduit avec une structure à 2,36 MeV que nous attribuons au peuplement de l'état à 2,69 MeV d'énergie d'excitation dans le  $^{11}\text{Be}$ . Le spectre d'énergie d'excitation obtenu pour la zone angulaire  $11 < \theta_{CM} < 15^\circ$  est

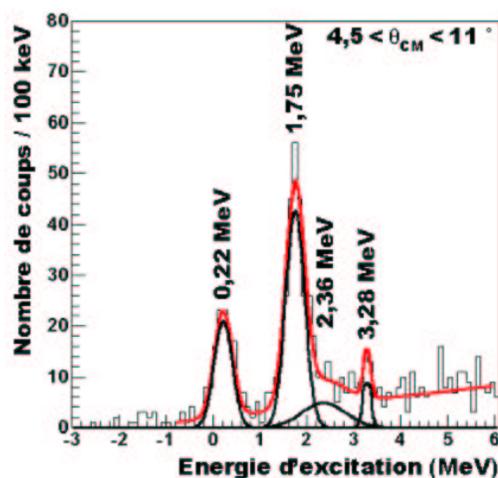


FIG. 3.13: Spectre en énergie d'excitation pour la zone angulaire  $4,5 < \theta_{CM} < 11^\circ$ . Ce spectre a été analysé par une somme de quatre gaussiennes et d'un fond supposé augmenter linéairement avec l'énergie d'excitation.

tout à fait similaire. En revanche, pour les angles centre de masse plus grands, il est difficile d'extraire la contribution de l'état à 3,41 MeV.

Pour chacun des deux premiers points de la distribution angulaire, la section efficace associée à l'état à 3,41 MeV, obtenue en intégrant la gaussienne correspondante, ne représente plus que 40 % de la section efficace obtenue sans aucune soustraction de fond. Les facteurs spectroscopiques moyens extraits en ajustant les calculs DWBA avec toutes les combinaisons de potentiels sur ces deux premiers points sont présentés dans la tableau 3.7, et comparés aux facteurs spectroscopiques obtenus à partir de la largeur neutron. Les facteurs spectroscopiques

$(nlj)_\nu$	1d5/2	1d3/2	1p3/2	1p1/2
$S_{DW}$	$0,043 \pm 0,012$	$0,075 \pm 0,017$	$0,029 \pm 0,007$	$0,062 \pm 0,012$
$S_\Gamma$	$0,085 \pm 0,009$	$0,093 \pm 0,010$	$0,0061 \pm 0,0006$	$0,0068 \pm 0,0007$

TAB. 3.7: Facteurs spectroscopiques ( $S_{DW}$ ) de l'état à 3,41 MeV du  $^{11}\text{Be}$  extraits par normalisation des calculs DWBA aux données de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  à 31,9 A.MeV. La section efficace expérimentale a été obtenue après évaluation du fond autour de l'état à 3,41 MeV. Pour chaque hypothèse de nombres quantiques du neutron transféré, le facteur spectroscopique DWBA est comparé au rapport de la largeur neutron et de la largeur à une particule ( $S_\Gamma = \Gamma_n/\Gamma_{sp}$ ). Les valeurs moyennes des facteurs spectroscopiques  $S_{DW}$  sont indiquées avec leurs écarts quadratiques moyens.

extraits de l'analyse DWBA et ceux extraits des largeurs pour les sous-couches  $1d$  sont du même ordre, alors qu'ils sont très différents dans le cas des sous-couches  $1p$ . Le meilleur accord est obtenu pour la sous-couche  $1d3/2$  ce qui semble favoriser des valeurs de spin et parité  $3/2^+$  pour cet état. Néanmoins, le fond que nous avons évalué dans cette analyse étant très important, le facteur 2 existant entre les facteurs spectroscopiques  $S_{DW}$  et  $S_\Gamma$  pour la sous-couche  $1d5/2$  n'est vraisemblablement pas significatif. Cette analyse renforce nos conclusions en faveur des valeurs de spin et parité  $(3/2, 5/2)^+$  pour l'état à 3,41 MeV dans le  $^{11}\text{Be}$ . D'autre part, elle indique que l'état à 2,69 MeV de ce noyau est également peuplé par la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ . Cet état étant peu peuplé et très proche du pic associé à l'état à 1,78 MeV, nous n'avons pas pu extraire la distribution angulaire de la transition correspondante.

Nos conclusions quant au spin et à la parité de l'état à 3,41 MeV du  $^{11}\text{Be}$  sont tout à fait compatibles avec les résultats des études de la décroissance  $\beta^-$  du  $^{11}\text{Li}$ , dont l'état fondamental est un état  $3/2^-$ . Aucune transition n'est observée vers l'état à 3,41 MeV du  $^{11}\text{Be}$  [87, 90], ce qui indique que cet état est soit de parité positive, soit de parité négative avec un spin  $\geq 7/2$ . Ces études et nos résultats semblent exclure de manière claire le spin et la parité  $3/2^-$  proposés à l'issue de la plus récente analyse de la réaction  $^9\text{Be}(t,p)^{11}\text{Be}$  [76].

Le facteur spectroscopique extrait pour l'état à 3,41 MeV du  $^{11}\text{Be}$  étant relativement faible, la configuration majoritaire dans la fonction d'onde de cet état pourrait être une composante de cœur excité de la forme  $[^{10}\text{Be}(2_1^+) \otimes (2s1/2)_\nu]_{J^\pi}$ . Dans la limite d'un couplage faible entre le neutron de valence et le cœur, les énergies de l'état  $2_1^+$  du  $^{10}\text{Be}$  et de l'orbitale  $2s1/2$ , situés

à respectivement 3,37 MeV et  $\approx 0$  MeV, fourniraient une explication naturelle pour l'énergie d'excitation de l'état à 3,41 MeV du  $^{11}\text{Be}$ . Cette conjecture semble compatible avec les résultats de la diffusion inélastique de protons sur le  $^{11}\text{Be}$ , réalisée en cinématique inverse [117]. Dans cette expérience, les données correspondant à l'excitation des états résonants du  $^{11}\text{Be}$  situés entre 3,0 et 5,5 MeV d'énergie d'excitation indiquent un comportement de nature collective pour ces états, ce qui amène à penser que certains d'entre eux sont construits sur le premier état excité  $2^+$  du  $^{10}\text{Be}$  [117].

### 3.4.7 Analyse de la structure à haute énergie d'excitation

#### Distributions angulaires

Le spectre d'énergie d'excitation extrait pour des angles de recul des protons situés entre 130 et 170 degrés présente une structure centrée vers 10 MeV, avec une largeur d'une dizaine de MeV environ. Une autre structure semble se manifester au delà 14 MeV, mais son extension ne peut être mesurée car à partir de 17 MeV d'énergie d'excitation les protons les moins énergétiques ont une énergie inférieure au seuil de détection des détecteurs à pistes de MUST. Comme

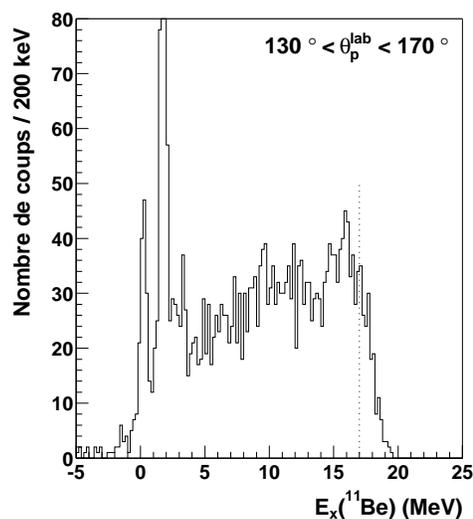


FIG. 3.14: Spectre en énergie d'excitation du  $^{11}\text{Be}$ , pour la région angulaire  $130 < \theta_p^{lab} < 170$  degrés. La ligne verticale en pointillés indique l'énergie d'excitation au-delà de laquelle les protons les moins énergétiques issus de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  ont une énergie inférieure au seuil de détection des détecteurs de MUST.

nous le verrons dans la partie théorique de ce travail, dans un potentiel de Woods-Saxon standard la résonance de neutron  $1d_{3/2}$  apparaît vers 9 MeV avec une largeur d'environ 8 MeV. La bosse que nous observons vers 10 MeV correspond donc qualitativement à ce que l'on attend du peuplement d'une orbitale de neutron  $1d_{3/2}$  située dans le continuum.

Afin de vérifier si les données expérimentales sont compatibles avec un transfert de moment angulaire  $L = 2$ , nous avons extrait les distributions angulaires de cette structure, entre 4 et 14,5 MeV, par tranches de 1,5 MeV de large. Nous avons également extrait la distribution angulaire pour les événements situés entre 14,5 et 16 MeV d'énergie d'excitation. Les différentes distributions angulaires sont présentées sur les figures 3.15 et 3.16 par les points, avec des barres d'erreurs d'origine statistique. Pour chaque tranche nous avons soustrait la distribution angulaire mesurée sur la cible de carbone et normalisée au même nombre d'ions incidents et à la même épaisseur de carbone que pour les cibles de  $\text{CD}_2$ . Les barres d'erreurs présentées tiennent compte de l'erreur statistique sur cette contribution. Les distributions angulaires sont comparées à deux sections efficaces différentielles calculées par la DWBA avec la combinaison de potentiels  $\text{D}_1\text{P}_1$ , en supposant pour l'une un transfert  $L = 2$  vers la sous-couche  $1d3/2$  et pour l'autre part une transition  $L = 3$  peuplant la sous-couche  $1f7/2$ .

Pour une distribution angulaire donnée, nous avons utilisé un facteur de forme non lié calculé à l'énergie moyenne de la tranche en énergie correspondante. Quelle que soit l'énergie d'excitation, le meilleur accord entre les sections efficaces différentielles expérimentales et calculées est obtenu pour un transfert  $L = 2$ . L'accord n'est pas modifié de manière significative si l'on ajoute une faible proportion de  $L = 3$ , de l'ordre de 5 %.

La bosse centrée à 10 MeV et la structure apparaissant à partir de 14 MeV semblent donc dominées par le transfert de neutron  $L = 2$ . Dans la mesure où les transferts vers les sous-couches  $1d5/2$  et  $1d3/2$  fournissent des distributions angulaires de forme très proches, nous ne pouvons pas distinguer entre ces deux transitions.

### Facteurs spectroscopiques

Les facteurs spectroscopiques extraits pour la bosse située entre 4 et 14,5 MeV, pour un transfert  $L = 2$  pur vers la sous-couche  $1d3/2$  ou  $1d5/2$  sont regroupés dans le tableau 3.8. On

Potentiels	$\text{D}_1\text{P}_1$	$\text{D}_1\text{P}_2$	$\text{D}_1\text{P}_3$	$\text{D}_2\text{P}_1$	$\text{D}_2\text{P}_2$	$\text{D}_2\text{P}_3$	$\text{D}_3\text{P}_1$	$\text{D}_3\text{P}_2$	$\text{D}_3\text{P}_3$
$S_{1d3/2}$	0,88	0,96	0,73	0,56	0,61	0,48	0,75	0,82	0,62
$S_{1d5/2}$	0,50	0,54	0,41	0,28	0,30	0,24	0,41	0,45	0,34

TAB. 3.8: Facteurs spectroscopiques pour la bosse située entre 4 et 14,5 MeV d'énergie d'excitation dans le  $^{11}\text{Be}$ , pour les différents potentiels et pour un transfert de neutron vers la sous-couche  $1d3/2$  ou  $1d5/2$ .

remarque que dans les deux hypothèses de nombres quantiques du neutron transféré, les facteurs spectroscopiques extraits représentent une part importante de la règle de somme (voir annexe), 0,71 en moyenne pour la sous-couche  $1d3/2$  et 0,39 pour la sous-couche  $1d5/2$ . Ces valeurs sont à considérer avec précaution, au vu des approximations utilisées dans les calculs DWBA, et du fait que nous n'avons pas soustrait de contribution pour le breakup du deuton. Néanmoins,

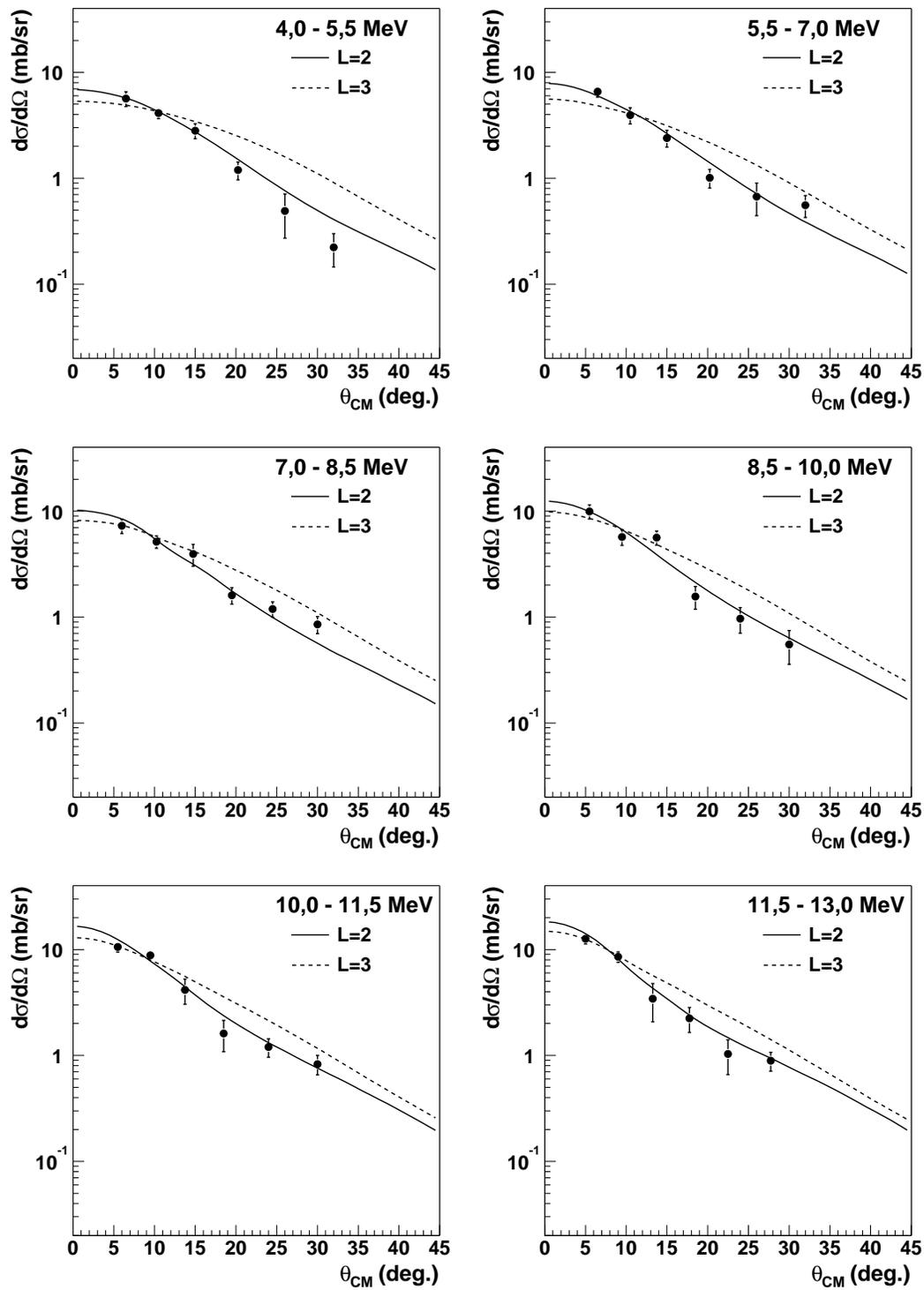


FIG. 3.15: Distributions angulaires pour chacune des tranches de 1,5 MeV de large pratiquées dans le spectre d'énergie d'excitation entre 4 et 13 MeV. Les deux courbes montrent les prédictions de la DWBA pour les transferts  $L = 2$  et  $L = 3$  calculées avec la combinaison de potentiels  $D_1P_1$ .

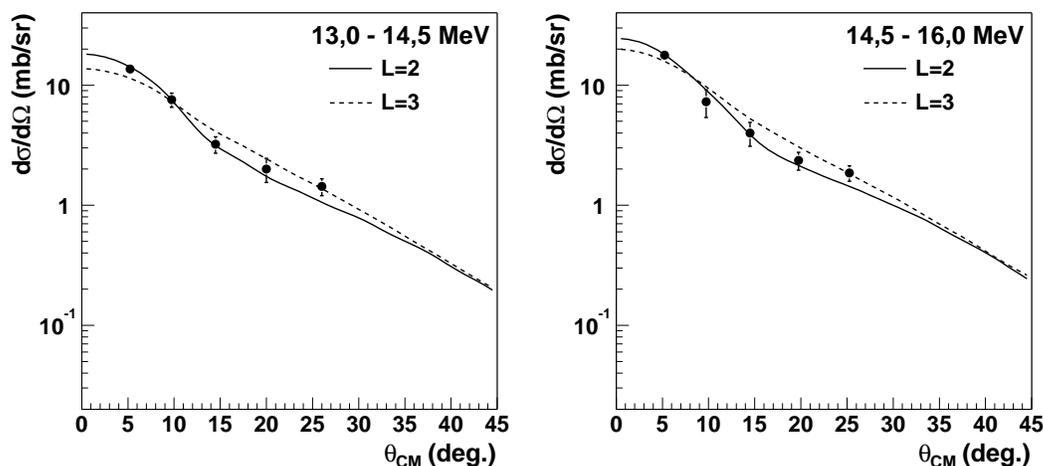


FIG. 3.16: Môme chose que pour la figure 3.15, mais pour les tranches situées entre 13 et 16 MeV.

on peut conclure qu'une proportion significative de force à une particule correspondant aux orbitales de neutron  $1d$  est mise en évidence entre 4 et 14,5 MeV d'énergie d'excitation dans le  $^{11}\text{Be}$ .

Notons que si les spins et parités des états à 1,78 MeV et 3,41 MeV sont bien  $5/2^+$ , ces deux états épuisent environ 56 % de la règle de somme pour l'orbitale  $1d5/2$ . Si toute la force  $L = 2$  située entre 4 et 14,5 MeV correspondait également au peuplement de la sous-couche  $1d5/2$ , ce sont 95 % de cette règle de somme qui seraient épuisés. Dans ce cas, la sous-couche  $1d3/2$  ne contribuerait quasiment pas aux excitations dans cette région. Ceci serait très étonnant dans la mesure où la région en question est celle où l'on s'attend à voir apparaître des structures associées à cette sous-couche  $1d3/2$ . Il est plus vraisemblable que les deux sous-couches  $1d$  contribuent de manière significative aux structures observées dans le continuum.

### Centroïde

Afin d'évaluer de manière fiable le centroïde de la bosse située vers 10 MeV dans le spectre d'énergie d'excitation du  $^{11}\text{Be}$ , il nous faudrait soustraire le fond correspondant au breakup du deuteron. Comme nous l'avons vu dans la section 3.2.5, l'espace de phase à 3 corps calculé pour ce processus et convolué avec l'efficacité expérimentale de détection des protons ne reproduit pas le spectre d'énergie d'excitation à haute énergie, en particulier pour la région angulaire  $90 < \theta_p^{lab} < 130$  degrés.

Une hypothèse extrême serait de supposer que toute la statistique de la partie à haute énergie du spectre d'énergie d'excitation de la région angulaire située entre 90 et 130 degrés provient du breakup du deuteron. Dans le but d'obtenir le centroïde de la bosse observée vers 10 MeV, on pourrait alors soustraire ce spectre de celui obtenu pour des angles de proton compris entre 130

et 170 degrés. La figure 3.17 montre à gauche les spectres d'énergie d'excitation de ces deux régions. Le spectre grisé correspond à la partie la plus proche de 90 degrés et a été normalisé de manière à ce qu'il coïncide vers 14 MeV avec le spectre correspondant aux plus grands angles (en blanc). Le spectre obtenu par la différence de ces deux spectres est présenté sur la partie droite de la figure 3.17. Le centroïde de la structure visible entre 4 et 16 MeV d'énergie

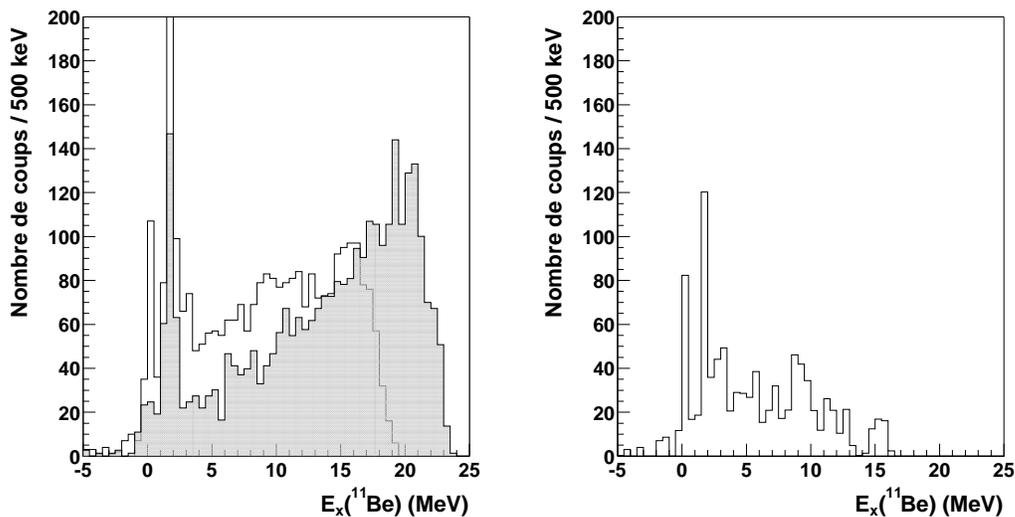


FIG. 3.17: A gauche, spectres d'énergie d'excitation pour les deux régions angulaires  $130 < \theta_p^{lab} < 170$  degrés (spectre à fond blanc) et  $90 < \theta_p^{lab} < 130$  (spectre grisé). Le spectre grisé à été normalisé de manière à ce que les deux spectres coïncident à 14 MeV. A droite, spectre obtenu par la différence des deux spectres de gauche.

d'excitation se situe à 8,9 MeV. Si l'on exclue la statistique présente entre 14 et 16 MeV, ce centroïde se trouve à 8,3 MeV.

Si l'on suppose que les états situés à 1,78 MeV et 3,41 MeV ont bien un spin et une parité de  $5/2^+$ , avec des facteurs spectroscopiques de 0,45 et 0,11, respectivement, alors le centroïde de la sous-couche  $1d_{5/2}$  peut à partir de nos données être estimé à 2,0 MeV. Si toute la force entre 4 et 16 MeV correspondait à la sous-couche  $1d_{3/2}$ , le splitting des sous-couches  $1d$  dans le <sup>11</sup>Be serait donc de l'ordre de 6,3 MeV.

### Autres résultats expérimentaux

Bohlen et al. ont étudié la réaction de transfert d'un nucléon  $^{10}\text{Be}(^{14}\text{N}, ^{13}\text{N})^{11}\text{Be}$  à 16 A.MeV, en cinématique inverse sur cible radioactive de <sup>10</sup>BeO [78]. Ils n'ont observé aucun état au-dessus de 3 MeV d'énergie d'excitation dans cette réaction qui est elle aussi bien adaptée pour peupler les états à une particule correspondant aux sous-couches  $1d$ , comme l'atteste le fort peuplement de l'état à 1,78 MeV du <sup>11</sup>Be.

### 3.5 Conclusion

Le spectre d'énergie d'excitation pour les  $^{11}\text{Be}$  produits par la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  à 31,9 A.MeV présente trois pics à basse énergie, attribués au mélange de l'état fondamental et du premier état excité, à l'état à 1,78 MeV et à l'état à 3,41 MeV du  $^{11}\text{Be}$ .

Avec des sections efficaces expérimentales normalisées de manière à retrouver pour l'état à 1,78 MeV le même facteur spectroscopique que celui extrait par Zwięglinski et al. [64], nous obtenons pour le facteur spectroscopique du premier état excité une valeur de  $1,10 \pm 0,27$ , compatible avec la valeur de 0,96 de Zwięglinski et al. [64]. Nos résultats à basse énergie d'excitation sont donc cohérents avec ceux de l'étude de la même réaction en cinématique directe à 12,5 A.MeV [64].

La distribution angulaire de l'état à 3,41 MeV est globalement reproduite par les calculs DWBA supposant une transition de moment angulaire transféré  $L = 2$  vers une des sous-couches de neutron  $1d$ . La comparaison des facteurs spectroscopiques extraits par la normalisation des calculs aux données expérimentales et des facteurs spectroscopiques issus du rapport des largeurs neutron et à une particule indique elle aussi une transition vers une des sous-couches  $1d$ . En conséquence, nous proposons des valeurs de spin et parité  $J^\pi = (3/2, 5/2)^+$  pour l'état à 3,41 MeV d'énergie d'excitation dans le  $^{11}\text{Be}$ . Le facteur spectroscopique issu de l'analyse DWBA est de  $0,11 \pm 0,03$  pour la sous-couche  $1d5/2$  et de  $0,18 \pm 0,04$  dans le cas de la sous-couche  $1d3/2$ . Une analyse plus détaillée du spectre d'énergie d'excitation pour les petits angles centre de masse indique que le fond est important autour de l'état à 3,41 MeV. En conséquence, le facteur spectroscopique extrait en tenant compte de ce fond diminue de manière notable : il vaut alors  $0,043 \pm 0,012$  pour l'état  $1d5/2$  et  $0,075 \pm 0,017$  pour l'orbitale  $1d3/2$ . Ceci ne change pas nos conclusions quant au spin et à la parité proposés pour l'état à 3,41 MeV du  $^{11}\text{Be}$ . Ces conclusions sont compatibles avec les résultats des récentes études de la décroissance  $\beta^-$  du  $^{11}\text{Li}$  vers les états du  $^{11}\text{Be}$ . D'autre part, la faiblesse du facteur spectroscopique extrait pour cet état à 3,41 MeV semble indiquer la présence d'une importante configuration de cœur excité  $[^{10}\text{Be}(2_1^+) \otimes (2s1/2)_\nu]$  dans sa fonction d'onde. Ceci est cohérent avec les résultats récents de la diffusion inélastique du  $^{11}\text{Be}$  sur une cible de protons.

L'analyse détaillée du spectre d'énergie d'excitation pour les petits angles centre de masse indique également que l'état à 2,69 MeV du  $^{11}\text{Be}$  est peuplé dans la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ . La faible statistique et la proximité des états à 1,78 et 3,41 MeV ne nous a pas permis d'extraire d'informations quantitatives pour cet état.

Le spectre en énergie d'excitation du  $^{11}\text{Be}$  montre également une structure d'environ 10 MeV de large et centrée vers 10 MeV d'énergie d'excitation, qui correspond qualitativement à ce que l'on attend de la résonance de neutron  $1d3/2$  dans le  $^{11}\text{Be}$ . Les distributions angulaires extraites entre 4 et 14,5 MeV sont bien reproduites par des calculs supposant un transfert vers une orbitale  $1d$ , ce qui apporte du crédit à l'hypothèse de la sous-couche  $1d3/2$ . Les facteurs spectroscopiques indiquent qu'une part significative de la force  $L = 2$  est épuisée par le transfert

vers cette structure, mais doivent être considérés avec précaution compte tenu des hypothèses entrant dans les calculs DWBA effectués. L'extraction d'une valeur plus fiable pour ce facteur spectroscopique nécessite entre autres un calcul réaliste de la contribution du breakup du deuton à la section efficace différentielle expérimentale. En supposant que le fond dû au breakup du deuton correspond à la forme du spectre d'énergie d'excitation pour la région  $90 < \theta_p^{lab} < 130$  degrés, nous avons évalué le centroïde de cette structure à 8,3 MeV d'énergie d'excitation. Si l'on admet que les états à 1,78 MeV et 3,41 MeV correspondent à la sous-couche  $1d5/2$  et si l'on suppose que toute la force  $L = 2$  située entre 4 et 14,5 MeV est due à l'orbitale  $1d3/2$ , alors on peut estimer le splitting des sous-couches  $1d$  du  $^{11}\text{Be}$  à 6,3 MeV.

Comme nous l'avons vu, les facteurs spectroscopiques extraits par normalisation de calculs DWBA aux distributions angulaires des états excités de basse énergie du  $^{11}\text{Be}$  dépendent beaucoup des potentiels utilisés. En particulier, l'utilisation de potentiels adiabatiques pour la voie contenant le deuton conduit à une réduction importante des facteurs spectroscopiques. Il semble par conséquent nécessaire de contraindre les potentiels optiques, qui peuvent être utilisés dans les calculs DWBA pour la génération des ondes distordues ou pour déterminer des potentiels adiabatiques. Ces potentiels optiques sont mal connus dans le cas des noyaux exotiques, pour lesquels peu de mesures de diffusion élastique ont été réalisées. Certains des potentiels que nous avons utilisé étaient issus de paramétrisations globales puis modifiés de manière à mieux reproduire des données de diffusion de protons sur le  $^{10}\text{Be}$  et  $^{11}\text{Be}$  à une énergie particulière. Or, il semble préférable d'utiliser dans les calculs DWBA des paramétrisations ajustées sur une gamme de noyaux et à plusieurs énergies, plutôt que sur le seul noyau d'intérêt et à une seule énergie [10, 118]. Des mesures systématiques de diffusion élastique, de nucléons et de deutons par exemple, sur les noyaux exotiques légers riches en neutrons seraient donc très souhaitables, afin de permettre l'extraction de paramètres du modèle optique pour cette région.

D'autre part, un certain nombre d'améliorations peut être apporté aux calculs, tout en restant dans le cadre de la DWBA. Il est intéressant de vérifier les effets de la portée finie en réalisant des calculs en portée finie exacte. Il serait sans doute également instructif de tester l'influence des termes rémanants (voir annexe), généralement négligés, sur les sections efficaces de transfert. Une partie des effets du breakup du deuton sur le transfert peut être prise en compte dans l'approche adiabatique de Johnson et Soper ([119] et annexe). On peut de même envisager des approches similaires pour les noyaux peu liés comme le  $^{11}\text{Be}$ . Des calculs DWBA utilisant une telle approche ont montré que les effets de breakup et d'excitation du  $^{11}\text{Be}$  peuvent avoir une incidence importante sur la section efficace de la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$ , et donc sur les facteurs spectroscopiques extraits [120]. Enfin, nous avons utilisé des facteurs de forme déterminés selon la prescription de l'énergie de séparation. Cette procédure fournit en principe de bons résultats dans le cas où l'état peuplé est bien décrit par un modèle à particules indépendantes, c'est-à-dire si le facteur spectroscopique est relativement élevé. En revanche, dans le cas où le facteur spectroscopique est petit, comme par exemple pour l'état à 3,41 MeV du  $^{11}\text{Be}$ , l'état peuplé n'est

pas nécessairement bien reproduit par un modèle à particules indépendantes, et la prescription de l'énergie de séparation peut ne pas s'avérer adéquate pour la détermination du facteur de forme de la transition. D'autres approches doivent alors être envisagées.

Les calculs DWBA standard que nous avons réalisés ici ne décrivent de manière explicite que le transfert direct en une étape. Comme nous l'avons déjà mentionné dans le premier chapitre, la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  peut se dérouler de manière indirecte, notamment par des mécanismes en deux étapes. Le transfert du neutron peut par exemple être précédé de l'excitation du  $^{10}\text{Be}$  ou suivi par celle du  $^{11}\text{Be}$ . Le succès des calculs DWBA dépend de la capacité des potentiels optiques utilisés à représenter l'effet des voies de réaction qui ne sont pas explicitement prises en compte, en particulier les mécanismes en deux étapes. Dans le cas de la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  à 12,5 A.MeV, Zwiaglinski et al. [64] ont effectué des calculs en voies couplées afin d'étudier l'effet du mécanisme où le transfert se produit après l'excitation du  $^{10}\text{Be}$  vers son premier état  $2^+$ . Ces calculs montrent que ce mécanisme a une influence modérée sur les sections efficaces de transfert. La section efficace aux petits angles diminue d'environ 20 % pour l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$ , et d'environ 10 % pour les états excités à 0,32 et 1,78 MeV. On peut penser qu'il en va de même à 32 A.MeV. Néanmoins, il serait intéressant de réaliser des calculs en voies couplées afin de vérifier ces effets.

Nous avons analysé les transitions vers les états non liés du  $^{11}\text{Be}$  par les mêmes méthodes que pour des états liés, en utilisant des facteurs de forme non liés déterminés à l'énergie de la résonance. Ceci est a priori raisonnable pour des états résonants relativement étroits, tels que les états à 1,78 et 3,41 MeV du  $^{11}\text{Be}$ , dont la durée de vie est suffisamment longue pour que l'étape de transfert et l'émission du neutron puissent être considérées comme indépendantes. En revanche, dans le cas d'une structure large située à haute énergie dans le continuum, cette procédure peut sans doute être remise en question. Il serait alors nécessaire de traiter de manière explicite les couplages entre le transfert, l'émission du neutron transféré et le breakup, par exemple dans le cadre des calculs de type CDCC (voies de réaction couplées avec discrétisation du continuum).

# Chapitre 4

## Effets des modes collectifs sur les états individuels de neutron dans le champ du $^{10}\text{Be}$

### 4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons des calculs que nous avons effectués afin d'étudier la structure du noyau de  $^{11}\text{Be}$ , modélisé comme un neutron couplé à un cœur de  $^{10}\text{Be}$ . Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 1, l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  contient une forte composante dans laquelle le cœur de  $^{10}\text{Be}$  est excité dans son premier état  $2^+$ . Par conséquent, ce cœur ne peut être considéré comme inerte. Nous allons donc nous intéresser ici au couplage du neutron de valence aux états de vibration du cœur, en particulier à son premier état  $2^+$ , mais également à des états collectifs d'un autre type, les vibrations de paires, qui trouvent elles aussi leur origine dans des corrélations à deux corps. Nous commencerons par présenter rapidement l'origine microscopique du potentiel d'interaction entre un nucléon et un noyau. Les calculs de couplage particule-vibration et de couplage aux vibrations de paires seront détaillés, ainsi que leur application au cas d'un neutron couplé au  $^{10}\text{Be}$ . A la lumière des résultats obtenus, nous discuterons les conséquences de ces couplages sur le spectre et la structure des états du  $^{11}\text{Be}$ .

### 4.2 Potentiel nucléon-noyau microscopique

Dans le cadre du formalisme des fonctions de Green, il est possible de dériver une expression microscopique du potentiel optique nucléon-noyau [121]. Ce potentiel à un corps représente l'interaction entre un nucléon et un noyau et permet de reproduire les propriétés de la diffusion nucléon-noyau. La problématique du potentiel optique est donc tout à fait similaire à celle qui nous occupe ici. Nous utiliserons dans la suite le potentiel optique nucléon-noyau

microscopique comme point de départ de nos calculs.

L'utilisation des fonctions de Green dans la dérivation du potentiel nucléon-noyau permet entre autres de traiter les corrélations à plusieurs corps et d'inclure automatiquement les effets de l'antisymétrisation entre le nucléon et les constituants du noyau [121, 122]. A partir d'une expression exacte du potentiel optique, et en formulant les hypothèses suivantes :

1. les fonctions de Green à trois corps peuvent être remplacées par des combinaisons de fonctions de Green à un et deux corps. Cela revient à supposer l'absence de corrélations à trois corps ;

2. les fonctions de Green à un corps peuvent être décrites par des propagateurs Hartree-Fock, on obtient un potentiel à un corps qui est la somme du potentiel Hartree-Fock  $V_{HF}$  et d'un terme correctif  $\Delta V$  provenant des corrélations à deux corps [121, 122] :

$$V = V_{HF} + \Delta V, \quad (4.1)$$

où

$$\Delta V = V_{pt} + V_{pp} - 2V^{(2)}. \quad (4.2)$$

Dans cette dernière expression,  $V_{pt}$  et  $V_{pp}$  sont respectivement les contributions des corrélations particule-trou et particule-particule et  $V^{(2)}$  est le terme du second ordre dont nous expliciterons la présence un peu plus loin. Les contributions  $V_{pt}$  et  $V_{pp}$  peuvent être représentées par les diagrammes des figures 4.1 et 4.2, où les ellipses en traits pointillés relient les particules entre lesquelles on considère les corrélations et représentent les propagateurs corrélés  $G_{pt}$  et  $G_{pp}$  ( $G_{tt}$ ) pour une paire particule-trou et pour deux particules (deux trous), respectivement.

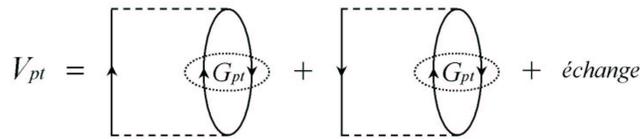


FIG. 4.1: Processus contribuant au potentiel  $V_{pt}$ , où  $G_{pt}$  est le propagateur particule-trou.

Ces propagateurs sont calculés en sommant les diagrammes présentés sur les figures 4.3 et 4.4 pour les cas du propagateur particule-trou  $G_{pt}$  et du propagateur à deux particules  $G_{pp}$ , respectivement. Ces développements correspondent respectivement aux modèles d'Approximation des Phases Aléatoires pour une paire particule-trou et une paire particule-particule. En l'absence de corrélations, seul le premier diagramme de chaque développement contribue et constitue alors la correction de second ordre au potentiel Hartree-Fock. On remarque que ce diagramme est le même dans les deux développements des figures 4.3 et 4.4. Le terme du second ordre  $V^{(2)}$

$$V_{pp} = \text{diagram with } G_{pp} \text{ and } G_{tt}$$

FIG. 4.2: Processus contribuant au potentiel  $V_{pp}$ , où  $G_{pp}$  et  $G_{tt}$  sont respectivement les propagateurs à deux particules et à deux trous.

FIG. 4.3: Développement du terme correspondant au couplage d'une particule avec un état particule-trou corrélé.

FIG. 4.4: Développement du terme correspondant au couplage d'un trou avec un état particule-particule corrélé.

doit donc être soustrait lorsque l'on somme les contributions  $V_{pt}$  et  $V_{pp}$ , afin d'éviter les doubles comptages [121].

Parmi les états corrélés du noyau diffuseur qui interviennent dans le développement de  $V_{pt}$ , ceux qui apportent les contributions les plus importantes sont les états collectifs, c'est-à-dire ceux auxquels participe un grand nombre d'excitations particule-trou individuelles. Ces états peuvent être interprétés comme des vibrations du noyau [27], que l'on appelle *phonons* par analogie avec la physique du solide. De même, les corrélations particule-particule conduisent à l'apparition de modes collectifs appelés *vibrations de paires* [123], dans le noyau obtenu en ajoutant ou retranchant deux nucléons. Le couplage du nucléon à ces états collectifs constitue la contribution principale au potentiel  $V_{pp}$ .

## 4.3 Couplage particule-vibration

### 4.3.1 Description macroscopique du couplage des états de neutron aux états de vibration

Le modèle microscopique d'Approximation des Phases Aléatoires (ou RPA, acronyme de *Random Phase Approximation*) pour les paires particule-trou est largement utilisé dans la description des états collectifs de vibration des noyaux [7]. Cependant, ce modèle ne peut reproduire la très grande valeur expérimentale de la probabilité de transition réduite  $B(E2)$  vers le premier état  $2^+$  du  $^{10}\text{Be}$ . Les corrélations introduites dans ce modèle ne sont en effet pas suffisantes. Afin d'étudier le couplage du neutron de valence aux états de vibrations du  $^{10}\text{Be}$ , nous avons donc adopté une description macroscopique de ces derniers états.

En négligeant l'antisymétrisation entre le neutron de valence et les nucléons du cœur, la correction au potentiel Hartree-Fock due au couplage des états de neutron individuels aux états particule-trou collectifs du cœur peut s'écrire [52, 121] :

$$V_{pt}(\vec{r}, \vec{r}', E) = \lim_{\eta \rightarrow +0} \sum_{N, \lambda} \left( \frac{1 - n_\lambda}{E - \epsilon_\lambda - E_N + i\eta} + \frac{n_\lambda}{E - \epsilon_\lambda + E_N - i\eta} \right) \times V_{0N}^*(\vec{r}) V_{0N}(\vec{r}') \phi_\lambda^*(\vec{r}') \phi_\lambda(\vec{r}), \quad (4.3)$$

où  $\lambda$  désigne l'état de neutron non perturbé d'énergie  $\epsilon_\lambda$  et de fonction d'onde  $\phi_\lambda$  et  $N$  désigne l'état collectif du cœur d'énergie d'excitation  $E_N$ .  $n_\lambda$  est le nombre d'occupation de l'état  $\lambda$  dans l'état fondamental Hartree-Fock du cœur, et  $V_{0N}$  est la densité de transition entre l'état fondamental du cœur et son état excité  $N$ . Cette densité de transition  $V_{0N}$  fait intervenir l'interaction à deux corps effective  $v$  car c'est l'interaction entre le neutron de valence et les particules du cœur qui est responsable de l'excitation du phonon.  $V_{0N}$  s'écrit :

$$V_{0N}(\vec{r}) = \langle N | v(\vec{r}, \vec{r}') | 0 \rangle, \quad (4.4)$$

où  $v$  est l'interaction effective, et  $|0\rangle$  est l'état fondamental RPA du cœur.

Pour chaque état collectif  $N$  de spin  $L$ , on remplace  $V_{0N}$  par son expression dans le modèle collectif de Bohr et Mottelson [27]

$$V_{0N}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{2L+1}} f_{NL}(r) Y_L^{M*}(\Omega), \quad (4.5)$$

où l'amplitude  $f_{NL}$  est donnée par

$$f_{NL}(r) = \beta_{NL} R \frac{dU(r)}{dr}. \quad (4.6)$$

Dans cette expression,  $U$  est le potentiel d'interaction moyen entre le neutron de valence et le cœur, et  $R$  est le rayon du cœur. Le paramètre  $\beta_{NL}$  est déduit de la valeur expérimentale de la probabilité de transition réduite  $B(EL)$  pour l'état  $N$  [27] :

$$B(EL, 0^+ \rightarrow N) = \left( \frac{3}{4\pi} Z R^L \right)^2 \beta_{NL}^2. \quad (4.7)$$

Pour un état de neutron  $n$  d'énergie non perturbée  $\epsilon_n$ , la correction en énergie due au potentiel (4.3) est donnée au premier ordre des perturbations par :

$$\begin{aligned} \delta\epsilon_n &= \langle n | V_{pt}(E_n) | n \rangle \\ &= \sum_{N,\lambda} \left( \frac{1 - n_\lambda}{E_n - \epsilon_\lambda - E_N} + \frac{n_\lambda}{E_n - \epsilon_\lambda + E_N} \right) \frac{2j_\lambda + 1}{4\pi} \begin{pmatrix} j_n & L & j_\lambda \\ -1/2 & 0 & 1/2 \end{pmatrix}^2 \\ &\quad \times \beta_{NL}^2 R^2 \left| \int_0^\infty dr r^2 R_\lambda(r) R_n(r) \frac{dU(r)}{dr} \right|^2, \end{aligned} \quad (4.8)$$

où  $R_\lambda$  et  $R_n$  sont les fonctions d'onde radiales des états de neutron non perturbés  $\lambda$  et  $n$ ,  $j_\lambda$  et  $j_n$  sont les moments angulaires totaux de ces états,  $\epsilon_\lambda$  est l'énergie non perturbée de l'état  $\lambda$  et  $E_n = \epsilon_n + \delta\epsilon_n$ . La conservation du moment angulaire total implique que le phonon  $N$  et l'état de neutron intermédiaire  $\lambda$  se couplent au moment angulaire  $j_n$  de l'état de neutron  $n$ , ce qui se manifeste dans (4.9) par le symbole  $3j$

$$\begin{pmatrix} j_n & L & j_\lambda \\ -1/2 & 0 & 1/2 \end{pmatrix}.$$

### 4.3.2 Etats du $^{10}\text{Be}$ inclus

Le schéma de niveaux du  $^{10}\text{Be}$  est présenté sur la figure 4.5. Nous avons supposé que le  $^{10}\text{Be}$  est sphérique dans son état fondamental et que ses états excités peuvent être interprétés comme des vibrations collectives. Il existe plusieurs indications expérimentales en faveur d'une telle interprétation :

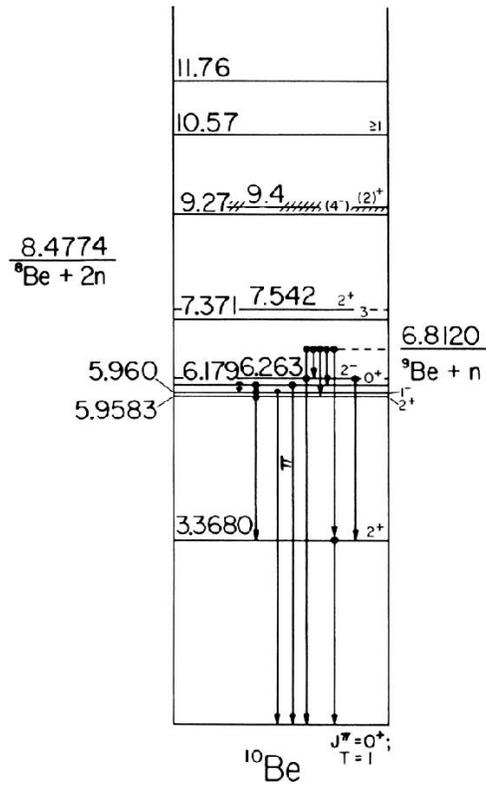


FIG. 4.5: Schéma de niveaux du  $^{10}\text{Be}$  (D'après [124]).

- si l'on suppose que le premier état  $2^+$  à 3,37 MeV d'énergie d'excitation est un état collectif de vibration, l'état  $0^+$  et le deuxième état  $2^+$  à respectivement 6,18 et 5,96 MeV peuvent être interprétés comme des états à deux phonons quadrupolaires. En effet, dans l'approximation harmonique, c'est-à-dire pour des phonons n'interagissant pas entre eux, les états  $0^+$ ,  $2^+$  et  $4^+$  résultant du couplage de deux phonons  $2^+$  doivent apparaître à deux fois l'énergie d'excitation du premier phonon [27]. D'autre part, les deux phonons étant indépendants, ces états à deux phonons ne peuvent décroître directement vers l'état fondamental. Expérimentalement, les états  $2_2^+$  et  $0_2^+$  décroissent par émission  $\gamma$  majoritairement vers le premier état  $2^+$ , avec des rapports de branchement respectivement de plus de 90 % et de 76 % [124], en accord avec l'interprétation en termes d'états à deux phonons ;
- comme nous l'avons mentionné dans le premier chapitre, la distribution de densité particulièrement étendue de l'état fondamental  $1/2^+$  du  $^{11}\text{Be}$  ne peut être expliquée par la déformation [42]. De plus, dans un calcul déformé, la fonction d'onde du neutron de valence dans un état  $1/2^+$  est dominée par une configuration provenant de la sous-couche  $1d_{5/2}$  (80 %), alors que la composante  $2s_{1/2}$  ne représente que 20 % de cette fonction d'onde [43, 125]. Ceci est en désaccord avec les mesures du facteur spectroscopique  $S_{0^+}$  de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  évoquées au premier chapitre [34, 64, 65, 66, 67], qui in-

diquent une composante  $2s_{1/2}$  d'environ 77 %. La déformation du  $^{11}\text{Be}$  dans son état fondamental semble donc exclue.

- dans des calculs de champ moyen de type Skyrme-Hartree-Fock incluant la déformation, le minimum d'énergie du  $^{10}\text{Be}$  est obtenu pour une configuration sphérique [126].

Nous n'avons considéré que le couplage du neutron aux états de parité naturelle, c'est-à-dire ceux dont le moment angulaire total  $L$  et la parité  $\pi$  sont reliés par  $\pi = (-1)^L$ . Les états de parité non-naturelle sont généralement peu collectifs [127, 128] et ne devraient donc pas modifier significativement les états de neutron. Comme nous l'avons vu plus haut, le deuxième état  $2^+$  décroît majoritairement vers le premier  $2^+$ , et doit ainsi posséder une probabilité de transition  $V_{0N}$  très faible. Le couplage à cet état est donc très probablement négligeable. Par conséquent, nous avons inclus dans nos calculs les états  $2_1^+$ ,  $1_1^-$  et  $3_1^-$  à respectivement 3,37, 5,96 et 7,37 MeV d'énergie d'excitation. La probabilité de transition  $B(E2)$  vers l'état  $2_1^+$  a été déterminée à partir des mesures du temps de vie de cet état par la méthode d'atténuation de l'effet Doppler [129, 130]. La valeur adoptée,  $B(E2) = 53 e^2 \text{ fm}^4$  [131], correspond selon l'équation (4.7) à une valeur du paramètre  $\beta$  de 1,13. Cette valeur est une des plus élevées parmi les paramètres  $\beta$  des premiers états  $2^+$  des noyaux pair-pair légers [131]. La collectivité particulièrement forte de cet état est également indiquée par le fait qu'il épuise 33,7 % de la règle de somme quadrupolaire isoscalaire linéairement pondérée en énergie [131], contre moins de 20 % pour la plupart des états  $2^+$  dans les noyaux légers. Les probabilités de transition réduites vers les états  $1_1^-$  et  $3_1^-$  n'ont pas été mesurées. Récemment, un état  $1^-$  de basse énergie, à 2,68 MeV, a été observé dans le  $^{12}\text{Be}$ , dans une expérience de diffusion inélastique [132]. Cet état est très peu collectif : la valeur de la probabilité de transition réduite  $B(E1)$  mesurée est de  $0,051 e^2 \text{ fm}^2$  et correspond d'après (4.7) à un paramètre  $\beta$  de 0,086. Nous nous sommes basés sur cette mesure pour supposer un  $\beta$  de 0,1 pour l'état  $1_1^-$  du  $^{10}\text{Be}$ . Sur la base de la systématique des probabilités de transition réduites  $B(E3; 0_1^+ \rightarrow 3_1^-)$  des noyaux pair-pair légers [133], nous avons supposé une valeur de  $\beta$  de 0,4 pour l'état  $3_1^-$  du  $^{10}\text{Be}$ .

### 4.3.3 Etats de neutron individuels

#### Potentiel à un corps

Afin de calculer les états de neutron, nous avons simulé le potentiel Hartree-Fock neutron- $^{10}\text{Be}$  par un potentiel de Woods-Saxon, avec un terme spin-orbite :

$$U(r) = - \left( V - V_\tau \frac{N - Z}{A} \right) f(r) + V_{ls} \frac{r_0^2}{r} \frac{d}{dr} f(r) \vec{l} \cdot \vec{s}, \quad (4.10)$$

avec

$$f(r) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}, \quad (4.11)$$

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (4.12)$$

$$V_{ls} = \alpha_{ls} \left( V - V_\tau \frac{N-Z}{A} \right), \quad (4.13)$$

où  $A$ ,  $N$  et  $Z$  sont respectivement les nombres de masse, de neutrons et de protons du cœur de  $^{10}\text{Be}$  et  $R$  est son rayon. Les paramètres que nous avons utilisés pour ce potentiel sont ceux indiqués par Bohr et Mottelson [1], exception faite pour le paramètre de diffusivité  $a$  que nous avons choisi un peu plus grand afin de simuler l'augmentation de la diffusivité dans les noyaux riches en neutrons [16]. Les valeurs des paramètres utilisées sont regroupées dans le tableau 4.1.

$V$	$V_\tau$	$r_0$	$a$	$\alpha_{ls}$
(MeV)	(MeV)	(fm)	(fm)	
51,0	33,0	1,27	0,75	0,44

TAB. 4.1: Paramètres utilisés pour le potentiel cœur-neutron (4.10).

### Etats de neutron d'énergie positive

Les états de neutron d'énergie positive sont traités comme des états liés, c'est-à-dire calculés en ajoutant au potentiel (4.10) un puits de potentiel infini situé à un rayon de 20 fm. Nous avons vérifié la validité de cette discrétisation du continuum. Tout d'abord, nous avons cherché à mettre en évidence les résonances de neutron dans le  $^{10}\text{Be}$ . Pour ce faire, nous avons considéré l'intégrale :

$$I_{lj}(E) = \int_0^{R_{max}} dr r^2 |R_{lj}(E, r)|^2, \quad (4.14)$$

où  $R_{lj}(E)$  est la fonction d'onde radiale calculée à l'énergie  $E$  dans le continuum, sans discrétisation, pour un neutron de moment angulaire orbital  $l$  et de moment angulaire total  $j$ . La borne supérieure d'intégration  $R_{max}$  correspond au rayon du noyau. Une résonance se comporte en effet comme un état lié, c'est-à-dire que sa fonction d'onde est concentrée de manière significative à l'intérieur du noyau. L'intégrale (4.14) doit donc présenter un maximum à l'énergie de la résonance. Nous avons ainsi étudié la variation avec l'énergie  $E$  de l'intégrale (4.14) pour les nombres quantiques  $lj$  de neutron  $s1/2$ ,  $p3/2$ ,  $p1/2$ ,  $d5/2$ ,  $d3/2$ ,  $f7/2$  et  $f5/2$ , et pour un rayon  $R_{max}$  de 4 fm. Les résultats correspondants sont présentés sur la figure 4.6, où l'on observe trois résonances, de nombres quantiques  $d5/2$ ,  $d3/2$  et  $f7/2$ , et d'énergies respectives 2,8, 9, et 16 MeV. Les largeurs de ces résonances sont de 1,5, environ 8 et environ 10 MeV, respectivement.

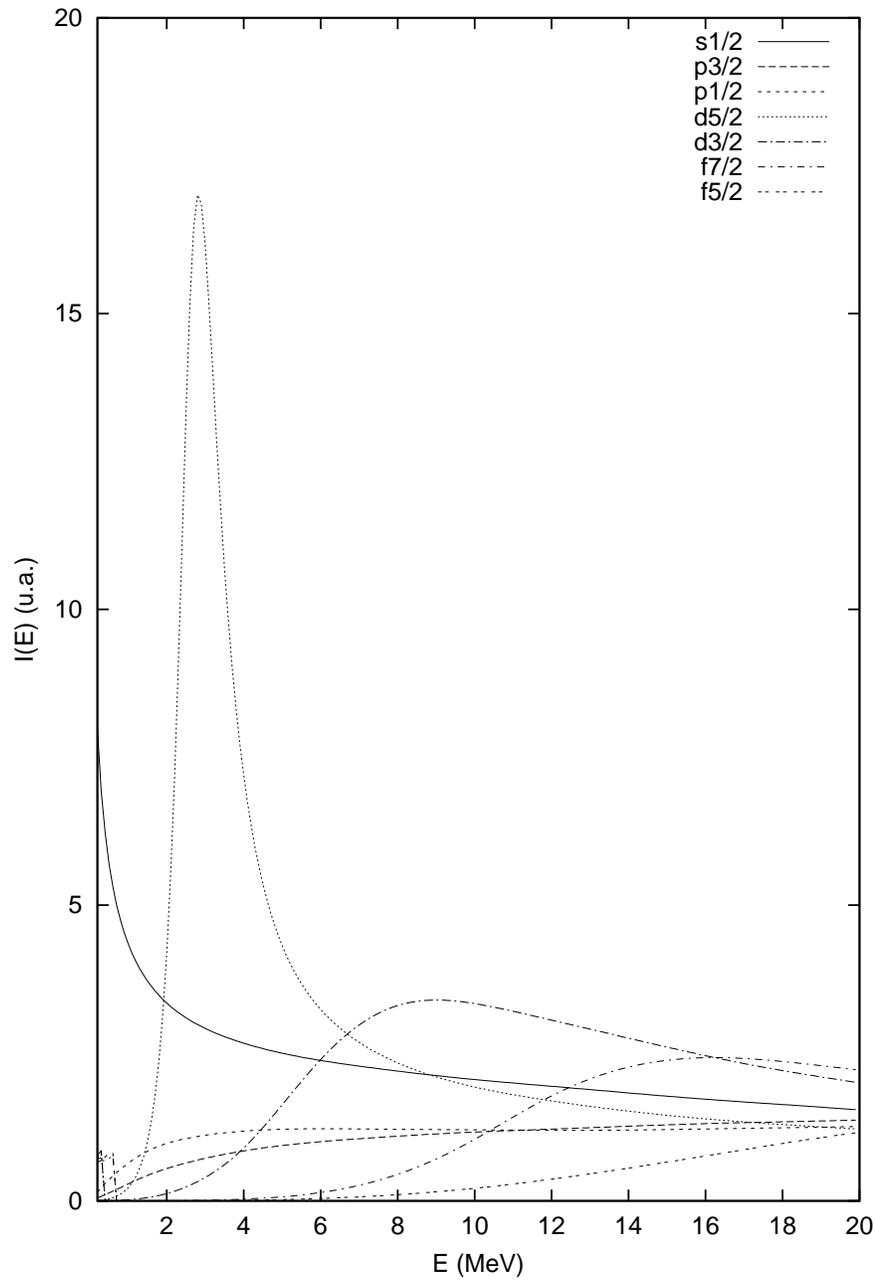


FIG. 4.6: Evolution de l'intégrale (4.14) en fonction de l'énergie, pour différents nombres quantiques  $lj$  de neutron.

Pour les autres nombres quantiques, l'évolution de l'intégrale (4.14) est régulière et ne présente aucun pic.

Nous avons ensuite comparé les fonctions d'onde radiales des états  $d5/2$  et  $d3/2$  obtenus par discrétisation du continuum avec les fonctions d'onde équivalentes des résonances correspondantes. La fonction d'onde équivalente  $R^{res.}$  d'une résonance est définie par [134] :

$$R_{lj}^{res.}(r) = \left( \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE \rho(E) |R_{lj}(E, r)|^2 \right)^{1/2}, \quad (4.15)$$

où  $E_{min}$  et  $E_{max}$  sont les limites du domaine sur lequel s'étend la résonance, et  $R_{lj}(E)$  est la fonction d'onde calculée à l'énergie  $E$  sans discrétisation pour un neutron de nombres quantiques  $lj$ . Ainsi, nous avons vérifié que la fonction d'onde de la résonance  $d5/2$  est très bien décrite par la somme des fonctions d'onde des états discrets  $1d5/2$  et  $2d5/2$ , situés à respectivement 1,74 et 3,09 MeV. La situation pour la résonance  $d3/2$  est moins favorable car celle-ci est très large, mais la somme des fonctions d'onde des états  $2d3/2$ ,  $3d3/2$  et  $4d3/2$ , d'énergie 4,38, 7,50 et 11,69 MeV, respectivement, reproduit globalement bien le comportement de la fonction d'onde équivalente de la résonance.

### 4.3.4 Résultats

Nous avons calculé les corrections aux énergies des états de neutron dues au couplage avec les états de vibration du  $^{10}\text{Be}$ . Pour les états de neutron intermédiaires  $\lambda$  de l'équation (4.9), nous avons inclus tous les états de neutron, liés et non-liés, jusqu'à une énergie de 20 MeV. La correction au potentiel (4.3) dépend explicitement de l'énergie et devrait donc être calculée à l'énergie exacte. En conséquence, nous commençons par calculer cette correction en remplaçant dans la formule (4.9) l'énergie  $E_n$  par l'énergie non perturbée  $\epsilon_n$ . Puis nous remplaçons  $E_n$  par l'énergie modifiée  $\epsilon_n + \delta\epsilon_n$ . Nous procédons de même avec la deuxième correction obtenue, et ainsi de suite jusqu'à ce que la différence entre deux corrections successives soit inférieure à une certaine précision requise. A chaque itération, nous devons toujours utiliser la fonction d'onde radiale  $R_n$  de l'état non perturbé  $n$ , comme l'indique l'expression (4.9). Pour tous les calculs que nous avons effectués, nous avons obtenu la convergence après un nombre raisonnable d'itérations, même lorsque la précision requise est aussi petite que 10 keV.

Le tableau 4.2 regroupe les corrections d'énergie dues au couplage aux états vibrationnels du  $^{10}\text{Be}$  inclus dans notre calcul. On remarque que les corrections induites par l'état  $2_1^+$  sont très importantes, en particulier pour l'état  $1p1/2$ . En revanche, les effets du couplage à l'état  $3_1^-$  sont bien plus faibles, et ceux du couplage à l'état  $1_1^-$  sont négligeables. Ceci s'explique principalement par le fait que les paramètres  $\beta$  suggérés par la systématique pour ces deux états sont petits. Sur la figure 4.7, nous présentons l'effet du couplage aux états  $2^+$  et  $3^-$  sur les énergies des états de neutron et nous comparons le spectre déduit de ces calculs aux états de basse énergie du  $^{11}\text{Be}$ . Le couplage à l'état  $2^+$  du  $^{10}\text{Be}$  réduit considérablement l'écart entre

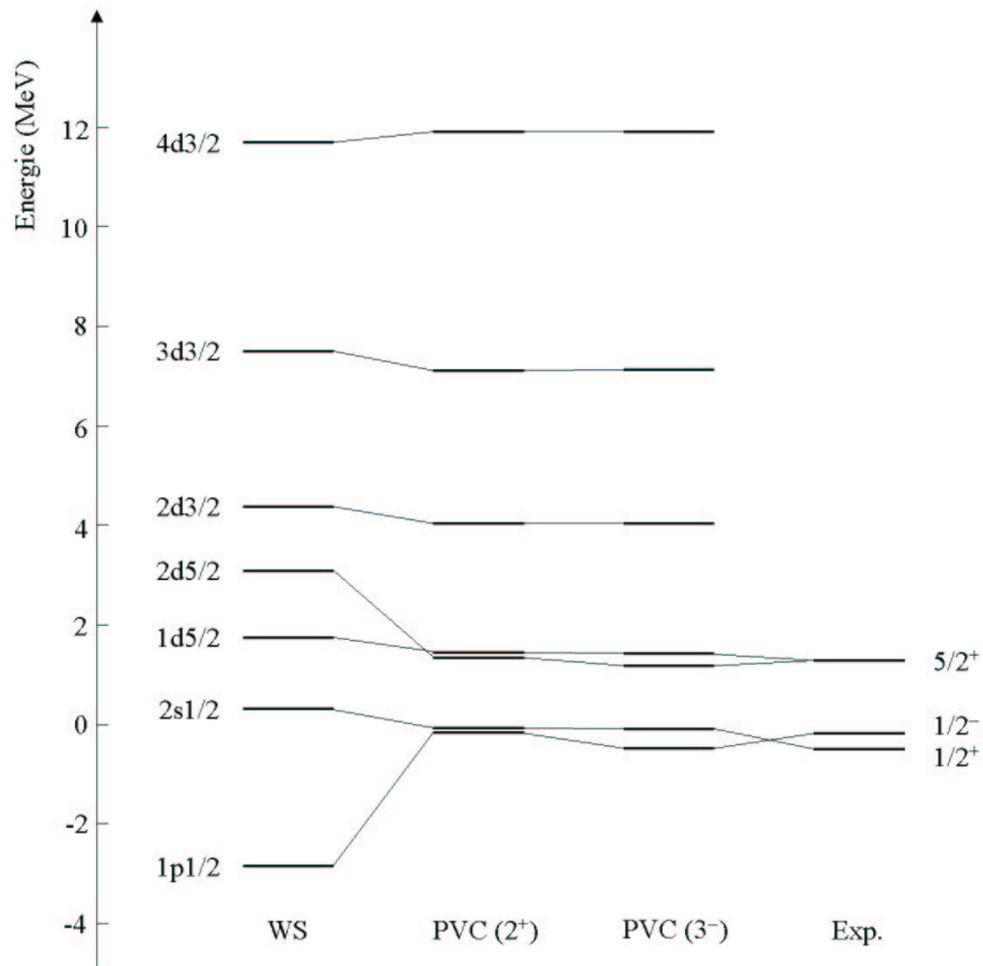


FIG. 4.7: Spectre des états de neutron dans le cœur de  $^{10}\text{Be}$  calculé dans le potentiel à un corps (4.10) (WS) et modifié par le couplage à l'état  $2_1^+$  (PVC( $2^+$ )), puis à l'état  $3_1^-$  (PVC( $3^-$ )). A droite sont présentés les premiers états expérimentalement connus du  $^{11}\text{Be}$ .

Etat ( $nlj$ )	$\epsilon_n$ (MeV)	$\Delta E_{2_1^+}$ (MeV)	$\Delta E_{1_1^-}$ (MeV)	$\Delta E_{3_1^-}$ (MeV)
1p1/2	-2,85	2,68	-0,02	-0,31
2s1/2	0,31	-0,38	0,00	-0,02
1d5/2	1,74	-0,29	0,00	-0,03
2d5/2	3,09	-1,75	0,00	-0,16
2d3/2	4,38	-0,34	0,01	0,00
3d3/2	7,50	-0,39	0,01	0,01
4d3/2	11,69	0,22	0,01	0,00

TAB. 4.2: Energies non-perturbées ( $\epsilon_n$ ) des états de neutron et corrections ( $\Delta E$ ) à ces énergies dues au couplage avec les états de vibration  $2_1^+$ ,  $1_1^-$  et  $3_1^-$  du cœur de  $^{10}\text{Be}$ . Les résultats présentés sont ceux obtenus à la convergence du calcul.

les états issus des orbitales  $1p1/2$  et  $2s1/2$ , qui sont maintenant pratiquement dégénérés. Ces résultats confirment le rôle prépondérant joué par l'état  $2^+$  dans l'apparition de l'inversion de parité entre l'état fondamental  $1/2^+$  et le premier état excité  $1/2^-$  du  $^{11}\text{Be}$ . Le couplage à l'état  $3^-$  tend à compenser légèrement l'effet du  $2^+$  en diminuant l'énergie de l'état  $1/2^-$ . Finalement, sous l'effet du couplage particule-vibration, le gap entre les états  $1/2^-$  et  $1/2^+$  dans le  $^{11}\text{Be}$  se trouve réduit de 3,2 MeV à 350 keV. Mais le couplage n'est pas suffisamment fort pour produire l'inversion entre ces deux niveaux.

On peut également noter que les états  $1d5/2$  et  $2d5/2$ , qui correspondent à la résonance de neutron  $d5/2$ , subissent des corrections très différentes, de sorte que leurs énergies corrigées sont presque dégénérées et sont toutes deux proches de l'énergie expérimentale de l'état  $5/2^+$  dans le  $^{11}\text{Be}$ , à 1,78 MeV d'énergie d'excitation. Ceci est compatible avec le fait que la résonance  $d5/2$ , lorsqu'elle est soumise à un couplage qui réduit son énergie d'excitation, voit dans le même temps sa largeur diminuer. Afin de vérifier ce point, nous avons simulé l'effet du couplage aux phonons du cœur en ajoutant au potentiel à un corps (4.10) un potentiel de surface

$$V_s(r) = \alpha_s \left| \frac{df(r)}{dr} \right|^2, \quad (4.16)$$

où  $f(r)$  est le facteur de forme (4.11) du potentiel de Woods-Saxon. La forme de ce potentiel équivalent est suggérée par l'équation (4.3). Dans celle-ci, la densité de transition  $V_{0N}$  intervient aux points  $\vec{r}$  et  $\vec{r}'$ , et d'après (4.6), la correction au potentiel due au couplage particule-vibration est donc proportionnelle à

$$\frac{dU(r)}{dr} \frac{dU(r')}{dr'}. \quad (4.17)$$

Si l'on suppose que la non-localité ainsi introduite est faible, on obtient la forme (4.16) pour la correction au potentiel. Nous avons ajusté le paramètre  $\alpha_s$ , qui représente l'intensité du cou-

plage, de manière à ce que l'énergie de la résonance  $d5/2$  calculée sans discrétisation du continuum corresponde à l'énergie de l'état  $5/2^+$  du  $^{11}\text{Be}$ . Sous l'effet du couplage, la largeur à mi-hauteur de cette résonance passe ainsi de 1,5 MeV à 250 keV.

Les corrections aux états discrets  $d3/2$  sont quant à elles limitées. Comme ces états sont représentatifs de la résonance  $1d3/2$ , on s'attend à ce que l'énergie de cette dernière soit peu modifiée par le couplage particule-vibration.

### 4.3.5 Comparaison avec des travaux similaires

#### Couplage particule-vibration

Les premiers calculs de couplage particule-vibration appliqués au  $^{11}\text{Be}$  ont été réalisés par N. Vinh Mau [52]. Des calculs du même type ont également été effectués par G. Colò, T. Suzuki et H. Sagawa [54]. Ces travaux s'accordent sur le fait que le couplage à l'état  $2_1^+$  du cœur constitue le principal mécanisme à l'origine de la réduction de l'écart d'énergie entre les états de neutron  $2s1/2$  et  $1p1/2$ , ce que nous confirmons dans notre étude. En revanche, l'obtention ou non de l'inversion entre ces deux états semble dépendre des paramètres utilisés, notamment pour le potentiel à un corps. En utilisant une paramétrisation raisonnable pour ce potentiel, nous obtenons une situation intermédiaire entre celles des deux travaux mentionnés plus haut. Dans le premier [52] d'entre eux, l'inversion de parité était obtenue, alors que dans le second [54], l'écart entre les états  $1/2^+$  et  $1/2^-$  modifiés par les couplages restait important ( $\simeq 2$  MeV). Dans nos calculs, l'inversion de parité n'apparaît pas, mais les états  $1/2^+$  et  $1/2^-$  sont quasiment dégénérés, avec un écart de seulement 350 keV.

#### Couplage rotationnel

Le modèle de couplage particule-vibration suppose que le cœur de  $^{10}\text{Be}$  est sphérique dans son état fondamental. On peut également émettre l'hypothèse que ce noyau est déformé, et donc que ses états excités sont des états rotationnels. C'est ce qu'ont supposé Nunes, Thompson et Johnson [57]. Ceux-ci ont représenté le potentiel d'interaction cœur-neutron par un potentiel de Woods-Saxon déformé et ont inclus le couplage du neutron à l'état fondamental et au premier état excité  $2^+$  du cœur. Les états propres du système cœur-neutron sont déterminés par la résolution des équations couplées correspondantes. Le paramètre de déformation utilisé dans ce calcul est le paramètre de déformation de la distribution de matière et non celui de la distribution de protons qui est donné par la valeur expérimentale de la probabilité de transition  $B(E2)$ . Le premier a été évalué à partir du second en utilisant les résultats d'un calcul de modèle en couches. La profondeur du potentiel de Woods-Saxon et l'intensité du terme spin-orbite ont été ajustées afin de reproduire les énergies expérimentales de l'état fondamental  $1/2^+$  et du premier état excité  $1/2^-$  du  $^{11}\text{Be}$ . L'inversion de parité entre ces deux derniers états est reproduite, mais

le deuxième état excité du  $^{11}\text{Be}$ , avec  $J^\pi = 5/2^+$ , apparaît à une énergie trop basse par rapport à l'expérience.

## 4.4 Corrélations neutron-neutron

### 4.4.1 L'Approximation des Phases Aléatoires à deux particules

Dans la dérivation microscopique du potentiel d'interaction entre un nucléon et un cœur constitué de  $A$  particules, la correction  $V_{pp}$  au potentiel Hartree-Fock due aux corrélations particule-particule est la somme de deux termes, représentés par les diagrammes de la figure 4.2. Le premier correspond au couplage d'un trou avec des états particule-particule corrélés, qui peuvent être décrits comme les états du noyau formé en ajoutant deux particules corrélées au cœur. De même, le second diagramme de la figure 4.2 représente le couplage entre une particule et les états du noyau obtenu en ajoutant deux trous corrélés au cœur. Ces états corrélés des noyaux  $A + 2$  et  $A - 2$  entrent dans le cadre de la RPA particule-particule. Ce modèle est basé sur le développement des fonctions de Green à deux particules et à deux trous en une série de diagrammes comme celle présentée sur la figure 4.4 pour la fonction de Green à deux particules. Un tel développement conduit à un système d'équations décrivant simultanément les noyaux  $A + 2$  et  $A - 2$ . Dans un modèle à particules indépendantes, le cœur  $A$  serait décrit comme un noyau à couches ou sous-couches fermées.

Nous nous intéressons ici au cas de deux neutrons en dehors d'un cœur, en supposant que les protons ne sont pas perturbés lorsque les neutrons sont ajoutés ou retirés. On désigne par  $m$  et  $n$  ( $i$  et  $j$ ) des états de neutron situés au-dessus (au-dessous) du niveau de Fermi et on définit les amplitudes

$$\begin{aligned} X_{mn}^N &= \langle A + 2, N | a_m^\dagger a_n^\dagger | A, 0 \rangle, \\ Y_{ij}^N &= \langle A + 2, N | a_i^\dagger a_j^\dagger | A, 0 \rangle, \end{aligned} \quad (4.18)$$

où  $a_k^\dagger$  est l'opérateur de création d'un neutron dans l'état  $k$ , et  $|A + 2, N\rangle$  et  $|A, 0\rangle$  sont les fonctions d'onde RPA de l'état  $N$  du noyau  $A + 2$  et de l'état fondamental du cœur  $A$ , respectivement. On remarque immédiatement que les amplitudes  $Y^N$  sont différentes de zéro seulement si l'état fondamental du noyau  $A$  n'est pas un déterminant de Slater pur, mais contient des corrélations sous la forme de composantes à 2p-2t, 4p-4t, ... Ces amplitudes  $Y^N$  constituent ainsi une mesure des corrélations dans l'état fondamental du cœur et sont appelées *amplitudes anormales*. Les amplitudes RPA  $X^N$  et  $Y^N$  vérifient le système d'équations [121, 135]

$$\begin{aligned} (\epsilon_m + \epsilon_n - E_N)X_{mn}^N + \sum_{m' < n'} \bar{v}_{mnm'n'} X_{m'n'}^N + \sum_{i' < j'} \bar{v}_{mni'j'} Y_{i'j'}^N &= 0, \\ (\epsilon_i + \epsilon_j - E_N)Y_{ij}^N - \sum_{m' < n'} \bar{v}_{ijm'n'} X_{m'n'}^N - \sum_{i' < j'} \bar{v}_{ij i'j'} Y_{i'j'}^N &= 0, \end{aligned} \quad (4.19)$$

où  $E_N = E_N^{A+2} - E_0^A$  est l'énergie d'excitation de l'état  $|A + 2, N\rangle$  du noyau  $A + 2$  par rapport à l'état fondamental du système  $A$ . Dans le cas du noyau  $A - 2$ , on définit de manière similaire les amplitudes

$$\begin{aligned} X_{ij}^M &= \langle A - 2, M | a_i a_j | A, 0 \rangle, \\ Y_{mn}^M &= \langle A - 2, M | a_m a_n | A, 0 \rangle, \end{aligned} \quad (4.20)$$

où  $a_k$  est l'opérateur d'annihilation d'un neutron dans l'état  $k$  et  $|A - 2, M\rangle$  est la fonction d'onde RPA de l'état  $M$  du noyau  $A - 2$ . Ces amplitudes obéissent également au système d'équations (4.19), à condition de remplacer  $E_N$  par  $-E_M = E_0^A - E_M^{A-2}$ . Comme dans le cas  $A + 2$ , les amplitudes  $Y^M$  sont différentes de zéro seulement si l'état fondamental du cœur  $A$  n'est pas un état Hartree-Fock pur, mais possède des composantes à 2p-2t, 4p-4t, ...

#### 4.4.2 Couplage du neutron de valence aux états collectifs

Dans l'expression microscopique du potentiel nucléon-noyau, la correction  $V_{pp}$  au potentiel à un corps due aux corrélations particule-particule s'écrit comme un somme de deux termes correspondants aux deux diagrammes de la figure 4.2

$$V_{pp} = V_{A+2} + V_{A-2}. \quad (4.21)$$

Les contributions  $V_{A+2}$  et  $V_{A-2}$  font intervenir les amplitudes de la RPA particule-particule des états collectifs du cœur correspondants [121] :

$$\begin{aligned} V_{A+2}(\vec{r}, \vec{r}', E) &= \lim_{\eta \rightarrow +0} \sum_{N_{A+2}} \sum_{\lambda} \sum_{klk'l'} \frac{n_{\lambda} x_{lk}^N x_{l'k'}^N}{E + \epsilon_{\lambda} - E_N + i\eta} \varphi_{k'}^*(\vec{r}') \varphi_k(\vec{r}) \\ &\times \int d^3 \vec{r}_1 \varphi_{\lambda}^*(\vec{r}_1) v(\vec{r}, \vec{r}_1) \varphi_l(\vec{r}_1) \\ &\times \int d^3 \vec{r}_2 \varphi_{l'}^*(\vec{r}_2) v(\vec{r}', \vec{r}_2) \varphi_{\lambda}(\vec{r}_2), \end{aligned} \quad (4.22)$$

où les états  $N$  sont les états collectifs du noyau  $A + 2$ ,  $n_{\lambda}$  est le nombre d'occupation de l'état de particule intermédiaire  $\lambda$  dans l'état fondamental Hartree-Fock du cœur, les états  $k, l, k'$  et  $l'$  sont des états de particule situés au-dessus ou au-dessous du niveau de Fermi  $\epsilon_F$  et  $v$  est l'interaction nucléon-nucléon effective. Les amplitudes  $x_{kl}^N$  désignent les amplitudes de la RPA particule-particule de l'état  $N$  déterminées par les équations (4.19) :

$$\begin{aligned} x_{kl}^N &= X_{kl}^N & \text{si } \epsilon_k > \epsilon_F \text{ et } \epsilon_l > \epsilon_F, \\ x_{kl}^N &= Y_{kl}^N & \text{si } \epsilon_k \leq \epsilon_F \text{ et } \epsilon_l \leq \epsilon_F. \end{aligned} \quad (4.23)$$

De même :

$$\begin{aligned}
 V_{A-2}(\vec{r}, \vec{r}', E) &= \lim_{\eta \rightarrow +0} \sum_{M_{A-2}} \sum_{\lambda} \sum_{klk'l'} \frac{(1 - n_{\lambda}) x_{kl}^M x_{k'l'}^M}{E + \epsilon_{\lambda} + E_M - i\eta} \varphi_{k'l'}^*(\vec{r}') \varphi_k(\vec{r}) \\
 &\times \int d^3 r_1 \varphi_{\lambda}^*(\vec{r}_1) v(\vec{r}, \vec{r}_1) \varphi_l(\vec{r}_1) \\
 &\times \int d^3 r_2 \varphi_{l'}^*(\vec{r}_2) v(\vec{r}', \vec{r}_2) \varphi_{\lambda}(\vec{r}_2), \tag{4.24}
 \end{aligned}$$

où les états  $M$  sont les états collectifs du noyau  $A - 2$  et

$$\begin{aligned}
 x_{kl}^M &= X_{kl}^M && \text{si } \epsilon_k \leq \epsilon_F \text{ et } \epsilon_l \leq \epsilon_F, \\
 x_{kl}^M &= Y_{kl}^M && \text{si } \epsilon_k > \epsilon_F \text{ et } \epsilon_l > \epsilon_F,
 \end{aligned} \tag{4.25}$$

la signification des autres notations étant similaire au cas  $A + 2$ .

Les énergies  $E_N$  et  $E_M$  des états  $N$  et  $M$  sont données par rapport à l'énergie  $E_0^A$  de l'état fondamental corrélé du cœur  $A$  :

$$\begin{aligned}
 E_N &= E_N^{A+2} - E_0^A, \\
 E_M &= E_M^{A-2} - E_0^A.
 \end{aligned} \tag{4.26}$$

Au premier ordre des perturbations, les corrections à l'énergie d'un état de particule individuel  $|n\rangle$  dues aux potentiels (4.22) et (4.24) sont données par :

$$\begin{aligned}
 (\delta\epsilon_n)_{A+2} &= \langle n | V_{A+2}(\epsilon_n) | n \rangle \\
 &= \sum_{\lambda} \sum_{N_{A+2}} \frac{n_{\lambda}}{\epsilon_n + \epsilon_{\lambda} - E_N} \left| \sum_{k \leq l} \frac{x_{kl}^N}{\sqrt{1 + \delta_{kl}}} \langle n, \lambda | v | kl \rangle_{J_N, M_N} \right|^2 \tag{4.27}
 \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
 (\delta\epsilon_n)_{A-2} &= \langle n | V_{A-2}(\epsilon_n) | n \rangle \\
 &= \sum_{\lambda} \sum_{M_{A-2}} \frac{1 - n_{\lambda}}{\epsilon_n + \epsilon_{\lambda} + E_M} \left| \sum_{k \leq l} \frac{x_{kl}^M}{\sqrt{1 + \delta_{kl}}} \langle n, \lambda | v | kl \rangle_{J_M, M_M} \right|^2. \tag{4.28}
 \end{aligned}$$

Dans ces expressions, les deux particules (trous) ajouté(e)s au cœur sont couplé(e)s aux nombres quantiques de spin  $J_N, M_N$  ( $J_M, M_M$ ) de l'état collectif  $N$  ( $M$ ).

### 4.4.3 Interaction neutron-neutron effective utilisée

Les équations (4.27) et (4.28) donnant les corrections en énergie dues au couplage aux états des noyaux  $A + 2$  et  $A - 2$  sont purement formelles. Pour être utilisables, elles doivent être écrites sous une forme faisant apparaître explicitement les fonctions d'onde et les moments angulaires

des états de neutron impliqués. D'autre part, il faut choisir une interaction nucléon-nucléon effective  $v$ .

L'interaction neutron-neutron  $v$  que nous avons utilisée est une interaction effective de portée nulle dépendant de la densité

$$v(\vec{r}, \vec{r}') = -V_0 \left\{ 1 - x \left[ \rho_c \left( \frac{\vec{r} + \vec{r}'}{2} \right) / \rho_0 \right]^p \right\} \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (4.29)$$

où  $\rho_c$  est la densité du cœur et  $\rho_0$  est la densité de saturation,  $\rho_0 = 0,16 \text{ fm}^{-3}$ . Les paramètres  $V_0$ ,  $x$  et  $p$  de cette interaction ont été ajustés par Garrido et al. [136] afin de reproduire le gap d'appariement  $T = 1$  calculé dans la matière nucléaire avec la force de Gogny. Il faut d'autre part introduire une coupure sur l'énergie des états de neutron à utiliser. En effet, dans l'espace des impulsions, une force de portée nulle est une constante et ne possède donc pas de coupure naturelle sur l'énergie des particules qui interagissent, contrairement à une interaction de portée finie comme par exemple la force de Gogny [136]. La coupure en énergie  $\epsilon_c^0$  ne constitue toutefois pas un quatrième paramètre de la force (4.29), car en réalité cette coupure et l'intensité  $V_0$  de la force ne sont pas indépendantes. En effet, la partie de l'interaction (4.29) indépendante de la densité doit reproduire les propriétés du système neutron-neutron à basse énergie, c'est-à-dire la longueur de diffusion  $a_{nn}$ . Cette condition fournit une relation entre  $\epsilon_c^0$  et  $V_0$  [135] :

$$V_0 = 2\pi^2 \frac{\hbar^2}{m} \frac{1}{k_c^{(0)} - \frac{\pi}{2a_{nn}}}, \quad (4.30)$$

avec

$$k_c^{(0)2} = \frac{2m\epsilon_c^0}{\hbar^2}. \quad (4.31)$$

Dans leur ajustement de l'interaction (4.29) pour reproduire le gap d'appariement calculé avec l'interaction de Gogny, Garrido et al. [136] ont obtenu les paramètres  $x = 0,45$  et  $p = 0,47$ , et une coupure sur l'énergie neutron  $\epsilon_c^0$  de 50-60 MeV. Cette coupure est valide pour le système neutron-neutron libre. Dans les noyaux finis, les neutrons sont soumis au potentiel d'interaction cœur-neutron, et la coupure sur l'énergie neutron  $\epsilon_c^0$  doit être déterminée à partir du fond de ce potentiel à un corps [135] :

$$\epsilon_c^0 = \epsilon_c + V_{NZ}, \quad (4.32)$$

où  $V_{NZ} = V - V_\tau \frac{N-Z}{A}$  est la profondeur du potentiel à un corps (4.10) et  $\epsilon_c$  est l'énergie maximale des états de neutron à considérer. Cette coupure doit être appliquée sur les états de neutron individuels inclus dans le calcul des configurations de deux neutrons intervenant dans la RPA particule-particule. Il faut aussi l'appliquer aux états intermédiaires  $\lambda$  qui entrent dans la correction d'énergie (4.28). Cette coupure étant une limite supérieure à l'énergie des états de neutron, elle n'a pas d'influence sur les états  $\lambda$  de la correction  $A + 2$  (4.27), car ces états sont dans ce cas situés sous le niveau de Fermi dans l'état fondamental Hartree-Fock du cœur. Pour le  $^{10}\text{Be}$ ,  $V_{NZ} = 44,4 \text{ MeV}$ , ce qui entraîne  $\epsilon_c \simeq 10 \text{ MeV}$ . La valeur expérimentale de la longueur de

diffusion neutron-neutron est de  $-18,5$  fm. Si nous la remplaçons par  $-\infty$  et utilisons  $\epsilon_c^0 = 55$  MeV pour le  $^{10}\text{Be}$ , l'équation (4.30) nous donne  $V_0 \simeq 510$  MeV fm<sup>3</sup>. C'est cette dernière valeur de  $V_0$  que nous avons utilisée, avec les valeurs de  $x$  et  $p$  indiquées par Garrido et al. [136]. Tous les paramètres de la force de portée nulle utilisée sont regroupés dans le tableau 4.3.

$V_0$	$x$	$p$
(MeV fm <sup>3</sup> )		
510,0	0,45	0,47

TAB. 4.3: Paramètres de l'interaction effective de portée nulle utilisée.

Avec l'interaction de portée nulle (4.29), l'expression des corrections en énergie dues au couplage avec les états des noyaux  $A + 2$  et  $A - 2$  deviennent

$$\begin{aligned}
 (\delta\epsilon_n)_{A+2} &= \sum_{\lambda} \sum_{N_{A+2}} \frac{n_{\lambda}}{\epsilon_n + \epsilon_{\lambda} - E_N} \hat{j}_N^2 \left| \sum_{k \leq l} \frac{x_{kl}^N}{\sqrt{1 + \delta_{kl}}} (-1)^{j_n + j_k + l_n + l_k} \frac{\hat{j}_{\lambda} \hat{j}_k \hat{j}_l}{4\pi} \right. \\
 &\quad \times \begin{pmatrix} j_n & j_{\lambda} & J_N \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_k & j_l & J_N \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix} \\
 &\quad \left. \times \int_0^{\infty} dr r^2 R_n(r) R_{\lambda}(r) V_{\rho}(r) R_k(r) R_l(r) \right|^2 \quad (4.33)
 \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned}
 (\delta\epsilon_n)_{A-2} &= \sum_{\lambda} \sum_{M_{A-2}} \frac{1 - n_{\lambda}}{\epsilon_n + \epsilon_{\lambda} + E_M} \hat{j}_M^2 \left| \sum_{k \leq l} \frac{x_{kl}^M}{\sqrt{1 + \delta_{kl}}} (-1)^{j_n + j_k + l_n + l_k} \frac{\hat{j}_{\lambda} \hat{j}_k \hat{j}_l}{4\pi} \right. \\
 &\quad \times \begin{pmatrix} j_n & j_{\lambda} & J_M \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_k & j_l & J_M \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix} \\
 &\quad \left. \times \int_0^{\infty} dr r^2 R_n(r) R_{\lambda}(r) V_{\rho}(r) R_k(r) R_l(r) \right|^2, \quad (4.34)
 \end{aligned}$$

où  $\hat{j} = \sqrt{2j + 1}$ ,  $n_{\lambda}$  est le nombre d'occupation de l'état  $\lambda$  dans l'état fondamental Hartree-Fock du cœur,  $j_i$  est le moment angulaire total de l'état de neutron  $i$ ,  $R_i$  est la fonction d'onde radiale de ce même état,  $l_n$  et  $l_k$  sont les moments angulaires orbitaux des états  $n$  et  $k$  et  $V_{\rho}$  est donné par :

$$V_{\rho}(r) = V_0 \{1 - x[\rho_c(r)/\rho_0]^p\}. \quad (4.35)$$

#### 4.4.4 Modes collectifs inclus

Nous avons appliqué la RPA particule-particule au cas du  $^{10}\text{Be}$ . Nous supposons que les protons ne sont pas perturbés par l'ajout ou le retrait de deux neutrons. Les états RPA obtenus sont des états du  $^{12}\text{Be}$  ( $A + 2$  neutrons) et du  $^8\text{Be}$  ( $A - 2$  neutrons). Nous avons considéré

les états RPA de spin et parité  $J^\pi = 0^+$ . Les configurations de deux neutrons utilisées dans les équations (4.19) ont été déterminées à partir des états de neutron individuels. Ceux-ci ont été calculés dans le potentiel à un corps (4.10), avec la même paramétrisation (c.f. tableau 4.1) que pour les calculs de couplage particule-vibration présentés plus haut, auquel nous avons ajouté un potentiel de surface donné par (4.16) afin de simuler les effets du couplage particule-vibration. Les paramètres  $\alpha_s$  des états de neutron  $1p1/2$ ,  $2s1/2$  et  $1d5/2$  ont été ajustés afin de reproduire les énergies expérimentales de ces états. Pour l'état  $1p3/2$ , ce paramètre a été ajusté sur l'énergie de séparation d'un neutron du  $^{10}\text{Be}$ . Dans le cas des autres états de neutron, nous avons choisi  $\alpha_s = 0$ . Pour la résolution des équations (4.19), nous avons utilisé l'interaction effective neutron-neutron (4.29), avec les paramètres discutés au paragraphe précédent (c.f. tableau 4.3). Par conséquent, nous n'avons inclus que les états de neutron d'énergie inférieure à la coupure en énergie correspondant à cette paramétrisation,  $\epsilon_c = 10$  MeV. Dans les sommes sur les états RPA  $N_{A+2}$  et  $M_{A-2}$  des équations (4.33) et (4.34), nous n'avons considéré que l'état  $0^+$  le plus collectif de chaque noyau. Ces états sont ceux dont les énergies sont les plus basses, et ils correspondent donc aux états fondamentaux du  $^{12}\text{Be}$  et du  $^8\text{Be}$ . D'après (4.26), les énergies de ces états RPA sont directement reliées aux énergies de séparation de deux neutrons du  $^{12}\text{Be}$  et du  $^{10}\text{Be}$ . Dans le tableau 4.4, nous comparons les énergies de séparation calculées et les valeurs expérimentales [29, 124]. On remarque qu'un très bon accord est obtenu.

	$^{10}\text{Be}$	$^{12}\text{Be}$
ppRPA	8,544	3,554
Exp.	8,477	3,673

TAB. 4.4: *Energies de séparation de deux neutrons (en MeV) calculées par la RPA particule-particule (ppRPA) et valeurs expérimentales de ces énergies (Exp.).*

Les amplitudes les plus importantes des deux états RPA considérés sont présentées dans le tableau 4.5. On remarque en particulier que dans le cas du  $^{12}\text{Be}$  l'amplitude  $(1p3/2)^2$  est impor-

	$Y_{ij}(X_{ij})$		$X_{mn}(Y_{mn})$			
	$(1s1/2)^2$	$(1p3/2)^2$	$(2s1/2)^2$	$(1p1/2)^2$	$(1p1/2, 2p1/2)$	$(1d5/2)^2$
$^{12}\text{Be}$	-0,09	0,56	-0,50	0,69	-0,31	-0,48
$^8\text{Be}$	-0,11	1,16	-0,17	0,28	-0,16	-0,31

TAB. 4.5: *Amplitudes RPA les plus importantes des états fondamentaux  $0^+$  du  $^{12}\text{Be}$  et du  $^8\text{Be}$  ( $X_{mn}$  et  $Y_{ij}$  pour le  $^{12}\text{Be}$ , et  $X_{ij}$  et  $Y_{mn}$  pour le  $^8\text{Be}$ ).*

tante, ce qui indique que l'état fondamental du  $^{10}\text{Be}$  possède de fortes composantes avec deux ou quatre trous dans la sous-couche  $1p3/2$ . De même, pour le  $^8\text{Be}$ , les amplitudes anormales  $Y_{mn}$  ne sont pas négligeables et révèlent là aussi les mêmes corrélations dans l'état fondamental

du  $^{10}\text{Be}$ . Ce noyau ne peut donc pas être considéré comme un noyau à sous-couches fermées pour les neutrons.

#### 4.4.5 Résultats

##### Corrections en énergie

Nous avons calculé les corrections aux énergies des états de neutron dues au couplage avec les états fondamentaux  $0^+$  du  $^{12}\text{Be}$  et du  $^8\text{Be}$  obtenus dans la RPA particule-particule. Les corrections correspondantes (4.22) et (4.24) dépendent explicitement de l'énergie et devraient comme dans le cas particule-vibration être calculées à l'énergie exacte des états de neutron perturbés. Nous avons donc calculé les corrections dues au couplage aux états RPA particule-particule en remplaçant dans (4.33) et (4.34) les énergies non perturbées  $\epsilon_n$  par les énergies modifiées par le couplage particule-vibration (c.f. tableau 4.2). Les résultats correspondants sont présentés dans le tableau 4.6. Comme dans le cas du couplage particule-vibration, c'est

Etat ( $nlj$ )	$\Delta E_{pp}$ (MeV)
1p1/2	0,79
2s1/2	0,00
1d5/2	0,01
2d5/2	0,05
2d3/2	0,00
3d3/2	0,00
4d3/2	0,00

TAB. 4.6: Corrections aux énergies des états de neutron dues au couplage avec les états fondamentaux RPA du  $^{12}\text{Be}$  et du  $^8\text{Be}$ , calculées en tenant compte des corrections d'énergie dues au couplage particule-vibration.

l'état  $1p1/2$  qui reçoit la correction la plus importante, et elle est là aussi positive, alors que l'état  $2s1/2$  et les autres états ne sont pas modifiés de manière significative. Comme on peut le voir sur la figure 4.8 qui présente le spectre obtenu pour les états de neutron perturbés, l'ajout des effets des corrélations neutron-neutron à ceux du couplage particule-vibration permet d'obtenir l'inversion de parité entre les états  $1/2^+$  et  $1/2^-$  du  $^{11}\text{Be}$ . L'écart entre ces deux niveaux est alors de 400 keV, contre 320 keV expérimentalement. Ce résultat indique que les corrélations à deux neutrons jouent un rôle important dans l'inversion de parité du  $^{11}\text{Be}$ . Toutefois, les énergies absolues des deux états obtenus dans nos calculs sont un peu trop élevées par rapport aux valeurs expérimentales. L'énergie de liaison de l'état  $1/2^+$  est d'environ 100 keV dans nos calculs, alors que celle de l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  est de 504 keV. Nous avons testé la sensibilité de ces

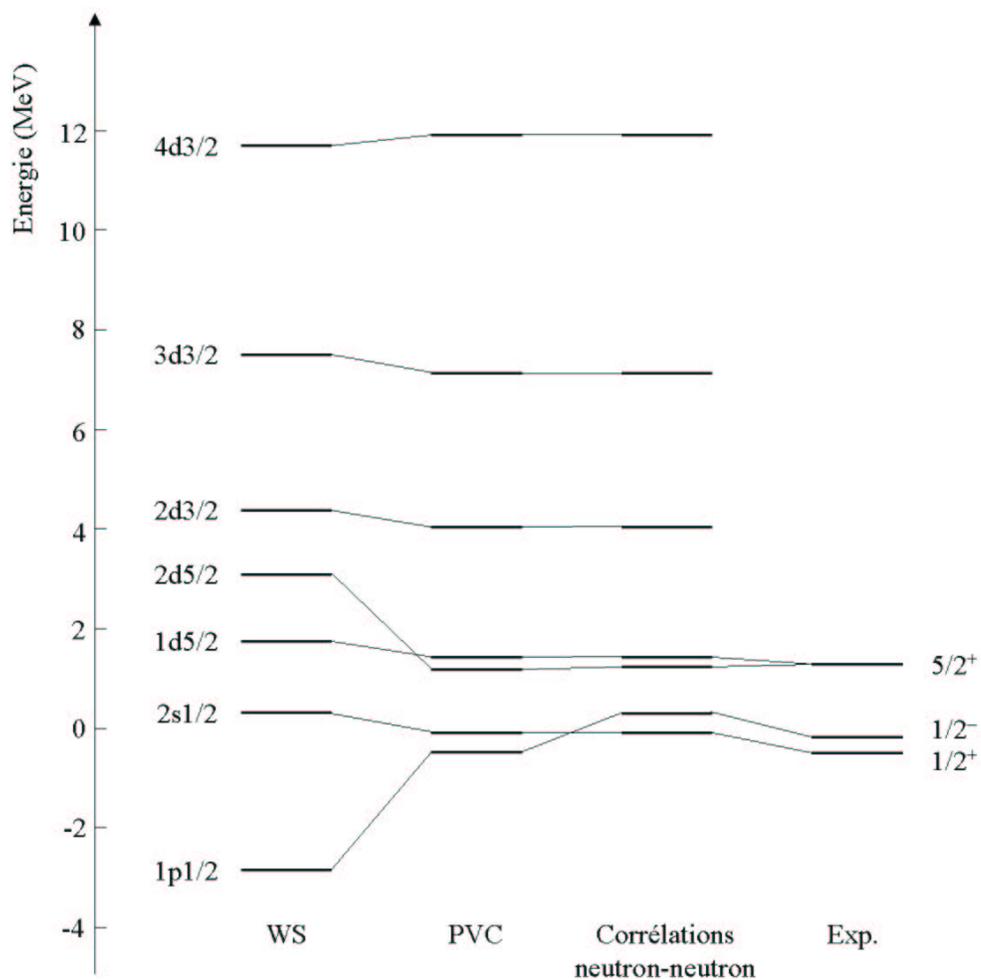


FIG. 4.8: Spectre des états de neutron dans le cœur  $^{10}\text{Be}$  calculé dans le potentiel à un corps (4.10) (WS), modifié par le couplage particule-vibration aux états  $2_1^+$  et  $3_1^-$  du  $^{10}\text{Be}$  (PVC), et par le couplage aux états fondamentaux RPA du  $^{12}\text{Be}$  et du  $^8\text{Be}$  (Corrélations neutron-neutron). A droite sont présentés les premiers états expérimentalement connus du  $^{11}\text{Be}$ .

résultats aux paramètres du potentiel de Woods-Saxon (4.10) utilisé, notamment à la profondeur  $V$  de ce potentiel. Si nous nous écartons trop de la valeur standard de 51 MeV [1], d'une part nous n'obtenons plus l'inversion de parité, et d'autre part le calcul RPA particule-particule ne fournit plus des énergies de séparation de deux neutrons pour le  $^{12}\text{Be}$  et le  $^{10}\text{Be}$  en accord avec l'expérience. Ceci souligne l'importance d'utiliser des paramètres réalistes dans ces calculs.

Les énergies des états  $d5/2$  ne sont quant à elles que très peu modifiées par le couplage aux états RPA particule-particule, et restent donc en bon accord avec l'énergie de l'état  $5/2^+$  du  $^{11}\text{Be}$ .

Ces résultats sur les corrélations neutron-neutron sont à rapprocher des conclusions de Saggawa, Brown et Esbensen sur l'inversion de parité dans le  $^{11}\text{Be}$ . Ces auteurs ont évalué [62] les gains en énergie des états  $1/2^+$  et  $1/2^-$  dus aux corrélations d'appariement neutron-neutron. Du fait de l'occupation de la couche  $1p1/2$  dans l'état  $1/2^-$ , les configurations neutron-neutron disponibles pour l'appariement dans la couche  $p$  sont moins nombreuses que dans le cas de l'état  $1/2^+$ . Il en résulte que l'état  $1/2^+$  voit son énergie diminuer davantage que celle de l'état  $1/2^-$ , ce qui favorise l'apparition de l'inversion entre ces deux états.

## Double comptage

Comme nous l'avons indiqué au début de ce chapitre, si l'on somme les contributions dues à tous les états de phonon et de vibration de paire, on doit retrancher le terme du second ordre qui est compté deux fois. Cependant, dans nos calculs nous n'avons considéré que quelques états collectifs et le double comptage devient alors négligeable.

## Facteurs spectroscopiques

Afin de quantifier plus finement l'effet des couplages sur les états de neutron, il est intéressant de calculer les facteurs spectroscopiques des états perturbés. Nous souhaitons prendre en compte les effets du couplage particule-vibration et du couplage aux vibrations de paire. Un calcul en perturbation des fonctions d'onde des états perturbés par ces deux types de corrections n'est pas aisé.

Nous l'avons vu plus haut, le modèle collectif, qui décrit un état particule-trou collectif comme une vibration de surface du noyau, permet de remplacer la densité de transition microscopique par un équivalent macroscopique faisant intervenir un facteur de forme localisé en surface

$$F(r) = \beta R \frac{d\rho(r)}{dr}, \quad (4.36)$$

où  $\rho$  est la densité nucléaire. La correction (4.3) au potentiel Hartree-Fock due au couplage particule-vibration suggère alors un potentiel de surface de la forme

$$\delta V \propto \left| \frac{df(r)}{dr} \right|^2, \quad (4.37)$$

où  $f$  est donné par (4.11). Par analogie avec les vibrations de surface, on peut obtenir un facteur de forme macroscopique correspondant à l'excitation d'une vibration de paire. Dans ce cas, ce facteur de forme est lié à la variation de densité due au changement du nombre de particules  $A$  [137, 138] :

$$F_P(r) = \beta_P \frac{d\rho(r)}{dA}, \quad (4.38)$$

où  $\beta_P$  est un paramètre caractérisant l'intensité de la transition vers la vibration de paire. Si l'on suppose que le rayon  $R$  et le nombre de masse  $A$  sont reliés par la relation simple

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (4.39)$$

on obtient

$$F_P(r) = \frac{\beta_P}{3A} R \frac{d\rho(r)}{dr}. \quad (4.40)$$

La correction au potentiel à un corps correspondant au couplage du neutron aux vibrations de paire est donc elle aussi de la forme (4.37). Nous avons donc simulé les effets des couplages des états de neutron aux phonons et aux vibrations de paire par un potentiel de surface (4.16), que nous ajoutons au potentiel à un corps (4.10).

Nous avons dans un premier temps ajusté le paramètre  $\alpha_s$  du potentiel de surface de chaque état de manière à reproduire la correction d'énergie calculée précédemment. Le facteur spectroscopique  $S$  de chaque état perturbé a ensuite été calculé comme le recouvrement de sa fonction d'onde  $R$  avec la fonction d'onde  $R_0$  de l'état non perturbé calculée dans le potentiel (4.10) seul :

$$S = \left| \int_0^\infty dr r^2 R(r) R_0(r) \right|^2. \quad (4.41)$$

Les résultats sont présentés dans le tableau 4.7, sauf pour les états  $d3/2$  qui seront discutés plus loin. Dans le cas de l'état  $1/2^-$ , les deux précédentes analyses de la réaction  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$

Etat ( $J^\pi$ )	Energie (MeV)	$\alpha_s$ (MeV fm <sup>2</sup> )	$S$	$S_{exp}$
$\frac{1}{2}^+$	-0,09	-56,5	0,94	0,73 <sup>a</sup> , 0,77 <sup>b</sup> , 0,84 <sup>c,d</sup> , 0,72 <sup>e</sup>
$\frac{1}{2}^-$	0,31	64,6	0,76	0,63 <sup>a</sup> , 0,96 <sup>b</sup> , 1,10 <sup>f</sup>
$\frac{5}{2}^+$	1,43	-29,0	0,79	0,50 <sup>b</sup> , 0,45 <sup>f</sup>

<sup>a</sup> [34], <sup>b</sup> [64], <sup>c</sup> [65], <sup>d</sup> [66], <sup>e</sup> [67], <sup>f</sup> ce travail

TAB. 4.7: Facteurs spectroscopiques calculés pour les premiers états du  $^{11}\text{Be}$ . Chaque facteur spectroscopique  $S$  est calculé à partir d'une fonction d'onde obtenue dans le potentiel à un corps (4.10) avec un potentiel de surface ajusté sur l'énergie corrigée par les couplages aux états collectifs du cœur. Les valeurs expérimentales sont également indiquées ( $S_{exp}$ ).

avaient fourni des valeurs très différentes pour le facteur spectroscopique. Notre nouvelle mesure est en meilleur accord avec la valeur la plus élevée. La moyenne de ces trois mesures est de

0,90. Les facteurs spectroscopiques calculés pour les états  $1/2^+$  et  $5/2^+$  surestiment les valeurs mesurées expérimentalement, alors que celui de l'état  $1/2^-$  sous-estime la valeur expérimentale. Ceci est cohérent avec le fait que les corrections d'énergie calculées plus haut ne sont pas suffisantes pour amener les états  $1/2^+$  et  $5/2^+$  aux énergies expérimentales, alors que celle de l'état  $1/2^-$  est trop importante. Par conséquent, les fonctions d'onde des états  $1/2^+$  et  $5/2^+$  ne sont pas suffisamment perturbées et les facteurs spectroscopiques restent sensiblement proches de l'unité. Pour l'état  $1/2^-$ , c'est l'inverse qui se produit.

Nous avons également calculé les facteurs spectroscopiques en ajustant les potentiels de surface sur les énergies expérimentales. Les résultats correspondants sont regroupés dans le tableau 4.8. L'utilisation des énergies expérimentales pour l'ajustement des potentiels de surface

Etat ( $J^\pi$ )	Energie (MeV)	$\alpha_s$ (MeV fm $^2$ )	$S$	$S_{exp}$
$\frac{1}{2}^+$	-0,50	-90,0	0,83	0,73 <sup>a</sup> , 0,77 <sup>b</sup> , 0,84 <sup>c,d</sup> , 0,72 <sup>e</sup>
$\frac{1}{2}^-$	-0,18	51,0	0,90	0,63 <sup>a</sup> , 0,96 <sup>b</sup> , 1,10 <sup>f</sup>
$\frac{5}{2}^+$	1,28	-34,5	0,67	0,50 <sup>b</sup> , 0,45 <sup>f</sup>

<sup>a</sup> [34], <sup>b</sup> [64], <sup>c</sup> [65], <sup>d</sup> [66], <sup>e</sup> [67], <sup>f</sup> ce travail

TAB. 4.8: Facteurs spectroscopiques calculés pour les premiers états du  $^{11}\text{Be}$ . Chaque facteur spectroscopique  $S$  est calculé à partir d'une fonction d'onde obtenue dans le potentiel à un corps (4.10) avec un potentiel de surface ajusté sur l'énergie expérimentale. Les valeurs expérimentales sont également indiquées ( $S_{exp}$ ).

améliore l'accord entre les facteurs spectroscopiques mesurés et calculés. On obtient désormais un accord raisonnable. Ceci apporte du crédit à notre hypothèse d'un couplage entre les modes collectifs du cœur et les états de neutron localisé à la surface.

### Prédictions pour la résonance $1d3/2$ dans le $^{11}\text{Be}$

L'ensemble des corrections en énergie dues au couplage des états  $d3/2$  avec les états collectifs du cœur de  $^{10}\text{Be}$  est faible. Elles sont même négligeables dans le cas du couplage aux vibrations de paire. Ces états  $d3/2$  étant bien représentatifs du comportement de la résonance  $1d3/2$ , on s'attend à ce que la résonance  $d3/2$  du  $^{11}\text{Be}$  ne soit pas modifiée de manière significative par les couplages. Elle devrait donc se situer près de l'énergie obtenue pour la résonance calculée sans discrétisation dans le potentiel à un corps (4.10) pur, soit vers 9 MeV d'énergie d'excitation, avec une largeur d'environ 8 MeV. De même, sa fonction d'onde devrait être très semblable à celle de la résonance  $1d3/2$  pure. Son facteur spectroscopique devrait ainsi être proche de l'unité. Pour appuyer cette prédiction, nous avons calculé les facteurs spectroscopiques des états  $d3/2$  discrets. Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 4.9. Ici encore, les effets des couplages ont été simulés par l'ajout d'un potentiel de surface (4.16) au

potentiel à un corps (4.10). Ce potentiel de surface est ajusté pour chaque état  $d3/2$  de manière à reproduire la correction d'énergie calculée plus haut. Comme on s'y attend, les facteurs spectroscopiques calculés, présentés dans le tableau 4.9, sont très proches de 1.

Etat ( $nlj$ )	Energie (MeV)	$\alpha_s$ (MeV fm <sup>2</sup> )	$S$
$2d3/2$	4,04	-51,5	0,95
$3d3/2$	7,12	-12,0	0,98
$4d3/2$	11,92	13,5	1,00

TAB. 4.9: Facteurs spectroscopiques calculés pour les états  $d3/2$  dans le  $^{11}\text{Be}$ . Chaque facteur spectroscopique est calculé à partir d'une fonction d'onde obtenue dans le potentiel à un corps (4.10) avec un potentiel de surface (4.16) ajusté sur l'énergie corrigée par les couplages aux états collectifs du cœur.

## 4.5 Conclusion

Nous avons vu que les couplages aux états de vibration et aux vibrations de paire du cœur modifient de manière importante les énergies des états de neutron  $1p1/2$  et  $2s1/2$  dans le champ du  $^{10}\text{Be}$ . Les effets du couplage particule-vibration sont dominés par le couplage à l'état  $2_1^+$  du  $^{10}\text{Be}$ . Le couplage à l'état  $3_1^-$  engendre des corrections en énergie dix fois plus faibles que pour le  $2_1^+$  et les effets de l'état  $1_1^-$  sont quant à eux négligeables. Sous l'effet de ces couplages, l'écart en énergie entre les états  $1/2^+$  et  $1/2^-$  est fortement réduit, passant de 3,2 MeV dans un potentiel de Woods-Saxon pur à 350 keV avec les couplages. Néanmoins, avec des valeurs réalistes pour les paramètres de déformation des états de vibration du  $^{10}\text{Be}$  et pour les paramètres du potentiel de Woods-Saxon utilisé dans le calcul des états de neutron non-perturbés, l'inversion de parité entre ces deux états n'est pas obtenue.

L'effet du couplage du neutron de valence aux états de vibration de paire inclus est similaire à celui du couplage particule-vibration, mais sensiblement moins important : l'énergie de l'état  $1p1/2$  reçoit une correction positive d'environ 800 keV, de sorte que l'inversion de parité entre le niveau  $1/2^-$  et l'état  $1/2^+$  est reproduite. L'écart en énergie obtenu est de 400 keV, contre un écart de 320 keV expérimentalement mesuré entre les états  $1/2^+$  et  $1/2^-$  du  $^{11}\text{Be}$ . Les énergies obtenues pour les états perturbés issus des états  $1p1/2$  et  $2s1/2$  sont toutefois légèrement élevées par rapport aux valeurs expérimentales.

Les énergies des états discrets  $1d5/2$  et  $2d5/2$ , représentatifs de la résonance  $d5/2$ , sont sensiblement modifiées par le couplage particule-vibration et leurs corrections sont très différentes. Ainsi les états perturbés apparaissent à des énergies presque dégénérées et proches de l'énergie

expérimentale de l'état  $5/2^+$  du  $^{11}\text{Be}$ . En revanche, le couplage aux vibrations de paire n'a pas d'incidence sur ces états.

Nous avons également calculé les facteurs spectroscopiques des états de basse énergie du  $^{11}\text{Be}$  en représentant les deux couplages de manière phénoménologique par une correction au potentiel à un corps localisée en surface. Avec des potentiels de surface ajustés sur les énergies expérimentales, les facteurs spectroscopiques calculés pour les états issus des sous-couches  $1p1/2$ ,  $2s1/2$  et  $1d5/2$  sont en accord raisonnable avec l'expérience, ce qui conforte l'hypothèse de couplages localisés en surface.

Notons que nous n'obtenons pas d'état pouvant être associé à l'état à 3,41 MeV observé dans le  $^{11}\text{Be}$ . Les résultats de l'expérience  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  indiquent un facteur spectroscopique faible pour cet état, ce qui signifie que sa fonction d'onde n'est pas dominée par une configuration à un corps. Cet état ne peut donc pas être obtenu dans notre modèle dont le point de départ est un ensemble d'états de neutron purs.

Les énergies des états discrets  $2d3/2$ ,  $3d3/2$  et  $4d3/2$ , qui décrivent la résonance  $1d3/2$ , sont peu modifiées. Les facteurs spectroscopiques correspondants sont très proches de l'unité. La résonance  $1d3/2$  dans le  $^{11}\text{Be}$  devrait donc se comporter comme la résonance  $1d3/2$  pure calculée dans un potentiel de Woods-Saxon sans discrétisation du continuum. Elle devrait ainsi apparaître vers 9 MeV d'énergie d'excitation, avec une largeur d'environ 8 MeV. Ceci est compatible avec la structure large que nous observons à haute énergie d'excitation dans le  $^{11}\text{Be}$  lors de l'analyse de la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ .

# Conclusion

Nous avons étudié la réaction de stripping  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$  en cinématique inverse à 31,9 A.MeV avec un faisceau secondaire de  $^{10}\text{Be}$  produit par fragmentation au GANIL et incident sur une cible de  $\text{CD}_2$ . Les protons d'intérêt étaient détectés aux angles arrière dans le référentiel du laboratoire par le détecteur MUST, ensemble de huit télescopes constitués chacun d'un détecteur silicium à pistes et d'un détecteur silicium compensé au lithium. Les éjectiles de  $^{11}\text{Be}$  et de  $^{9,10}\text{Be}$  issus de la désintégration des  $^{11}\text{Be}$  produits dans des états situés au-dessus du seuil d'émission d'un ou deux neutrons étaient détectés et identifiés à l'aide d'un télescope de trois plastiques scintillants situé aux angles avant. L'angle de recul des protons était mesuré par rapport à la trajectoire de l'ion incident mesurée événement par événement par deux chambres à fils situées en amont de la cible, les CATS.

Le spectre d'énergie d'excitation du  $^{11}\text{Be}$  a été construit à partir des mesures d'énergie et d'angle des protons de recul dans le laboratoire. Ce spectre présente trois pics étroits à basse énergie d'excitation. Le premier pic, situé à une énergie de 0,20 MeV, correspond au mélange de l'état fondamental  $1/2^+$  et du premier état excité  $1/2^-$  du  $^{11}\text{Be}$ , à 0,32 MeV d'énergie d'excitation. Le deuxième pic apparaît à 1,75 MeV d'énergie d'excitation et est attribué au peuplement de l'état  $5/2^+$  à 1,78 MeV dans le  $^{11}\text{Be}$ . Le troisième pic, que nous associons au transfert vers l'état situé à 3,41 MeV dans le  $^{11}\text{Be}$ , est observé à 3,30 MeV.

Les distributions angulaires de ces trois pics ont été extraites et normalisées de manière à fournir pour l'état situé à 1,78 MeV un facteur spectroscopique de 0,50, comme dans l'analyse de la même réaction en cinématique directe à 12,5 A.MeV par Zwiegliniski et al.. En supposant un facteur spectroscopique de 0,75 pour l'état fondamental du  $^{11}\text{Be}$  correspondant au peuplement de la sous-couche de neutron  $2s_{1/2}$ , nous avons extrait un facteur spectroscopique de  $1,10 \pm 0,27$  pour le premier état excité à 0,32 MeV, associé au transfert vers l'orbitale  $1p_{1/2}$ . Cette valeur est compatible avec la valeur de 0,96 extraite dans l'analyse de Zwiegliniski et al.. La distribution angulaire correspondant au transfert vers l'état à 1,78 MeV du  $^{11}\text{Be}$  est globalement bien reproduite par des calculs DWBA effectués avec différentes combinaisons de potentiels pour les voies d'entrée et de sortie, et supposant une transition de moment angulaire transféré  $L = 2$ . Ceci confirme que cet état à 1,78 MeV est peuplé par un transfert vers une des sous-couches de neutron  $1d$ . La distribution angulaire pour l'état à 3,41 MeV est raisonnablement bien décrite par un transfert  $L = 2$ , ce qui indique les spins et parités  $(3/2, 5/2)^+$  pour cet état.

Les facteurs spectroscopiques extraits pour cet état sont de  $0,11 \pm 0,03$  dans l'hypothèse d'un transfert vers la sous-couche  $1d5/2$ , et  $0,18 \pm 0,04$  dans le cas d'une transition vers l'orbitale  $1d3/2$ . Les valeurs de spin et parité proposées sont confirmées par l'accord entre les facteurs spectroscopiques issus de la normalisation des calculs DWBA et les facteurs spectroscopiques extraits de la largeur neutron. Une analyse plus détaillée du spectre d'énergie d'excitation révèle que le fond autour de l'état à 3,41 MeV est important. Les facteurs spectroscopiques obtenus en soustrayant ce fond sont de  $0,043 \pm 0,012$  et de  $0,075 \pm 0,017$  pour les sous-couches  $1d5/2$  et  $1d3/2$ , respectivement. Cette analyse plus détaillée indique également que l'état à 2,69 MeV du  $^{11}\text{Be}$  est peuplé par la réaction  $d(^{10}\text{Be},p)^{11}\text{Be}$ . Les faibles valeurs des facteurs spectroscopiques pour l'état à 3,41 MeV du  $^{11}\text{Be}$  semblent indiquer que la fonction d'onde de cet état est dominée par une composante de cœur excité de la forme  $[^{10}\text{Be}(2_1^+) \otimes (2s1/2)_\nu]$ .

A haute énergie d'excitation, une structure large centrée vers 10 MeV apparaît. Les distributions angulaires extraites entre 4 et 14,5 MeV sont bien reproduites par les calculs DWBA supposant une transition de moment angulaire transféré  $L = 2$ . Ceci indique que la structure est dominée par le transfert vers les sous-couches de neutron  $1d$ . Il pourrait s'agir de la couche de neutron  $1d3/2$ . Nous avons soustrait du spectre d'énergie d'excitation un fond supposé provenir essentiellement du breakup du deuton, et nous avons mesuré un centroïde de 8,3 MeV pour cette structure. En admettant que les états à 1,78 MeV et 3,41 MeV d'énergie d'excitation sont dus au peuplement de l'orbitale  $1d5/2$ , et en supposant que toute la force à un corps entre 4 et 14,5 MeV correspond à la sous-couche  $1d3/2$ , on peut estimer le splitting des sous-couches  $1d$  de neutron du  $^{11}\text{Be}$  à 6,3 MeV.

Nous avons appliqué les modèles de couplage particule-vibration et de RPA à deux particules à l'étude des effets des modes collectifs sur les états de neutron dans le champ du  $^{10}\text{Be}$ . Pour le couplage aux états de vibration, nous avons utilisé une description macroscopique et nous avons considéré le couplage aux états  $2^+$ ,  $1^-$  et  $3^-$  de plus basse énergie dans le  $^{10}\text{Be}$ . Pour les paramètres de déformation de ces états, nous avons utilisé la valeur expérimentale dans le cas du  $2^+$  et des valeurs issues de la systématique pour les deux autres. Dans le cadre de la RPA à deux particules, les modes collectifs dus à l'existence de corrélations neutron-neutron, les vibrations de paires, ont été décrits de manière microscopique. Nous avons inclus le couplage du neutron aux deux états  $0^+$  les plus collectifs, qui correspondent aux états fondamentaux du  $^8\text{Be}$  et du  $^{12}\text{Be}$ .

Les effets du couplage des états de neutron aux états de vibration sont dominés par l'état  $2_1^+$  du  $^{10}\text{Be}$  qui est très collectif. Le couplage à l'état  $3^-$  contribue dix fois moins et le couplage à l'état  $1^-$  est négligeable. Sous l'effet de ces couplages, l'énergie de l'état  $1p1/2$  augmente fortement et celle de l'état  $2s1/2$  est légèrement diminuée, de sorte que l'écart en énergie passe de 3 MeV dans un potentiel de Woods-Saxon pur à 350 keV une fois les couplages pris en compte. Avec des paramètres réalistes pour le potentiel de Woods-Saxon et les états de vibration, l'inversion de parité dans le  $^{11}\text{Be}$  n'est pas obtenue. En revanche, si l'on inclut l'effet des corrélations

neutron-neutron, via le couplage aux vibrations de paire, l'état  $1p1/2$  voit encore son énergie augmenter et l'inversion de parité est reproduite, avec un écart en énergie de 400 keV, contre 320 keV expérimentalement. Ceci montre que les corrélations neutron-neutron jouent un rôle important dans l'apparition de l'inversion de parité du  $^{11}\text{Be}$ .

L'énergie de l'état  $1d5/2$  est également diminuée de manière notable par les couplages, ce qui amène cet état à une énergie proche de l'état à 1,78 MeV du  $^{11}\text{Be}$ , dont le spin et la parité sont  $5/2^+$ . Quant à la résonance  $d3/2$  du  $^{11}\text{Be}$ , qui se situe à 9 MeV d'énergie d'excitation, nos calculs indiquent qu'elle est peu modifiée par les couplages.

Du point de vue expérimental, nos résultats démontrent la faisabilité des réactions de stripping en cinématique inverse induites par un faisceau radioactif, vers des états liés et des états non liés du noyau final. Ceci ouvre la voie à de nouvelles expériences sur des réactions de transfert induites par des faisceaux secondaires. Récemment, notre groupe de l'IPN d'Orsay a participé au GANIL à l'étude de la réaction de transfert d'une particule  $\alpha$   $d(^8\text{He}, ^6\text{Li})4n$  et la réaction de stripping  $d(^8\text{He}, p)^9\text{He}$ , toutes deux induites par le faisceau de  $^8\text{He}$  de SPIRAL. Dans ces deux expériences, les particules légères chargées étaient détectées par le détecteur MUST, et les CATS étaient utilisés pour la mesure des trajectoires des ions incidents. Le but de la première expérience est de mettre en évidence un éventuel état lié ou une résonance de basse énergie dans le système de quatre neutrons. La seconde expérience s'attachera à déterminer la nature de l'état fondamental du noyau non lié  $^9\text{He}$ . En effet, la question se pose de l'existence dans le plus léger des isotones  $N = 7$  d'une inversion de parité entre les orbitales de neutron  $1p1/2$  et  $2s1/2$ , comme c'est le cas dans deux autres noyaux  $N = 7$ ,  $^{10}\text{Li}$  et  $^{11}\text{Be}$ . Ces mesures sur des systèmes particulièrement exotiques sont rendues possibles par la mise en œuvre de dispositifs expérimentaux adaptés, comme les détecteurs MUST et CATS.

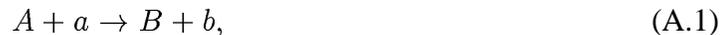
De nouveaux développements techniques devraient permettre d'aborder l'étude de noyaux encore plus exotiques. Ainsi, le détecteur MUST2, successeur de MUST actuellement en construction, avec des modules de grande taille ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ) et une électronique compacte, permettra de réaliser une meilleure couverture de l'angle solide. D'autre part, le couplage de ce futur appareil avec un détecteur de rayonnement  $\gamma$  comme EXOGAM devra permettre de séparer des états liés d'énergies très proches. Enfin, les noyaux résiduels produits dans les réactions de transfert pourront être détectés et identifiés par le spectromètre à grand angle solide VAMOS.



# Annexe A

## Description des réactions de transfert d'un nucléon : la DWBA

On s'intéressera ici à la réaction de transfert  $A(a, b)B$ , dite *réaction de stripping*, dans laquelle un nucléon  $x$  du noyau  $a$  est transféré au noyau  $A$ . On pourra aussi noter cette réaction sous la forme



ou encore, en explicitant le transfert du nucléon  $x$  :



Dans la voie d'entrée, notée  $\alpha$ , les noyaux  $a$  et  $A$  sont chacun dans leur état fondamental. La voie de sortie, désignée par  $\beta$ , contient les noyaux  $B$  et  $b$  dans une paire d'états internes particuliers.

### A.1 Diffusion élastique et potentiels optiques

Dans la description de la réaction (A.2), nous aurons besoin de traiter la diffusion élastique des noyaux dans les voies d'entrée et de sortie. Nous utiliserons alors le modèle optique, dans lequel le problème à N corps que constitue l'interaction de deux noyaux est simplifié par l'introduction d'un potentiel décrivant la diffusion élastique et appelé *potentiel optique*. Ce potentiel doit être complexe de manière à rendre compte de l'absorption vers les voies de réactions ouvertes autres que la diffusion élastique. Du fait des couplages avec ces autres voies de réaction, le potentiel optique est de plus non local et dépend de l'énergie [10, 28].

Un très grand nombre d'expériences de diffusion élastique, en particulier de diffusion élastique de nucléons ou d'ions légers sur des noyaux, ont été interprétées dans le cadre du modèle optique. La plupart du temps, les potentiels optiques employés dans ces analyses sont de la

forme

$$U(r) = -Vf(x_0) - iWf(x_W) + 4iW_D \frac{d}{dx_D} f(x_D) + V_{so}(\vec{l} \cdot \vec{s}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{so}) + V_c(r), \quad (\text{A.3})$$

où  $V$  et  $W$  sont les profondeurs des termes de volume réel et imaginaire, respectivement,  $W_D$  est la profondeur du terme imaginaire de surface,  $V_{so}$  est l'intensité du potentiel spin-orbite et  $f$  est un facteur de forme de type Woods-Saxon,  $f(x_i) = (1 + e^{x_i})^{-1}$ , avec  $x_i = (r - r_i A^{1/3})/a_i$ . Le dernier terme de (A.3),  $V_c$ , est le potentiel coulombien créé par une distribution de charge sphérique uniforme de rayon  $R_c = r_c A^{1/3}$ . Les profondeurs  $V$ ,  $W$ ,  $W_D$ ,  $V_{so}$  et les différents paramètres de rayon  $r_i$  et de diffusivité  $a_i$  sont ajustés de manière à reproduire un ensemble de données expérimentales (distributions angulaires et données de polarisation en particulier).

## A.2 Section efficace et amplitude de transition

Considérons la réaction (A.2). Dans la voie d'entrée, les deux noyaux  $A$  et  $a$  sont incidents l'un vers l'autre (dans le centre de masse) et leur mouvement relatif est décrit par une onde plane d'impulsion relative  $\vec{k}_\alpha$ . La fonction d'onde totale du système contient donc des ondes sphériques entrantes dans la voie  $\alpha$ , et des ondes sphériques sortantes dans cette même voie ainsi que dans toutes les autres voies ouvertes à cette énergie. La fonction d'onde particulière satisfaisant à ces conditions aux limites sera notée  $\Psi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha)$ . Elle peut être développée sur la base formée par l'ensemble infini des états internes  $\psi_B$  et  $\psi_b$  des noyaux  $B$  et  $b$  :

$$\Psi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha) = \sum_{\beta} \xi_{\beta}(\vec{r}_{\beta}) \psi_B(x_B) \psi_b(x_b), \quad (\text{A.4})$$

où  $\vec{r}_{\beta}$  est la coordonnée relative des deux noyaux  $b$  et  $B$  et les variables internes de  $B$  et  $b$  sont notées  $x_B$  et  $x_b$ . La fonction  $\xi_{\beta}$  décrit le mouvement relatif dans la voie  $\beta$  et correspond à la projection de  $\Psi_\alpha^{(+)}$  sur le produit d'états internes  $\psi_B \psi_b$  :

$$\xi_{\beta}(\vec{r}_{\beta}) = (\psi_B \psi_b | \Psi_\alpha^{(+)}) = \int \psi_B^*(x_B) \psi_b^*(x_b) \Psi_\alpha^{(+)} dx_B dx_b. \quad (\text{A.5})$$

Cette fonction  $\xi_{\beta}$  contient l'information relative à la transition  $\alpha \rightarrow \beta$  et doit avoir le comportement asymptotique

$$\xi_{\beta}(\vec{r}_{\beta}) \sim e^{i(\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha + \eta_\alpha \ln(k_\alpha r_\alpha - \vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha))} \delta_{\alpha\beta} + f_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) \frac{e^{i(k_\beta r_\beta - \eta_\beta \ln(2k_\beta r_\beta))}}{r_\beta}, \quad (\text{A.6})$$

quand  $r_\beta \rightarrow \infty$  et où  $\eta_\alpha$  est le paramètre de Sommerfeld,  $\eta_\alpha = Z_a Z_A e^2 / \hbar v_\alpha$ . L'équation (A.6) définit l'amplitude de diffusion  $f_{\beta\alpha}$  comme l'amplitude de l'onde sphérique sortante dans la voie  $\beta$  induite par une onde plane d'amplitude unité dans la voie  $\alpha$ .  $f_{\beta\alpha}$  dépend de la direction de  $\vec{r}_{\beta}$  au travers de  $\vec{k}_{\beta}$ , car ces deux vecteurs ont même direction asymptotiquement.

La section efficace différentielle de la réaction  $A(a, b)B$  correspondant à la transition  $\alpha \rightarrow \beta$  est donnée par

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} = \frac{v_\beta}{v_\alpha} \left| f_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) \right|^2, \quad (\text{A.7})$$

où  $v_\alpha$  et  $v_\beta$  sont les vitesses relatives dans les voies d'entrée et de sortie, respectivement. On définit également une amplitude de transition  $T_{\beta\alpha}$ ,

$$T_{\beta\alpha} = -\frac{2\pi\hbar^2}{\mu_\beta} f_{\beta\alpha}, \quad (\text{A.8})$$

de sorte que l'équation (A.7) devient

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha\mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \left| T_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) \right|^2. \quad (\text{A.9})$$

### A.3 Ondes distordues

L'hamiltonien total  $H$  du système peut s'exprimer de manière équivalente dans la voie d'entrée  $\alpha$  et dans la voie de sortie  $\beta$ . Dans cette dernière,  $H$  est la somme des hamiltoniens internes  $H_b$  et  $H_B$  des noyaux  $b$  et  $B$ , de l'énergie cinétique  $K_\beta$  de leur mouvement relatif et de leur interaction  $V_\beta$ ,

$$H = H_b + H_B + K_\beta + V_\beta. \quad (\text{A.10})$$

L'équation de Schrödinger correspondante, à laquelle satisfait la fonction d'onde totale  $\Psi_\alpha^{(+)}$ ,

$$(E - H_b - H_B - K_\beta - V_\beta)\Psi_\alpha^{(+)} = 0, \quad (\text{A.11})$$

peut être projetée sur la voie  $\beta$ , ce qui donne :

$$(E_\beta - K_\beta)\xi_\beta = (\psi_B\psi_b|V_\beta|\Psi_\alpha^{(+)}), \quad (\text{A.12})$$

où  $E_\beta$  est l'énergie cinétique. On peut introduire de chaque côté de cette expression un potentiel auxiliaire  $U_\beta(r_\beta)$  qui ne dépend que de la coordonnée relative  $r_\beta$  et qui ne peut donc pas changer les états internes des noyaux  $b$  et  $B$ . L'équation (A.12) devient

$$[E_\beta - K_\beta - U_\beta(r_\beta)]\xi_\beta(\vec{r}_\beta) = (\psi_B\psi_b|W_\beta|\Psi_\alpha^{(+)}), \quad (\text{A.13})$$

où

$$W_\beta(x_B, x_b, \vec{r}_\beta) = V_\beta(x_B, x_b, \vec{r}_\beta) - U_\beta(r_\beta). \quad (\text{A.14})$$

Le potentiel  $U_\beta$  est en principe arbitraire, mais on le choisit de manière à ce que l'effet du terme de droite de (A.13) soit minimisé et que l'interaction résiduelle  $W_\beta$  puisse être traitée en perturbation. En particulier, on peut choisir pour  $U_\beta$  un potentiel optique décrivant la diffusion élastique des noyaux  $b$  et  $B$ . C'est ce qui est souvent réalisé en pratique, et c'est ce que nous ferons ici.

La solution formelle de (A.13) peut s'exprimer en termes des solutions de l'équation homogène

$$[E_\beta - K_\beta - U_\beta(r_\beta)]\chi_\beta^{(+)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) = 0. \quad (\text{A.15})$$

Les fonctions d'ondes  $\chi_\beta^{(+)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta)$  sont appelées *ondes distordues* et décrivent la diffusion élastique des noyaux  $b$  et  $B$  due au potentiel  $U_\beta$ . Asymptotiquement, elles correspondent à la somme d'une onde plane incidente et d'ondes sphériques sortantes.

L'application du formalisme des fonctions de Green [10] permet d'exprimer de manière exacte l'amplitude de transition pour la réaction  $\alpha \rightarrow \beta$  :

$$T_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) = \langle \chi_\beta^{(-)}(\vec{k}_\beta) \psi_B \psi_b | W_\beta | \Psi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha) \rangle, \quad (\text{A.16})$$

où l'onde distordue  $\chi_\beta^{(-)}$  est la transformée de  $\chi_\beta^{(+)}$  par renversement du sens du temps :

$$\chi_\beta^{(-)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) = \chi_\beta^{(+)*}(-\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta). \quad (\text{A.17})$$

L'expression (A.16) est appelée forme *post* de l'amplitude de transition, car elle fait intervenir l'interaction résiduelle  $W_\beta$  dans la voie de sortie.

On peut également introduire un potentiel optique  $U_\alpha$  dans la voie d'entrée et dériver une autre expression exacte de l'amplitude de transition dans laquelle apparaît l'interaction résiduelle  $W_\alpha = V_\alpha - U_\alpha$  dans la voie d'entrée :

$$T_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) = \langle \Psi_\beta^{(-)}(\vec{k}_\beta) | W_\alpha | \psi_A \psi_a \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha) \rangle, \quad (\text{A.18})$$

où  $\chi_\alpha^{(+)}$  est l'onde distordue obtenue par l'équivalent de l'équation (A.15) pour la voie  $\alpha$  et la fonction d'onde  $\Psi_\beta^{(-)}$  est une solution exacte de l'équation de Schrödinger totale analogue à  $\Psi_\alpha^{(+)}$ , mais satisfaisant à d'autres conditions aux limites. Elle contient des ondes entrantes et sortantes dans la voie  $\beta$  et des ondes entrantes dans toutes les autres voies ouvertes. L'expression de l'amplitude de transition (A.18) est appelée forme *prior*.

## A.4 L'approximation de Born des ondes distordues

Toujours en utilisant les fonctions de Green, on peut exprimer la fonction d'onde totale  $\Psi_\alpha^{(+)}$  en une série de Born faisant intervenir l'onde distordue  $\chi_\alpha^{(+)}$  et l'interaction résiduelle  $W_\alpha$  [10]

$$\Psi_\alpha^{(+)} = [1 + G_\alpha^{(+)}W_\alpha + G_\alpha^{(+)}W_\alpha G_\alpha^{(+)}W_\alpha + \dots] \chi_\alpha^{(+)} \psi_A \psi_a, \quad (\text{A.19})$$

où  $G_\alpha^{(+)}$  est la fonction de Green associée à l'hamiltonien  $H_a + H_A + K_\alpha + U_\alpha$ . L'amplitude de la transition  $\alpha \rightarrow \beta$  devient alors

$$T_{\beta\alpha} = \langle \chi_\beta^{(-)} \psi_B \psi_b | W_\beta + W_\beta G_\alpha^{(+)}W_\alpha + W_\beta G_\alpha^{(+)}W_\alpha G_\alpha^{(+)}W_\alpha + \dots | \chi_\alpha^{(+)} \psi_A \psi_a \rangle. \quad (\text{A.20})$$

Si l'on ne conserve que le premier terme de cette dernière série, on aboutit à l'*approximation de Born des ondes distordues* (DWBA) [10]

$$T_{\beta\alpha}^{DWBA}(post) = \langle \chi_{\beta}^{(-)}(\vec{k}_{\beta}) \psi_B \psi_b | W_{\beta} | \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{k}_{\alpha}) \psi_A \psi_a \rangle, \quad (\text{A.21})$$

cette expression étant la forme post de la DWBA. On peut de manière similaire obtenir la forme prior,

$$T_{\beta\alpha}^{DWBA}(prior) = \langle \chi_{\beta}^{(-)}(\vec{k}_{\beta}) \psi_B \psi_b | W_{\alpha} | \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{k}_{\alpha}) \psi_A \psi_a \rangle. \quad (\text{A.22})$$

Tant que l'on introduit pas d'autres approximations, les formes post et prior de l'amplitude de transition  $T^{DWBA}$  sont rigoureusement égales.

En faisant apparaître de manière explicite les coordonnées relatives des voies d'entrée et de sortie, les amplitudes (A.21) et (A.22) se mettent sous la forme

$$T_{\beta\alpha}^{DWBA} = \mathcal{J} \int d^3 r_{\alpha} d^3 r_{\beta} \chi_{\beta}^{(-)*}(\vec{k}_{\beta}, \vec{r}_{\beta}) (\psi_B \psi_b | W | \psi_A \psi_a) \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}), \quad (\text{A.23})$$

où  $\mathcal{J}$  est un jacobien rendu nécessaire par la transformation des coordonnées de l'élément de matrice  $(\psi_B \psi_b | W | \psi_A \psi_a)$  en termes des coordonnées relatives  $\vec{r}_{\alpha}$  et  $\vec{r}_{\beta}$ . C'est cet élément de matrice qui contient toute l'information sur la réaction et sur la structure des noyaux impliqués.

## A.5 Moment angulaire transféré

On suppose que la réaction définie par (A.2) se produit en une seule étape au cours de laquelle a lieu le transfert du nucléon  $x$ . Supposons que  $x$  possède au sein du noyau  $a$  le moment angulaire orbital  $l_1$  par rapport à  $b$  et le moment angulaire total  $j_1$ . De même, supposons que dans le noyau final  $B$  le nucléon  $x$  possède le moment angulaire orbital  $l_2$  par rapport à  $A$  et le moment angulaire total  $j_2$ . Le moment angulaire total transféré aux mouvements internes des noyaux durant la collision est donné par

$$\vec{L} = \vec{I}_b + \vec{I}_B - \vec{I}_a - \vec{I}_A = \vec{j}_2 - \vec{j}_1 \quad \text{ou} \quad |j_2 - j_1| \leq L \leq j_2 + j_1. \quad (\text{A.24})$$

De plus  $L$  est un moment angulaire orbital, de sorte que [10]

$$\vec{L} = \vec{l}_2 - \vec{l}_1 \quad \text{ou} \quad |l_2 - l_1| \leq L \leq l_2 + l_1. \quad (\text{A.25})$$

Ces deux équations définissent les règles de sélection s'appliquant au transfert de moment angulaire. Notons que du fait de la conservation du moment angulaire total, ce moment angulaire transféré correspond à une perte de moment angulaire du mouvement relatif,  $\vec{L} = \vec{L}_{\alpha} - \vec{L}_{\beta}$ , où  $\vec{L}_{\alpha}$  et  $\vec{L}_{\beta}$  sont les moments angulaires orbitaux des voies d'entrée et de sortie.

Le changement des parités internes des noyaux  $A$  et  $B$  est donné par  $\pi_A \pi_B = (-1)^{l_2}$ , et le changement global des parités internes par  $\Delta\pi = \pi_A \pi_a \pi_B \pi_b = (-1)^{l_1 + l_2}$ . Quand  $a$  est un ion léger, par exemple un deuton, le mouvement de  $x$  au sein de  $a$  est dominé par l'onde  $S$ . On a

alors  $l_1 = 0$  et  $L = l_2$  : le moment angulaire transféré est égal au moment angulaire orbital de l'état vers lequel le neutron est transféré. Dans ce cas,  $\Delta\pi = (-1)^L$  et les transitions sont dites de *parité naturelle*. Si le noyau cible  $A$  à un spin total  $I_A$  nul, comme par exemple le  $^{10}\text{Be}$ , on a  $I_B = j_2$ . Une seule transition  $(l_2, j_2)$  contribue alors au peuplement d'un état de spin  $I_B$  et de parité  $\pi_B$  donnés du noyau final  $B$ .

L'importance du moment angulaire transféré  $L$  réside entre autres dans le fait qu'il détermine très souvent la forme de la distribution angulaire des produits de la réaction. Ceci peut être clairement mis en évidence dans l'approximation de Born pour les ondes planes, dont l'amplitude de transition peut être obtenue en remplaçant dans (A.23) les ondes distordues par des ondes planes et l'interaction résiduelle  $W$  par l'interaction totale  $V$ . En supposant de plus que la réaction se produit à la surface du noyau cible, on obtient [10] une section efficace proportionnelle à  $|j_L(QR)|^2$ , où  $j_L$  est une fonction de Bessel sphérique d'ordre  $L$ ,  $R$  est le rayon du noyau cible et  $Q$  est l'impulsion transférée  $(k_a^2 + k_b^2 - 2k_a k_b \cos \theta)^{1/2}$ ,  $\theta$  étant l'angle de diffusion de  $b$ . La présence de la fonction de Bessel sphérique  $j_L$  explique à la fois le caractère oscillatoire et la forme des distributions angulaires. La position et la forme du premier maximum de la distribution angulaire varient en effet avec la valeur de  $L$ , ce qui fournit la principale signature du moment angulaire transféré  $L$ .

## A.6 Potentiel de transition

Dans le cas du transfert d'un nucléon (A.2), il est plus naturel de choisir la représentation post de l'amplitude de transition DWBA. Dans cette représentation, l'interaction résiduelle  $W_\beta = V_\beta - U_\beta$  fait intervenir l'interaction totale  $V_\beta$  et le potentiel optique  $U_\beta$  de la voie de sortie. Si  $V_\beta$  est une somme d'interaction à deux corps entre les nucléons de  $b$  et ceux de  $B$ ,

$$V_\beta = \sum_{i \in b} \sum_{j \in B} v_{ij}, \quad (\text{A.26})$$

on peut la décomposer en

$$V_\beta = V_{bx} + V_{bA}, \quad (\text{A.27})$$

où  $V_{bx}$  est l'interaction liant le nucléon  $x$  au noyau  $b$  pour former  $a$ . L'interaction résiduelle  $W_\beta$  peut ensuite être simplifiée par

$$W_\beta = V_{bx} - (V_{bA} - U_\beta) \approx V_{bx}. \quad (\text{A.28})$$

L'interaction  $(V_{bA} - U_\beta)$ , appelée interaction indirecte ou terme rémanent, peut être très importante dans le cas des réactions entre ions lourds [10]. En ce qui concerne la réaction (d,p), des calculs impliquant des noyaux stables indiquent des effets en général relativement petits, mais qui peuvent être importants dans certains cas [139, 140].

## A.7 Approximation de portée nulle

Dans l'image la plus simple du noyau  $a = b + x$ ,  $V_{bx}$  est fonction de la seule coordonnée relative  $\vec{r}_{bx}$ . L'élément de matrice  $(\psi_B \psi_b | W_\beta | \psi_A \psi_a)$  peut alors se factoriser en

$$(\psi_B \psi_b | W_\beta | \psi_A \psi_a) = (\psi_B | \psi_A) (\psi_b | V_{bx}(\vec{r}_{bx}) | \psi_a). \quad (\text{A.29})$$

Dans le cas où les noyaux  $a$  et  $b$  sont des ions légers, la partie spatiale  $D(\vec{r}_{bx})$  du recouvrement  $(\psi_b | V_{bx}(\vec{r}_{bx}) | \psi_a)$  est de courte portée. L'approximation de portée nulle consiste à la remplacer par

$$D(\vec{r}_{bx}) \approx D_0 \delta(\vec{r}_{bx}), \quad (\text{A.30})$$

où la constante  $D_0$  est donnée par

$$D_0 = \int D(\vec{r}_{bx}) d^3 r_{bx}. \quad (\text{A.31})$$

Cette approximation revient à supposer que la particule légère  $b$  de la voie de sortie est émise à l'endroit où la particule légère  $a$  de la voie d'entrée est absorbée. Le fait que  $\vec{r}_{bx} = \vec{0}$  implique  $\vec{r}_a = \vec{r}_b = \vec{r}_x$ , ce qui conduit à [28]

$$\vec{r}_\beta = \frac{M_A}{M_B} \vec{r}_\alpha, \quad (\text{A.32})$$

où  $M_A$  et  $M_B$  sont les masses des noyaux  $A$  et  $B$ , respectivement. L'intégrale sur les coordonnées relatives  $\vec{r}_\alpha$  et  $\vec{r}_\beta$  de l'équation (A.23) passe donc de 6 à 3 dimensions, ce qui facilite et accélère grandement le calcul de l'amplitude de transition.

## A.8 Facteurs de forme et facteurs spectroscopiques

### A.8.1 Décomposition de la fonction d'onde de l'état peuplé

Dans le cas du transfert d'un nucléon (A.2), il est naturel de décomposer la fonction d'onde interne  $\psi_B$  de l'état peuplé dans le noyau final  $B = A + x$  sur les états du noyau  $A$  [10]

$$\begin{aligned} \psi_B(\vec{r}_{xA}, \sigma_x, \zeta) &= \frac{1}{\sqrt{\mathcal{N}_B}} \sum_{Alj} \psi_A(\zeta) \phi_{Aljm}^B(\vec{r}_{xA}, \sigma_x) \langle I_A, j, M_A, m | I_B, M_B \rangle \\ &\times \langle T_A, t, N_A, n | T_B, N_B \rangle. \end{aligned} \quad (\text{A.33})$$

Dans ce développement,  $A$  et  $B$  désigne l'ensemble des nombres quantiques des états des noyaux correspondants, c'est-à-dire  $\{I_A, M_A, T_A, N_A\}$  et  $\{I_B, M_B, T_B, N_B\}$ , où  $I$  est le moment angulaire total,  $M$  est sa projection,  $T$  est l'isospin et  $N$  est sa troisième composante.  $l$  et  $j$  sont les moments angulaires orbital et total du nucléon transféré  $x$  par rapport au noyau  $A$ ,  $m$  est la projection de  $j$ ,  $\sigma_x$  sont les variables de spin de  $x$ ,  $t = 1/2$  est son isospin et  $n$  sa troisième

composante d'isospin.  $\zeta$  représente toutes les autres variables internes de l'état  $B$  et correspond à l'ensemble des variables internes de  $A$ .  $\mathcal{N}_B$  désigne le nombre de nucléons du noyau  $B$ .

Avec le développement (A.33), le recouvrement  $(\psi_B|\psi_A)$  devient

$$(\psi_B|\psi_A) = \frac{1}{\sqrt{\mathcal{N}_B}} \sum_{lj} \phi_{Aljm}^{B*} \langle I_A, j, M_A, m | I_B, M_B \rangle \langle T_A, t, N_A, n | T_B, N_B \rangle, \quad (\text{A.34})$$

où les parenthèses dans le membre de gauche correspondent à l'intégration sur les variables internes  $\zeta$ .

La fonction  $\phi_{Aljm}^B$  peut être décomposée en des parties radiale, angulaire, de spin et d'isospin

$$\phi_{Aljm}^{B*}(\vec{r}_{xA}, \sigma_x) = \sum_{\mu} R_{Alj}^B(r_{xA}) i^l Y_l^{m-\mu}(\hat{r}_{xA}) \chi_{s\mu}(\sigma_x) \langle l, s, m - \mu, \mu | j, m \rangle, \quad (\text{A.35})$$

où  $s = 1/2$  est le spin du nucléon  $x$ .

L'information sur la structure des noyaux  $A$  et  $B$  est contenue dans les parties radiales  $R_{Alj}^B$ , que l'on désigne habituellement sous le terme de *facteurs de forme*. Plus précisément, cette information réside dans les poids des différentes composantes  $lj$  du développement de l'état  $B$  (A.33). Elle peut être quantifiée par les *facteurs spectroscopiques*. Pour une composante  $lj$  particulière, le facteur spectroscopique est défini par

$$S_{Alj}^B = \int |R_{Alj}^B(r_{xA})|^2 r_{xA}^2 dr_{xA}. \quad (\text{A.36})$$

## A.8.2 Détermination des facteurs de forme

Le calcul réaliste des fonctions  $\phi$  intervenant dans le recouvrement (A.34) n'est généralement pas une tâche aisée. Il est donc courant de supposer que le facteur de forme  $R_{Alj}^B$  est proportionnel à la partie radiale  $u_{lj}$  de la fonction d'onde d'un état propre de nombres quantiques  $lj$  obtenu dans potentiel à un corps, c'est-à-dire

$$R_{Alj}^B(r_{xA}) \approx S_{Alj}^{B 1/2} u_{lj}(r_{xA}), \quad (\text{A.37})$$

où le facteur de proportionnalité est donné par le facteur spectroscopique et où la fonction  $u_{lj}$  est normalisée à 1,

$$\int |u_{lj}(r)|^2 r^2 dr = 1. \quad (\text{A.38})$$

Le potentiel à un corps utilisé pour déterminer la fonction  $u_{lj}$  est généralement un potentiel de Woods-Saxon. Le terme de spin-orbite employé est souvent de la forme de Thomas (voir chapitre 1) avec une intensité  $V_{so}$  donnée par  $V_{so} = \lambda V_{WS}/45, 2$ , où  $V_{WS}$  est la profondeur du puits de Woods-Saxon et  $\lambda$  un facteur habituellement fixé à 25.

Il est bien établi [10] que la partie radiale de  $\phi$ , dans le cas où  $x$  est un neutron, doit asymptotiquement décroître exponentiellement comme  $\exp(-\kappa r_{xA})/r_{xA}$ , avec une longueur de décroissance  $1/\kappa$  déterminée par l'énergie de séparation  $S_x$  du nucléon  $x$  dans l'état du noyau  $B$

peuplé :

$$\kappa = \sqrt{2\mu_{xA}S_x/\hbar}, \quad (\text{A.39})$$

où  $\mu_{xA}$  est la masse réduite du système  $A + x$ . Si  $x$  est un proton, ces formules doivent être modifiées de manière à tenir compte du potentiel coulombien.

Une pratique courante pour déterminer la fonction d'onde radiale  $u_{lj}$  est de faire varier la profondeur du potentiel à un corps jusqu'à ce que l'énergie propre de l'état  $lj$  soit égale à  $-S_x$ . Cette méthode connue sous le nom de *prescription de l'énergie de séparation* permet d'assurer à  $u_{lj}$  un comportement asymptotique correct. Ceci est important dans la mesure où le transfert se produit essentiellement en surface [10].

### A.8.3 Facteurs spectroscopiques expérimentaux

Dans le cas où du fait des règles de sélection évoquées plus haut (cf A.5) seul le transfert vers l'état à un nucléon  $lj$  intervient dans la réaction  $A(a, b)B$ , l'extraction du facteur spectroscopique expérimental est simple. On calcule la section efficace différentielle DWBA  $(d\sigma_{lj}/d\Omega)_{DWBA}$  en supposant que le facteur spectroscopique correspondant est égal à un. On compare ensuite les sections efficaces différentielles expérimentale et calculée, et le facteur spectroscopique expérimental  $S_{Alj}^B$  est obtenu en appliquant la relation

$$\left(\frac{d\sigma_{lj}}{d\Omega}\right)_{exp} = S_{Alj}^B \left(\frac{d\sigma_{lj}}{d\Omega}\right)_{DWBA}. \quad (\text{A.40})$$

### A.8.4 Règles de somme

Le coefficient de Clebsch-Gordan d'isospin  $C = \langle T_A, t, N_A, n | T_B, N_B \rangle$  du développement (A.34) est quelquefois combiné avec  $S_{Alj}^B$  et le produit  $C^2 S_{Alj}^B$  aussi dénommé facteur spectroscopique.

Ce facteur  $C^2 S_{Alj}^B$  fournit une mesure de l'occupation de l'orbitale  $lj$  pour les nucléons du même type que  $x$ . La réaction de stripping  $A(a, b)B$ , avec  $B = A + x$ , permet de quantifier dans quelle mesure la couche  $lj$  est vide dans  $A$ . Une réaction de pickup  $A(b, a)D$ , où  $D = A - x$ , sur la même cible  $A$  donne une mesure de l'occupation de cette même orbitale. En règle générale, la force correspondant à une orbitale  $lj$  est répartie sur plusieurs transitions conduisant à des états différents du noyau final. Pour interpréter les valeurs des facteurs spectroscopiques mesurés, il est nécessaire de sommer sur ces transitions. On obtient alors des règles de somme.

Dans le cas de la réaction de pickup  $A(b, a)D$ , la règle de somme pour les transitions  $lj$  s'écrit [10]

$$G_{lj}(pick) = \sum_{I_D \alpha_D} C^2 S_{Dlj}^A = n(l, j), \quad (\text{A.41})$$

où l'on somme sur les états finals du noyau  $D$  de spin  $I_D$ ,  $\alpha_D$  représentant tous les nombres quantiques nécessaires pour spécifier ces états.  $n(l, j)$  est le nombre de nucléons du type de  $x$

dans l'orbitale  $lj$  de l'état fondamental du noyau cible  $A$ .

Pour la réaction de stripping  $A(a, b)B$  sur la même cible, la règle de somme est donnée par [10]

$$G_{lj}(strip) = \sum_{I_B \alpha_B} C^2 S_{Alj}^B \frac{2I_B + 1}{2I_A + 1} = h(l, j) = (2j + 1) - n(l, j), \quad (\text{A.42})$$

où  $h(l, j)$  est le nombre moyen de trous du type de  $x$  dans la sous-couche  $l, j$  de l'état fondamental de  $A$ .

Si le spin de l'état fondamental du noyau cible  $A$  est nul (comme par exemple pour le  $^{10}\text{Be}$ ),  $I_B = j$  et cette dernière règle de somme devient

$$\frac{G_{lj}(strip)}{2j + 1} = \sum_{\alpha_B} C^2 S_{Alj}^B = 1 - \frac{n(l, j)}{2j + 1}. \quad (\text{A.43})$$

La valeur maximale de cette somme,  $\sum C^2 S_{Alj}^B = 1$ , est obtenue dans le cas où l'orbitale  $lj$  est vide dans l'état fondamental de  $A$ .

## A.9 Transfert vers des états non liés

Il peut arriver que l'état final du noyau  $B = A + x$  ne soit pas lié du point de vue de l'émission du nucléon  $x$ . Si la résonance correspondante a un temps de vie suffisamment long, c'est-à-dire si elle est étroite, le transfert peut être considéré comme indépendant de l'émission du nucléon  $x$  et peut être traité par les méthodes standard.

Si on suppose une dépendance en énergie du type Breit-Wigner, la partie résonante du recouvrement  $(\psi_B | \psi_A)$  est proportionnelle à

$$\frac{\frac{1}{2}\Gamma}{E_{xA} - E_R + \frac{1}{2}i\Gamma} \phi(\vec{r}, E_{xA}), \quad (\text{A.44})$$

où  $E_{xA}$  est l'énergie relative du système  $A + x$ ,  $E_R$  est l'énergie de la résonance et  $\Gamma$  sa largeur. Au voisinage de la résonance, la dépendance en énergie de  $\phi$  peut être négligée :

$$\phi(\vec{r}, E_{xA}) \approx \phi(\vec{r}, E_R) \quad \text{pour} \quad E_{xA} \approx E_R. \quad (\text{A.45})$$

A l'énergie  $E_{xA}$ , la section efficace DWBA est proportionnelle à

$$\frac{\Gamma^2/4}{(E_{xA} - E_R)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (\text{A.46})$$

Si l'on intègre cette expression sur la résonance, le résultat est une constante  $(1/2\pi\Gamma)$ , et la section efficace intégrée est donnée par la DWBA habituelle si l'on utilise la partie radiale de  $\phi(\vec{r}, E_R)$  comme facteur de forme [10].

L'état peuplé dans le noyau  $B = A + x$  n'étant pas lié, l'énergie de séparation  $S_x$  du nucléon  $x$  dans cet état est négative et le facteur de forme ne décroît pas exponentiellement à

grande distance, mais oscille indéfiniment avec une amplitude constante, de sorte que les intégrales radiales intervenant dans le calcul de l'amplitude de transition convergent lentement. Pour contourner cette difficulté, Vincent et Fortune [108] ont proposé une technique d'intégration dans le plan complexe.

## A.10 Potentiels adiabatiques

Par construction, la DWBA suppose que le processus dominant dans les voies d'entrée et de sortie est la diffusion élastique. Le couplage aux autres voies de réactions est représenté en moyenne par le terme imaginaire de chacun des potentiels optiques. Cette procédure peut être remise en cause lorsque la réaction implique un noyau faiblement lié comme le deuton ou le  $^{11}\text{Be}$ . Dans ce cas, le couplage avec le breakup peut influencer de manière importante les sections efficaces de transfert.

Pour les réactions faisant intervenir un deuton, Johnson et Soper ont proposé une prescription afin de prendre en compte une partie des effets du breakup du deuton sur le transfert. Cette approche est basée sur une hypothèse adiabatique, qui consiste à considérer que le mouvement interne du système neutron-proton est très lent par rapport au mouvement de son centre de masse. Selon cette approche, le potentiel optique utilisé pour générer les ondes distordues dans la voie contenant le deuton doit être remplacé par un potentiel effectif  $\tilde{U}_d$  donné par

$$\tilde{U}_d(r) = \frac{\langle \phi_d | V_{np}(U_n + U_p) | \phi_d \rangle}{\langle \phi_d | V_{np} | \phi_d \rangle}, \quad (\text{A.47})$$

où  $\phi_d$  est la fonction d'onde du deuton,  $V_{np}$  est l'interaction neutron-proton,  $U_n$  ( $U_p$ ) est le potentiel optique du neutron (proton) à l'énergie moitié de celle du deuton.

Ce potentiel  $\tilde{U}_d$  n'est plus sensé reproduire la diffusion élastique du deuton. Il est construit de manière à décrire de manière approximative une onde constituée de l'onde élastique à laquelle s'ajoute des composantes où le deuton a été dissocié mais où le proton et le neutron se meuvent dans un état  $^3S$ . Ces composantes peuvent en effet contribuer aux réactions (d,p) ou (d,n) dans la mesure où le breakup du deuton peut être suivi de la capture d'un des deux nucléons.

Dans la pratique, la procédure consiste en un calcul DWBA tout à fait standard, la seule différence étant que le potentiel optique du deuton est remplacé par le potentiel effectif  $\tilde{U}_d$ . Ce potentiel peut être calculé de manière simple à partir des potentiels optiques du proton et du neutron selon la prescription proposée par Wales et Johnson [109].

L'utilisation de potentiels adiabatiques de la forme (A.47) a souvent permis d'obtenir une meilleure description des distributions angulaires expérimentales des réactions de transfert impliquant des deutons, qu'avec des potentiels optiques [10, 65].

## A.11 Corrections de portée finie et de non-localité

### A.11.1 Correction de portée finie

Lorsque l'on utilise l'approximation de portée nulle, il est possible de corriger l'amplitude calculée de manière à inclure une partie des effets dus à la portée finie.

La correction dérivée dans le cadre de l'approximation d'énergie locale (LEA) [10] consiste à multiplier l'intégrand de l'équation (A.23) calculé en portée nulle par le terme

$$F_{FR}(\vec{r}_\alpha) = 1 + R^2 \Lambda(r_\alpha), \quad (\text{A.48})$$

avec

$$\Lambda(r_\alpha) = \left( \frac{2\mu_a}{\hbar^2} \right) \left[ U_{xA}(r_\alpha) + U_\beta \left( \frac{M_A}{M_B} r_\alpha \right) - U_\alpha(r_\alpha) + B_a \right], \quad (\text{A.49})$$

où  $\mu_a$  est la masse réduite du système  $a = b + x$ ,  $U_{xA}$  est le potentiel utilisé pour calculer le facteur de forme de la transition,  $U_\alpha$  et  $U_\beta$  sont les potentiels optiques des voies d'entrée et de sortie, respectivement, et  $B_a$  est l'énergie de séparation du système  $a = b + x$ . Pour la réaction (d,p), la valeur standard du paramètre  $R$  est de 0,621 fm [114].

Dans le cas des réactions (d,p) et (p,d), la comparaison des calculs en portée finie exacte et en portée nulle corrigée [10, 65] montrent que la correction LEA permet de tenir compte de la majorité des effets de la portée finie.

### A.11.2 Correction de non localité

Comme nous l'avons indiqué au paragraphe A.1, les potentiels optiques sont en principe non locaux. Cependant, dans la grande majorité des analyses les potentiels optiques phénoménologiques ajustés sur les données expérimentales sont supposés locaux.

On peut montrer [28] que la non localité d'un potentiel optique modifie l'amplitude de l'onde distordue  $\chi^{(NL)}$  calculée dans ce potentiel par rapport à l'onde distordue  $\chi^{(L)}$  calculée avec un potentiel local équivalent :

$$\chi^{(NL)}(\vec{r}) = F_{NL}(r) \chi^{(L)}(\vec{r}), \quad (\text{A.50})$$

où  $F_{NL}$  est une fonction de  $r$  qui tend vers 1 aux grandes distances, dans la mesure où les ondes distordues  $\chi^{(NL)}$  et  $\chi^{(L)}$  décrivent la même diffusion élastique. Cet effet sur l'amplitude des ondes distordues est connu sous le nom d'effet Perey.  $F_{NL}$  est donné par

$$F_{NL}(\vec{r}) = \frac{1}{\left[ 1 - \frac{\mu\beta^2}{2\hbar^2} U(r) \right]^{1/2}}, \quad (\text{A.51})$$

où  $U$  est le potentiel optique local,  $\mu$  est la masse réduite des deux noyaux impliqués dans la diffusion et  $\beta$  est la portée de non localité du potentiel optique non local. Le potentiel  $U$  étant

attractif,  $F_{NL}(r) < 1$  pour  $r$  inférieur à la portée de ce potentiel, ce qui diminue l'amplitude de l'onde distordue à l'intérieur des noyaux. Puisque cette réduction se produit pour chaque onde distordue, il peut en résulter une suppression importante des contributions de cette région à l'amplitude de transition (A.23). La prise en compte de cette correction de non localité a souvent conduit à une meilleure reproduction des données pour les réactions de réarrangement impliquant des ions légers [10]. Pour la diffusion de nucléons sur des noyaux, le paramètre  $\beta$  vaut 0,85 fm [114]. Il vaut 0,54 fm dans le cas des deutons [114].



# Bibliographie

- [1] A. Bohr et B. R. Mottelson. *Nuclear structure*, volume I. Benjamin, Reading, 1969.
- [2] B. Frois et I. Sick (Editeurs). *Modern topics in electron scattering*. World Scientific, 1991.
- [3] W. Hornyak. *Nuclear structure*. Academic Press, New York, 1975.
- [4] M. G. Mayer et J. H. D. Jensen. *Elementary theory of nuclear shell structure*. Wiley, New York, 1955.
- [5] O. Haxel, J. H. D. Jensen et H. E. Suess. *On the magic numbers in nuclear structure*. Phys. Rev. 75 (1949) 1766.
- [6] M. G. Mayer. *On closed shells in nuclei*. Phys. Rev. 75 (1949) 1969.
- [7] P. Ring et P. Schuck. *The nuclear many-body problem*. Springer-Verlag, New York, 1980.
- [8] G. Jacob et T. A. J. Maris. *Quasi-free scattering and nuclear structure*. Rev. Mod. Phys. 45 (1973) 6.
- [9] J. Mougey. *The ( $e, e'p$ ) reaction*. Nucl. Phys. A 335 (1980) 35.
- [10] G. R. Satchler. *Direct nuclear reactions*. Oxford University Press, Oxford, 1983.
- [11] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë. *Mécanique Quantique*, volume II. Hermann, Paris, 1973.
- [12] J. M. Eisenberg et W. Greiner. *Nuclear models*. North-Holland, Amsterdam, 1970.
- [13] B. D. Serot et J. D. Walecka. *The relativistic nuclear many-body problem*. Adv. Nucl. Phys. 16 (1986) 1.
- [14] P. Ring. *Relativistic mean field theory in finite nuclei*. Prog. Part. Nucl. Phys. 37 (1996) 193.
- [15] M. M. Sharma et al. *Shell effects in nuclei near the neutron drip-line*. Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 1431.
- [16] J. Dobaczewski et al. *Nuclear shell structure at particle drip-lines*. Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 981.
- [17] G. A. Lalazissis et al. *Reduction of the spin-orbit potential in light drip-line nuclei*. Phys. Lett. B 418 (1998) 7.

- [18] D. Von-Eiff et al. *The relativistic spin-orbit force near the neutron-drip line*. Phys. Lett. B 344 (1995) 11.
- [19] P. D. Cottle et K. W. Kemper. *Evolution of shell closures in neutron-rich  $Z = 10 - 20$  nuclei*. Phys. Rev. C 66 (2002) 061301.
- [20] O. Tarasov et al. *Search for  $^{28}\text{O}$  and study of neutron-rich nuclei near the  $N = 20$  shell closure*. Phys. Lett. B 409 (1997) 64.
- [21] E. Khan. *Diffusion de protons sur les noyaux instables  $^{20}\text{O}$ ,  $^{30}\text{S}$ ,  $^{34}\text{Ar}$  : étude expérimentale et développement de modèles microscopiques self-consistants*. Thèse de Doctorat, Université Paris 7, 2000. Rapport interne IPNO-T-00-01.
- [22] E. Khan et Nguyen Van Giai. *Low-lying  $2^+$  states in neutron-rich oxygen isotopes in quasiparticle random phase approximation*. Phys. Lett. B 472 (2000) 253.
- [23] P. G. Thirolf et al. *Spectroscopy of the  $2^+_{11}$  state in  $^{22}\text{O}$  and shell structure near the neutron drip line*. Phys. Lett. B 485 (2000) 16.
- [24] M. Bellegruic et al. *In beam  $\gamma$  spectroscopy using projectile fragmentation : structure of neutron-rich nuclei around  $N = 20$* . Nucl. Phys. A 682 (2001) 136c.
- [25] M.-A. Stanoiu. *Spectroscopie  $\gamma$  en ligne des noyaux légers riches en neutrons produits par fragmentation de faisceau radioactif et mesures de temps de vie des niveaux excités dans les noyaux proches de  $^{68}\text{Ni}$* . Thèse de Doctorat, Université de Caen, 2003.
- [26] G. R. Satchler. *Introduction to nuclear reactions*. Macmillan, London, 1980.
- [27] A. Bohr et B. R. Mottelson. *Nuclear structure*, volume II. Benjamin, Reading, 1975.
- [28] N. Austern. *Direct nuclear reaction theories*. Wiley, New-York, 1970.
- [29] F. Ajzenberg-Selove. *Energy levels of light nuclei  $A = 11-12$* . Nucl. Phys. A 506 (1990) 1.
- [30] D. H. Wilkinson et D. E. Alburger. *Beta decay of  $^{11}\text{Be}$* . Phys. Rev. 113 (1959) 563.
- [31] D. E. Alburger et al. *Parity of  $^{11}\text{Be}$* . Phys. Rev. 136 (1964) B 916.
- [32] I. Talmi et I. Unna. *Order of levels in the shell model and spin of  $^{11}\text{Be}$* . Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 469.
- [33] J. P. Deutsch et al. *Hyperfine effects in the  $\mu$ -mesonic  $^{11}\text{B}$  atom and information on  $^{11}\text{Be}$  from muon capture measurements*. Phys. Lett. B 28 (1968) 178.
- [34] D. L. Auton. *Direct reactions on  $^{10}\text{Be}$* . Nucl. Phys. A 157 (1970) 305.
- [35] I. Tanihata et al. *Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes*. Phys. Lett. B 160 (1985) 380.
- [36] I. Tanihata et al. *Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light  $p$ -shell region*. Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2676.

- [37] I. Tanihata et al. *Measurement of interaction cross sections using isotope beams of Be and B and isospin dependence of the nuclear radii*. Phys. Lett. B 206 (1988) 592.
- [38] I. Tanihata. *Structure of neutron-rich nuclei studied by radioactive beams*. Nucl. Phys. A 522 (1991) 275c.
- [39] P. G. Hansen et B. Jonson. *The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei*. Europhys. Lett. 4 (1987) 409.
- [40] P. G. Hansen, A. S. Jensen et B. Jonson. *Nuclear halos*. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 45 (1995) 591.
- [41] K. Riisager. *Nuclear halo states*. Rev. Mod. Phys. 66 (1994) 1105.
- [42] M. Fukuda et al. *Neutron halo in  $^{11}\text{Be}$  studied via reaction cross sections*. Phys. Lett. B 268 (1991) 339.
- [43] H. Sagawa. *Density distributions of halo nuclei*. Phys. Lett. B 286 (1992) 7.
- [44] N. Orr. *Noyaux exotiques : haloes*. In *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire*. 1997.
- [45] D. Cortina-Gil et al. *Experimental evidence for the  $^8\text{B}$  ground state configuration*. Phys. Lett. B 529 (2002) 36, et références incluses.
- [46] F. Hammache et al. *Low-energy measurement of the  $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$  cross section*. Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3985.
- [47] J. H. Kelley et al. *Parallel momentum distributions as a probe of halo wave functions*. Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 30.
- [48] S. Grévy et al. *Core-breakup reactions of the halo nuclei  $^{11}\text{Be}$  and  $^{11}\text{Li}$  : momentum distributions and shadow effects*. Nucl. Phys. A 650 (1999) 47.
- [49] K. Ikeda. *Structure of neutron rich nuclei*. Nucl. Phys. A 538 (1992) 355c.
- [50] T. Nakamura et al. *Coulomb dissociation of a halo nucleus  $^{11}\text{Be}$  at 72 A.MeV*. Phys. Lett. B 331 (1994) 296.
- [51] G. F. Bertsch, B. A. Brown et H. Sagawa. *High-energy reaction cross sections of light nuclei*. Phys. Rev. C 39 (1989) 1154.
- [52] N. Vinh Mau. *Particle-vibration coupling in one neutron halo nuclei*. Nucl. Phys. A 592 (1995) 33.
- [53] R. Bhattacharya et K. Krishan. *Structure of one neutron halo light nuclei  $^{11}\text{Be}$  and  $^{19}\text{O}$* . Phys. Rev. C 56 (1997) 212.
- [54] G. Colò, T. Suzuki et H. Sagawa. *Effects of collective modes on shell structure of  $^{10}\text{Be}$  and  $^{24}\text{O}$  core*. Nucl. Phys. A 695 (2001) 167.
- [55] R. A. Broglia. Communication privée, 2003.
- [56] H. Esbensen, B. A. Brown et H. Sagawa. *Positive parity states in  $^{11}\text{Be}$* . Phys. Rev. C 51 (1995) 1274.

- [57] F. M. Nunes, I. J. Thompson et R. C. Johnson. *Core excitation in one neutron halo systems*. Nucl. Phys. A 596 (1996) 171.
- [58] P. Descouvemont. *The exotic nuclei  $^{11}\text{Be}$  and  $^{11}\text{N}$  in a microscopic cluster model*. Nucl. Phys. A 615 (1997) 261.
- [59] E. K. Warburton et B. A. Brown. *Effective interactions for the  $0p_{1/2}0d$  nuclear shell-model space*. Phys. Rev. C 46 (1992) 923.
- [60] T. Otsuka, N. Fukunishi et H. Sagawa. *Structure of exotic neutron-rich nuclei*. Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1385.
- [61] B. A. Brown. *The nuclear shell-model towards the drip lines*. Prog. Part. Nucl. Phys. 47 (2001) 517.
- [62] H. Sagawa, B. A. Brown et H. Esbensen. *Parity inversion in the  $N = 7$  isotones and the pairing blocking effect*. Phys. Lett. B 309 (1993) 1.
- [63] S. C. Pieper, K. Varga et R. B. Wiringa. *Quantum Monte Carlo calculations of  $A = 9, 10$  nuclei*. Phys. Rev. C 66 (2002) 044310.
- [64] B. Zwieglinski et al. *Study of the  $^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  reaction at 25 MeV*. Nucl. Phys. A 315 (1979) 124.
- [65] S. Pita. *Réactions de transfert d'un nucléon induites par un faisceau secondaire de  $^{11}\text{Be}$  : étude de la structure des noyaux exotiques  $^{11}\text{Be}$  et  $^{10}\text{Li}$* . Thèse de Doctorat, Université Paris 6, 2000. Rapport interne IPNO-T-00-11.
- [66] S. Fortier et al. *Core excitation in  $^{11}\text{Be}_{gs}$  via the  $p(^{11}\text{Be}, ^{10}\text{Be})d$  reaction*. Phys. Lett. B 461 (1999) 22.
- [67] T. Aumann et al. *One-neutron knockout from individual single-particle states of  $^{11}\text{Be}$* . Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 35.
- [68] W. Geithner et al. *Measurement of the magnetic moment of the one-neutron halo nucleus  $^{11}\text{Be}$* . Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 3792.
- [69] D. R. Goosman et R. W. Kavanagh.  *$^{10}\text{Be}(d,p)^{11}\text{Be}$  and the  $^{10}\text{Be}(d,\alpha)^8\text{Li}$  reactions*. Phys. Rev. C 1 (1970) 1939.
- [70] D. J. Millener et al. *Strong  $E1$  transitions in  $^9\text{Be}$ ,  $^{11}\text{Be}$  and  $^{13}\text{C}$* . Phys. Rev. C 28 (1983) 497.
- [71] T. Nakamura et al. *Coulomb excitation of  $^{11}\text{Be}$* . Phys. Lett. B 394 (1997) 11.
- [72] M. Fauerbach et al. *Coulomb excitation of the one-neutron halo nucleus  $^{11}\text{Be}$* . Phys. Rev. C 56 (1997) R1.
- [73] D. J. Pullen et al.  *$^{11}\text{Be}$  : a shell model anomaly*. Nucl. Phys. 36 (1962) 1.
- [74] F. Ajzenberg et al. *Levels of  $^{11}\text{Be}$  from a study of the  $^9\text{Be}(t,p)^{11}\text{Be}$  reaction*. Phys. Lett. B 40 (1972) 205.

- [75] F. Ajzenberg-Selove, E. R. Flynn et O. Hansen. *(t,p) reactions on  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{11}\text{B}$ , and  ${}^{12}\text{C}$* . Phys. Rev. C 17 (1978) 1283.
- [76] G.-B. Liu et H. T. Fortune.  *${}^9\text{Be}(t,p){}^{11}\text{Be}$  and the structure of  ${}^{11}\text{Be}$* . Phys. Rev. C 42 (1990) 167.
- [77] W. von Oertzen. *Dimers based on the  $\alpha + \alpha$  potential and chain states of carbon isotopes*. Z. Phys. A 357 (1997) 355.
- [78] H. G. Bohlen et al. *Structure of neutron-rich beryllium isotopes*. In *International symposium on exotic nuclei EXON-2001*. World Scientific, 2002.
- [79] Y. Kanada-En'yo et H. Horiuchi. *Structure of excited states of  ${}^{11}\text{Be}$  studied with anti-symmetrized molecular dynamics*. Phys. Rev. C 66 (2002) 024305.
- [80] P. Descouvemont. *Microscopic study of  $\alpha$  clustering in the  ${}^9,{}^{10},{}^{11}\text{Be}$  isotopes*. Nucl. Phys. A 699 (2002) 463.
- [81] H. Sakai et al. *Spectroscopy of the neutron halo nucleus  ${}^{11}\text{Be}$  via the  ${}^{11}\text{B}(d,{}^2\text{He})$  reaction at 70 MeV*. Phys. Lett. B 302 (1993) 7.
- [82] I. Daito et al. *Gamow-Teller strengths from  $(t,{}^3\text{He})$  charge-exchange reactions on light nuclei*. Phys. Lett. B 418 (1998) 27.
- [83] J. Guillot. Communication privée.
- [84] F. Cappuzzello et al. *Excited states of  ${}^{11}\text{Be}$* . Phys. Lett. B 516 (2001) 21.
- [85] T. Yamaya et al. *Dipole strengths in  ${}^{11}\text{Be}$  from electroproduction of charged pions*. Phys. Rev. C 51 (1995) 493.
- [86] G. Audi et A. H. Wapstra. *The 1995 update to the atomic mass evaluation*. Nucl. Phys. A 595 (1995) 409.
- [87] D. J. Morrissey et al. *Single neutron emission following  ${}^{11}\text{Li}$   $\beta$ -decay*. Nucl. Phys. A 627 (1997) 222.
- [88] M. J. G. Borge et al. *Probing the  ${}^{11}\text{Li}$  halo structure through  $\beta$ -decay into the  ${}^{11}\text{Be}^*$  (18 MeV) state*. Nucl. Phys. A 613 (1997) 199.
- [89] T. Teranishi et al. *Isobaric analog state of  ${}^{11}\text{Li}$* . Phys. Lett. B 407 (1997) 110.
- [90] N. Aoi et al.  *$\beta$ -delayed neutron decay of drip line nuclei  ${}^{11}\text{Li}$  and  ${}^{14}\text{Be}$* . Z. Phys. A 358 (1997) 253.
- [91] L. Bianchi et al. *SPEG : An energy loss spectrometer for GANIL*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 276 (1989) 509.
- [92] J. Hüfner et al. *Abrasion-ablation in reactions between relativistic heavy ions*. Phys. Rev. C 12 (1975) 1888.
- [93] V. Borrel et al. *Peripheral Ar induced reactions at 44 MeV/u - Similarities and deviations with respect to a high energy fragmentation process*. Z. Phys. A 314 (1983) 191.

- [94] C. Grégoire et B. Tamain. *Intermediate energy heavy ion reactions*. Ann. Phys. Fr. 11 (1986) 323.
- [95] A. Joubert et al. *Proc. 1991 Particle Accelerator Conf., Vol. 1*. IEEE Press, New York, 1991.
- [96] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [97] S. Ottini. *Résonance de basse énergie dans le noyau riche en neutrons de  $^{48}\text{Ca}$ . Nouveaux dispositifs expérimentaux pour l'étude des noyaux instables : MUST et CATS*. Thèse de Doctorat, Université Paris 11, 1998. Rapport interne DAPNIA/SPhN-98-01T.
- [98] S. Ottini-Hustache et al. *CATS, a low pressure multiwire proportionnal chamber for secondary beam tracking at GANIL*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 431 (1999) 476.
- [99] F. Skaza. Communication privée, 2002.
- [100] C. Jouanne. *Étude de la structure des isotopes de carbone déficients en neutrons :  $^{10}\text{C}$  et  $^{11}\text{C}$ . Diffusions élastiques et inélastiques sur cible de protons*. Thèse de Doctorat, Université Paris 6, 2001. Rapport interne DAPNIA/SPhN-01-01-T.
- [101] F. Maréchal. *Diffusion de protons par des noyaux instables : études des réactions  $^{40}\text{S}(p,p')$  et  $^{43}\text{Ar}(p,p')$ . Développement du système de détection MUST*. Thèse de Doctorat, Université Paris 11, 1998. Rapport interne IPNO-T-98-02.
- [102] Y. Blumenfeld et al. *MUST : A silicon strip detector array for radioactive beam experiments*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 421 (1999) 471.
- [103] A. Richard. Communication privée.
- [104] J. F. Janni. *Calculations of energy loss, range, pathlength, straggling, multiple scattering, and the probability of inelastic nuclear collisions for 0.1- to 1000-MeV protons*. Rapport AFWL-TR-65-150, Kirtland Air Force Base, 1966.
- [105] G. G. Ohlsen. *Kinematic relations in reactions of the form  $A + B \rightarrow C + D + E$* . Nucl. Instr. and Meth. 37 (1965) 240.
- [106] C. M. Perey et F. G. Perey. *Compilation of phenomenological optical-model parameters, 1954-1975*. At. Data Nucl. Data Tables 17 (1976) 1.
- [107] F. D. Becchetti et G. W. Greenlees. *Nucleon-nucleus optical-model parameters,  $A > 40$ ,  $E < 50 \text{ MeV}$* . Phys. Rev. 182 (1969) 1190.
- [108] C. M. Vincent et H. T. Fortune. *New method for distorted-wave analysis of stripping to unbound states*. Phys. Rev. C 2 (1970) 782.
- [109] G. L. Wales et R. C. Johnson. *Deuteron break-up effects in  $(p,d)$  reactions at 65 MeV*. Nucl. Phys. A 274 (1976) 168.

- [110] B. A. Watson, P. P. Singh et R. E. Segel. *Optical-model analysis of nucleon scattering from 1p-shell nuclei between 10 and 50 MeV*. Phys. Rev. 182 (1969) 977.
- [111] R. L. Varner et al. *A global nucleon optical model potential*. Phys. Rep. 201 (1991) 57.
- [112] M. D. Cortina-Gil et al. *Proton elastic scattering on light neutron-rich nuclei*. Phys. Lett. B 401 (1997) 9.
- [113] J. J. H. Menet et al. *Total-reaction-cross-section measurements for 30-60-MeV protons and the imaginary optical potential*. Phys. Rev. C 4 (1971) 1114.
- [114] P. D. Kunz. Code DWUCK4. Université du Colorado. Non publié.
- [115] G. Baur et D. Trautmann. *The break-up of the deuteron and stripping to unbound states*. Phys. Rep. 25 (1976) 293.
- [116] V. Landre et al.  $^{17}\text{O}(^3\text{He},d)^{18}\text{F}$  reaction and its implication in the  $^{17}\text{O}$  destruction in the CNO cycle in stars. Phys. Rev. C 40 (1989) 1972.
- [117] A. Shrivastava. Communication privée, 2003.
- [118] J. P. Schiffer. Workshop on Direct Reactions with Exotic Beams, 2003. Non publié.
- [119] R. C. Johnson et P. J. R. Soper. *Contribution of deuteron breakup channels to deuteron stripping and elastic scattering*. Phys. Rev. C 1 (1970) 976.
- [120] N. K. Timofeyuk et R. C. Johnson. *Deuteron stripping and pick-up on halo nuclei*. Phys. Rev. C 59 (1999) 1545.
- [121] N. Vinh Mau. *Microscopic derivation of the optical potential*. In *Theory of nuclear structure : Trieste lectures 1969*. IAEA, Vienna, 1970.
- [122] V. Bernard et Nguyen Van Giai. *Microscopic optical potential for  $^{208}\text{Pb}$  in the nuclear structure approach*. Nucl. Phys. A 327 (1979) 397.
- [123] R. A. Broglia, O. Hansen et C. Riedel. Adv. Nucl. Phys. 6 (1973) 287.
- [124] F. Ajzenberg-Selove. *Energy levels of light nuclei  $A = 5-10$* . Nucl. Phys. A 490 (1988) 1.
- [125] I. Ragnarsson. *Proc. Workshop on the Science of Intense Radioactive Ion Beams*. Rapport LA-11964-c, Los Alamos, Avril 1990.
- [126] X. Li et P.-H. Heenen. *Self-consistent calculations of Be isotopes*. Phys. Rev. C 54 (1996) 1617.
- [127] I. Hamamoto. *Particle spectra and particle-vibration coupling in the Pb region*. Phys. Rep. 10 (1974) 63.
- [128] V. Bernard et Nguyen Van Giai. *Effects of collective modes on the single-particle states and the effective mass in  $^{208}\text{Pb}$* . Nucl. Phys. A 348 (1980) 75.
- [129] E. K. Warburton et al. *Lifetime determinations for nuclei  $A = 10, 11, \text{ and } 12$  from gamma-ray doppler shifts*. Phys. Rev. 148 (1966) 1072.

- [130] T. R. Fisher et al. *Lifetimes of levels in  $A = 10$  nuclei*. Phys. Rev. 176 (1968) 1130.
- [131] S. Raman, C. W. Nestor, JR., et P. Tikkanen. *Transition probability from the ground to the first-excited  $2^+$  state of even-even nuclides*. At. Data Nucl. Data Tables 78 (2001) 1.
- [132] H. Iwasaki et al. *Low-lying intruder  $1^-$  state in  $^{12}\text{Be}$  and the melting of the  $N = 8$  shell closure*. Phys. Lett. B 491 (2000) 8.
- [133] T. Kibédi et R. H. Spear. *Reduced electric-octupole transition probabilities,  $B(E3; 0_1^+ \rightarrow 3_1^-)$  - An update*. At. Data Nucl. Data Tables 80 (2002) 35.
- [134] N. Vinh Mau et J. C. Pacheco. En préparation.
- [135] J. C. Pacheco et N. Vinh Mau. *Two-body correlations in  $N = 8$  and  $10$  nuclei and effective neutron-neutron interactions in Tamm-Dancoff and two-particle random phase approximation models*. Phys. Rev. C 65 (2002) 044004.
- [136] E. Garrido et al. *Effective density-dependent pairing forces in the  $T = 1$  and  $T = 0$  channels*. Phys. Rev. C 60 (1999) 064312.
- [137] C. H. Dasso et G. Pollarolo. *Macroscopic formfactors for pair transfer in heavy ion reactions*. Phys. Lett. B 155 (1985) 223.
- [138] L. Fortunato et al. *Enhanced excitation of giant pairing vibrations in heavy-ion reactions induced by weakly bound projectiles*. Eur. Phys. J. A 14 (2002) 37.
- [139] W. R. Smith. *Transition potentials for  $(d,p)$  reactions*. Nucl. Phys. A 130 (1969) 657.
- [140] K. Kubo. *Reexamination of the DWBA method in the deuteron stripping reaction*. Prog. Theoret. Phys. 44 (1970) 929.