



HAL
open science

Structure des systèmes non liés $10;12\text{Li}$ et 13Be

G. Randisi

► **To cite this version:**

G. Randisi. Structure des systèmes non liés $10;12\text{Li}$ et 13Be . Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2011. Français. NNT: . tel-00656582

HAL Id: tel-00656582

<https://theses.hal.science/tel-00656582>

Submitted on 4 Jan 2012

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

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



UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. des SCIENCES
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

LABORATOIRE de PHYSIQUE CORPUSCULAIRE de CAEN

THÈSE

présentée par

Monsieur Giacomo RANDISI

et soutenue le 13 décembre 2011

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants Élémentaires et Physique Théorique
(Arrêté du 7 août 2006)

Titre :

Structure des systèmes non liés

$^{10,12}\text{Li}$ et ^{13}Be

JURY



M. Didier Beaumel, Directeur de recherche CNRS, IPN Orsay
M. Jean-Antoine Scarpaci, Directeur de recherche CNRS, IPN Orsay
Mme Patricia Roussel-Chomaz, Ingénieur-Chercheur, CEA Saclay
Mme Francesca Gulminelli, Professeur, Université de Caen
M. Nigel Orr, Directeur de recherche CNRS, LPC Caen

(Rapporteur)

(Rapporteur)

(Directeur de thèse)

Remerciements

Lors de mon arrivée au LPC, j'étais convaincu qu'une très belle aventure allait pour moi commencer, et que celle-ci n'aurait pas seulement concerné la physique... après ces trois ans et trois mois passés dans ce laboratoire, je peux dire que toutes mes prévisions ont été largement dépassées et que cette thèse restera pour moi une des étapes les plus importantes de ma vie. Cette expérience n'aurait pas pu se réaliser sans toutes les personnes que j'ai connues le long de mon parcours ici.

Je tiens tout d'abord à remercier Jean-Claude Steckmeyer pour m'avoir accueilli au Laboratoire de Physique Corpusculaire.

Merci aux deux rapporteurs, Didier Beaumel et Jean-Antoine Scarpaci, qui ont eu la patience de lire minutieusement le manuscrit. Merci également à Patricia Roussel-Chomaz, pour avoir accepté d'être dans le jury de thèse. Un merci special à Francesca Gulminelli, non seulement pour avoir présidé élégamment¹ le jury, mais aussi pour l'aide et les précieux conseils qu'elle m'a toujours offerts.

Bien évidemment, les remerciements les plus vifs vont aux deux personnes qui ont suivi mon travail de thèse. Merci Nigel, pour avoir été pour moi non seulement un directeur de thèse, mais aussi un guide professionnel et humain. Merci pour les innombrables discussions aussi bien sur la physique que sur T.G.². Merci aussi pour ton incroyable humour, souvent partagé devant un café et mes feuilles désordonnées.

Merci Miguel, pour ta présence constante, pour tes suggestions toujours éclairantes et pour m'avoir transmis ta rigueur scientifique. Merci aussi pour m'avoir transmis ta connaissance, notamment en ce qui concerne l'« art » de construire des simulations, ainsi que la capacité de synthèse.

Un remerciement special à tous les membres du groupe (qui seront pour moi toujours les « Exotiques ») : Linda, Frank, Marian, Julien, Anne, Tarek et Matthieu, qui m'ont non seulement aidé pour la réussite de ce travail, mais ils ont été pour moi bien plus que des collègues. Un merci va aussi à toutes les personnes que j'ai pu côtoyer pendant ces trois ans au laboratoire, notamment à JL², avec lequel tout sujet de discussion devient intéressant (surtout pendant les pauses). Merci également à tous les autres doctorants, avec lesquels j'ai partagé des bons moments aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur du laboratoire.

1. Merci pour la très belle introduction « à l'italienne ».

2. and the fast red car, of course.

Enfin, le lecteur m'excusera si j'utilise quelques mots de ma langue maternelle pour remercier les membres de ma famille :

Grazie Papà, Mamma, Francesco e Giusy, per il vostro sostegno incondizionato e per il vostro affetto. Grazie anche per essere stati qui con me in questo momento, nonostante le difficoltà, per vedere ciò che mi avete aiutato a realizzare. Infine grazie a te, Sophie, per tutto quello che hai fatto per me fino ad ora e per l'affetto che mi dimostri giorno dopo giorno. Adesso, costruiamo il nostro futuro insieme.

Table des matières

Table des figures	9
Liste des tableaux	13
1 Introduction	15
1.1 L'étude des systèmes non liés	16
1.1.1 Les noyaux légers riches en neutrons	16
1.1.2 Structure des noyaux non liés : résonances dans le continuum	18
1.2 Motivations	20
1.2.1 Modélisation des systèmes à trois corps	20
1.2.2 Structure en couches au-delà de la drip-line neutron	23
1.3 Approche expérimentale	26
1.3.1 Réactions pour sonder les systèmes non liés	26
1.3.2 Méthode de la masse manquante	28
1.3.3 Méthode de la masse invariante	29
1.4 Les systèmes étudiés	31
1.4.1 L' ⁷ He	32
1.4.2 Le ¹⁰ Li	32
1.4.3 Le ¹² Li	35
1.4.4 Le ¹³ Be	37
2 L'expérience	41
2.1 Description de l'expérience	41
2.2 La production de faisceaux radioactifs au GANIL	42
2.2.1 Le spectromètre LISE et le faisceau secondaire	44
2.3 Le dispositif expérimental	45
2.3.1 Caractérisation du faisceau incident	47
2.3.1.1 Le scintillateur plastique Trifoil	47
2.3.1.2 Les chambres à dérive	47
2.3.2 Détection des fragments chargés : le télescope	48
2.3.2.1 Les détecteurs à pistes de silicium	49
2.3.2.2 Les détecteurs à iodure de césium	49
2.3.3 Détection des neutrons : le multidétecteur DÉMoN	50
2.3.3.1 Le principe de détection de neutrons	51
2.3.3.2 Discrimination neutron – γ	53
2.3.3.3 L'efficacité de détection des neutrons	53

2.3.3.4	Le phénomène de diaphonie	54
2.4	L'électronique et le système d'acquisition	55
3	Étalonnage des détecteurs et analyse des données	57
3.1	Sélection des ions incidents par temps de vol	57
3.2	Étalonnage des chambres à dérive	58
3.2.1	Calibration en position	58
3.2.2	Détermination du profil du faisceau	59
3.3	Étalonnage du télescope	62
3.3.1	Détecteurs silicium à pistes (Si)	62
3.3.1.1	Étalonnages préliminaires	62
3.3.1.2	Calibration en position	63
3.3.1.3	Calibration en énergie	65
3.3.2	Cristaux à iodure de césium (CsI)	66
3.3.2.1	Étalonnages préliminaires	66
3.3.2.2	Calibration en énergie	67
3.3.3	Identification et sélection des fragments chargés	69
3.3.3.1	Validation des événements dans le télescope	69
3.3.3.2	Matrices d'identification	70
3.3.3.3	Sélection des produits de réaction	72
3.4	Étalonnage de DÉMoN	74
3.4.1	Calibration des modules en temps de vol	74
3.4.2	Discrimination neutron – γ : sélection des événements	75
3.4.3	Calibration en énergie	77
3.4.4	Mesure de l'énergie cinétique des neutrons	78
3.5	Reconstruction de la cinématique	80
3.5.1	Décroissance vers un fragment excité	83
3.6	Simulation de l'expérience	86
3.6.1	Caractéristiques du faisceau	86
3.6.2	Décroissance du système non lié	87
3.6.3	Détection du fragment et du neutron	88
4	Résultats	92
4.1	Récapitulatif des réactions étudiées	92
4.2	Sections efficaces de production des fragments	93
4.3	Les systèmes fragment-neutron	94
4.3.1	Spectres en énergie des neutrons	94
4.3.2	Distributions angulaires des neutrons, sections efficaces et multi- placité de neutrons	95
4.3.3	Distributions en moment transverse et parallèle	99
4.3.4	Vitesse relative fragment-neutron	101
4.3.5	Énergie de décroissance	102
4.4	Distribution des événements non corrélés	103
4.4.1	Origine de la distribution non corrélée	103
4.4.2	La technique de mélange d'événements	104

5	Interprétation des résultats	111
5.1	Description théorique des états non liés	111
5.1.1	Modèle de l'interaction dans l'état final pour le knockout d'un ou deux protons	114
5.1.2	Description des états résonants	118
5.1.2.1	Largeur de particule indépendante	120
5.2	Application aux données	121
5.2.1	${}^7\text{He}$	121
5.2.2	${}^{10}\text{Li}$	122
5.2.3	${}^{12}\text{Li}$	126
5.2.4	${}^{13}\text{Be}$	131
	Conclusions et perspectives	139
	Annexes	143
A	Détermination de la position d'impact sur la cible	143
B	Simulation de la résolution en énergie de décroissance	146
	Bibliographie	149

Table des figures

1.1	Carte des nucléides pour les noyaux légers	17
1.2	Comparaison entre le potentiel des protons et des neutrons pour un noyau stable et pour un noyau riche en neutrons	18
1.3	Potentiel effectif subit par un neutron	19
1.4	Représentation schématique d'un système borroméen	21
1.5	Systématique de l'énergie de séparation d'un neutron en fonction du nombre de masse pour les chaînes isotopiques de l'hélium, du lithium, du béryllium et du bore	22
1.6	Représentation schématique de la séquence de niveaux à une particule et des fermetures de couche pour les noyaux stables	23
1.7	Systématique de l'énergie des niveaux $1/2^-$ et $1/2^+$ pour les isotones de la chaîne $N = 7$	24
1.8	Énergie d'excitation des états $1/2^+$, $5/2^+$ et $1/2^-$ par rapport à l'énergie de l'état $1/2^+$, pour les isotones $N = 9$	25
1.9	Spectre en énergie d'excitation de ${}^7\text{He}$ obtenu via la réaction ${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{17}\text{F}){}^7\text{He}$	29
1.10	Spectre en énergie d'excitation de ${}^7\text{He}$ obtenu via la réaction $d({}^6\text{He}, p){}^7\text{He}$	29
1.11	Schéma représentatif de la relation entre l'énergie de décroissance et l'énergie d'excitation	30
1.12	Spectre en énergie de décroissance du ${}^{16}\text{B}$ obtenu via knockout d'un proton à partir d'un faisceau de ${}^{17}\text{C}$	31
1.13	Schéma de niveaux du ${}^{10}\text{Li}$	34
1.14	Schéma de niveaux du ${}^{12}\text{Li}$	36
1.15	Schéma de niveaux du ${}^{13}\text{Be}$	39
2.1	Schéma des accélérateurs et des aires expérimentales du GANIL	43
2.2	Schéma représentant le spectromètre LISE	45
2.3	Schéma d'ensemble du dispositif expérimental	46
2.4	Vue schématique illustrant la disposition des détecteurs et leurs respectives distances	47
2.5	Schéma des chambres à dérive	48
2.6	Schéma illustrant le principe de fonctionnement des pistes de silicium résistives	49
2.7	Schéma d'un module DéMoN	50
2.8	Relation entre la lumière produite et l'énergie déposée pour différents types de particules	52

2.9	Schéma représentant la forme du signal produit par un module de DéMoN pour des neutrons et des γ	53
2.10	Efficacité intrinsèque de détection d'un module DéMoN en fonction de l'énergie	54
3.1	Spectre en temps de vol des ions incidents	58
3.2	Masque utilisé pour la calibration des chambres à dérive	59
3.3	Étalonnage des chambres à dérive	60
3.4	Profil du faisceau sur les chambres à dérive	60
3.5	Distribution de l'angle θ_{inc} pour les ions de ^{14}B et profil bidimensionnel sur la cible	61
3.6	Distributions bidimensionnelles des positions d'impact des ions sur la cible en fonction des angles du faisceau	62
3.7	Linéarisation de la réponse des codeurs ADC pour une extrémité de piste d'un détecteur silicium	63
3.8	Exemple de signaux sur les deux extrémités d'une piste après la procédure d'équilibrage de leur réponse	64
3.9	Spectre bidimensionnel position-énergie pour une piste	65
3.10	Spectres bidimensionnels en position des pistes croisées	66
3.11	Spectre bidimensionnel de ΔE -E pour une piste de silicium	67
3.12	Courbe de calibration en énergie d'une piste de silicium	68
3.13	Courbes de calibration en énergie pour un cristal de CsI pour différents ions	69
3.14	Matrices $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$ pour la réaction $^{14}\text{B}+\text{C}$	71
3.15	Matrice $\Delta E_{Si1}-\Delta E_{Si2}$ pour la réaction $^{14}\text{B}+\text{C}$	72
3.16	Matrice $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$ pour les événements de coïncidence entre un fragment chargé et un neutron	73
3.17	Spectres <i>PID</i> unidimensionnel et bidimensionnel	73
3.18	Spectres en temps de vol pour un module DéMoN avant (à gauche) et après l'étalonnage en ns (à droite)	74
3.19	Spectre bidimensionnel de la charge lente en fonction de la charge totale	76
3.20	Effet de la discrimination $n-\gamma$ sur le spectre en temps de vol	77
3.21	Spectre en charge pour un module DéMoN produit avec une source de ^{22}Na	79
3.22	Courbe de calibration en énergie pour un module DéMoN	79
3.23	Spectre en énergie cinétique des neutrons en coïncidence avec un fragment de béryllium	80
3.24	Schéma représentant la décroissance $^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be}+\text{n}$	84
3.25	Sélection des coïncidences $^{12}\text{Be}-\gamma$. Spectres en temps de vol et charge totale	85
3.26	Spectre en charge totale des γ en coïncidence avec les fragment de ^{12}Be et ajustement avec un front Compton simulé	86
3.27	Schéma de la simulation	87
3.28	Schéma illustrant le passage du référentiel du centre de masse du système non lié au référentiel du laboratoire	89
3.29	Efficacité du dispositif expérimental en fonction de l'énergie de décroissance simulée pour tous les systèmes étudiés	90
3.30	Résolution simulée du dispositif expérimental pour des énergies de décroissance de l' ^7He de 0,4 et 1 MeV	90

3.31	Résolution du dispositif expérimental en fonction de l'énergie de décroissance simulée	91
4.1	Sélection des isotopes de béryllium	93
4.2	Spectres en énergie cinétique des neutrons détectés en coïncidence avec les différents fragments chargés	95
4.3	Distributions angulaires des neutrons en coïncidence avec les fragments chargés d' ${}^6\text{He}$, ${}^{9,11}\text{Li}$ et ${}^{12}\text{Be}$	97
4.4	Distributions en moment transverse p_x pour les systèmes non liés ${}^6\text{He}+n$, ${}^{9,11}\text{Li}+n$ et ${}^{12}\text{Be}+n$	99
4.5	Distributions en moment parallèle p_z pour les systèmes non liés ${}^6\text{He}+n$, ${}^{9,11}\text{Li}+n$ et ${}^{12}\text{Be}+n$	100
4.6	Spectres en vitesse relative pour les systèmes fragment-neutron étudiés	101
4.7	Spectres en énergie de décroissance des systèmes ${}^6\text{He}+n$, ${}^{9,11}\text{Li}+n$ et ${}^{12}\text{Be}+n$	103
4.8	Schéma illustrant un exemple de phénomène donnant naissance à un fond non résonant	104
4.9	Distribution en angle relatif entre le fragment et le neutron dans le référentiel du projectile	107
4.10	Spectres en énergie de décroissance comparés aux distributions non corrélées obtenues par mélange d'événements	108
4.11	Spectres en énergie de décroissance obtenus après soustraction des distributions non corrélées	109
5.1	Comportement de la longueur de diffusion pour différents potentiels	113
5.2	Distributions en énergie de décroissance théoriques d'un état s virtuel du ${}^{10}\text{Li}$ pour différentes longueurs de diffusion	114
5.3	Schéma du modèle utilisé pour les réactions de knockout	115
5.4	Distributions en énergie de décroissance théoriques d'un état s virtuel du ${}^{12}\text{Li}$ pour différentes longueurs de diffusion	117
5.5	Distributions en énergie de décroissance théoriques d'un état virtuel du ${}^7\text{He}$ obtenues en utilisant le formalisme de Breit-Wigner pour une énergie de résonance fixe avec différents moments angulaires et différents valeurs de Γ_0	119
5.6	Comparaison du spectre en énergie de décroissance de l' ${}^7\text{He}$ avec l'état fondamental et une distribution non corrélée	122
5.7	Distributions en moment et énergie du neutron de l' ${}^7\text{He}$, comparées avec la simulation utilisant les paramètres du meilleur ajustement	123
5.8	Spectre en énergie de décroissance du ${}^{10}\text{Li}$ peuplé avec la réaction $\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	124
5.9	Distributions en énergie de décroissance du ${}^{10}\text{Li}$: hypothèse d'un seul état avec une contribution non corrélée	124
5.10	Spectre en énergie de décroissance du ${}^{10}\text{Li}$ avec le meilleur ajustement pour l'état résonant et la distribution non corrélée	125
5.11	Distributions en moment et énergie du neutron du ${}^{10}\text{Li}$, comparées à la simulation avec les paramètres du meilleur ajustement	126

5.12	Distributions en énergie de décroissance du ^{12}Li avec l'hypothèse d'un état s virtuel, sans et avec contribution de la distribution non corrélée . . .	127
5.13	Énergie de décroissance du ^{12}Li . Ajustement aux données avec les résultats de [Hal10]	128
5.14	Distributions en moment et énergie du neutron du ^{12}Li : comparaison entre données et simulation en utilisant les résultats de [Hal10] et l'hypothèse d'une contribution non corrélée	128
5.15	Spectre en énergie de décroissance du ^{12}Li avec le meilleur ajustement pour un seul état résonant et la distribution non corrélée	129
5.16	Distributions en moment et en énergie du neutron du ^{12}Li , comparées avec les paramètres relatifs à un seul état résonant	130
5.17	Distributions en énergie de décroissance du ^{13}Be obtenues par [Kon10, Sim07]	131
5.18	Distribution en énergie de décroissance du ^{13}Be obtenue par [Lec04] . . .	131
5.19	Distributions en énergie de décroissance calculées pour un état s virtuel du ^{13}Be avec le modèle utilisé pour les réactions de knockout	132
5.20	Distribution en énergie de décroissance du ^{13}Be pour l'hypothèse d'une résonance p et une résonance d	133
5.21	Distribution en énergie de décroissance du ^{13}Be pour l'hypothèse d'un état s virtuel, une résonance p et une résonance d	134
5.22	Distributions en moment et énergie du neutron du ^{13}Be : comparaison simulation-données avec les paramètres du meilleur ajustement pour un état s virtuel, une résonance p et une résonance d	134
5.23	Distribution en énergie de décroissance du ^{13}Be avec les paramètres des états des références [Sim07, Kon10]	135
5.24	Distribution en énergie de décroissance du ^{13}Be pour l'hypothèse d'une résonance s et une résonance d	136
5.25	Distributions en moment et énergie du neutron du ^{13}Be : comparaison simulation-données avec les paramètres du meilleur ajustement pour une résonance s et une résonance d	137
5.26	Surfaces de χ^2/N en fonction de l'énergie et de la largeur de la résonance, pour les états s et d résonants	137
A.1	Spectres en énergie de décroissance des systèmes étudiés, obtenus en utilisant les deux méthodes pour déterminer la position d'impact sur la cible	144
A.2	Comparaison de la résolution simulée en utilisant le profil sur cible expérimental et en considérant la position événement par événement	144
B.1	Contributions des différentes composantes du dispositif expérimental à la résolution en énergie de décroissance totale	146

Liste des tableaux

1.1	^{10}Li : compilation des résultats obtenus pour différentes expériences . . .	33
1.2	^{12}Li : compilation des résultats obtenus pour différentes expériences . . .	35
1.3	^{13}Be : compilation des résultats obtenus pour différentes expériences . . .	37
2.1	Sections efficaces relatives aux différentes réactions d'un neutron de 24 MeV dans le scintillateur NE213	51
2.2	Liste des coefficients a_i de la relation 2.5 pour différents types de particules chargées	52
3.1	Sources utilisées pour l'étalonnage de DéMoN	78
4.1	Nombre d'événements fragment-neutron pour les voies de réaction étudiées	92
4.2	Sections efficaces de production des fragments	94
4.3	Sections efficaces calculées à partir des distributions angulaires des neutrons	98
4.4	Multiplicité de neutrons émis pour les différentes voies de réaction	98

Chapitre 1

Introduction

Comprendre la structure du noyau atomique et son évolution suivant ses constituants est l'un des objectifs fondamentaux de la physique nucléaire. Le noyau étant un objet quantique à plusieurs corps, cette étude s'avère à la fois complexe et fascinante. Pour avoir une compréhension générale de la plupart des noyaux, des simplifications sont nécessaires, car le problème de l'interaction entre plusieurs nucléons est extrêmement difficile à résoudre, même avec un faible nombre de constituants.

En effet, les propriétés fondamentales du noyau peuvent s'obtenir en réduisant le problème à n -corps à celui d'un ensemble de nucléons indépendants, qui se déplacent dans un champ moyen construit de façon auto-cohérente. Cette approche a eu historiquement un énorme succès, pouvant expliquer certaines observations, comme celle des nombres magiques associés à des configurations particulièrement stables des nucléons et ayant donné naissance au modèle en couches du noyau.

Mais les noyaux stables existant à l'état naturel (autour de 300) ne représentent qu'une moindre fraction par rapport à la variété de noyaux instables (près de 3000 observés) qui peuvent être produits artificiellement. Ces noyaux ont une durée de vie limitée après laquelle ils se désintègrent, principalement par émission β . Lors d'un excès ou d'un défaut de neutrons de plus en plus grand, les noyaux s'éloignent progressivement de la vallée de stabilité jusqu'à atteindre des seuils, connus comme les *drip-lines* proton et neutron, au-delà desquelles, même dans leur état fondamental ils ne sont plus liés et se désintègrent par émission de nucléons. Les noyaux autour de ces deux régions manifestent des propriétés très différentes par rapport aux noyaux stables.

L'étude de ces systèmes a posé les bases, depuis une vingtaine d'années, d'une vision plus étendue du noyau atomique, en montrant la nécessité d'avoir une description plus générale que celle utilisée pour les noyaux stables. La disparition de certaines couches, ou leur « migration » (c'est-à-dire l'apparition de nouvelles configurations de stabilité) suite à un excès de neutrons ou de protons croissant, a permis d'utiliser les informations obtenues à partir des noyaux instables pour bâtir des nouvelles théories, dont le but est de reproduire un ensemble de plus en plus vaste de systèmes nucléaires. Mais si la région autour de la drip-line proton est relativement bien connue, au contraire celle autour de la drip-line neutron n'est pas connue au-delà du néon.

Aujourd'hui, la possibilité d'utiliser des faisceaux d'ions radioactifs nous a permis d'étendre cette étude aux systèmes les plus éloignés de la stabilité, et même au-delà de cette limite, pour étudier ceux que l'on appelle les « systèmes non liés ». Ces systèmes

sont caractérisés par une durée de vie extrêmement faible (de l'ordre de 10^{-21} s), suite à laquelle ils décroissent spontanément par émission d'un ou plusieurs neutrons, et ils peuvent être produits à l'aide de réactions directes à partir de certains noyaux riches en neutrons.

L'intérêt d'une telle étude repose essentiellement sur le caractère extrême des systèmes non liés, pouvant donner accès à des informations sur la structure nucléaire lors d'un excès de neutrons de plus en plus grand. Ces informations peuvent ensuite aider à contraindre les modèles théoriques.

La question que l'on se pose ici concerne l'existence d'états au-delà du seuil d'émission de neutrons, ainsi que leur nature. Étant donné que la plupart de ces noyaux ne sont pas encore bien connus, des informations sur l'énergie, le spin et la parité de ces états peuvent être utilisées pour établir leur schéma de niveaux et les différences éventuelles par rapport aux prévisions des modèles théoriques.

Dans ce travail de thèse, différents systèmes non liés ont été étudiés à partir des réactions de perte d'un ou plusieurs nucléons, produites en utilisant un faisceau radioactif de ^{14}B de haute énergie (35 MeV/nucléon) incident sur une cible de carbone. L'étude se focalise notamment sur les noyaux d' ^7He , $^{10,12}\text{Li}$ et ^{13}Be .

Le manuscrit se compose de cinq chapitres. Dans le premier chapitre une introduction aux systèmes non liés est donnée, ainsi qu'un aperçu des différents résultats expérimentaux et des prévisions théoriques concernant les noyaux étudiés. Le deuxième chapitre inclut une description de la méthode expérimentale utilisée et du dispositif expérimental. Le troisième chapitre décrit la procédure d'étalonnage et d'analyse des données. Dans le quatrième les résultats de l'analyse sont présentés. Enfin, le cinquième chapitre concerne l'interprétation et la discussion de ces résultats à travers la comparaison avec les différents états proposés par les modèles, en tenant compte de la réponse du dispositif expérimental.

1.1 L'étude des systèmes non liés

1.1.1 Les noyaux légers riches en neutrons

Les noyaux stables sont caractérisés par une énergie de liaison par nucléon B/A de valeur quasiment constante autour de 8 MeV/nucléon (sauf pour les noyaux les plus légers). Pour de tels noyaux le rapport N/Z varie entre 1 et 1,5, et les énergies de séparation des nucléons $S_{n,p}$ (protons ou neutrons)¹ ne subissent pas des variations importantes.

Leur rayon peut être décrit simplement avec la formule $R = r_0 A^{1/3}$ (avec $r_0 \sim 1,2$ fm) et leur densité moyenne est presque constante ($\rho_0 \sim 0,15$ fm⁻³), ceci se manifestant avec une répartition homogène des protons et des neutrons (il n'y a pas de découplage entre les distributions des protons et des neutrons). Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la stabilité, ces propriétés évoluent rapidement, les noyaux deviennent instables, avec des

1. L'énergie de séparation d'un neutron, définie comme la quantité d'énergie nécessaire pour ôter un neutron au noyau $^A_Z X_N$, est en effet donnée par la différence en énergie de liaison entre le noyau $^A_Z X_N$ et $^{A-1}_Z X_{N-1}$ [Kra88] :

$$S_n = B(^A_Z X_N) - B(^{A-1}_Z X_{N-1}) = [M(^{A-1}_Z X_{N-1}) + M_n - M(^A_Z X_N)] c^2 .$$

Une définition analogue peut être donnée pour l'énergie de séparation d'un proton.

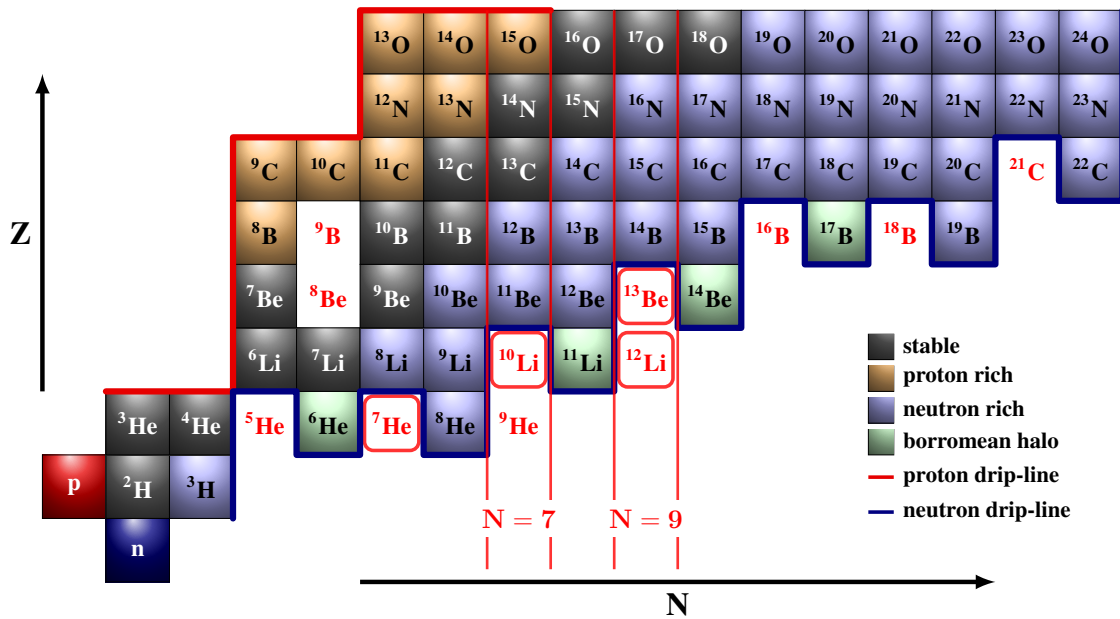


FIGURE 1.1 – Carte des nucléides pour les noyaux légers. Les noyaux entourés en rouge constituent l'objet de cette étude.

durées de vie de plus en plus courtes. Le rapport N/Z des noyaux hors de la vallée de stabilité peut varier entre 0,6 et 4, et leur énergies de séparation $S_{n,p}$ ont des valeurs entre 0 et 40 MeV [Tan99]. Cette variation engendre dans certains cas un découplage des distributions de protons et de neutrons, et peut être considérée la cause de certains phénomènes de seuil, comme le *halo* nucléaire apparaissant pour les noyaux proches des drip-lines, ayant une énergie de séparation très réduite. Dans ces noyaux la densité des neutrons (protons) de valence présente une traîne très étendue (plusieurs fois celle des noyaux stables). Ce phénomène peut se manifester autant pour les neutrons que pour les protons, avec la seule différence que pour les protons cette manifestation est moins évidente à cause de la barrière Coulombienne, qui ne permet pas aux protons d'avoir une fonction d'onde spatialement très étendue comme dans le premier cas.

Dans notre étude l'intérêt sera focalisé sur les noyaux riches en neutrons et en particulier sur ceux ayant un excès de neutrons tellement grand qu'ils se trouvent au-delà du seuil d'émission de neutrons (figure 1.1). Le schéma en figure 1.2, représente une comparaison entre les potentiels typiques des noyaux stables et riches en neutrons. Pour un noyau stable, les potentiels des protons et des neutrons ont des caractéristiques similaires, exception faite pour la contribution Coulombienne, qui rend le potentiel des protons moins profond. Les énergies de séparation des protons et des neutrons sont dans ces conditions quasiment les mêmes. Si le nombre de neutrons en excès augmente, le potentiel des protons devient plus profond à cause de l'interaction $n-p$ attractive [Tan99]. Par conséquent, l'énergie de séparation des protons devient plus grande, tandis que l'énergie de séparation des neutrons diminue rapidement, sa valeur étant proche de zéro à proximité de la drip-line. La différence entre les énergies de séparation $S_{n,p}$ peut jouer un rôle important dans la formation du halo nucléaire et entraîne d'autres conséquences du point de vue dy-

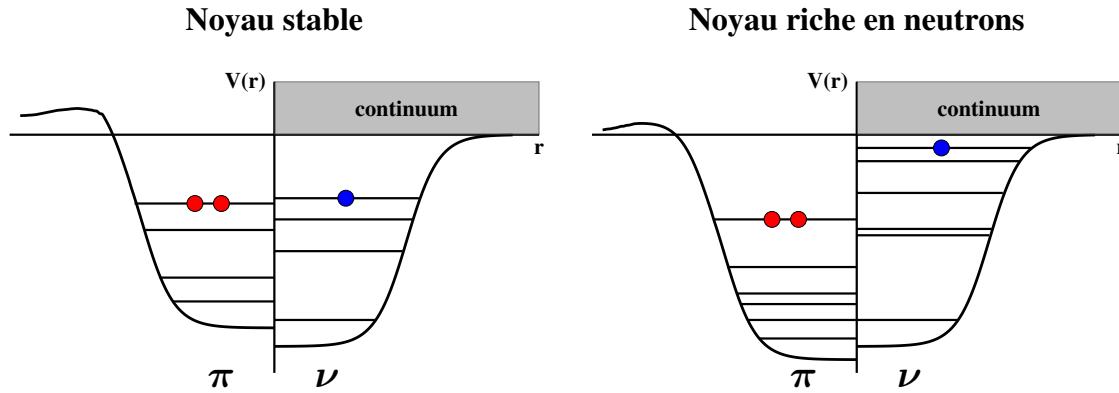


FIGURE 1.2 – Comparaison entre le potentiel des protons (π) et des neutrons (ν) pour un noyau stable et pour un noyau riche en neutrons. La figure est inspirée de [Tan99].

namique et structurel, comme par exemple l'apparition de nouveaux modes d'excitation (les résonances dipolaires de type « soft ») ainsi que des phénomènes de corrélation entre les nucléons faiblement liés, comme dans le cas des halos borroméens de deux neutrons (§ 1.2.1).

1.1.2 Structure des noyaux non liés : résonances dans le continuum

Les noyaux proches de la drip-line sont très peu liés et souvent n'ont pas d'états excités liés. Ceci est le cas de noyaux comme l' ^6He et le ^{11}Li , qui n'ont pas d'états excités liés au-dessous du seuil d'émission de deux neutrons (973 keV pour l' ^6He et seulement 300 keV pour le ^{11}Li). Dans ces conditions les états excités peuvent se manifester comme des résonances. Au-delà de la drip-line, les noyaux sont instables par rapport à l'émission de particules déjà dans leur état fondamental, mais pour les noyaux non liés qui se trouvent encore proches du seuil d'émission il est parfois possible d'observer des états résonants, leur durée de vie τ étant associée à la largeur de la résonance Γ à cause du principe de Heisenberg :

$$\Gamma\tau \approx \hbar . \quad (1.1)$$

Pour un système instable par rapport à l'émission d'un neutron, la mesure du spectre en énergie relative cœur-neutron peut révéler la présence d'états résonants. Un exemple très évident est celui des isotopes d'hélium non liés, en particulier l' ^7He , dont l'état fondamental non lié a été observé comme une résonance déjà dans les années soixante [Sto67]. Mais ces résonances ont généralement des durées de vie très courtes (de l'ordre de 10^{-21} s, ce qui implique des grandes largeurs Γ). De ce fait la mesure de l'énergie de ces états peut être réalisée uniquement de façon indirecte suite à des réactions, en observant les produits de leur décroissance ou les autres partenaires de la réaction.

Si nous considérons seulement le mouvement relatif cœur-neutron, l'apparition d'un état résonant dépend entièrement de la forme du potentiel subi par le neutron. Pour un neutron de moment angulaire orbital ℓ le potentiel effectif est donné par [Mes95] :

$$V_{eff}(r) = V_N(r) + V_\ell(r) = V_N(r) + \frac{\hbar^2\ell(\ell+1)}{2\mu r^2} \quad (1.2)$$

où r est la distance cœur-neutron, μ la masse réduite, V_N le potentiel nucléaire attractif créé par le cœur et V_ℓ est le potentiel répulsif centrifuge, qui a une dépendance quadratique du moment angulaire. Pour des moments angulaires ℓ plus grands la barrière centrifuge sera de plus en plus importante, ce qui cause un confinement du neutron dans le potentiel pour une durée plus longue, la pénétrabilité de la barrière étant inversement proportionnelle à sa hauteur [Joa75]. Cela signifie que pour $\ell > 0$ nous aurons des états résonants

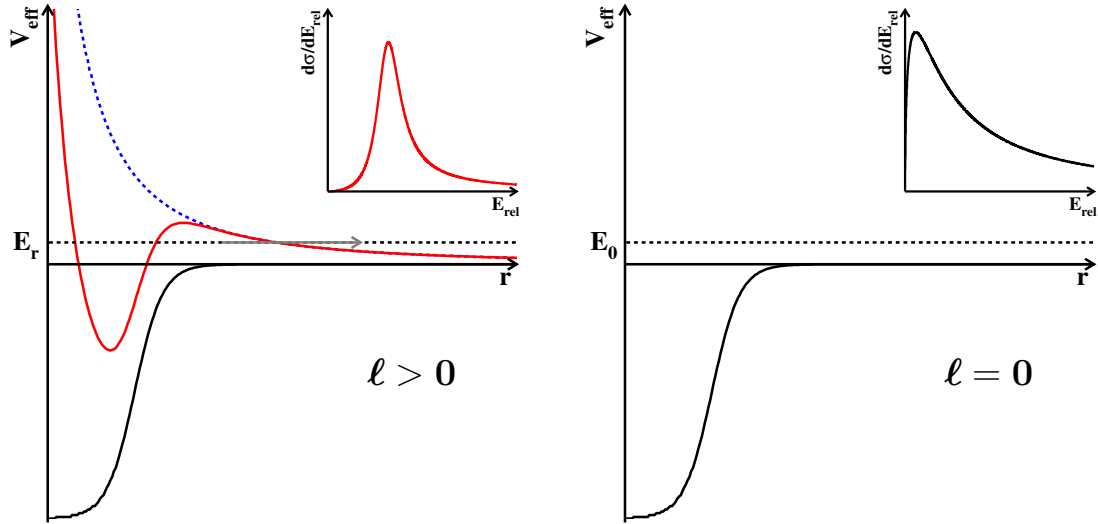


FIGURE 1.3 – Potentiel effectif subit par un neutron de moment angulaire orbital $\ell > 0$ (à gauche), présentant une barrière centrifuge qui peut confiner le neutron et induire la formation d'états résonants métastables. Pour $\ell = 0$ (à droite) aucune barrière centrifuge n'est ressentie par le neutron. Les insertions en haut de chaque figure montrent la section efficace différentielle en énergie relative que l'on obtient dans les deux cas (voir texte).

dont la durée de vie τ augmente (et la largeur Γ diminue) avec un ℓ plus grand. Mais pour des neutrons de moment angulaire orbital nul, la contribution du terme V_ℓ disparaît et il n'y a plus de barrière centrifuge (figure 1.3). Donc, *a priori* il n'est plus possible d'avoir des états résonants, même si nous sommes en présence de structures dans le spectre en énergie relative. Dans ce cas on parle d'*état virtuel* [McV68]. En réalité, une telle description s'avère trop simplifiée, car seul le mouvement relatif causé par un potentiel central est pris en compte et aucune hypothèse n'est faite sur la structure interne du cœur. Des modèles considérant le couplage entre différentes configurations du cœur prévoient en effet l'existence de résonances de type *s* [Boh69]. Néanmoins, même à partir de cette vision simplifiée il est possible d'obtenir des informations qui nous renseignent sur la structure de l'état non lié.

Dans cette description les états résonants et virtuels sont traités comme des états de diffusion d'un neutron sur le cœur. La section efficace différentielle en énergie relative E_{rel} pour une onde partielle de moment angulaire ℓ peut s'écrire :

$$\frac{d\sigma_\ell}{dE_{\text{rel}}} = \frac{4\pi}{k_{\text{rel}}^2} (2\ell + 1) \sin^2 \delta_\ell(E_{\text{rel}}) \quad (1.3)$$

où k_{rel} est le nombre d'onde lié au moment relatif cœur-neutron et δ_l est le déphasage de l'onde l induit par le potentiel sur la fonction d'onde du neutron. Dans le cas d'une résonance avec $l > 0$ le déphasage sera négligeable pour toutes les ondes partielles sauf pour la composante l résonante, donnant une section efficace qui présente un maximum très prononcé à une énergie E_r et une largeur Γ . Dans ce cas la forme du déphasage dans la formule 1.3 conduit à une distribution de Breit-Wigner et les deux paramètres cités permettent de caractériser l'état non lié.

Pour les états virtuels ($l = 0$), à basse énergie il est possible de relier le déphasage à la longueur de diffusion a_s . Cette grandeur nous donne une mesure de la capacité du potentiel attractif à lier le système, étant positive pour des états liés et négative pour des états non liés². À très basse énergie ($k_{rel} \rightarrow 0$) il est possible de faire l'approximation

$$\delta_0 \approx -a_s k_{rel} \quad . \quad (1.4)$$

Dans ces conditions la section efficace présente un maximum très près du seuil d'émission d'un neutron, avec une traîne qui s'étend aux énergies plus grandes (figure 1.3). Qualitativement il est possible de relier la longueur de diffusion à l'énergie de résonance correspondante en utilisant l'approximation [Tho99] :

$$E_r \approx \frac{\hbar^2}{2\mu a_s^2} \quad (1.5)$$

où, par exemple, à une longueur de diffusion $a_s = -20$ fm correspond une énergie de résonance $E_r = 56$ keV. Il est important de rappeler que cette formule n'est valable que pour la limite $k_{rel} \rightarrow 0$, étant utilisée ici seulement dans le but de donner une comparaison avec l'énergie de résonance.

1.2 Motivations

1.2.1 Modélisation des systèmes à trois corps

Comme nous l'avons anticipé, la diminution de l'énergie de séparation d'un neutron pour des noyaux qui approchent la drip-line neutron a comme conséquence de créer des effets de seuil dus au découplage des distributions de densité des neutrons et des protons. Le phénomène du halo nucléaire a été découvert suite à une étude systématique de Tanihata et collaborateurs, menée à travers des expériences de collisions à des énergies relativistes (800-900 MeV/nucléon) pour déterminer les rayons des isotopes légers riches en neutrons [Tan85a, Tan85b, Tan88]. La mesure de la section efficace d'interaction, qui est directement liée au rayon nucléaire à hautes énergies, a révélé que certains isotopes très riches en neutrons ont des rayons beaucoup plus grands par rapport aux noyaux stables. Le ^{11}Li représente un des cas les plus spectaculaires, sa densité de matière ayant un rayon qui peut être comparé à celui du ^{48}Ca .

Ce phénomène a été ensuite interprété comme une conséquence de l'extension spatiale beaucoup plus marquée pour la fonction d'onde du neutron (ou des neutrons) de valence, ayant une queue exponentielle décroissante inversement proportionnelle à l'énergie de

2. Une description théorique plus détaillée des états non liés sera donnée dans le chapitre 5.

séparation [Han87]. Fedorov et collaborateurs [Fed93] ont aussi montré que le halo d'un neutron ne peut se développer que si la fonction d'onde du dernier neutron est s ou p , ceci étant dû au fait qu'une barrière centrifuge plus importante cause une diminution de la traîne de la fonction d'onde. Beaucoup d'études ont été désormais menées sur le

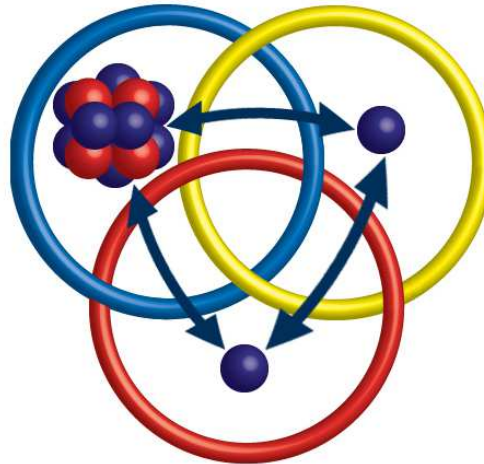


FIGURE 1.4 – Représentation schématique d'un noyau de ^{14}Be avec un halo de deux neutrons formant un système à trois corps borroméen.

halo nucléaire, et il est possible de classer ces systèmes selon qu'un ou deux neutrons soient responsables de la grande extension spatiale observée. Ainsi, des noyaux comme le ^{11}Be et le ^{19}C sont des exemples de noyaux avec un halo d'un neutron, tandis que d'autres comme le ^6He , le ^{11}Li et le ^{14}Be possèdent un halo de deux neutrons. Ces derniers, sont aussi qualifiés de noyaux « borroméens » [Zhu93] : cette dénomination désigne un système à trois corps lié dont aucun de ses sous-systèmes binaires n'est lié (figure 1.4). Dans les trois cas mentionnés les sous-systèmes correspondants (^5He , ^{10}Li et ^{13}Be) sont instables par rapport à l'émission d'un neutron. Cette caractéristique est liée à des effets d'appariement, très marqués pour les noyaux les plus légers : les systèmes avec un nombre pair de neutrons ont en effet une énergie de liaison plus importante par rapport à ceux qui en possèdent un nombre impair. La figure 1.5 représente l'énergie de séparation en fonction du nombre de masse A , pour les chaînes isotopiques de l'hélium, du lithium, du béryllium et du bore. Pour chaque élément, les effets d'appariement sont évidents le long de la chaîne. De plus, lorsqu'on approche le seuil d'émission d'un neutron, il y a systématiquement un ou plusieurs isotopes avec un nombre impair de neutrons qui ne sont pas liés. Cette observation met en évidence l'importance des corrélations entre les deux neutrons de valence et le cœur pour lier le système.

Afin de comprendre la façon dont ces corrélations agissent pour déterminer la structure de systèmes à trois corps borroméens, il est fondamental de connaître les interactions à deux corps entre le cœur et chacun des deux neutrons ainsi que l'interaction neutron-neutron (ceci afin de modéliser la fonction d'onde du système). L'interaction neutron-neutron a déjà été étudiée à l'aide de réactions dans lesquelles deux neutrons interagissent dans l'état final [Mac01]. L'interaction cœur-neutron, par contre, dans la plupart des cas n'est pas encore bien connue, puisqu'il est difficile de faire des mesures de diffusion de

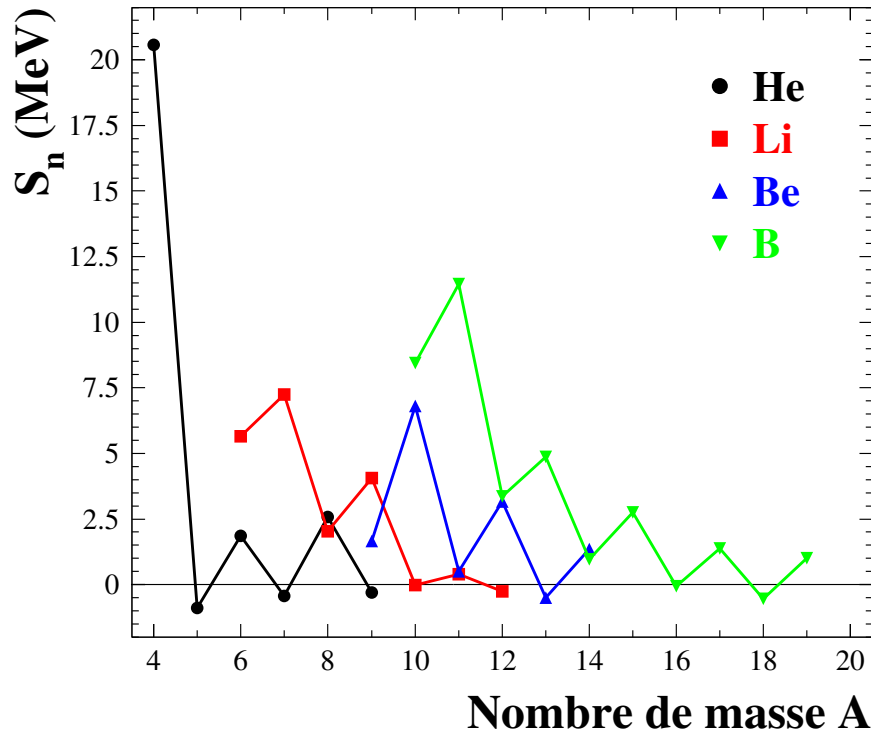


FIGURE 1.5 – Énergie de séparation d'un neutron en fonction du nombre de masse pour les chaînes isotopiques de l'hélium, du lithium, du béryllium et du bore.

neutrons sur une cible radioactive, voire pratiquement impossible quand le cœur même est un noyau près de la drip-line neutron, comme c'est le cas pour le ${}^9\text{Li}$ et le ${}^{12}\text{Be}$. Il est néanmoins possible d'étudier l'interaction cœur-neutron dans l'état final en observant les éventuelles structures dans le continuum pour le ${}^{10}\text{Li}$ et le ${}^{13}\text{Be}$.

Une étude théorique faite par Thompson et collaborateurs a montré que l'introduction d'un état s très près du seuil dans le ${}^{10}\text{Li}$ et dans le ${}^{13}\text{Be}$ peut avoir une forte influence sur la structure des états du ${}^{11}\text{Li}$ [Tho94] et du ${}^{14}\text{Be}$ [Tho95, Tho96]. En particulier, dans le cas du ${}^{11}\text{Li}$ les auteurs ont réalisé des calculs utilisant une interaction à trois corps cœur- n , avec une superposition de configurations s et p variables. Les distributions en moment parallèle mesurées pour les fragments de ${}^9\text{Li}$ [Orr92] ont été reproduites en supposant que 50 % de la fonction d'onde du système soit de type s , cette contribution ayant l'effet d'augmenter le rayon du noyau, reproduisant de cette façon sa grande extension spatiale.

Pour ce qui concerne le ${}^{14}\text{Be}$, des calculs de fonction d'onde à trois corps du même type, réalisés avec l'hypothèse d'un cœur inerte, ont montré qu'une variation de la contribution de l'onde s à la fonction d'onde de l'état cause des changements importants dans l'énergie de liaison du système borroméen, et certaines configurations reproduisent l'énergie de liaison et le rayon expérimentaux, ainsi que les distributions en moment du cœur.

Néanmoins, une description réaliste de ces systèmes ne peut pas négliger les degrés de liberté internes du cœur. Un modèle microscopique [Des95] utilisant des configurations de type ${}^{12}\text{Be}+n+n$ et traitant les excitations du cœur, a permis de confirmer l'image

d'un halo de deux neutrons et de reproduire l'énergie de liaison du ^{14}Be , à condition que seule une partie (les deux tiers) de la fonction d'onde soit constituée par la configuration $^{12}\text{Be}_{g.s.} + n + n$.

1.2.2 Structure en couches au-delà de la drip-line neutron

Au-delà des effets que des états non liés cœur-neutron peuvent avoir sur les systèmes borroméens correspondants, la structure des noyaux légers non liés possède en soi une importance intrinsèque. Ces systèmes représentent la frontière d'existence des noyaux, et leur rapport N/Z extrême, les plaçant au-delà du seuil d'émission d'un neutron, fournit l'opportunité d'observer l'évolution de la structure en couches des noyaux quand le nombre de neutrons est le plus grand possible.

Le modèle en couches tel qu'il a été conçu pour reproduire les propriétés des noyaux stables [May49, Hax49], est basé sur l'hypothèse d'un mouvement indépendant des nucléons à l'intérieur d'un champ moyen. Un potentiel d'interaction contenant seulement un terme central n'est pas capable de reproduire les configurations de stabilité observées pour un certain nombre de noyaux. L'introduction d'un terme de couplage spin-orbite dans le potentiel nucléaire, a l'effet de lever la dégénérescence de certains niveaux, causant l'apparition de tous les nombres magiques expérimentalement observés, correspondant aux fermetures de couches (figure 1.6). Mais comme nous l'avons dit dans l'introduction, ce

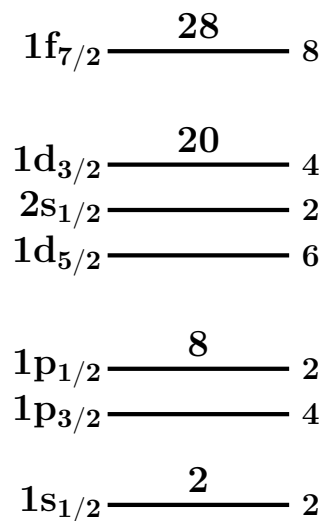


FIGURE 1.6 – Représentation schématique de la séquence de niveaux à une particule et des fermetures de couche pour les noyaux stables. À droite de chaque niveau est représenté le nombre d'occupation partiel associé. Pour les configurations correspondant aux fermetures de couche, les nombres d'occupation totale (montrés en haut des niveaux) reproduisent les nombres magiques expérimentalement observés.

schéma décrivant de manière simple les noyaux proches de la stabilité, n'arrive plus à donner des prédictions correctes quand l'équilibre entre protons et neutrons change par rapport à la vallée de stabilité.

Une des conséquences possibles pour des noyaux avec une énergie de liaison décroissante, est la modification du terme de spin-orbite. Comme ce terme est important à la

surface du noyau, le changement de densité ayant lieu dans les noyaux riches en neutrons pourrait engendrer une diminution de l'interaction spin-orbite en allant vers la drip-line neutron. Ceci pourrait influencer la distance entre les niveaux proches et causer l'apparitions de nouvelles fermetures de couches [Sor02].

Parmi les autres termes de l'interaction nucléaire qui pourraient être responsables d'une modification de l'ordre des niveaux, il y a le terme tensoriel, lié au spin et à l'isospin du noyau. Les modifications subies par ce terme pour des noyaux avec un rapport N/Z croissant pourraient avoir comme effet l'apparition d'autres configurations de stabilité [Ots01, Ots05].

Par ailleurs, l'hypothèse d'états à particules indépendantes n'est plus une bonne approximation pour des systèmes dans lesquels l'influence des neutrons et des protons en dehors des couches fermées joue un rôle non négligeable. Dans une théorie de la structure nucléaire capable de décrire la plus grande quantité possible de systèmes, la connaissance des interactions résiduelles entre les nucléons qui se trouvent à l'extérieur d'une couche fermée (appelés nucléons de valence) est essentielle pour la correcte détermination du schéma de niveaux et du spin-parité des différents états. L'observation expérimentale de l'évolution des différentes configurations est donc nécessaire pour pouvoir contribuer à améliorer les modèles théoriques.

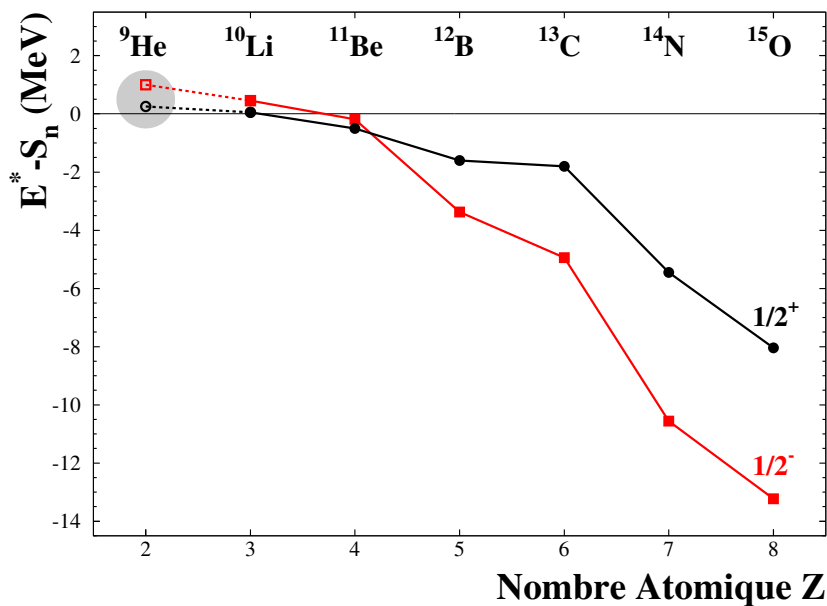


FIGURE 1.7 – Systématique de l'énergie de particule indépendante des niveaux $1/2^-$ et $1/2^+$ pour les isotones de la chaîne $N = 7$ en fonction du nombre atomique Z (adapté de [Che00]). Le trait en pointillé et le cercle en gris indiquent que les résultats doivent être confirmés.

Il est désormais connu qu'une inversion de parité dans les isotones de la chaîne $N = 7$ se produit pour le ^{11}Be [Tal60]. L'observation d'un état fondamental dominé par une configuration $^{10}\text{Be}(0^+) \otimes \nu 2s_{1/2}$, en contraste avec celle $^{10}\text{Be}(0^+) \otimes \nu 1p_{1/2}$ prévue par le modèle en couches standard permet, avec la faible énergie de séparation d'un neutron ($S_n = 0,5$ MeV), d'expliquer la grande extension spatiale. En observant l'évolution systématique des niveaux $1/2^-$ et $1/2^+$ pour la chaîne isotonique $N = 7$ (figure 1.7) cette

inversion apparaît clairement. Pour l' ^{15}O , qui présente un trou dans la couche des neutrons $1p$ fermée, l'état $1/2^+$ de la couche sd se trouve largement au-dessus de l'état fondamental $1/2^-$. Quand le rapport N/Z augmente, l'énergie de liaison diminue et la distance en énergie entre les deux niveaux se réduit progressivement, jusqu'au ^{11}Be , dans lequel l'état $1/2^+$ devient le fondamental. Sagawa et collaborateurs ont attribué cette inversion à différents effets [Sag93] : l'interaction monopolaire proton-neutron, les excitations du cœur et l'inhibition de certaines configurations à cause du principe de Pauli (*Pauli blocking*). Dans le même travail les auteurs mentionnent la possibilité d'une inversion du même type pour les isotones $N = 7$ les plus légers, le ^{10}Li et l' ^9He . Ceci a déjà été observé pour le ^{10}Li (cf. § 1.4.2). Pour l' ^9He plusieurs expériences ont permis d'observer un possible état virtuel $1/2^+$ près du seuil [Che01, AF07], mais une expérience plus récente [Joh10], ayant donné une mesure de la longueur de diffusion très faible pour l'état virtuel, a remis en discussion la possibilité que cet état soit le fondamental.

Une inversion de niveaux a été également observée dans la chaîne isotonique $N = 9$ (figure 1.8). Le fondamental de l' ^{17}O est bien connu pour être un état $5/2^+$, ayant un seul

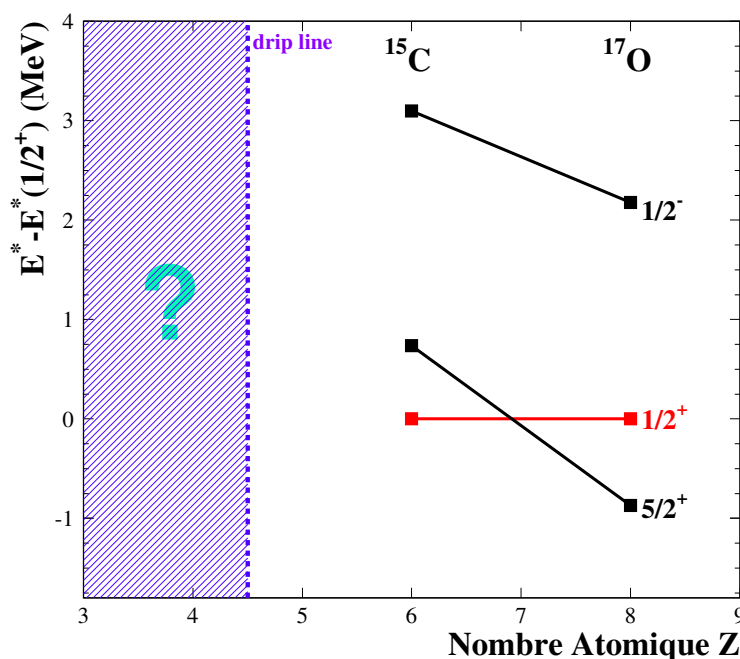


FIGURE 1.8 – Systématique des états $1/2^+$, $5/2^+$ et $1/2^-$ par rapport à l'énergie de l'état $1/2^+$, pour les isotones avec Z pair de la chaîne $N = 9$.

neutron au-delà de la double fermeture de couche ($N = Z = 8$). En se déplaçant vers les isotopes les plus légers de la chaîne une inversion se produit déjà pour le ^{15}C , qui possède un état fondamental $1/2^+$.

Cette tendance a été confirmée pour le ^{14}B [Gui00, Sau00, Sau04], pour lequel les distributions en moment du cœur ont été mesurées via des réactions de knockout d'un neutron. L'interprétation des distributions en utilisant un modèle eikonal a permis d'observer que la fonction d'onde du neutron de valence contient une composante importante d'onde s , ce qui est aussi en accord avec la nature à halo d'un neutron.

En ce qui concerne le ^{13}Be , plusieurs résultats (cf. § 1.4.4) ont confirmé cette tendance, mais d'autres [Kon10] plaident pour un fondamental $1/2^-$. Le ^{12}Li , qui se trouve dans la suite de la chaîne, est encore moins connu. Les études menées jusqu'à présent ont mis en évidence la présence possible d'un état s près du seuil, mais le nombre limité de résultats expérimentaux disponibles à présent, ne permet pas encore de donner de conclusions définitives. Dans le but de contribuer à éclairer la situation du point de vue expérimental, une étude des systèmes ^{12}Li et ^{13}Be s'avère donc extrêmement intéressante.

1.3 Approche expérimentale

Plusieurs mécanismes de réaction peuvent être exploités pour produire des systèmes au-delà de la drip-line neutron. Chacun d'entre eux donne accès à des observables concernant la structure des systèmes à étudier et implique l'utilisation d'une technique expérimentale dédiée.

Dans tous les cas, les systèmes non liés produits au cours de ces réactions ne peuvent pas être observés directement, leur durée de vie étant trop courte ($\sim 10^{-21}$ s). Il est alors essentiel de reconstruire leur propriétés à travers les produits de la décroissance, ou par l'intermédiaire des autres partenaires de la réaction.

1.3.1 Réactions pour sonder les systèmes non liés

L'utilisation d'un type de réaction pour étudier un noyau dépend non seulement de raisons purement physiques, comme les observables que nous voulons explorer, mais aussi des contraintes expérimentales telles que l'énergie et l'intensité du faisceau utilisé, la section efficace du processus physique et les caractéristiques du dispositif expérimental. Pour obtenir des informations physiques significatives, nous avons besoin d'un nombre d'événements acceptable pour nos observables. Celui-ci est lié à tous les facteurs exposés ci-dessus, suivant la relation :

$$\text{Taux de comptage} = N_{inc} \rho x \sigma \varepsilon \quad (1.6)$$

où N_{inc} est le nombre de particules incidentes défini par l'intensité du faisceau, ρx représente l'épaisseur de la cible en fonction de sa densité (et donc du nombre de centres diffuseurs), σ est la section efficace du processus et ε représente l'efficacité totale du dispositif expérimental utilisé. L'utilisation de faisceaux radioactifs de faible intensité requiert donc que les autres facteurs de l'équation 1.6 soient les plus grands possibles pour contribuer à augmenter le taux d'événements. La section efficace du processus de réaction est donc un des critères qui influencent le plus le choix d'une réaction. Néanmoins, il est aussi important de considérer les autres facteurs qui peuvent varier considérablement selon la réaction utilisée.

Parmi les réactions qui peuvent produire des systèmes non liés, il est possible d'utiliser le processus de transfert à partir de faisceaux stables ou radioactifs. Dans ces réactions un ou plusieurs nucléons sont échangés entre le projectile et la cible pour produire le système recherché. Les énergies des faisceaux utilisés vont généralement de quelques MeV/nucléon jusqu'à environ 10 MeV/nucléon. L'énergie d'excitation du système formé et les distributions angulaires des produits sont dans ce cas les observables privilégiées,

pouvant fournir des informations sur les niveaux d'énergie peuplés ainsi que sur leur moment angulaire.

Un autre processus de réaction utilisé pour produire des systèmes non liés est la cassure, ayant lieu à des énergies élevées. Dans ces conditions un ou plusieurs nucléons peuvent être arrachés très rapidement et le reste du projectile continue avec une énergie proche de celle du faisceau. De tels processus ont une section efficace relativement élevée par rapport aux réactions de transfert, et la possibilité d'utiliser des cibles épaisses permet d'exploiter des faisceaux de faible intensité. De plus, pour des réactions en cinématique inverse les produits de réaction sont focalisés vers l'avant, ce qui permet d'optimiser la couverture en angle solide et augmenter ainsi l'efficacité géométrique. Dans le cadre des études de systèmes non liés riches en neutrons, il est possible de subdiviser ces réactions selon le type du projectile et les nucléons arrachés :

- réactions de perte d'un neutron à partir d'un noyau à halo de deux neutrons. De telles réactions ont été utilisées pour étudier les sous-systèmes cœur+n de certains noyaux à halo de deux neutrons. C'est le cas de l'étude de Simon et collaborateurs pour peupler des états du ^{10}Li et ^{13}Be avec des faisceaux de ^{11}Li et ^{14}Be [Sim07]. Dans ces réactions la configuration du neutron dans le système cœur-neutron peuplé reflète celle des deux neutrons de valence du projectile. Par exemple, pour le projectile de ^{14}Be , le fondamental est probablement un mélange de configurations s^2 , p^2 et d^2 pour les neutrons de valence. Les configurations s , p et d peuvent alors être favorisées dans le ^{13}Be .
- réactions de perte d'un ou plusieurs protons (fortement liés) à partir d'un projectile riche en neutrons. Dans ce cas, si le processus se passe à une échelle de temps très courte par rapport à celle du mouvement des nucléons dans le noyau, on peut considérer avec une bonne approximation que la configuration des neutrons n'est pas perturbée ($\Delta\ell_n = 0$). Ceci permet d'avoir une sélectivité dans le peuplement des états non liés du système fragment-neutron selon le projectile utilisé. Une réaction de ce type a permis d'étudier le ^{16}B via le knockout d'un proton du faisceau radioactif de ^{17}C [Lec09]. Comme nous le verrons, dans le cas de notre expérience, le knockout d'un et deux protons à partir du ^{14}B a été utilisé pour produire le ^{12}Li et le ^{13}Be . Puisque la configuration du neutron de valence dans le ^{14}B est un mélange s et d (cf. § 1.2.2), si l'hypothèse $\Delta\ell_n = 0$ est valide ces deux composantes seront présentes dans les états de ^{12}Li et ^{13}Be peuplés.
- réactions de fragmentation du projectile, où plusieurs nucléons sont arrachés en même temps, ou des neutrons sont émis par l'éjectile de façon séquentielle après le knockout des protons. Dans ce cas, les mécanismes intervenant sont plus complexes et la configuration des neutrons dans le système final n'est pas nécessairement celle du projectile. En outre, la présence de plusieurs neutrons ne provenant pas de la décroissance du noyau non lié constitue une source de fond plus ou moins importante dans la distribution. Ceci peut être un inconvénient par rapport aux réactions de knockout de protons. Mais en même temps ces réactions peuvent être vues comme complémentaires à celles de knockout, car elles permettent de peupler le système non lié dans des configurations différentes. Une réaction de ce type a été utilisée

pour étudier le ^{10}Li à partir d'un faisceau de ^{15}B à 35 MeV/nucléon [Lep09], donnant comme résultat le peuplement d'un état s virtuel et d'une résonance p .

Par la suite nous exposerons deux méthodes expérimentales pour produire des systèmes non liés avec les réactions mentionnées ci-dessus.

1.3.2 Méthode de la masse manquante

Cette technique utilise des réactions qui présentent deux produits dans l'état final, permettant de déterminer les propriétés d'un des produits par l'intermédiaire du spectre en énergie de l'autre. Pour cette raison elle est particulièrement adaptée à l'étude de systèmes qui n'ont pas d'états liés. Pour une réaction du type $A(a, b)B$, si le noyau B est instable et décroît par émission d'un fragment et d'un neutron, sa masse est donnée par la relation :

$$M_B c^2 = M_{\text{fragment}} c^2 + M_n c^2 - S_n \quad (1.7)$$

où S_n est son énergie de séparation d'un neutron, ayant dans ce cas une valeur négative. De plus, pour des réactions qui peuplent le noyau dans des états excités $M_B^* c^2 = M_B c^2 + E_x$, E_x étant l'énergie d'excitation du noyau B . Par conséquent le bilan énergétique donne :

$$Q = T_f - T_i = (M_A + M_a - M_b - M_B^*) c^2 \quad (1.8)$$

où T_i et T_f représentent l'énergie cinétique totale initiale et finale. Si les masses des particules A , a et b sont connues, une mesure précise de Q permet de déterminer la masse manquante et de reconstruire ainsi l'énergie d'excitation E_x .

Une telle méthode peut être employée pour des réactions de transfert d'un ou plusieurs nucléons ou dans des réactions d'échange de charge [Ogl89]. Toutefois, le choix des participants est important, car le spectre en énergie d'excitation observé peut avoir une forme parfois très complexe, si des états des autres noyaux prenant partie à la réaction sont peuplés. Il faut donc connaître la structure de ceux-ci pour pouvoir discriminer ces structures de celles que l'on recherche. De ce fait, il est préférable que la particule détectée n'ait pas d'états excités liés. En outre, il faut prendre en compte la possibilité d'une décroissance du système non lié en plusieurs corps (par exemple, au-delà d'un certain seuil en énergie). Dans ce cas, si il n'y a pas d'interaction dans l'état final, la distribution en énergie suit la forme de l'espace des phases de ces particules.

Des expériences de transfert de plusieurs nucléons utilisant cette technique avec des faisceaux et des cibles stables [Boh99, Boh01], ont permis d'explorer la structure de plusieurs systèmes légers non liés. Un exemple est représenté par la réaction $^9\text{Be}(^{15}\text{N}, ^{17}\text{F})^7\text{He}$ [Boh01] utilisée pour explorer la structure de ^7He (figure 1.9), ou la réaction $^{10}\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{N})^{10}\text{Li}$ pour peupler des états du ^{10}Li [Boh99]. Néanmoins, les sections efficaces restent très faibles (de l'ordre du μb). De plus, la nécessité d'avoir une bonne résolution en énergie, empêche d'utiliser des cibles épaisses (celles utilisées ont des épaisseurs inférieures à 1 mg/cm^2).

Dernièrement, la méthode de la masse manquante a été employée pour les réactions de transfert d'un neutron à partir d'un projectile riche en neutrons. La comparaison des distributions angulaires expérimentales des éjectiles avec celles théoriques peut fournir une information sur le moment angulaire transféré au cours de la réaction et le facteur spectroscopique [Aus70]. À partir du moment angulaire, il est possible de déduire les configurations possibles pour les états peuplés. Pour citer un exemple, la réaction $d(^6\text{He}, p)^7\text{He}$ a été

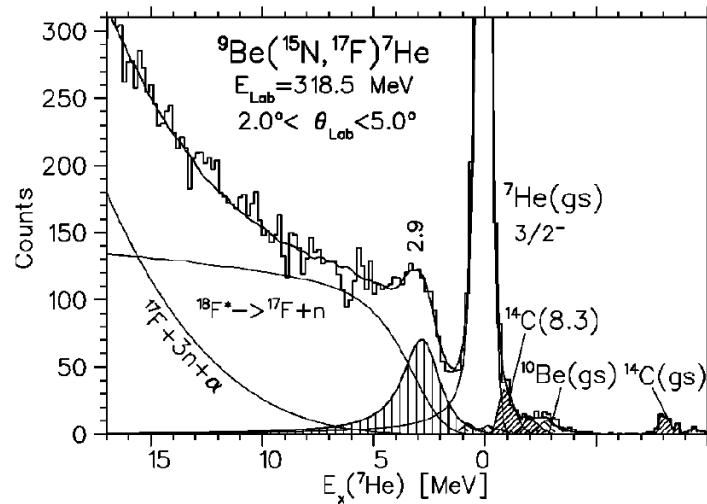


FIGURE 1.9 – Spectre en énergie d’excitation de l’ ${}^7\text{He}$ obtenu via la réaction ${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{17}\text{F}){}^7\text{He}$ [Boh01]. L’état fondamental de l’ ${}^7\text{He}$ est fortement peuplé dans cette réaction. L’épaule à 2.9 MeV a été interprété comme le premier état excité.

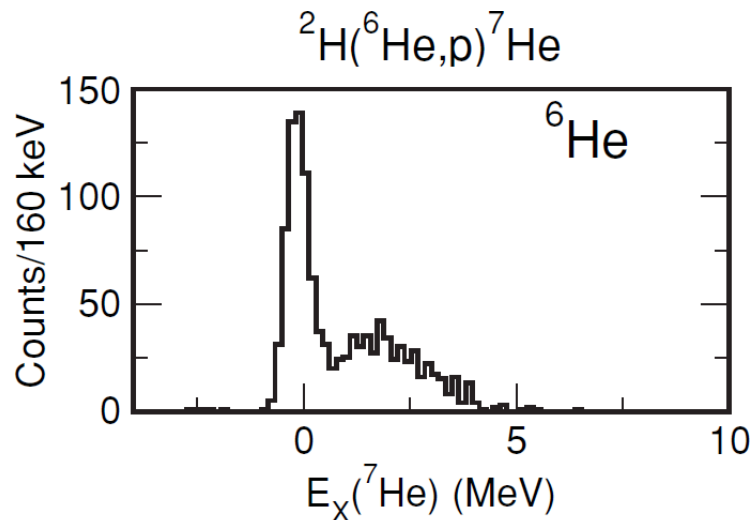


FIGURE 1.10 – Spectre en énergie d’excitation de l’ ${}^7\text{He}$ obtenu via la réaction ${}^2\text{H}({}^6\text{He}, p){}^7\text{He}$ [Wuo08]. L’état fondamental de l’ ${}^7\text{He}$ et le premier état excité ont été peuplés.

utilisée pour étudier la structure de l’ ${}^7\text{He}$ [Wuo05, Wuo08] (figure 1.10). La mesure des distributions angulaires des protons en coïncidence avec le fragment d’ ${}^6\text{He}$ a permis de confirmer le spin-parité de l’état fondamental, de sonder le premier état excité et déduire les facteurs spectroscopiques.

1.3.3 Méthode de la masse invariante

Cette méthode est utilisée dans des réactions de knockout et de fragmentation d’un projectile à hautes énergies, dans lesquelles plusieurs particules sont présentes dans l’état final. Elle est basée sur la mesure des impulsions et des énergies des produits finaux,

y compris celles des sous-systèmes générés par la décroissance des produits en vol. En utilisant la relation relativiste

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (1.9)$$

il est possible de reconstruire la *masse invariante* du système

$$M_{inv} c^2 = \sqrt{\left(\sum_i \mathbf{P}_i\right)^2} c^2 = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i\right)^2} c^2 \quad (1.10)$$

où $\mathbf{P}_i = (\vec{p}_i, E_i/c)$ représente le quadri-vecteur impulsion de la particule i ayant moment \vec{p}_i et énergie E_i . À partir de cette quantité, on peut déterminer l'*énergie de décroissance* E_d , qui représente l'énergie d'excitation du système au-dessus du seuil désintégration. Elle peut s'exprimer comme la différence entre la masse invariante et la somme des masses au repos des particules dans l'état final :

$$E_d = M_{inv} c^2 - \sum_i m_i c^2 \quad (1.11)$$

Puisque la masse invariante du système est indépendante du référentiel choisi, pour un système ayant eu une interaction dans l'état final sa valeur sera la même dans le centre de masse et dans le laboratoire, où les produits de la décroissance sont observés. La distribution en énergie de décroissance aura ainsi deux composantes : une constituée par des pics correspondant aux différentes résonances du système non lié, puis une de forme continue constituée par les particules n'ayant pas interagi dans l'état final.

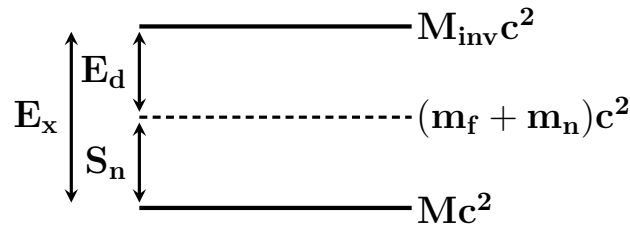


FIGURE 1.11 – Schéma représentatif de la relation entre l'énergie de décroissance et l'énergie d'excitation, dans le cas d'un système fragment+neutron.

La relation entre l'énergie d'excitation et l'énergie de décroissance s'obtient simplement en observant que E_x peut s'écrire comme la différence entre la masse invariante et la masse au repos du système [Zin97] :

$$E_x = M_{inv} c^2 - M c^2 = E_d + \sum_i m_i c^2 - M c^2 \quad (1.12)$$

où les deux derniers termes représentent l'énergie de liaison. Dans le cas d'un système instable vis-à-vis de l'émission d'un neutron (comme dans notre cas)

$$E_d = M_{inv} c^2 - (m_f + m_n) c^2 \quad (1.13)$$

et l'équation 1.12 donne :

$$E_x = E_d + S_n \quad (1.14)$$

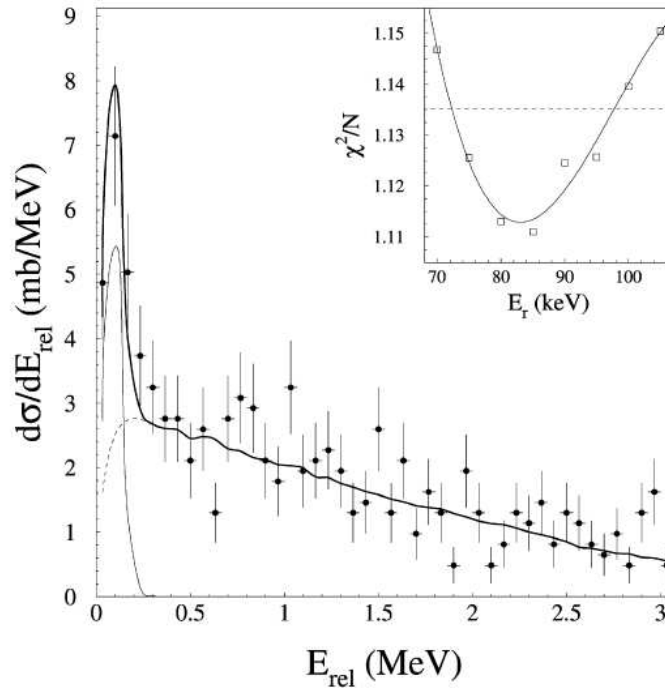


FIGURE 1.12 – Spectre en énergie de décroissance du ^{16}B obtenu via le knockout d'un proton à partir d'un faisceau de ^{17}C à 35 MeV/nucléon [Lec09]. Le spectre montre deux contributions : un état résonnant très étroit et très proche du seuil ($E_r = 85 \pm 15$ keV, $\Gamma = 0.5$ keV) et une distribution non corrélée continue.

Pour un système fragment-neutron l'énergie de décroissance peut aussi être définie comme l'énergie relative entre le fragment et le neutron, liée classiquement à la vitesse relative v_{rel} et à la masse réduite μ du système fragment-neutron par la relation $E_{rel} = \mu v_{rel}^2/2$.

La technique de la masse invariante a été utilisée avec succès dans beaucoup d'expériences de production de systèmes non liés, comme par exemple celle déjà citée pour produire le ^{16}B (figure 1.12). Nous verrons dans la suite (§ 4.4) que la contribution des couples fragment-neutron non corrélés peut avoir un rôle important dans l'interprétation des distributions en énergie de décroissance.

1.4 Les systèmes étudiés

Dans ce travail de thèse, les systèmes non liés ^7He , $^{10,12}\text{Li}$ et ^{13}Be ont été étudiés via la fragmentation (^7He , ^{10}Li) et le knockout d'un ou deux protons (^{12}Li , ^{13}Be) à partir d'un faisceau de ^{14}B à une énergie de 35 MeV/nucléon, en utilisant la méthode de la masse invariante introduite ci-dessus. Les motivations de cette étude sont celles déjà exposées dans le paragraphe 1.2.

Le choix des réactions repose sur la possibilité d'exploiter les informations sur la structure du ^{14}B , noyau riche en neutrons avec une configuration du neutron de valence de l'état fondamental qui a déjà été étudiée, étant un mélange de s et d [Gui00, Sau00, Sau04] (cf. § 1.3.1). Il est alors possible d'utiliser le knockout d'un ou deux protons afin de peupler majoritairement les états du ^{12}Li et du ^{13}Be avec le neutron de valence dans

la même configuration que celle du ^{14}B . Avec le même faisceau, il est en même temps possible d'exploiter le processus de fragmentation pour peupler des états avec différentes configurations des neutrons pour le ^7He et le ^{10}Li .

Les données relatives à l' ^7He ont été utilisées pour valider les méthodes expérimentales, l'analyse et les simulations, car l'état fondamental de ce noyau est bien connu. Par la suite nous allons détailler l'état actuel des connaissances sur ces quatre systèmes.

1.4.1 L' ^7He

Comme nous l'avons dit, l' ^7He est notre système de référence, ayant déjà été étudié de manière extensive. Son état fondamental a été observé pour la première fois par Stokes et Young [Sto67] en utilisant la réaction $^7\text{Li}(t, ^3\text{He})^7\text{He}$. La mesure de l'énergie de résonance au-dessus du seuil d'émission d'un neutron a donné la valeur $E_r = 0,42 \pm 0,06$ MeV avec une largeur $\Gamma_r = 0,17 \pm 0,04$ MeV. Une autre mesure réalisée par les mêmes auteurs [Sto69], a enfin permis d'obtenir la valeur de $E_r = 0,44 \pm 0,03$ MeV et $\Gamma_r = 0,16 \pm 0,03$ MeV. L'état fondamental possède un spin-parité $J^\pi = 3/2^-$, donné par le couplage d'un neutron dans la couche $1p_{3/2}$ avec un cœur d' ^6He ($J^\pi = 0^+$). L'énergie de résonance et sa largeur ont été ensuite confirmées par plusieurs autres expériences [Kor99, Boh01, Ska06]. Dans ces expériences la présence d'un état excité avec une énergie de 3,3 MeV au-dessus du seuil d'émission $^6\text{He}+n$ ($E_x = 2,9$ MeV) a été également mise en évidence. L'état a été interprété comme un neutron $1p_{1/2}$ couplé à un cœur excité d' ^6He ($J^\pi = 2^+$). Cette résonance aurait donc un spin-parité $J^\pi = 5/2^-$. En outre, elle a été observée décroître principalement dans la voie $\alpha + 3n$. Dans notre cas elle sera donc exclue par la détection en coïncidence d'un fragment d' ^6He et d'un neutron.

Dans une étude utilisant la réaction $\text{C}(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ avec un faisceau de 227 MeV/nucléon [Mei02], un possible état excité a été observé avec $E_r = 1,0 \pm 0,1$ MeV ($E_x = 0,6$ MeV) et $\Gamma_r = 0,75 \pm 0,08$ MeV. Cet état a été interprété comme un neutron dans l'orbitale $1p_{1/2}$ couplé au fondamental de l' ^6He , donnant un spin-parité $J^\pi = 1/2^-$. Cependant, parmi les mesures qui ont suivi, seulement une [Ska06] plaide pour l'existence de cet état. Dans une expérience récemment réalisée [AF07], les spectres en énergie de décroissance obtenus à partir des réactions $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ et $\text{C}(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ à 35 MeV/nucléon ont été comparés. Dans les deux réactions, aucun état excité n'a été observé à cette énergie. Le même résultat a été obtenu en étudiant la réaction $p(^8\text{He}, ^6\text{He}+n)\text{X}$ à haute énergie [Aks09]. De plus, les études théoriques réalisées jusqu'à présent [Pop93, Wur97] prévoient des états excités seulement à partir de 2 MeV au-dessus du seuil $^6\text{He}+n$. Une liste détaillée des mesures expérimentales sur l' ^7He se trouve dans la référence [Den08].

1.4.2 Le ^{10}Li

La structure à basse énergie du ^{10}Li fait l'objet depuis des années d'un vif débat. Une confirmation définitive d'un état fondamental avec une configuration $2s_{1/2}$ pour le neutron de valence, marquerait la continuité du phénomène d'inversion de parité même au-delà de la drip-line neutron. L'instabilité de ce noyau vis-à-vis de l'émission d'un neutron avait déjà été prédite dans les années 60 [Pos66], mais le ^{10}Li a été observé pour la première fois par Wilcox et collaborateurs [Wil75] avec la réaction $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$. Après cette expérience, d'autres ont essayé d'établir précisément les caractéristiques des états de basse

Réaction	E_r (MeV)	Γ (MeV)	ℓ_n	Référence
${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$	$0,80 \pm 0,25$	$1,20 \pm 0,3$	-	[Wil75]
$\text{C}({}^{18}\text{O}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$\leq 0,15$	-	0	[Kry93]
$\text{C}({}^{18}\text{O}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$\approx 2,50$	-	-	[Kry93]
${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$0,42 \pm 0,05$	$0,15 \pm 0,07$	1	[Boh93]
${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$0,80 \pm 0,06$	$0,30 \pm 0,10$	1	[Boh93]
${}^{11}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$	$< 0,10$	$< 0,23$	0	[You94]
${}^{11}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$	$0,54 \pm 0,06$	$0,36 \pm 0,02$	1	[You94]
${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$0,24 \pm 0,04$	$0,10 \pm 0,07$	1	[Boh97]
${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$0,53 \pm 0,06$	$0,30 \pm 0,08$	1	[Boh97]
${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$1,4 \pm 0,08$	$0,2 \pm 0,07$	-	[Boh97]
${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$2,35 \pm 0,10$	$1,20 \pm 0,04$	-	[Boh97]
${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$2,85 \pm 0,07$	$0,30 \pm 0,20$	-	[Boh97]
${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$4,19 \pm 0,10$	$0,12 \pm 0,08$	-	[Boh97]
${}^{10}\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$4,64 \pm 0,10$	$0,20 \pm 0,10$	-	[Boh97]
${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{12}\text{N}){}^{10}\text{Li}$	$5,70 \pm 0,10$	$0,20 \pm 0,10$	-	[Boh97]
$\text{C}, \text{Pb}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$0,21 \pm 0,05$	$0,12^{+0,10}_{-0,05}$	0	[Zin97]
$\text{C}, \text{Pb}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$0,61 \pm 0,10$	$0,6 \pm 0,10$	1	[Zin97]
$\text{Pb}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$\approx 1,60$	-	-	[Zin97]
${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^8\text{B}){}^{10}\text{Li}$	$0,50 \pm 0,06$	$0,40 \pm 0,06$	1	[Cag99]
${}^9\text{Be}({}^{11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+\gamma)\text{X}$	$< 0,05$	-	0	[Cha01]
$d({}^9\text{Li}, p){}^{10}\text{Li}$	$0,35 \pm 0,11$	$< 0,32$	-	[San03]
$\text{C}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$0,68 \pm 0,10$	$0,87 \pm 0,15$	1	[Sim04]
$d({}^9\text{Li}, p){}^{10}\text{Li}$	$\simeq 0,38$	$\simeq 0,2$	1	[Jep06]
$\text{C}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$0,510 \pm 0,044$	$0,54 \pm 0,16$	1	[Sim07]
$\text{C}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$1,486 \pm 0,088$	$< 2,2$	2	[Sim07]
${}^1\text{H}({}^{11}\text{Li}, pn){}^{10}\text{Li}$	$0,566 \pm 0,14$	$0,54 \pm 0,30$	1	[Aks08]
$\text{C}({}^{15}\text{B}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$0,5 \pm 0,15$	$\simeq 0,25$	1	[Lep09]
<hr/> a_s (fm) <hr/>				
$\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	≤ -20		0	[Zin95]
${}^9\text{Be}({}^{18}\text{O}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	< -20		0	[Tho99]
${}^9\text{Be}({}^{12,11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	< -20		0	[Che01]
$\text{C}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	< -40		0	[Sim04]
$\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	$-16^{+4,5}_{-3,5}$		0	[Nor04]
$d({}^9\text{Li}, p){}^{10}\text{Li}$	$(-13) \div (-24)$		0	[Jep06]
$\text{C}({}^{11}\text{Li}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	-30^{+12}_{-31}		0	[Sim07]
$\text{C}({}^{11}\text{Be}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	-14 ± 2		0	[AF07]
${}^1\text{H}({}^{11}\text{Li}, pn){}^{10}\text{Li}$	$-22,4 \pm 4,8$		0	[Aks08]
$\text{C}({}^{15}\text{B}, {}^9\text{Li}+n)\text{X}$	-10^{+6}_{-22}		0	[Lep09]

TABLEAU 1.1 – ${}^{10}\text{Li}$: compilation des résultats obtenus pour différentes expériences. L'énergie est donnée par rapport au seuil d'émission d'un neutron. La deuxième colonne est divisée en deux parties : dans la première sont données les différentes valeurs de E_r pour les résonances, dans la deuxième les valeurs de a_s pour l'état virtuel.

énergie de ce système (cf. tableau 1.1). Une des questions encore ouvertes concerne l'état fondamental très près du seuil, prédit comme un $J^\pi = 2^-$ ou 1^- , étant composé par un neutron $2s_{1/2}$ couplé au fondamental du ${}^9\text{Li}$ ($J^\pi = 3/2^-$) [Pop93]. Le premier état

excité aurait d'ailleurs été prédit comme un 1^+ , résultant du couplage d'un neutron dans l'orbitale $1p_{1/2}$ avec le fondamental du ^9Li .

L'existence d'un état s près du seuil a été premièrement déduite en observant la distribution en vitesse relative des coïncidences $^9\text{Li}-n$ détectées à zéro degrés à partir de la fragmentation d'un faisceau d' ^{18}O à 80 MeV/nucléon [Kry93]. La structure étroite dans la distribution de la vitesse relative, centrée en zéro, a été interprétée comme la manifestation d'une forte interaction dans l'état final. Une étude des réactions de knockout du ^{11}Be et du ^{11}Li sur une cible de carbone a ensuite confirmé la présence de cet état [Zin95]. Les distributions en moment transverse des fragments de ^9Li en coïncidence avec un neutron sont compatibles avec l'hypothèse d'un état s comme fondamental du ^{10}Li . Les auteurs proposent une longueur de diffusion $a_s \leq -20$ fm.

La même expérience de [Kry93] a été répétée par Thoennesen et collaborateurs [Tho99] pour obtenir une mesure plus précise. Le spectre en vitesse relative a été reproduit en faisant l'hypothèse d'une contribution d'un état s virtuel de longueur de diffusion inférieure à -20 fm plus un état p résonant autour de 500 keV. Cette analyse a été corroborée par Chen et collaborateurs en utilisant la même technique mais à partir du knockout d'un proton du ^{11}Be à 28 MeV/nucléon sur un cible de béryllium [Che01]. Ces études ont établi une valeur de la longueur de diffusion $a_s \leq -10$ fm. Parallèlement, des mesures réalisées via la cassure d'un faisceau de ^{11}Li sur deux cibles différentes [Zin97] ont donné des résultats du même ordre pour l'état virtuel et confirmé la présence de l'état p . Des expériences utilisant le transfert de plusieurs nucléons [Boh93, Boh97] ont également peuplé des états excités d'énergie supérieure à 1 MeV (cf. tableau 1.1). Enfin, des expériences plus ré-

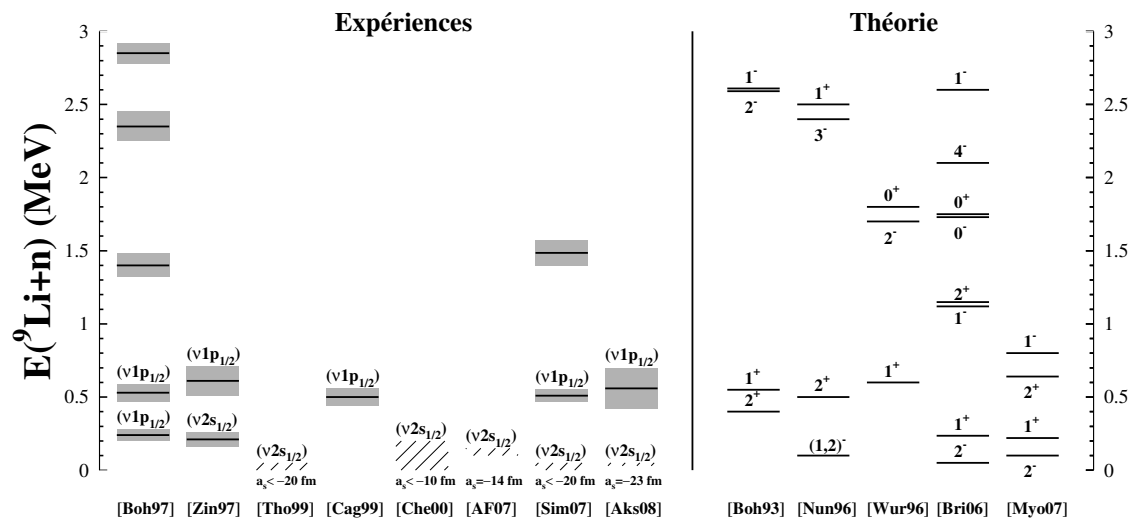


FIGURE 1.13 – Schéma de niveaux du ^{10}Li pour une sélection de résultats expérimentaux et théoriques. L'énergie est donnée par rapport au seuil d'émission d'un neutron. Le spin donné pour les résultats expérimentaux fait référence au neutron de valence.

centes utilisant le knockout d'un neutron à partir d'un faisceau de ^{11}Li [Sim07, Aks08], ont obtenu des résultats en accord avec la présence de l'état p vers 0,5 MeV et donné une mesure de la longueur de diffusion $-40 \lesssim a_s \lesssim -13$ fm pour l'état s virtuel, correspondant à une énergie entre 50 et 200 keV au-dessus du seuil. Un résultat compatible avec

ceux déjà cités (état s virtuel avec $a_s = -14 \pm 2$ fm) a été récemment obtenu en utilisant le knockout d'un proton à partir d'un faisceau de ^{11}Be à 35 MeV/nucléon [AF07].

En ce qui concerne les prévisions théoriques, il n'y a pas encore une assignation définitive du spin de l'état fondamental, et plusieurs approches ont été utilisées pour essayer de reproduire les résultats expérimentaux. Dans un modèle réalisé par Nunes et collaborateurs [Nun96] l'introduction d'une interaction à trois corps (cœur-n-n) avec un potentiel cœur-n déformé, a comme effet l'apparition d'un état s virtuel très près du seuil. Les calculs de modèle en couches [Pop93, Kit93, Bri06] prédisent tous un fondamental de spin parité $J^\pi = 2^-$ et un premier état excité avec $J^\pi = 1^+$, ce qui suggère une inversion de parité comme pour le ^{11}Be . D'un autre côté, des calculs RPA, traitant les corrélations d'appariement [Boh93], prévoient un fondamental 2^+ et un premier état excité 1^+ . Des calculs microscopiques [Des97, Wur96], prévoient un fondamental 1^+ , mais si [Des97] assigne au premier état excité $J^\pi = 2^+$, [Wur96] prévoit pour cet état $J^\pi = 2^-$. D'autres calculs récents [Gar02, Myo07] sont d'accord avec les résultats expérimentaux de [Zin95, Tho99, Zin97], prédisant un état s virtuel près du seuil comme fondamental. Le schéma 1.13 présente une comparaison d'une sélection représentative des différents résultats expérimentaux et théoriques obtenus pour le ^{10}Li .

1.4.3 Le ^{12}Li

Le ^{12}Li , contrairement aux autres systèmes traités dans ce travail, est quasiment inconnu. Ceci à cause de son rapport N/Z extrême et du fait qu'il est très difficile à produire. Toutefois, pour les mêmes raisons expliquées auparavant, il est important de savoir si l'inversion $\nu 1d_{5/2} - \nu 2s_{1/2}$ se poursuit, ou si au contraire elle ne constitue pas une tendance régulière. Jusqu'à présent, trois expériences ont été conduites à ce sujet (cf. tableau 1.2).

Réaction	E_r (MeV)	Γ (MeV)	ℓ_n	Référence
$\text{Be}(^{14}\text{B}, ^{11}\text{Li}+n)\text{X}$	$0,250 \pm 0,020$	$< 0,015$	2	[Hal10]
$\text{Be}(^{14}\text{B}, ^{11}\text{Li}+n)\text{X}$	$0,555 \pm 0,020$	$< 0,080$	2	[Hal10]
<hr style="width: 50%; margin: auto;"/>				
a_s (fm)				
$^1\text{H}(^{14}\text{Be}, ^{11}\text{Li}+n)\text{X}$	$-13,7 \pm 1,6$		0	[Aks08]
$\text{C}(^{15}\text{B}, ^{11}\text{Li}+n)\text{X}$	≤ -3		0	[Lep09]

TABLEAU 1.2 – ^{12}Li : compilation des résultats obtenus pour différentes expériences. L'énergie est donnée par rapport au seuil d'émission d'un neutron. Dans la deuxième colonne, une première partie montre les valeurs de E_r pour les résonances, une deuxième donne les valeurs de a_s pour l'état virtuel.

La première expérience qui a sondé la structure du ^{12}Li a été récemment réalisée par Aksytina et collaborateurs [Aks08], en utilisant la réaction $^1\text{H}(^{14}\text{Be}, ^{11}\text{Li}+n)\text{X}$ à 304 MeV/nucléon. La distribution en énergie de décroissance $^{11}\text{Li}-n$ présente un pic très près du seuil d'émission d'un neutron. Le spectre en énergie de décroissance a été reproduit en utilisant la distribution d'un état s virtuel avec une longueur de diffusion $a_s = -13,7 \pm 1,6$ fm. Les auteurs ont interprété cette structure comme l'état fondamental du ^{12}Li , qui aurait probablement $J^\pi = 2^-$ ou 1^- , puisque pour le cœur de ^{11}Li $J^\pi = 3/2^-$.

Une autre expérience [Lep09] a utilisé la fragmentation d'un faisceau de ^{15}B sur une cible de carbone. Dans cette expérience, le spectre de masse invariante $^{11}\text{Li}-n$ présentait une contribution majoritaire due à la distribution des fragments et des neutrons non corrélés. Les tentatives de reproduire le spectre avec différentes valeurs de la longueur de diffusion ont permis seulement de donner une limite supérieure ($a_s \leq -3$ fm), avec le meilleur ajustement obtenu pour $a_s = -9$ fm.

La troisième expérience a été réalisée avec un faisceau de ^{14}B de 53 MeV/nucléon pour étudier la réaction de perte de deux protons $\text{Be}(^{14}\text{B}, ^{11}\text{Li}+n)\text{X}$ [Hal10]. Dans ce cas la distribution en énergie de décroissance ne présente pas le pic très prononcé proche du seuil observé par [Aks08], mais elle est caractérisée par la présence de plusieurs structures. Les auteurs ont suggéré la présence de deux états résonants : un avec une énergie au-dessus du seuil $E_r = 250 \pm 20$ keV et l'autre avec $E_r = 555 \pm 20$ keV. Pour ce qui concerne les largeurs des états, seulement des limites supérieures respectivement de 15 et 80 keV ont pu être déterminées. De plus, le spectre a été bien reproduit en ajoutant une

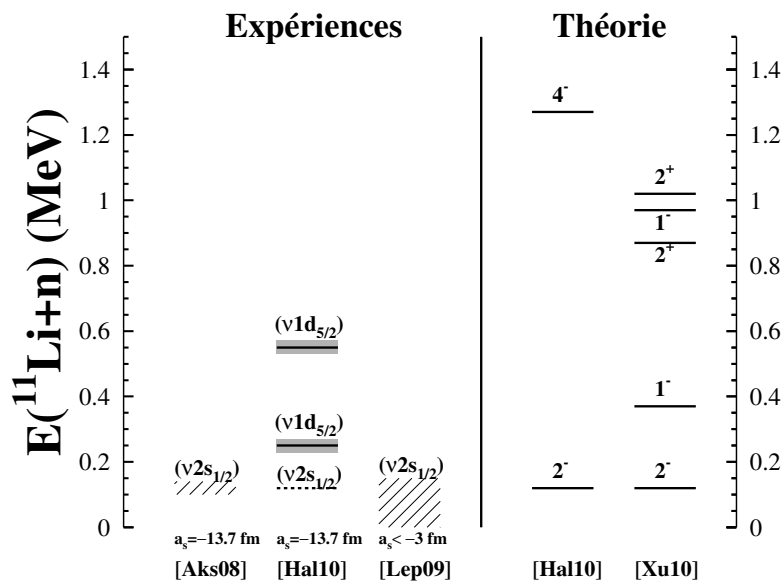


FIGURE 1.14 – Schéma de niveaux du ^{12}Li . L'énergie est donnée par rapport au seuil d'émission d'un neutron. Le spin donné pour les résultats expérimentaux fait référence au neutron de valence. Pour le résultat de [Hal10] le trait pointillé indique que la longueur de diffusion de l'état a été supposée la même que [Aks08].

composante d'onde s , mais la présence des autres états n'a pas permis une mesure précise de la valeur de a_s , qui a été supposé égale à celle de [Aks08]. Des nouveaux calculs de modèle en couches réalisés par les auteurs en utilisant une interaction effective de type WBP [War92] sont en accord avec la prévision d'un fondamental 2^- , mais contrairement aux calculs précédents [Pop85], ceux-ci ne prévoient pas d'états excités au-dessous de 1 MeV.

Dans une étude théorique dernièrement publiée, le spectre des états du ^{12}Li a été obtenu en utilisant une approche de modèle en couches incluant des états dans le continuum [Xu11]. Les résultats sont encore en accord avec l'attribution d'un spin-parité

$J^\pi = 2^-$ pour le fondamental, et prévoient un premier état excité 1^- avec $E_x = 250$ keV (≈ 370 keV au-dessus du seuil). Le schéma 1.14 montre la comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques.

1.4.4 Le ^{13}Be

La structure du ^{13}Be a déjà été étudiée par plusieurs expériences (cf. tableau 1.3). Le débat sur la nature et l'énergie de son état fondamental n'a pas encore été conclu à cause de plusieurs résultats contradictoires. L'instabilité de ce noyau vis-à-vis de l'émission d'un neutron avait déjà été prévue en 1966 [Pos66] et confirmée quelques années après par [Bow73].

Réaction	E_r (MeV)	Γ (MeV)	ℓ_n	Référence
$^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$	$2,01 \pm 0,05$	$0,30 \pm 0,02$	2 ou 1	[Ost92]
$^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$	$5,13 \pm 0,07$	$0,40 \pm 0,02$	-	[Ost92]
$^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$	$8,51 \pm 0,02$	$0,90 \pm 0,03$	-	[Ost92]
$d(^{12}\text{Be}, p)^{13}\text{Be}$	2	-	-	[Kor95]
$d(^{12}\text{Be}, p)^{13}\text{Be}$	5,70	-	-	[Kor95]
$d(^{12}\text{Be}, p)^{13}\text{Be}$	7	-	-	[Kor95]
$d(^{12}\text{Be}, p)^{13}\text{Be}$	10	-	-	[Kor95]
$^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$	$0,80 \pm 0,09$	-	0 ou 1	[Bel98]
$^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$	$2,02 \pm 0,10$	1,00	2	[Bel98]
$^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$	$2,90 \pm 0,2$	-	-	[Bel98]
$^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$	4,94	-	-	[Bel98]
$^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$	5,89	-	-	[Bel98]
$^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$	7,80	-	-	[Bel98]
$^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	2	-	2	[Tho00]
$\text{C}(^{14}\text{B}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	0,60-0,80	$\approx 1 - 2$	0^\dagger	[Lec04]
$\text{C}(^{14}\text{B}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$2,50 \pm 0,20$	$\approx 0,40$	2	[Lec04]
$\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$< 0,50$	-	0^\dagger	[Sim04]
$\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$1,50 \pm 0,10$	-	1	[Sim04]
$\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$2,60 \pm 0,20$	0,30	2	[Sim04]
$\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	2	0,30	2	[Sim07]
$\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	3,04	0,40	1	[Sim07]
$\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	5,00	1,50	-	[Sim07]
$^1\text{H}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$0,51 \pm 0,01$	-	1	[Kon10]
$^1\text{H}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$2,39 \pm 0,05$	-	2	[Kon10]
	<hr/> a_s (fm) <hr/>			
$^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	< -10		0	[Tho00]
$\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$-3, 2_{-1,1}^{+0,9}$		0	[Sim07]
$\text{Be}(^{48}\text{Ca}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	-20		0	[Chr08]
$^1\text{H}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$	$-3, 4 \pm 0,6$		0	[Kon10]

† État s résonant.

TABLEAU 1.3 – ^{13}Be : compilation des résultats obtenus pour différentes expériences. L'énergie est donnée par rapport au seuil d'émission d'un neutron. Dans la deuxième colonne les valeurs de E_r et a_s sont données comme pour le tableau précédent.

La première tentative d'étudier la structure du ^{13}Be a été celle de Ostrowski et collaborateurs [Ost92], via la réaction de double échange de charge $^{13}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{O})^{13}\text{Be}$ à $E_{lab} = 337$ MeV. Un état observé à une énergie de 2 MeV au-dessus du seuil a été interprété comme le fondamental de ce noyau avec $J^\pi = 5/2^+$ (on verra qu'il s'agit en réalité d'un état excité). L'existence de cet état a été confirmée dans une autre expérience [Kor95], mais les auteurs n'ont pas pu aller plus loin à cause de la présence d'un fond important. L'étude de la réaction $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{N})^{13}\text{Be}$ [Bel98] a permis de révéler l'existence d'un état à 800 keV au-dessus du seuil d'émission d'un neutron. Néanmoins, il n'a pas été possible de déterminer le spin et la parité de cet état.

Les expériences suivantes ont été dédiées à la recherche d'états de basse énergie, pour essayer d'obtenir plus d'informations sur l'état fondamental. Dans ce but, Thoennessen et collaborateurs ont réalisé une expérience de fragmentation d'un faisceau d' ^{18}O à 80 MeV/nucléon [Tho00]. La mesure des fragments de ^{12}Be en coïncidence avec des neutrons émis à 0° a permis d'obtenir le spectre en vitesse relative fragment-neutron. L'acceptance angulaire très réduite du dispositif était particulièrement adaptée à l'étude d'états très près du seuil. Le spectre en vitesse relative obtenu a une forme très étroite piquée en zéro, ce qui suggère la présence d'un état de très basse énergie. Les auteurs ont interprété le spectre avec une distribution correspondant à un état s virtuel de longueur de diffusion inférieure à -10 fm. Une étude plus récente de la fragmentation du ^{48}Ca [Chr08] a obtenu un résultat similaire à celui de [Tho00]. Ce résultat impliquerait une limite supérieure pour l'énergie d'environ 200 keV au-dessus du seuil d'émission d'un neutron. En outre, l'existence de cet état comporterait l'inversion des niveaux $\nu 1d_{5/2}$ et $\nu 2s_{1/2}$ et l'assignation d'un spin-parité $J^\pi = 1/2^+$ pour le fondamental.

Une mesure de l'énergie de décroissance du ^{13}Be via le knockout d'un proton à partir d'un faisceau de ^{14}B [Lec04] a obtenu des résultats en contraste avec l'hypothèse d'un état virtuel au seuil. Dans cette expérience, le spectre en énergie de décroissance présente deux structures assez larges, dont une autour de 2 MeV, interprétée comme la résonance $\nu 1d_{5/2}$, puis une autre d'énergie $E_r \sim 0,7$ MeV et largeur $1 \leq \Gamma_r \leq 2$ MeV. Cette dernière structure a été interprétée comme une résonance avec $\ell = 0$.

Plus récemment, une étude de la fragmentation d'un faisceau de ^{15}B [Lep09] a montré que le pic très étroit au seuil observé par [Tho00, Chr08] ne reflète pas la structure du ^{13}Be , mais il est le résultat de la décroissance de l'état 2^+ du ^{14}Be .

Ensuite, une mesure de knockout d'un neutron du ^{14}Be [Sim07] a obtenu des résultats compatibles avec un état s virtuel près du seuil, mais avec une faible longueur de diffusion ($a_s = -3, 2_{-1,1}^{+0,9}$ fm). Récemment, une étude de la réaction $^1\text{H}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$ à 69 MeV/nucléon a rouvert le débat sur l'inversion des niveaux [Kon10]. Les auteurs ont observé une structure à 500 keV au-dessus du seuil, dont la distribution en énergie de décroissance a été interprétée comme celle d'un état p . Cette interprétation est supportée par l'analyse des distributions en moment transverse du système $^{12}\text{Be}+n$. Dans une telle hypothèse le fondamental aurait donc $J^\pi = 1/2^-$.

Les études théoriques sont unanimement d'accord sur la présence de l'état excité autour de 2 MeV au-dessus du seuil avec $J^\pi = 5/2^+$. En ce qui concerne le fondamental, les premiers calculs donnaient un fondamental $1/2^-$ [Pop85] ou $1/2^+$ [Ost92] (dans ce cas non lié d'environ 1 MeV). P. Descouvemont a ensuite réalisé des calculs basés sur un modèle microscopique en cluster [Des94]. En utilisant l'état connu à 2 MeV pour ajuster les paramètres du modèle, les calculs donnent un fondamental $1/2^+$ à peine lié. Dans un

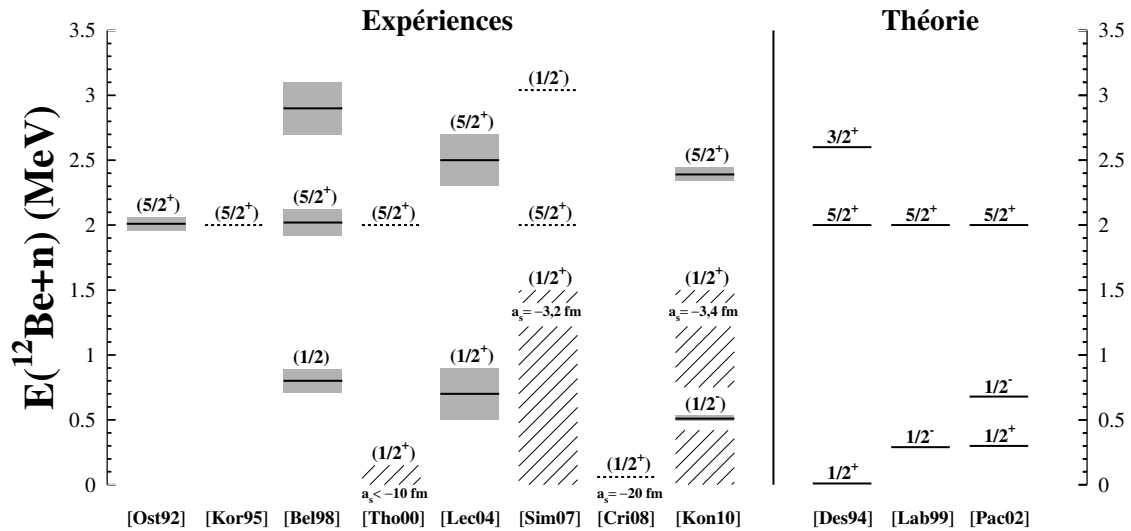


FIGURE 1.15 – Schéma de niveaux du ^{13}Be pour une sélection de résultats. L'énergie est donnée par rapport au seuil d'émission d'un neutron. Le trait pointillé est utilisé lorsque l'incertitude sur l'énergie est inconnue ou l'énergie du niveau a été fixée à la valeur des expériences précédentes.

autre calcul du même type [Des95], les paramètres du modèle sont ajustés pour reproduire l'énergie de séparation des deux derniers neutrons du ^{14}Be . Le résultat est encore un état fondamental $1/2^+$ à peine lié et un premier état excité $5/2^+$ à 2 MeV.

En revanche, une étude de Labiche et collaborateurs [Lab99b] utilisant un modèle à trois corps avec une interaction d'appariement et un cœur inerte de ^{12}Be , reproduit l'énergie de séparation et le rayon du ^{14}Be seulement en supposant que le fondamental du ^{13}Be soit un état $\nu 1p_{1/2}$ non lié d'environ 300 keV avec $J^\pi = 1/2^-$.

Des calculs basés sur l'approximation RPA (Random Phase Approximation), prenant en compte les corrélations à deux corps dans le cœur [Pac02], prévoient une inversion entre les orbitales $\nu 1p_{1/2}$ et $\nu 2s_{1/2}$, du même type que celle ayant lieu dans le ^{11}Be , donnant un état fondamental avec $J^\pi = 1/2^+$. La figure 1.15 résume les résultats expérimentaux et théoriques discutés ci-dessus.

Enfin, il est important de citer un modèle traitant l'interaction dans l'état final comme une perturbation dépendant du temps [Bla07]. Ce modèle permet d'avoir accès aux distributions théoriques en énergie relative en prenant en compte les effets de la structure initiale du projectile et du mécanisme de réaction. L'application au knockout d'un neutron à partir d'un projectile de ^{14}Be , donne comme résultat le peuplement d'un état fondamental $\nu 1p_{1/2}$ autour de 500 keV au-dessus du seuil, en accord avec [Kon10]. Des calculs du même type peuvent aussi reproduire la distribution en énergie de décroissance observée par [Sim07].

Dans ce chapitre, l'étude de la structure des systèmes non liés riches en neutrons a été introduite. Après avoir exposé les motivations de cette étude, nous avons décrit l'approche expérimentale utilisée pour produire de tels systèmes. L'état des connaissances sur les noyaux qui font l'objet de ce travail a été enfin discuté. Une comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus à présent et les travaux théoriques a été présentée.

Par la suite, nous allons discuter en détail l'expérience réalisée pour produire les systèmes non liés introduits ci-dessus. Une description complète du dispositif expérimental sera donnée dans le chapitre suivant, suivie par l'exposition des procédures de calibration et l'analyse des données.

Chapitre 2

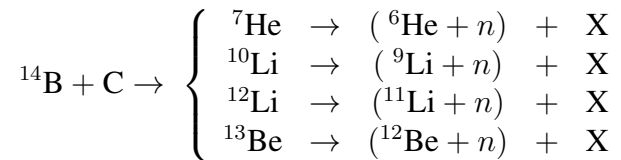
L'expérience

L'expérience a été réalisée au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), en utilisant un faisceau radioactif de ^{14}B produit par fragmentation d'un faisceau primaire stable d' ^{18}O sur une cible fine de béryllium, grâce à la technique de séparation en vol des fragments (technique dite « in flight »). Après une brève description de l'expérience, nous présenterons dans ce chapitre l'ensemble du dispositif expérimental utilisé, en exposant toutes ses caractéristiques principales.

2.1 Description de l'expérience

L'expérience réalisée a comme but l'étude des noyaux non liés produits lors de la perte d'un ou plusieurs nucléons dans les réactions qui peuvent avoir lieu entre les noyaux du faisceau incident de ^{14}B et la cible de carbone. Dans notre cas, puisque les noyaux non liés ont une durée de vie de l'ordre de 10^{-21} s, il n'est pas possible de les détecter en tant que tels. Cependant, ces noyaux décroissant par émission d'un neutron et d'un fragment (dans son état fondamental ou excité), la détection des deux composantes en coïncidence permet de reconstruire l'énergie du système non lié avant la décroissance, ce que l'on appelle son *énergie de décroissance* E_d . À travers cette observable, nous pouvons remonter aux informations concernant sa structure. Pour ce faire il faudra connaître l'impulsion et l'énergie du fragment et du neutron pour chaque événement, ce qui comporte entre autres une mesure précise des variables cinématiques relatives à chacun de ces événements. Ceci est réalisé avec un dispositif expérimental composé de différents types de détecteurs, permettant la mesure de l'énergie et de la position des particules du faisceau et de celles produites lors de la réaction. Par ailleurs, il est très important, pour la réussite de l'expérience, de produire un faisceau de bonne qualité et de pouvoir discriminer les événements du faisceau qui sont intéressants pour la production des systèmes que l'on cherche, en éliminant tous les contaminants qui pourraient introduire des biais dans la mesure.

Le faisceau de ^{14}B utilisé est très riche en neutrons, ce qui nous a permis d'explorer plusieurs voies de réaction pour lesquelles nous pouvons avoir la formation d'un système non lié (cœur+n). Les voies de réaction étudiées pendant ce travail de thèse sont les suivantes :



Par la suite nous allons décrire en détail tous les dispositifs utilisés pour réaliser l'expérience, à partir du système de production du faisceau radioactif, jusqu'à l'ensemble de détecteurs employé pour la détection des produits de réaction.

2.2 La production de faisceaux radioactifs au GANIL

Pour produire des faisceaux d'ions radioactifs il est d'abord nécessaire d'accélérer un faisceau d'ions stables (que l'on appelle primaire), pour l'envoyer sur une cible de production. Différentes espèces nucléaires radioactives peuvent ainsi être produites par fragmentation des ions incidents ou des noyaux de la cible, avec des intensités qui dépendent fortement des espèces nucléaires que l'on cherche à produire, les sections efficaces étant d'autant plus faibles que les noyaux s'éloignent de la stabilité. Ensuite, pour obtenir le faisceau secondaire d'ions radioactifs recherché, il faut séparer les ions d'intérêt de tous les autres, en tenant compte des caractéristiques des noyaux que l'on souhaite étudier (comme leur masse et leur durée de vie).

La méthode de production du faisceau radioactif employée lors de notre expérience utilise la fragmentation de faisceaux primaires de hautes énergies (de quelques dizaines jusqu'à des centaines de MeV/nucléon) sur des cibles de production relativement minces.

De nombreuses études réalisées à hautes énergies ($E \gg 100$ MeV/nucléon), où la fragmentation du projectile domine tous les autres processus, ont montré que le mécanisme de fragmentation peut être décrit comme un processus en deux étapes [Hüf75] : une première (« abrasion ») dans laquelle les parties du projectile et la cible se recouvrant sont arrachées, puis une deuxième (« ablation ») dans laquelle le quasi-projectile restant continue avec une vitesse proche de celle du projectile et se désexcite en émettant une ou plusieurs particules légères¹. Des mesures réalisées ensuite à des énergies intermédiaires [Gue83, Bor83] (inférieures à 100 MeV/nucléon) ont montré que, même si des faibles signatures d'autres processus (comme le transfert de nucléons) peuvent apparaître, ce type de schéma est encore valide et la fragmentation du projectile est encore le processus dominant. De ce fait, en utilisant des faisceaux primaires avec de telles énergies, une large quantité d'espèces nucléaires radioactives peut être produite, avec des masses s'étendant de celle du faisceau jusqu'à des systèmes beaucoup plus légers.

Les intensités des faisceaux secondaires produits dépendent de la section efficace du processus de fragmentation ainsi que des propriétés de la cible (nombre atomique et de masse, épaisseur), de l'efficacité de collection du séparateur et de celle de transmission au point de l'expérience [Mor04]. Les taux de production peuvent alors être accrus en augmentant l'épaisseur de la cible, ceci en faisant des compromis sur la dispersion du faisceau secondaire en angle et en énergie. De plus, en utilisant des cibles de production avec un faible nombre de masse (généralement béryllium ou carbone), en raison de l'énergie du faisceau primaire et de la cinématique inverse, les fragments produits seront focalisés vers

1. Dans la littérature on fait référence à cette approche aussi comme le modèle « participant-spectateur ».

l'avant. À la sortie de la cible il y aura ainsi une partie du faisceau primaire ralenti par le passage à travers la cible et une variété de noyaux radioactifs issus de la fragmentation du faisceau, qui gardent la plupart de l'énergie du faisceau primaire et sont distribués dans un cône de faible ouverture angulaire.

Dans le cas de production de noyaux très riches en neutrons comme ceux que l'on cherche à obtenir, la faible durée de vie des ions produits (inférieure à la seconde) rend nécessaire une sélection en vol des fragments. La focalisation vers l'avant nous permet d'utiliser des systèmes d'aimants dipôlaire (comportant une acceptation réduite) couplés à des systèmes de fentes et de champs électriques, pour sélectionner les ions suivant leur vitesse et leur rapport charge-masse. Toutefois, avec une telle sélection (faite par la rigidité magnétique des dipôles) des contaminants ayant un rapport charge-masse similaire à celui de l'ion recherché, peuvent encore être présents. Ce problème a été fortement réduit avec l'utilisation de dégradeurs en énergie [Mue93], qui introduisent un autre degré de sélection suivant la perte d'énergie spécifique à chaque isotope, éliminant ainsi de telles ambiguïtés dans la plupart des cas. Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, une configuration de ce type est utilisée pour la sélection des ions dans le spectromètre LISE.

Dans le cadre de notre expérience, le faisceau secondaire utilisé a été produit au laboratoire GANIL, disposant d'une installation pour la production de faisceaux stables et radioactifs, qui peuvent après être accélérés sur une plage d'énergies très étendue suivant différentes méthodes. La figure 2.1 montre un schéma d'ensemble de l'installation.

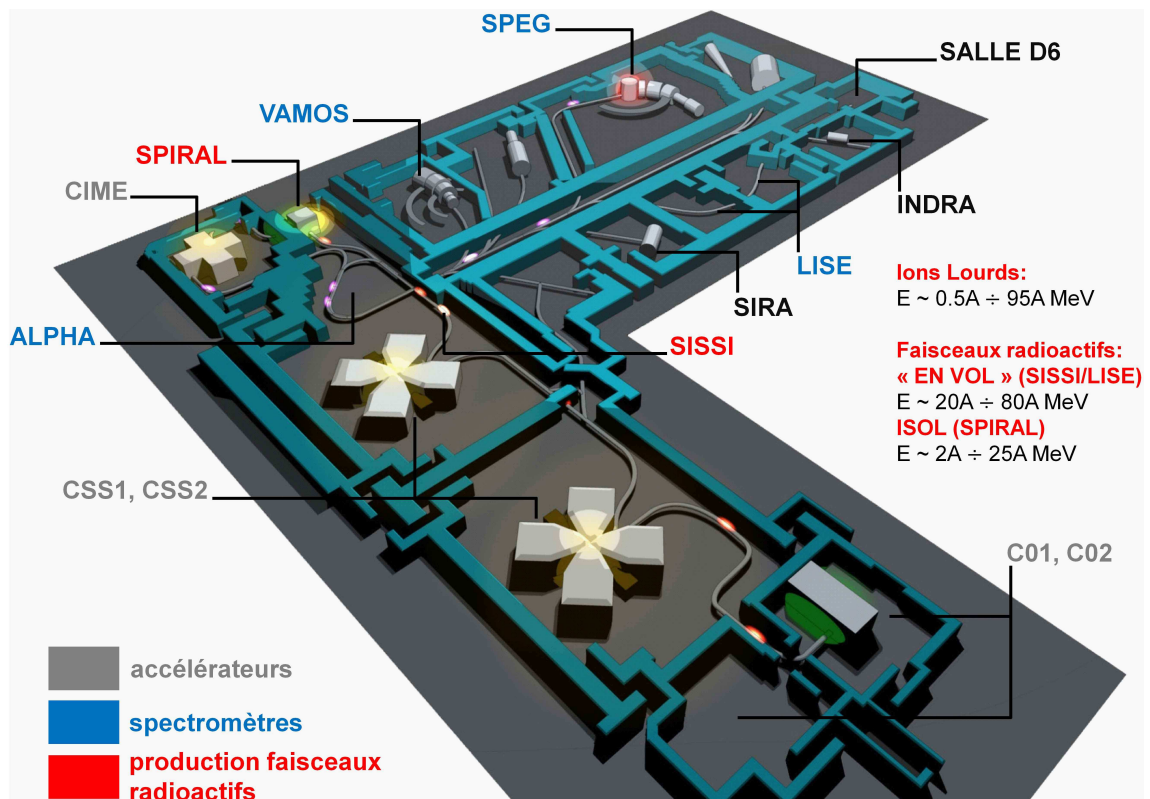


FIGURE 2.1 – Schéma des accélérateurs et des aires expérimentales du GANIL. Le dispositif expérimental utilisé pour l'expérience était placé dans la salle D6.

La production des ions qui constituent le faisceau primaire (dans notre cas l' ^{18}O) est assurée par une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) après laquelle les ions avec un faible état de charge sont accélérés aux énergies de l'ordre du keV/nucléon par un cyclotron compact (C01 ou C02), puis injectés dans le premier des deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS1), qui accélère les ions jusqu'à quelques MeV/nucléon. Le faisceau traverse alors une feuille d'épluchage qui augmente l'état de charge des ions, ensuite accélérés par le deuxième cyclotron CSS2, à la sortie duquel nous trouvons un faisceau primaire dont l'énergie peut varier entre 20 et 100 MeV/nucléon et dont l'intensité peut atteindre 10^{12} pps.

Pour l'expérience en question, le faisceau de ^{14}B ($T_{1/2}=12.5$ ms) nécessaire pour l'étude des noyaux non liés cités, a été produit en utilisant un faisceau primaire d' ^{18}O . Ce faisceau avait une énergie de 65 MeV/nucléon et une intensité autour de $1,5 \mu\text{A}$. L'épaisseur de la cible de production de béryllium utilisée est de 3 mm (la cible était tournée avec un angle de 40° par rapport à l'axe optique du faisceau, ce qui donne une épaisseur effective de 3,9 mm).

La séparation des ions issus des réactions de fragmentation est effectuée à l'aide du spectromètre LISE, dont nous allons par la suite détailler le rôle et les caractéristiques.

2.2.1 Le spectromètre LISE et le faisceau secondaire

LISE (Ligne d'Ions Super Épluchés) est un spectromètre doublement achromatique en angle et en position. Du point de vue optique cela signifie qu'au point focal à la sortie du spectromètre, la position et l'angle du faisceau sont indépendants (au premier ordre) de l'impulsion initiale [Mor04]. LISE est composé de différents éléments placés après la cible de production : deux dipôles magnétiques, un dégradeur et un filtre de Wien (figure 2.2). L'ensemble de ces éléments permet de faire une sélection parmi les différentes espèces produites dans les réactions de fragmentation. Une première sélection est faite par le premier dipôle magnétique qui dévie les ions suivant leur état de charge q , leur masse A et leur vitesse v . Ces trois grandeurs sont en effet liées à la rigidité magnétique $B\rho$ (avec B champ magnétique du dipôle et ρ rayon de courbure de l'ion) par la relation :

$$B\rho \propto \frac{Av}{q}. \quad (2.1)$$

Pour une rigidité magnétique du premier dipôle $B\rho_1$ fixée, les noyaux du faisceau sont dispersés selon leur moment et leur charge, puis un système de fentes mobiles placé dans le premier plan focal (PF1, cf. figure 2.2) sélectionne le noyau d'intérêt. Une deuxième sélection est alors faite par le dégradeur, qui induit une perte d'énergie relative différente pour chaque ion, suivant la relation² [Ann87] :

$$\frac{dE}{E} \propto \frac{A^3}{Z^2} \quad (2.2)$$

où nous avons supposé que l'ion est complètement épluché ($q = Ze$). Chaque espèce aura donc un rayon de courbure différent dans le deuxième dipôle et, par conséquent, une

2. Cette relation dérive du fait que la perte d'énergie relative pour un ion complètement épluché peut s'écrire comme $\frac{dE}{E} \propto \frac{AZ^2}{E^2} \sim \frac{Z^2}{Av^4}$. De plus, pour un $B\rho$ fixé au premier dipôle on déduit de la relation 2.1 que $v \propto Z/A$, ce qui nous donne la relation de proportionalité recherchée.

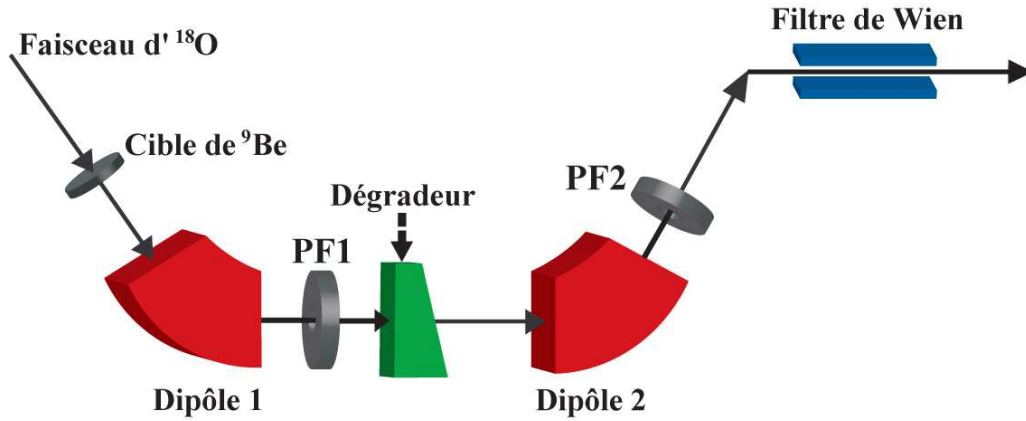


FIGURE 2.2 – Schéma représentant le spectromètre LISE.

différente focalisation spatiale dans le deuxième plan focal (PF2). De cette façon, seuls les ions ayant un rayon de courbure compatible avec le deuxième système de fentes (au point PF2) seront transmis par le deuxième dipôle, qui refocalise enfin le faisceau dans le plan PF2 tout en préservant l'achromatisme du spectromètre.

Il est possible d'améliorer ultérieurement la pureté du faisceau avec un filtre de Wien, dans lequel on retrouve des champs magnétique et électrique orthogonaux [Ann92]. Dans ces conditions, seulement les ions de vitesse $v = E/B$ pourront traverser le filtre, tous les autres étant déviés. Cependant, dans le cadre de notre expérience, ce filtre n'a pas été utilisé puisque le niveau de pureté atteint avec les précédentes étapes de sélection était déjà satisfaisant (comme nous le verrons dans le chapitre concernant l'analyse des données).

La rigidité magnétique du deuxième dipôle nous donne aussi l'énergie du faisceau secondaire à la sortie du spectromètre. En effet, pour des ions complètement épluchés à vitesses relativistes la rigidité magnétique s'écrit :

$$B\rho_2 = \frac{\gamma m v}{Ze} \quad (2.3)$$

où m représente la masse de l'ion, e est la charge élémentaire, et $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$. L'énergie cinétique du faisceau sera alors :

$$T = \sqrt{(ZeB\rho_2)^2 c^2 + m^2 c^4} - mc^2. \quad (2.4)$$

Lors de l'expérience réalisée, une rigidité magnétique $B\rho_2 = 2.415 \text{ Tm}$ a été choisie pour le deuxième dipôle de LISE. Avec les caractéristiques décrites, nous avons obtenu à la sortie du spectromètre un faisceau secondaire de ^{14}B avec une énergie de 35 MeV/nucléon et une intensité en moyenne de 10^4 pps.

2.3 Le dispositif expérimental

Pour reconstruire la cinématique de la réaction événement par événement et remonter aux observables physiques qui caractérisent les états non liés, nous devons mesurer les

quadri-vecteurs impulsion des particules du faisceau ainsi que des fragments chargés et des neutrons issus de la réaction. Nous avons donc besoin d'un dispositif expérimental capable à la fois de caractériser les particules du faisceau incident en temps et position et identifier les possibles contaminants. Il faut en outre détecter et identifier les fragments et les neutrons et mesurer précisément leur énergie et leur direction. Le dispositif expérimental utilisé est présenté en figure 2.3. Il est composé essentiellement des éléments suivants :

- un scintillateur plastique très mince (Trifoil), utilisé pour déclencher l'acquisition et mesurer le temps de vol des ions incidents par rapport au signal de radiofréquence (RF) du deuxième cyclotron ;
- deux chambres à dérive (CàD) pour la caractérisation du faisceau ;
- la cible de réaction de carbone (dont l'épaisseur mesurée est de $190 \pm 10 \text{ mg/cm}^2$), placé sous vide à l'intérieur de la chambre de réaction ;
- le télescope Silicium-CsI CHARISSA, positionné sur l'axe optique du faisceau après la cible, permettant la détection et l'identification des fragments chargés ;
- le multidétecteur DÉMoN, constitué d'un ensemble de scintillateurs organiques liquides pour la détection des neutrons.

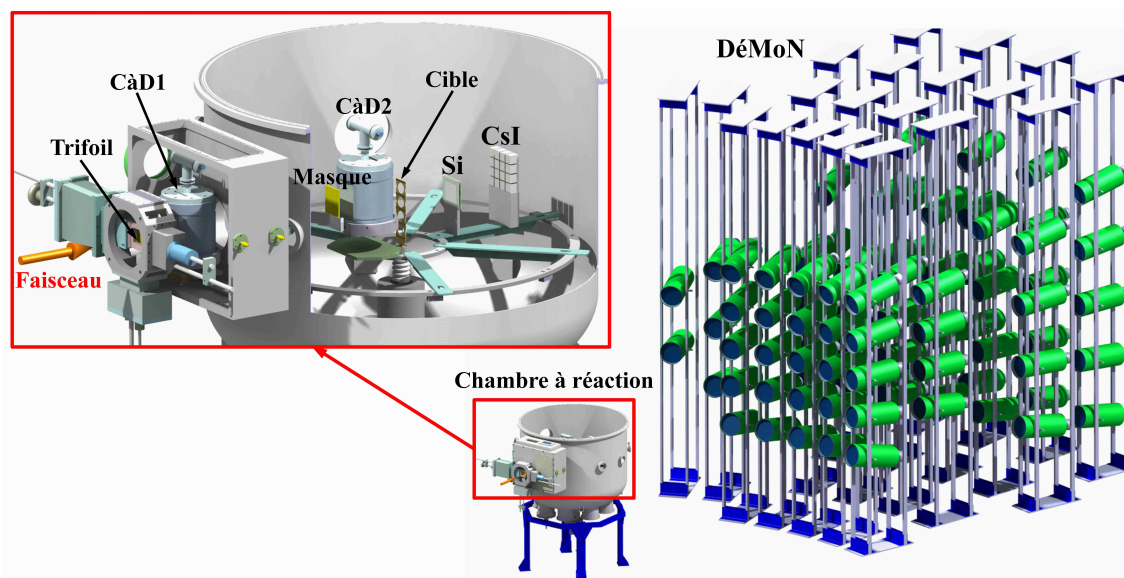


FIGURE 2.3 – Schéma d'ensemble du dispositif expérimental (réalisé par le bureau d'études du LPC).

Les distances respectives entre les différents éléments sont indiquées en figure 2.4, montrant un schéma détaillé de la chambre à réaction. Les modules DÉMoN sont disposés sur différents murs, dont le premier se trouve à une distance d'environ 3 m de la cible de réaction. La configuration des modules (figure 2.3) a été choisie suite à une étude pour avoir une bonne granularité aux angles avant, ainsi que pour minimiser le phénomène de diaphonie dans le cas de détection de plusieurs neutrons [Mar00a]. Nous allons ensuite décrire plus en détail les détecteurs qui composent le dispositif et leurs caractéristiques.

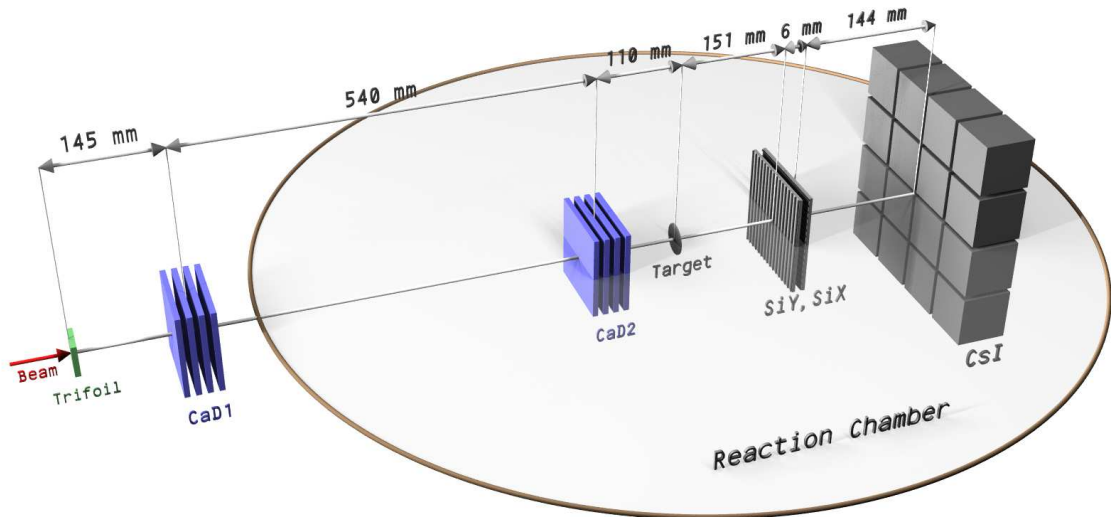


FIGURE 2.4 – Vue schématique illustrant la disposition des détecteurs et leurs respectives distances.

2.3.1 Caractérisation du faisceau incident

2.3.1.1 Le scintillateur plastique Trifoil

Le détecteur Trifoil est composé d'un scintillateur organique plastique (BC400) de dimensions $5 \times 5 \text{ cm}^2$ et d'épaisseur $100 \mu\text{m}$ avec un temps de réponse très rapide, couplé à trois tubes photomultiplicateurs. Le rôle de ce détecteur est de déclencher l'acquisition (« trigger »), et de servir comme référence en temps pour les chambres à dérive et le temps de vol des neutrons. Par ailleurs, le signal en temps donné par Trifoil est aussi utilisé pour mesurer le temps de vol des particules du faisceau par rapport au signal de radiofréquence donné par le deuxième cyclotron, afin de pouvoir identifier les ions.

Les trois tubes photomultiplicateurs sont utilisés en coïncidence pour diminuer l'acquisition du bruit de fond. La feuille de plastique étant très mince (ce qui implique une faible perte d'énergie et donc peu de photons), il est en effet nécessaire d'appliquer une grande tension aux photomultiplicateurs (-950 Volts) pour avoir un bon signal. Cela induit des déclenchements dus au bruit de fond. Pour cette raison, un événement est retenu seulement quand il y a un signal en coïncidence sur au moins deux photomultiplicateurs.

2.3.1.2 Les chambres à dérive

Les deux Chambres à Dérive (CàD) sont placées entre le scintillateur Trifoil et la cible (cf. figure 2.4) pour mesurer la direction du faisceau incident ainsi que la position d'impact des ions sur la cible. Chacune des deux chambres est composée de quatre cellules identiques remplies de gaz isobutane à une pression de 20 mbar. Deux cellules sont placées à l'intérieur et mesurent la position en X, les deux autres placées à l'extérieur mesurent la position en Y (figure 2.5). À l'intérieur de chaque cellule, délimitée par deux feuilles minces de Mylar, on peut distinguer deux régions. Une première zone de dérive dans

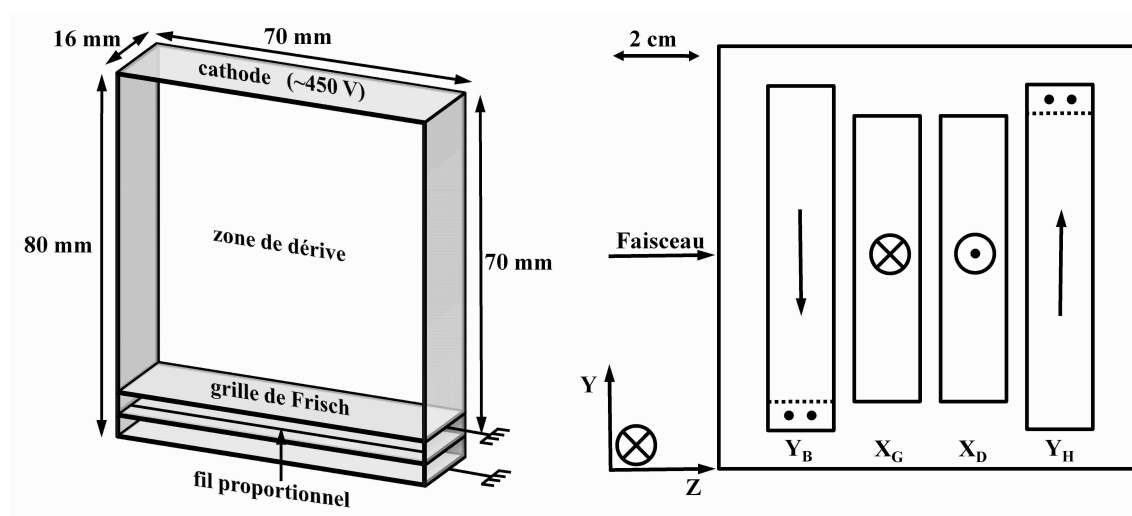


FIGURE 2.5 – Schéma des chambres à dérive.

laquelle agit un champ électrique uniforme entre la cathode et la grille de Frisch. Ici a lieu l'ionisation du gaz au passage de l'ion, permettant la dérive des électrons à une vitesse constante vers la deuxième zone. Dans cette région à régime de compteur proportionnel les électrons ayant dépassé la grille sont multipliés et récoltés sur l'anode [Mac98].

La mesure de position est déduite du temps de dérive des électrons mesuré par rapport au signal donné par Trifoil. Puisque la vitesse de dérive est constante dans un champ uniforme, la position d'impact de l'ion sera proportionnelle au temps de dérive des électrons.

L'utilisation de deux cellules par axe, orientées de façon opposée, a été choisie pour fournir une méthode de validation des événements. La somme des signaux d'un couple de cellules (*e.g.* celles orientées en haut et en bas) donnera une valeur constante (dans la limite de la résolution du dispositif) quand l'événement déclenché contient un seul ion, contrairement aux événements dans lesquels plusieurs ions traversent la chambre. Pour ces derniers la somme des temps de dérive donnera une valeur toujours différente. En outre, en prenant comme signal la différence entre les temps de dérive des cellules opposées, la mesure de position sera indépendante de tout décalage en temps absolu du signal donné par Trifoil.

2.3.2 Détection des fragments chargés : le télescope

Pour la détection et l'identification des particules chargées nous avons utilisé un télescope de détecteurs à perte d'énergie ($\Delta E-E$) à trois étages, développé par la collaboration CHARISSA (acronyme de « CHARGed particle Instrumentation for Solid State Arrays »). Le télescope est composé de deux détecteurs à pistes de silicium (chacun avec 16 pistes) pour la mesure de la position et de la perte d'énergie des ions et d'un mur de 16 cristaux de CsI(Tl), pour la mesure de leur énergie résiduelle. Tous les éléments du télescope sont placés sous vide à l'intérieur de la chambre à réaction (cf. figure 2.4).

2.3.2.1 Les détecteurs à pistes de silicium

Deux détecteurs de silicium de dimensions $50 \times 50 \text{ mm}^2$ et d'épaisseur $500 \mu\text{m}$ composent la première partie du télescope ΔE -E. Chacun d'entre eux est divisé en seize pistes dotées d'un dépôt résistif agissant comme un diviseur de charge. Les deux détecteurs sont orientés respectivement de façon verticale et horizontale pour donner la position des ions en X et Y. Lorsqu'un ion traverse une des pistes, un signal est collecté à chacune de ses extrémités, l'amplitude de chaque signal étant inversement proportionnelle à la distance entre l'extrémité et le point d'impact de l'ion (figure 2.6). Les informations des deux détecteurs combinées donnent ainsi la position de l'ion en X et Y. En même temps, la somme des signaux de deux extrémités est proportionnelle à l'énergie déposée par l'ion. Chaque extrémité de piste dispose d'une voie électronique indépendante, ce qui donne 32 voies pour chacun des deux détecteurs.

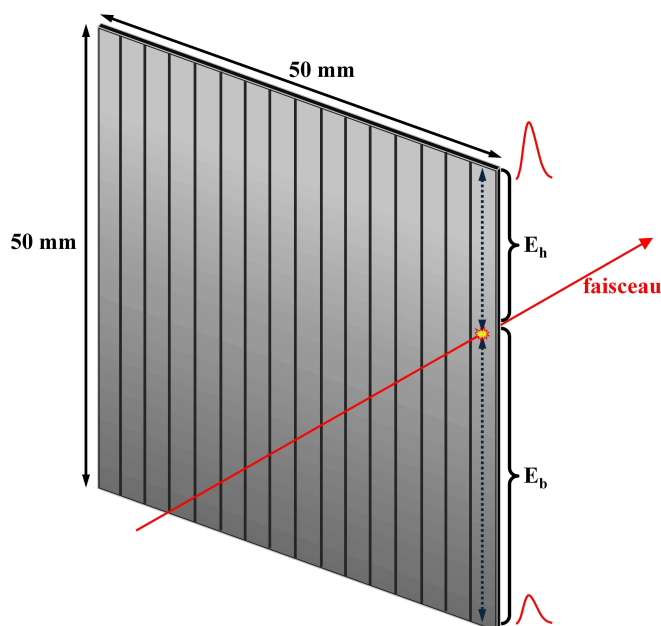


FIGURE 2.6 – Schéma illustrant le principe de fonctionnement des pistes de silicium résistives.

2.3.2.2 Les détecteurs à iodure de césium

Le troisième étage du télescope est composé d'un mur de seize cristaux de scintillateur inorganique à iodure de césium dopé au thallium $\text{CsI}(\text{Tl})$, de dimensions $25 \times 25 \times 25 \text{ mm}^3$. Les dimensions de ces cristaux ont été choisies pour arrêter les fragments chargés et en même temps minimiser l'absorption des neutrons. Chaque cristal possède une électronique indépendante.

Lors du passage d'un ion dans le cristal les électrons du scintillateur sont excités et passent de la bande de valence à celle de conduction, en formant un couple électron-trou qui se déplace dans le réseau cristallin. La présence de l'activateur de thallium introduit des niveaux d'énergie dans une bande interdite, permettant la recombinaison des couples

électron-trou. Les électrons peuvent donc peupler ces niveaux et se désexciter en émettant des photons de longueur d'onde telle qu'ils ne pourront pas être réabsorbés par le cristal, ce qui rend le détecteur transparent à sa propre lumière, en améliorant de fait la qualité du signal [Kno00].

Une photodiode placée derrière chaque cristal collecte la lumière émise et la convertit en un signal électrique proportionnel à la quantité de photons récoltés. Nous verrons dans le prochain chapitre que la relation entre la lumière émise et l'énergie déposée dans le cristal n'est pas linéaire à basse énergie et dépend par ailleurs de la nature de l'ion.

2.3.3 Détection des neutrons : le multidétecteur DÉMoN

Puisque nous devons détecter les neutrons émis en coïncidence avec les fragments lors d'une décroissance, nous avons besoin d'un détecteur avec à la fois une efficacité de détection pour les neutrons la plus élevée possible, et une granularité suffisante pour une bonne résolution. Pour ces raisons, nous avons utilisé DÉMoN (Détecteur Modulaire de Neutrons), un ensemble d'environ 90 détecteurs à scintillation développé par les Universités de Louvain-La-Neuve (UCLL) et de Bruxelles (ULB), l'IPHC de Strasbourg et le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen [Mou95, Mos94].

Chacun des modules DÉMoN est composé d'une cellule de scintillateur organique liquide (NE213) de forme cylindrique de 16 cm de diamètre et 20 cm de profondeur. Chaque cellule est couplée à un photomultiplicateur pour la transformation de la lumière émise en signaux électriques, et équipée avec une électronique d'acquisition indépendante intégrée. Le liquide scintillant est un composé organique contenant des atomes d'hydrogène et de carbone avec un rapport H/C de 1,213. La figure 2.7 présente le schéma d'un module.

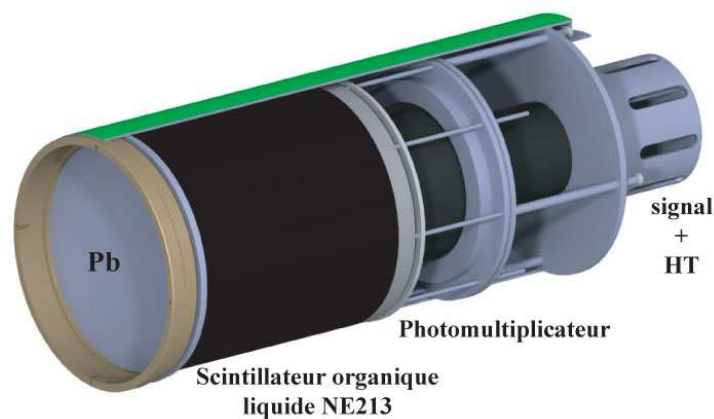


FIGURE 2.7 – Schéma d'un module DÉMoN.

Une des caractéristiques principales de ce multidétecteur est sa modularité, permettant d'avoir une bonne résolution en position (à condition d'avoir une distance de vol suffisamment grande) et une disposition facilement adaptable aux conditions de l'expérience. Une autre caractéristique importante concerne ses propriétés de détection ; en effet, le scintillateur organique liquide utilisé (NE213) possède une efficacité intrinsèque de détection des

neutrons relativement élevée, de l'ordre de 30-40 % pour des neutrons d'énergie autour de 30 MeV, et la capacité de discriminer entre les neutrons et les rayons γ interagissants avec le milieu de détection. Comme nous le verrons, cette propriété est une conséquence du fait que le scintillateur présente une réponse en temps différente pour différents types de particules incidentes.

2.3.3.1 Le principe de détection de neutrons

Les neutrons étant des particules de charge électrique nulle, ils n'interagissent que par interaction nucléaire. Par conséquent, la probabilité de les détecter est très faible, et leur détection se fait indirectement par l'intermédiaire des particules chargées. Plus précisément, lorsqu'un neutron traverse le module, il peut interagir avec les noyaux d'hydrogène ou de carbone par un processus élastique ou inélastique (cf. tableau 2.1). Selon le processus de réaction, une particule chargée sera mise en mouvement et déposera son énergie en excitant les molécules du scintillateur. Suite à la désexcitation de ces dernières il y aura

Réaction		Q_R (MeV)	σ_R (barn)
$n + p$	$\rightarrow n + p$		0,406
$n + {}^{12}\text{C}$	$\rightarrow n + {}^{12}\text{C}$		0,900
$n + {}^{12}\text{C}$	$\rightarrow n' + {}^{12}\text{C} + \gamma$	4,4	0,104
	$\rightarrow \alpha + {}^9\text{Be}$	5,7	0,048
	$\rightarrow n' + 3\alpha$	7,3	0,210
	$\rightarrow 2n + {}^{11}\text{C}$	18,7	0,005
	$\rightarrow p + {}^{12}\text{B}$	12,6	0,100

TABLEAU 2.1 – Sections efficaces relatives aux différentes réactions d'un neutron de 24 MeV dans le scintillateur NE213 [Mou95], [Mos94].

l'émission de photons, qui seront alors convertis en photo-électrons par la photocatode du photomultiplicateur, placé juste derrière le cylindre. Les photo-électrons seront ensuite multipliés par le tube photomultiplicateur, pour obtenir finalement un signal électrique dont l'amplitude varie en fonction de la lumière produite par les différents processus dans le scintillateur. La quantité de lumière produite peut être reliée à l'énergie déposée par la particule chargée. En particulier, dans le cas du scintillateur NE213, on peut utiliser la formule semi-empirique [Cec79] :

$$L = a_1 E - a_2 (1 - e^{-a_3 E^{a_4}}) \quad (2.5)$$

où L est la quantité de lumière exprimée en MeV équivalent électron (1 MeVee représente la lumière produite par un électron qui dépose une énergie d'un MeV dans le milieu), alors que E représente l'énergie déposée dans le milieu. Puisque pour la même énergie déposée la quantité de lumière produite dépend du type de particule chargée, nous aurons un ensemble de coefficients a_i différent pour chacun d'entre eux, comme l'indique le tableau 2.2.

	e^-	p	α	^{12}C
a_1	1	0,83	0,41	0,017
a_2	0	2,82	5,9	0
a_3	-	0,25	0,065	-
a_4	-	0,93	1,01	-

TABLEAU 2.2 – Liste des coefficients a_i de la relation 2.5 pour différents types de particules chargées [Cec79].

La figure 2.8 montre que la production de lumière diminue pour des particules chargées de masse croissante. Elle est maximale et linéaire seulement dans le cas des électrons, alors qu'elle diminue considérablement déjà pour les protons et les particules α , en perdant aussi sa linéarité à basse énergie. Enfin, elle devient minimale dans le cas des réactions impliquant des noyaux de carbone. Ceci explique pourquoi, malgré une section efficace élevée, ces réactions contribuent très peu à la production de lumière. La production de lumière suite au passage d'un neutron est donc essentiellement due à des protons de recul et dans une moindre mesure à des α . En ce qui concerne les γ , par contre, elle sera due à l'interaction de ces derniers avec les électrons atomiques du milieu scintillant, en particulier via l'effet Compton dans le cas du scintillateur composant les modules DÉMoN et aux énergies en question.

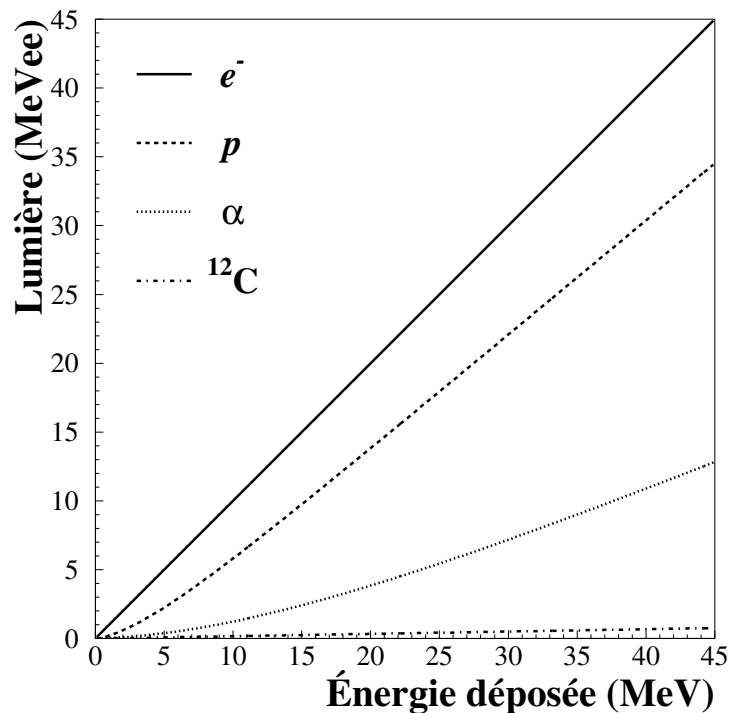


FIGURE 2.8 – Relation entre la lumière produite et l'énergie déposée pour différents types de particules.

2.3.3.2 Discrimination neutron – γ

Comme nous l'avons dit, la réponse du milieu scintillant composant les modules DéMoN dépend du type de particule incidente. Or, non seulement la quantité de lumière dépend de la nature de la particule, mais aussi la forme temporelle du signal électrique recueilli à la sortie du détecteur, ceci à cause du fait que les particules mises en mouvement sont différentes. Cette dernière caractéristique est à la base de la technique d'analyse en forme des signaux, permettant de discriminer les événements dus à la détection des neutrons et des γ . En effet, les photons interagissent par diffusion Compton, mettant

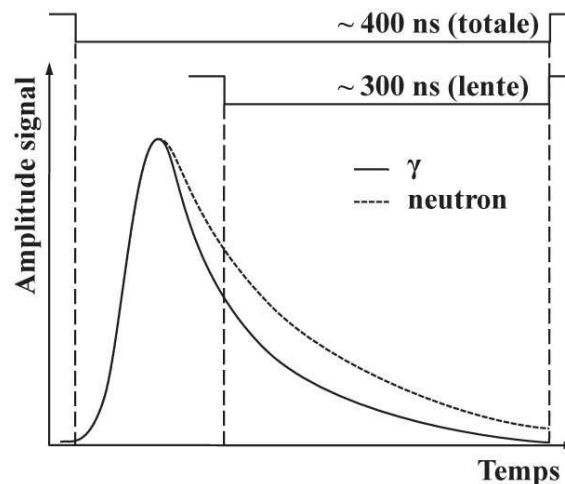


FIGURE 2.9 – Schéma représentant la forme du signal typique produit par un module de DéMoN pour un neutron et un γ .

en mouvement des électrons, alors que les neutrons interagissent par diffusion élastique sur les protons et dans une moindre mesure par des réactions nucléaires avec les noyaux de carbone. La figure 2.9 montre schématiquement la forme d'un signal produit par un module DéMoN lorsqu'un neutron ou un γ est détecté. Il est possible d'identifier deux composantes : une première partie caractérisée par un temps de montée rapide et une deuxième avec un temps de descente élevé. On peut par ailleurs constater que la deuxième composante, appelée « lente », est plus importante pour les neutrons que pour les γ . Cette différence peut être exploitée pour séparer les contributions des neutrons et des γ . Puisque le signal en sortie est intégré par un codeur de charge, on peut définir une porte d'intégration pour recueillir la charge totale du signal, et une autre porte, d'une durée préalablement réglée, pour la composante lente du signal [Mos94, Til95]. Les deux classes d'événements obtenues suivant le passage d'un neutron ou d'un γ présenteront donc un rapport entre charge lente et charge totale différent. Nous verrons dans le chapitre suivant qu'il est possible de construire la distribution bidimensionnelle de la charge lente en fonction de la charge totale pour chacun des modules DéMoN et de sélectionner ensuite la branche d'événements correspondant aux particules qui nous intéressent (cf. § 3.4.2).

2.3.3.3 L'efficacité de détection des neutrons

Puisque les neutrons interagissent très peu avec le milieu, l'efficacité intrinsèque de détection pour un module sera assez faible par rapport à celle que l'on peut obtenir pour

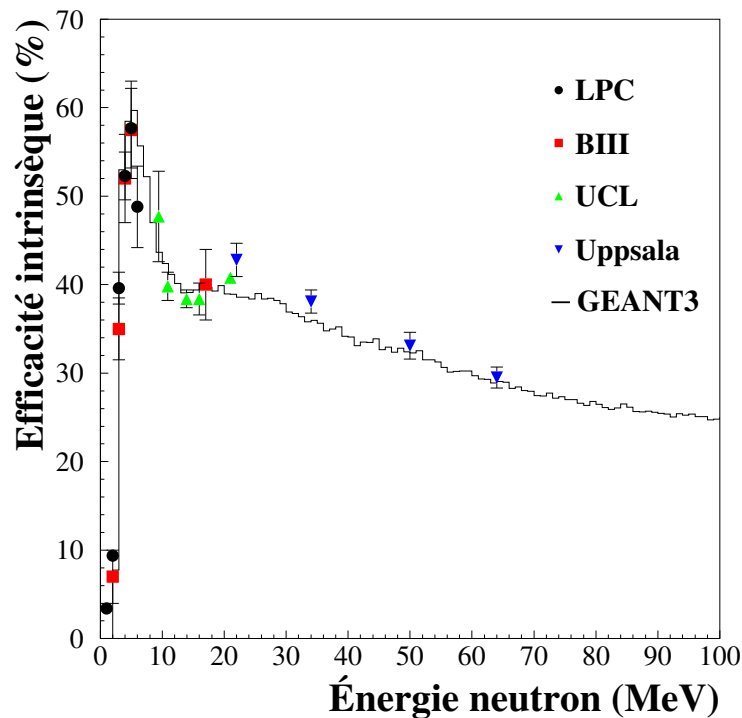


FIGURE 2.10 – Efficacité intrinsèque de détection d'un module DéMoN en fonction de l'énergie pour un seuil en lumière de 0,5 MeVee. Le trait plein correspond à une simulation GEANT3 [Lab99a], les points à des données expérimentales issues de différentes mesures [Var99].

la détection de particules chargées. Elle sera par ailleurs une fonction de l'énergie car elle dépend des sections efficaces des processus de réaction précédemment listés (cf. tableau 2.1) qui contribuent à la détection pour une énergie donnée.

Pour déterminer cette courbe d'efficacité, les différentes voies de réaction ont été simulées par Labiche à l'aide de l'outil GEANT3 [Lab99a]. Les résultats de cette simulation sont en bon accord avec les données expérimentales existantes dans la littérature [Var99], comme le montre la figure 2.10. L'efficacité intrinsèque de détection est d'environ 35% pour des neutrons d'énergie autour de 30 MeV. Cependant, il faut aussi prendre en compte l'efficacité géométrique du multidétecteur, qui dépend de l'angle solide $\Delta\Omega$ couvert. L'angle solide total couvert par DéMoN est de l'ordre de 1% de 4π . Mais puisque les neutrons sont focalisés vers l'avant, la fraction d'angle solide où ils sont émis est largement inférieur à 4π . De ce fait, l'efficacité géométrique sera d'environ 30%. Puisque $\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{int} \cdot \varepsilon_{geom}$, l'efficacité totale de détection d'un neutron sera l'ordre de 10%.

2.3.3.4 Le phénomène de diaphonie

Pour un neutron qui pénètre dans un détecteur, la probabilité qu'il perde toute son énergie dans une seule collision est très faible, ce qui rend possible une diffusion du neutron sur un autre détecteur proche. Deux cas peuvent alors se présenter :

- le neutron ne dépose pas assez d'énergie dans le premier module pour être détecté (ou il est diffusé par des matériaux non actifs), mais il interagit avec un autre détecteur où il est détecté ;
- le neutron est détecté dans le premier module, il est diffusé et pénètre dans un deuxième module, où il dépose encore suffisamment d'énergie pour être détecté une deuxième fois ; dans ce cas deux signaux indiquant la détection sont enregistrés, alors qu'un seul neutron a été réellement émis.

Le premier cas est habituellement qualifié de *diaphonie* (ou *out-scattering*) tandis que dans le deuxième cas on parle de *cross-talk* [Dés91]. Ces phénomènes représentent un problème difficile à résoudre, pouvant introduire des incertitudes systématiques dans la mesure. Dans le premier cas, en effet, l'information sur l'angle de détection et le temps de vol sera biaisée, et l'énergie du neutron déduite sera sous-estimée. Malheureusement, il n'est pas possible d'identifier les événements de ce type, mais des simulations GEANT3 ont montré que le taux d'événements concernés par ce phénomène est inférieur à 6% [Lec02] et que dans ce cas il y a seulement une faible dégradation de la résolution du dispositif expérimental en énergie et en position. Le deuxième type de diaphonie devient important lorsqu'on recherche des événements où plusieurs neutrons sont détectés en coïncidence (par exemple pour un système cœur+n+n), car dans ce cas nous obtenons une mauvaise information concernant le taux de neutrons en coïncidence, ainsi que leur position et énergie. Pour résoudre partiellement ce problème la configuration géométrique des modules peut être optimisée, afin de réduire le taux de cross-talk. Il est aussi possible d'utiliser un filtre basé sur des considérations cinématiques, permettant de regrouper les signaux relatifs au passage d'un neutron sur plusieurs modules et de corriger l'énergie et la position du neutron en conséquence, supprimant les faux événements de coïncidence et réduisant ainsi de façon importante le taux de cross-talk [Mar00a]. Cependant, ce deuxième type de phénomène ne concerne pas l'analyse, car notre étude porte uniquement sur des noyaux qui décroissent par émission d'un seul neutron (comme dans le cas du ^{13}Be décroissant en $^{12}\text{Be}+n$). Nous pouvons donc nous affranchir de ces événements en ne sélectionnant que ceux dans lesquels un seul module est touché. Dans ce cas, si plusieurs modules sont touchés, le rejet de l'événement implique la perte de l'information du premier module. Cependant cette approche élimine tout risque d'une mesure faussée, au détriment d'une perte de statistique négligeable.

2.4 L'électronique et le système d'acquisition

L'ensemble des voies électroniques utilisées pour le codage des signaux provenant du dispositif expérimental peut être divisé en deux parties :

- une première partie analogique, apte à la collection et au traitement des signaux relatifs à l'information physique récoltée lors de la détection ;

- une deuxième partie logique, dédiée à la sélection des événements qui doivent être retenus dans la fenêtre temporelle définie pour l'acquisition.

La partie logique doit faire référence à un signal qui déclenche l'acquisition de tous les autres, appelé *trigger*. Deux types de trigger ont été utilisés dans cette expérience. Un premier, nommé Trifoil÷, demande seulement un signal sur le scintillateur Trifoil pour déclencher l'acquisition, et il a été défini pour indiquer la présence d'une particule du faisceau qui entre dans la chambre de réaction. Par ailleurs, ce trigger a été réduit d'un facteur 100; de ce fait, seulement une particule sur 100 le déclenche, ce qui est important pour connaître le nombre total d'ions incidents. Le deuxième trigger, appelé Trifoil⊗DÉMoN, demande la présence d'un signal dans Trifoil (particule du faisceau dans la chambre) *et* au moins un module DÉMoN touché. Dans les événements déclenchant ce trigger il y a ainsi tous les neutrons détectés, mais aussi les γ provenant de la chambre de réaction (produits par les réactions) ainsi que ceux du fond de radioactivité ambiante. Ce deuxième trigger est utilisé pour valider l'acquisition d'un événement pour l'ensemble des détecteurs (CàD, télescope et DÉMoN).

En ce qui concerne les chambres à dérive et le télescope CHARISSA, le système d'acquisition est de type CAMAC, et les signaux sont détectés de façon « synchrone », c'est-à-dire les événements sont codés ensemble après la validation du signal de trigger. Après le passage par un pré-amplificateur de charge les signaux sont envoyés vers un amplificateur, un TFA (Timing Filter Amplifier) dans le cas des CàD, et un amplificateur linéaire dans celui du télescope. À la sortie les signaux provenant des CàD sont codés par un TDC (Time to Digital Converter), alors que ceux provenant du télescope sont envoyés vers un ADC (Analog to Digital Converter) où leur amplitude est convertie en une information numérique.

L'électronique de DÉMoN est basée sur le standard VXI (VME eXtension for Instrumentation). Chaque module dispose de sa propre voie électronique. À la sortie du photomultiplicateur, le signal provenant de l'anode est divisé en trois parties, pour obtenir trois mesures respectivement proportionnelles à la charge totale déposée (Q_{totale}), la charge lente (Q_{lente}) et le temps de vol de la particule détectée, ce dernier étant mesuré par rapport au signal de Trifoil. Pour chaque événement un signal est envoyé dans un Discriminateur à Fraction Constante (CFD) qui donne un signal logique en cas d'amplitude supérieure au seuil imposé. Dans le cas d'un signal accepté, deux portes logiques de largeur préalablement choisie sont générées pour la collection du signal de charge totale et lente, qui se fait par un codeur de charge (QDC). Une autre porte temporelle est aussi générée pour le codage du signal de temps de vol mesuré entre le « START » donné par le CFD du module touché et le « STOP ». Ceci est fourni par un « ET » logique entre le signal de Trifoil retardé et le signal logique envoyé par le CFD du module touché. Le signal est enfin codé par un TDC. Dans ce cas, l'acquisition sera « asynchrone » car le signal est toujours traité mais il est enregistré uniquement en cas de validation par le signal de trigger.

L'événement complet comprenant les données du CAMAC et du VXI sera recolté par un châssis VME pour l'acquisition et sera enfin stocké sur bande. Un schéma détaillé de l'électronique est présenté dans la référence [Pai04].

Chapitre 3

Étalonnage des détecteurs et analyse des données

Par la suite nous détaillerons toutes les étapes relatives à l'étalonnage des différents détecteurs, ainsi que celles concernant le dépouillement et l'analyse des données, en définissant les observables qui caractérisent les systèmes que nous voulons étudier. Enfin, nous décrirons brièvement la simulation conçue pour faire la comparaison entre les données expérimentales et les modèles théoriques utilisés, compte tenu des caractéristiques du dispositif expérimental.

3.1 Sélection des ions incidents par temps de vol

Le faisceau d'ions provenant du spectromètre LISE peut contenir des contaminants. En effet, même si tous les éléments de LISE (dipôles, dégradeur, fentes) sont réglés pour optimiser la transmission des ions requis pour l'expérience, il y aura toutefois un moindre pourcentage d'autres types d'ions qu'il n'est pas possible d'éliminer du faisceau secondaire. Pour sélectionner plus finement les ions de ^{14}B nous utilisons le signal en temps corrélé à la fréquence du cyclotron et celui donné par le scintillateur Trifoil ; le temps mesuré entre ces deux signaux nous donne une mesure du temps de vol des ions incidents événement par événement. Puisque le temps de vol des ions avec une rigidité magnétique fixée est proportionnel au rapport A/Z de l'ion, nous pouvons sélectionner les ions d'intérêt à partir du spectre en temps de vol. La figure 3.1 montre le spectre en temps de vol des ions incidents pour tous les événements de l'expérience, sur lequel la présence de contaminants est évidente. Cependant le pic relatif aux ions de ^{14}B peut être facilement sélectionné avec une coupure directe sur le spectre.

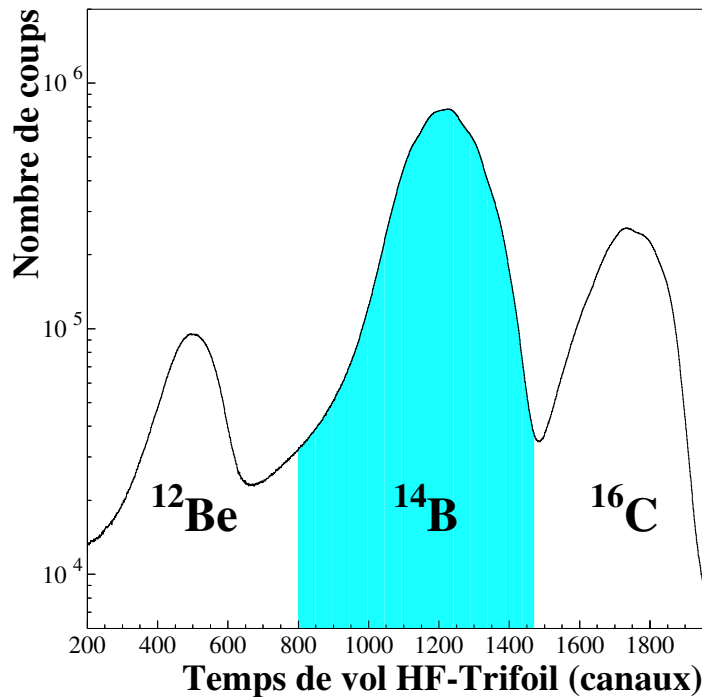


FIGURE 3.1 – Spectre en temps de vol des ions incidents. La région en bleu représente la coupure réalisée pour sélectionner le ^{14}B .

3.2 Étalonnage des chambres à dérive

3.2.1 Calibration en position

Comme nous l'avons déjà mentionné précédemment, il nous faut connaître la position d'impact sur la cible et l'angle des ions incidents événement par événement. Il faut donc étalonner en position les deux chambres à dérive qui se trouvent avant la cible. Ceci a été fait en utilisant deux masques en cuivre placés devant chacune des chambres à dérive pour obtenir une référence en position. Chaque masque a une épaisseur de 5 mm pour arrêter le faisceau et présente un ensemble de trous dont le diamètre et les distances mutuelles sont connus (figure 3.2). En éclairant de façon successive les masques avec un faisceau déformé nous obtiendrons ainsi une projection de l'image du masque sur la chambre, ce qui va nous permettre de reconstruire une relation entre les distances connues (en millimètres) et celles en canaux obtenues dans la chambre, pour les directions X et Y.

La position en X sera donnée par la différence entre les deux signaux fournis par les chambres alignées horizontalement ($X_G - X_D$), normalisée à leur somme, constante pour les événements relatifs au passage d'un seul ion (cf. § 2.3.1.2). De la même manière on obtient la position en Y en utilisant les signaux Y_H et Y_B . Les relations utilisées sont du type :

$$X_{CaD}(mm) = k_{1x} \cdot \left(\frac{X_G - X_D}{X_G + X_D} \right) + k_{0x} \quad (3.1)$$

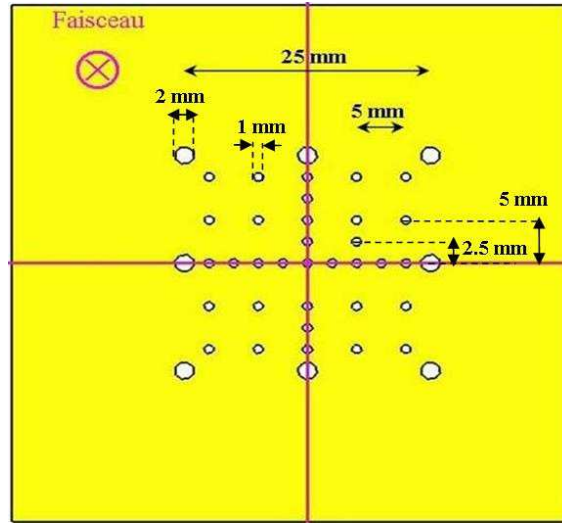


FIGURE 3.2 – Masque utilisé pour la calibration des chambres à dérive. Le diamètre des trous et les distances entre eux sont indiqués. Le trou central est aligné avec l’axe optique du faisceau.

$$Y_{CaD}(mm) = k_{1y} \cdot \left(\frac{Y_H - Y_B}{Y_H + Y_B} \right) + k_{0y} \quad (3.2)$$

où les coefficients k_{0i} et k_{1i} sont déterminés avec un ajustement linéaire. La figure 3.3 montre la correspondance entre les distances en millimètres et la différence des signaux en canaux normalisée (e.g. $\frac{X_G - X_D}{X_G + X_D}$) pour la première chambre à dérive. Les droites de calibration ont été obtenues avec un ajustement aux points de deux mesures de calibration différentes, effectuées respectivement au début et à la fin de l’expérience afin de mettre en évidence d’éventuels changements au cours de l’expérience. La résolution en position (FWHM) pour les deux chambres a été estimée à 1,5 mm.

3.2.2 Détermination du profil du faisceau

Après avoir calibré les deux chambres à dérive, nous avons tracé le profil du faisceau en X et Y pour chacune d’entre elles (figure 3.4), pour avoir des informations sur l’évolution de la position des ions par rapport à l’axe optique avant d’atteindre la cible. Nous pouvons observer que le faisceau n’a pas une forme symétrique et présente par ailleurs deux maxima d’intensité sur l’axe Y, caractéristiques qui se propagent évidemment sur le profil observé sur le plan de la cible.

En effet, une fois calibrées les chambres à dérive, il est possible de déterminer la direction de l’ion incident pour chaque événement ainsi que sa position d’impact sur la cible. Les angles polaire et azimutal des ions incidents θ et ϕ peuvent être calculés en fonction de la position sur les chambres à dérive à l’aide des relations suivantes :

$$\theta_{inc} = \arccos \left(\frac{d_1}{\sqrt{(X_{CaD_2} - X_{CaD_1})^2 + (Y_{CaD_2} - Y_{CaD_1})^2 + d_1^2}} \right) \quad (3.3)$$

$$\phi_{inc} = \arctan \left(\frac{Y_{CaD_2} - Y_{CaD_1}}{X_{CaD_2} - X_{CaD_1}} \right) \quad (3.4)$$

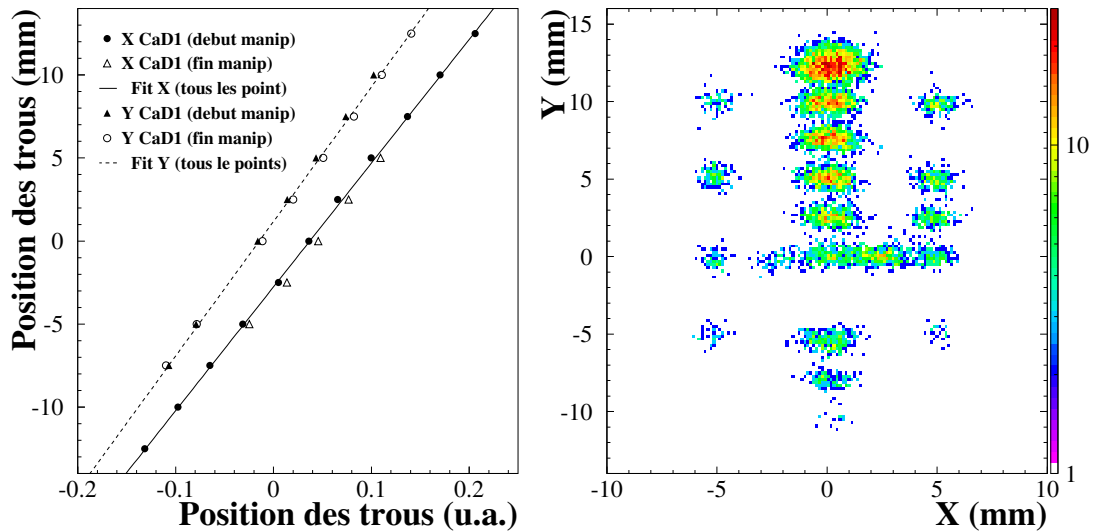


FIGURE 3.3 – Étalonnage des chambres à dérive. À gauche, correspondance entre les distances en mm et celles en canaux normalisées (voir le texte) pour la CaD₁, avec les droites de calibration. À droite, l'image calibrée du masque.

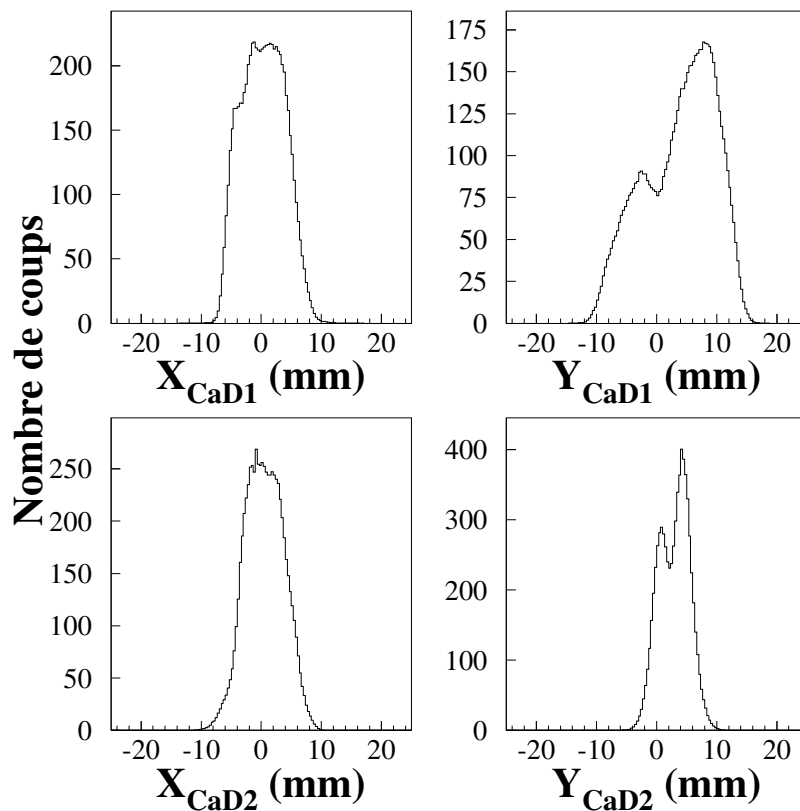


FIGURE 3.4 – Profil du faisceau de ¹⁴B sur les chambres à dérive.

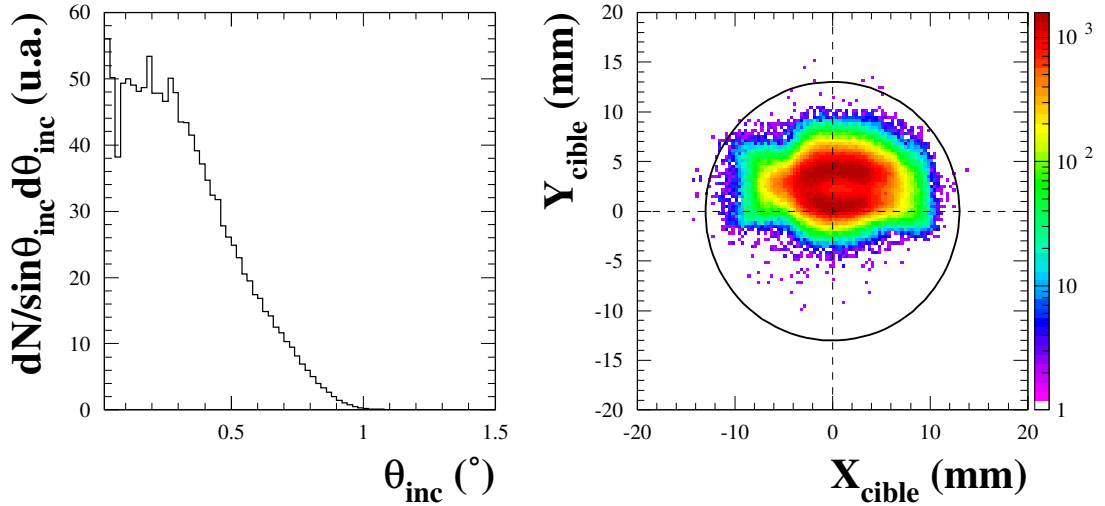


FIGURE 3.5 – À gauche : distribution de l'angle θ_{inc} pour les ions de ^{14}B . À droite : profil bidimensionnel du faisceau sur la cible. Le cercle en noir représente la cible.

où d_1 représente la distance entre la CàD₁ et la CàD₂. Quant à la position des ions incidents sur la cible, elle sera donnée par :

$$X_{cible} = -\frac{d_2}{d_1}X_{CaD_1} + \left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right)X_{CaD_2} \quad (3.5)$$

$$Y_{cible} = -\frac{d_2}{d_1}Y_{CaD_1} + \left(1 + \frac{d_2}{d_1}\right)Y_{CaD_2} \quad (3.6)$$

où d_2 est la distance entre la CàD₂ et la cible. À travers l'expression 3.3 on obtient la distribution de l'angle θ_{inc} pour les ions de ^{14}B (figure 3.5), dont la demie-largeur à mi-hauteur ($\theta_{1/2}$) est de $0,5^\circ$.

Or, si nous regardons simultanément les angles polaire et azimutal θ_{inc} et ϕ_{inc} par rapport aux positions d'impact des ions sur la cible (figure 3.6), on peut clairement apercevoir l'asymétrie et la présence des deux pics en Y déjà relevés dans les profils des chambres à dérive. De plus, nous pouvons remarquer l'existence d'une corrélation inverse entre la coordonnée Y de la position d'impact sur cible et l'angle azimutal ϕ_{inc} : une grande partie des événements qui proviennent de la partie au-dessous de l'axe optique frappe la cible sur sa partie au-dessus de l'axe, et vice versa. Cette corrélation devra être prise en compte lors de la reconstruction des effets du faisceau dans la simulation.

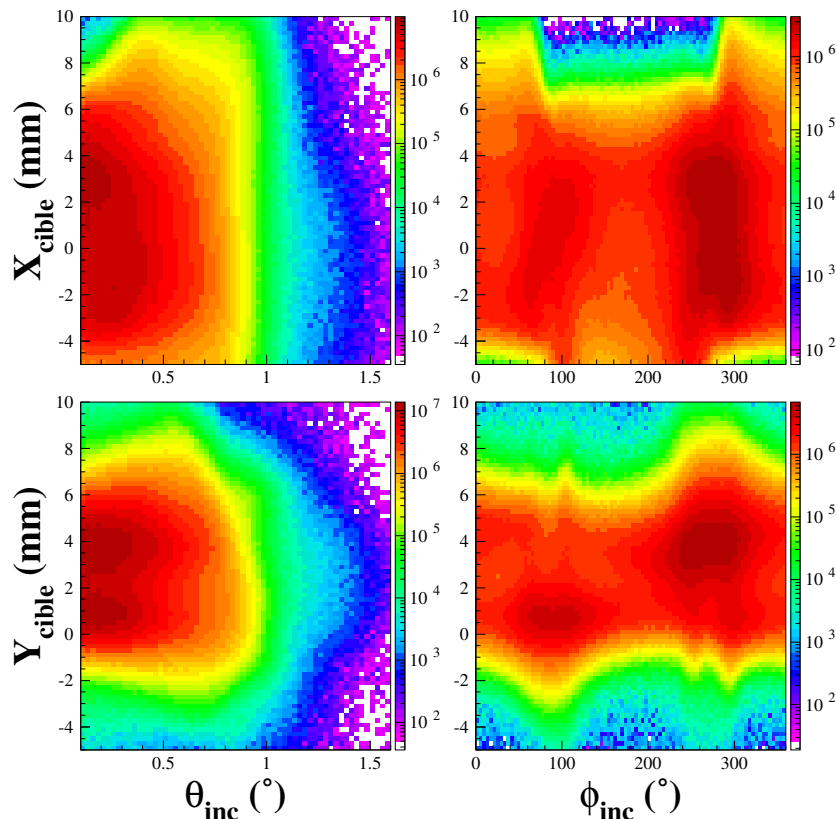


FIGURE 3.6 – Distributions bidimensionnelles des positions d’impact des ions sur la cible en fonction des angles du faisceau.

3.3 Étalonage du télescope

3.3.1 Détecteurs silicium à pistes (Si)

3.3.1.1 Étalonnages préliminaires

Nous avons vu dans le chapitre précédent (§ 2.3.2.1) que la première partie du télescope est composée de deux détecteurs silicium à pistes, chacun avec seize pistes résistives donnant à la fois un signal à chaque extrémité. Le premier détecteur est orienté selon l’axe Y (les signaux à ses extrémités ont été nommés E_H, E_B), le deuxième selon l’axe X (les signaux correspondants étant E_G, E_D).

La première étape pour étalonner les 32 pistes de silicium consiste à linéariser et aligner la réponse des différents codeurs ADC qui reçoivent et numérisent les signaux électroniques de chaque extrémité de piste. Un signal provenant d’un générateur d’impulsions avec une amplitude variable est envoyé vers chacun des préamplificateurs relatifs aux extrémités des pistes. L’amplitude de l’impulsion a été variée entre 0,5 V et 9,5 V, avec un pas de 0,5 V, ce qui a produit pour chacune des extrémités un spectre comme celui de la partie gauche de la figure 3.7. En prenant le centroïde de chaque pic nous avons construit les courbes de correspondance entre la position du pic en canaux et l’am-

plitude des signaux en Volts. Cette correspondance nous permet de normaliser le gain de chaque ADC avec un ajustement linéaire ainsi que de vérifier la linéarité de la chaîne électronique (préamplificateur, amplificateur et ADC) utilisée pour chaque voie.

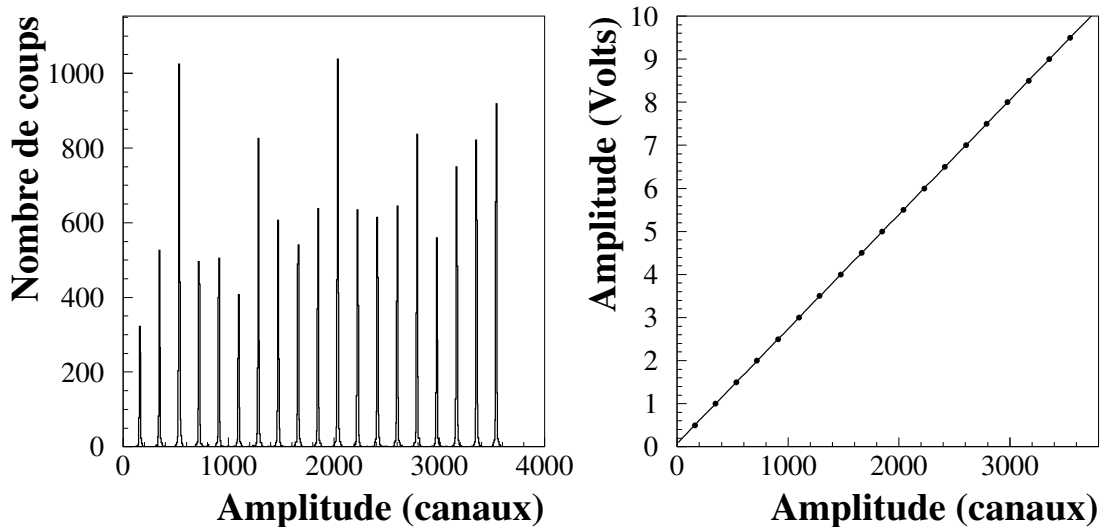


FIGURE 3.7 – À gauche, spectre de réponse d’un codeur ADC pour une extrémité de piste d’un détecteur silicium. À droite, correspondance entre les canaux et l’amplitude en Volts des signaux envoyés par le générateur d’impulsions.

La deuxième étape consiste à équilibrer, pour chaque piste, la réponse de ses deux extrémités. On sait en effet que le signal recueilli sur chacune des extrémités d’une piste dépend de l’énergie déposée par la particule qui traverse la piste ; mais en raison du caractère résistif des pistes, ce signal sera aussi dépendant de la distance entre l’extrémité et le point d’impact de la particule. En utilisant une source radioactive contenant trois différents émetteurs α (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm), nous avons irradié séparément toute la surface des deux détecteurs silicium. Les particules α émises ont une énergie de 5,157 (Pu), 5,486 (Am) et 5,805 (Cm) MeV, et sont arrêtées par les détecteurs. Si nous représentons l’énergie déposée sur une extrémité d’une piste en fonction de celle déposée sur l’autre, nous devons observer trois lignes correspondantes aux trois différentes énergies des α . Afin d’avoir la même réponse des deux extrémités des pistes pour la même énergie déposée, il faut que les trois lignes soient parallèles à la deuxième bissectrice ; il est donc nécessaire de corriger les signaux d’une extrémité par rapport à l’autre pour les aligner. La figure 3.8 montre un exemple de signaux recueillis sur les deux extrémités d’une piste suite à cette procédure de correction.

3.3.1.2 Calibration en position

La position en X et Y sur une piste est donnée par les deux relations :

$$X_{Si} = k_{1Si} \cdot \left(\frac{E_G - E_D}{E_G + E_D} \right) + k_{0Si} \quad (3.7)$$

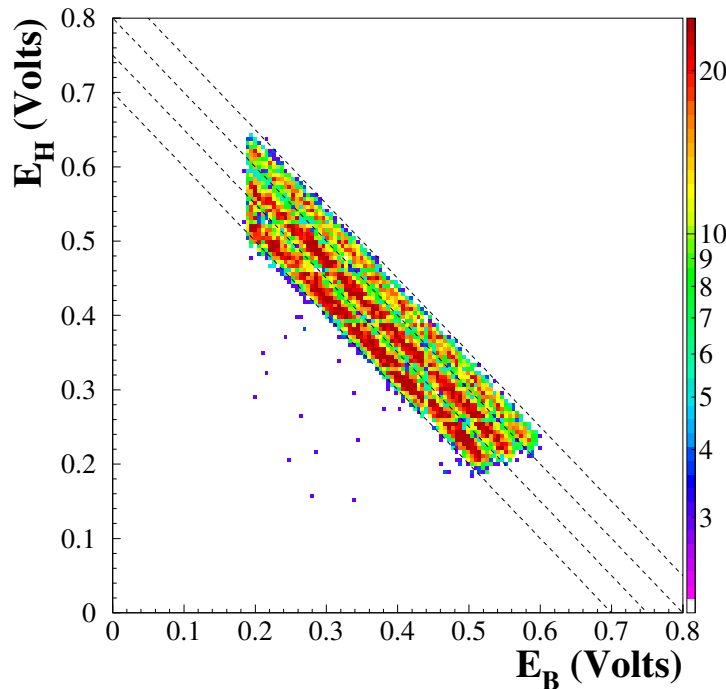


FIGURE 3.8 – Exemple de signaux sur les deux extrémités d’une piste du premier silicium après la procédure d’équilibrage de leur réponse.

$$Y_{Si} = k_{1Si_y} \cdot \left(\frac{E_H - E_B}{E_H + E_B} \right) + k_{0Si_y} \quad (3.8)$$

où E_G , E_D , E_H et E_B sont les signaux déjà mentionnés, corrigés après les étapes préliminaires, alors que k_{1Si_x} , k_{0Si_x} , k_{1Si_y} et k_{0Si_y} sont des coefficients à déterminer pour chaque piste. Pour les obtenir nous avons représenté le spectre de l’énergie déposée en fonction de la position pour chacune des pistes (figure 3.9).

Puisque la position de la particule déduite des relations ci-dessus ne doit pas dépendre de son énergie, le spectre doit montrer des limites verticales correspondant aux bords de la piste, délimitant sa longueur. Il est parfois nécessaire de corriger le signal dans la zone à basse énergie pour l’aligner aux limites. La longueur réelle de la piste étant connue (50 mm), il est possible de déduire les coefficients de calibration k_{1Si_x} et k_{1Si_y} en déterminant la correspondance entre cette longueur et celle relevée dans le spectre. En ce qui concerne les coefficients k_{0Si_x} et k_{0Si_y} , ils sont déterminés en imposant que les pistes soient centrées sur zéro par rapport à l’axe optique du faisceau. Cette dernière étape est complétée par une vérification et un éventuel affinage de l’alignement entre les pistes parallèles. Ceci est fait en projetant une image du détecteur calibré en position en demandant des pistes alternées ou « croisées » (paires ou impaires). Un exemple de cette procédure est montré en figure 3.10.

La calibration en position a été réalisée en supposant que le télescope soit centré par rapport à l’axe optique du faisceau. Cependant, une vérification de cette hypothèse a montré qu’il y a en réalité un léger décalage du centre du télescope par rapport à l’axe optique.

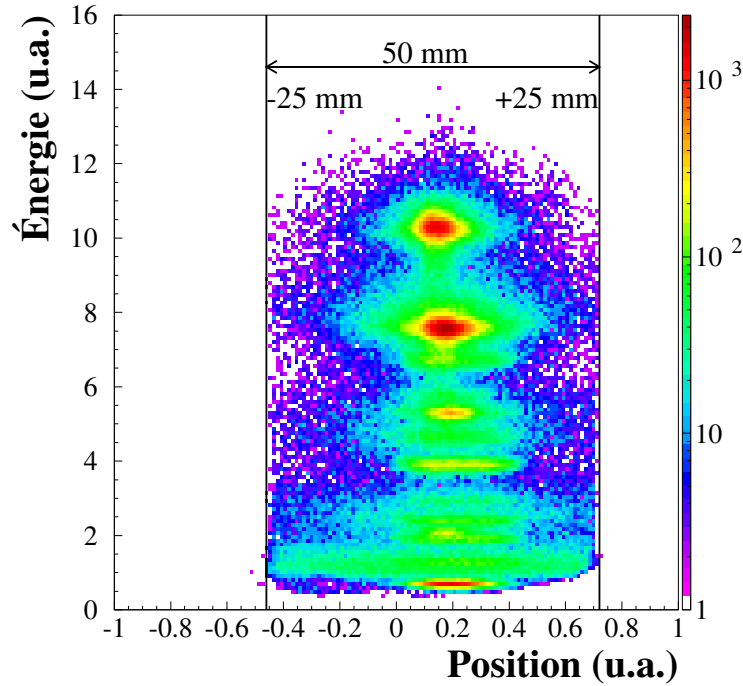


FIGURE 3.9 – Spectre bidimensionnel position-énergie pour une piste.

Cette vérification a été réalisée à l'aide des chambres à dérive, dont l'alignement a été vérifié par mesure directe avant l'expérience. En ne sélectionnant que les ions traversant les chambres à dérive dans un diamètre très restreint autour de l'origine (faisceau « pinceau »), nous avons tracé l'image obtenue en conséquence sur les détecteurs silicium. Cette image nous donne la position de l'origine des chambres à dérive par rapport aux détecteurs silicium, et par conséquent elle nous permet d'aligner le télescope en introduisant un décalage fixe sur les coefficients k_{0Si_x} et k_{0Si_y} . Une fois les pistes calibrées, la résolution en position a été estimée de l'ordre de 1 mm (FWHM).

3.3.1.3 Calibration en énergie

L'énergie déposée par une particule chargée dans chacun des deux détecteurs silicium est donnée par la somme des signaux récoltés aux deux extrémités des pistes :

$$\Delta E_{Si1} = E_H + E_B \quad , \quad \Delta E_{Si2} = E_G + E_D. \quad (3.9)$$

Afin d'étalonner les pistes en énergie, nous avons utilisé un faisceau composé par un « cocktail » d'ions issus du spectromètre LISE avec plusieurs rigidités magnétiques. Ce faisceau est envoyé directement sur le télescope (la cible de réaction ayant été préalablement enlevée). Pour chaque rigidité magnétique fixée, différents isotopes (He, Li, Be, B, C) atteignent le deuxième point focal, chacun avec une énergie qui dépendra de la valeur de $B\rho$ ainsi que du nombre atomique et de la masse de l'isotope, selon la formule 2.4. Différentes rigidités magnétiques ont été utilisées ($2,415 \text{ Tm} < B\rho < 3,147 \text{ Tm}$) afin de produire des isotopes avec des énergies couvrant toute la région d'intérêt. Pour toutes

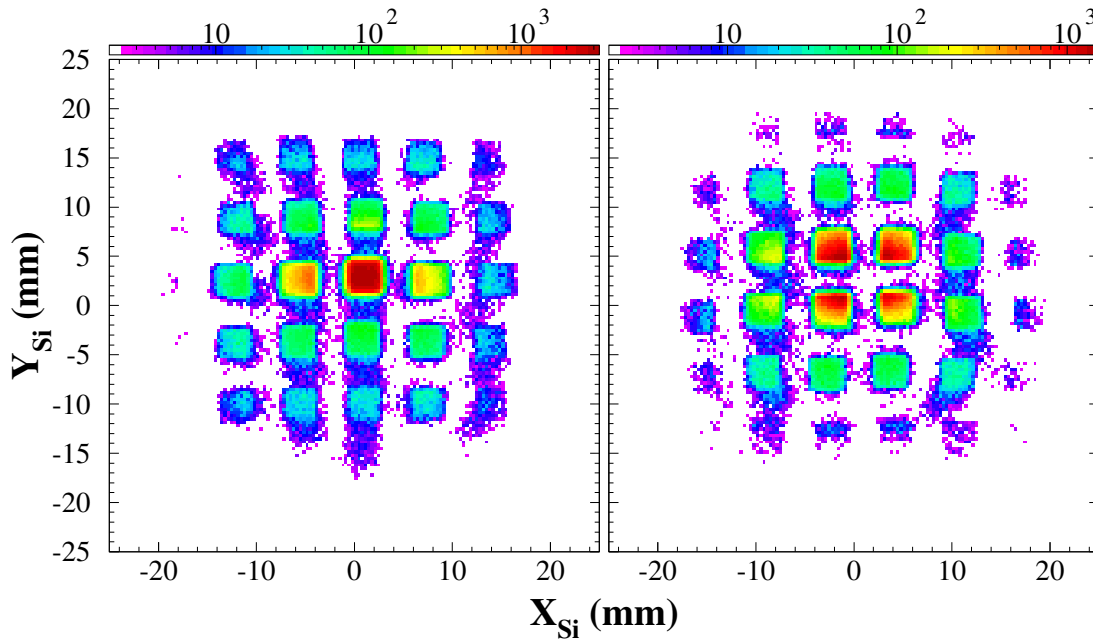


FIGURE 3.10 – Spectres bidimensionnels en position obtenus en demandant la coïncidence des seules pistes impaires (à gauche) ou paires (à droite).

les rigidités magnétiques nous avons construit la matrice bidimensionnelle de l'énergie perdue dans chacune des pistes en fonction de l'énergie déposée dans les cristaux de CsI. Le résultat est un spectre comme celui de la figure 3.11, dans lequel on peut aisément identifier les ions, relever le signal en Volts correspondant et l'associer à la perte d'énergie théorique, calculée avec le code LISE++ [Tar04] à partir de la valeur de $B\rho$. Une fois définie la correspondance entre les signaux en Volts et les énergies en MeV pour une piste, un ajustement linéaire est fait (figure 3.12) en utilisant une relation du type :

$$\Delta E_{Si}(MeV) = a \cdot \Delta E_{Si}(V) + b \quad (3.10)$$

où a et b représentent les coefficients de calibration de la piste considérée. La résolution en énergie de chaque Silicium a été estimée de l'ordre de 4% (FWHM).

3.3.2 Cristaux à iodure de césium (CsI)

En ce qui concerne les cristaux de CsI, un examen de la statistique pendant toute la durée de l'expérience a montré que 98 % des événements enregistrés se trouvent dans les quatre cristaux centraux, les autres plus externes n'étant pratiquement pas éclairés. Pour cette raison seuls les quatre cristaux centraux ont été étalonnés.

3.3.2.1 Étalonnages préliminaires

L'étalonnage des cristaux de CsI a été effectué avec la même méthode que pour les détecteurs silicium, comprenant une étape préliminaire de linéarisation et alignement des

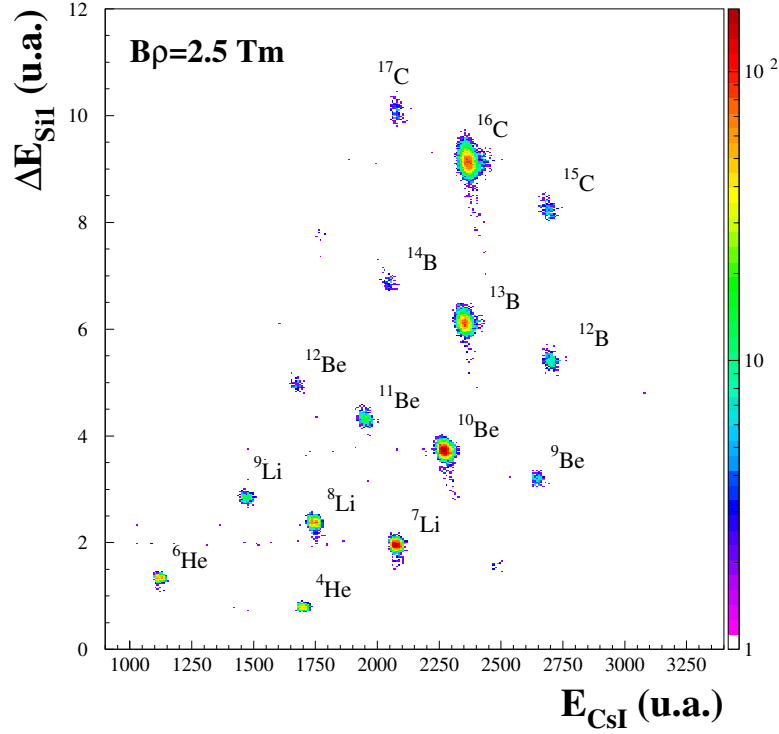


FIGURE 3.11 – Spectre bidimensionnel de ΔE - E pour une piste du premier détecteur silicium, permettant d'identifier pour une rigidité magnétique fixée les ions et le signal en Volts correspondant.

gains des ADC, à l'aide d'un générateur d'impulsion ; la procédure étant exactement la même, elle ne sera pas détaillée par la suite.

3.3.2.2 Calibration en énergie

Pour étalonner les cristaux de CsI en énergie nous avons utilisé le faisceau d'ions avec différents $B\rho$ comme pour les pistes de silicium, pour obtenir encore une fois une correspondance entre les canaux et les énergies des ions en MeV. Cependant, comme nous l'avons anticipé dans le paragraphe 2.3.2.2, la quantité de lumière produite par un cristal de CsI dépend de la charge et de la masse de l'ion incident. Cela impose d'utiliser une courbe de calibration spécifique à chacun des différents isotopes. De plus, la correspondance entre lumière et énergie déposée peut présenter une non-linéarité à basse énergie, ce qui implique l'utilisation d'une forme fonctionnelle plus complexe. Après avoir confronté quelques unes des différentes relations proposées dans la littérature ([Hor92, Par02]), nous avons choisi d'utiliser la paramétrisation proposée dans [Wag01], exprimée par la relation :

$$E_{CsI}(MeV) = \begin{cases} a_0 + a_1\sqrt{AZ^2}L + a_2(1 + a_3AZ^2)L^{1-a_4\sqrt{AZ^2}} & Z \leq 3 \\ a_0 + a_1AZ^2L + a_2(1 + a_3AZ^2)L^{1-a_4\sqrt{AZ^2}} & Z \geq 4 \end{cases} \quad (3.11)$$

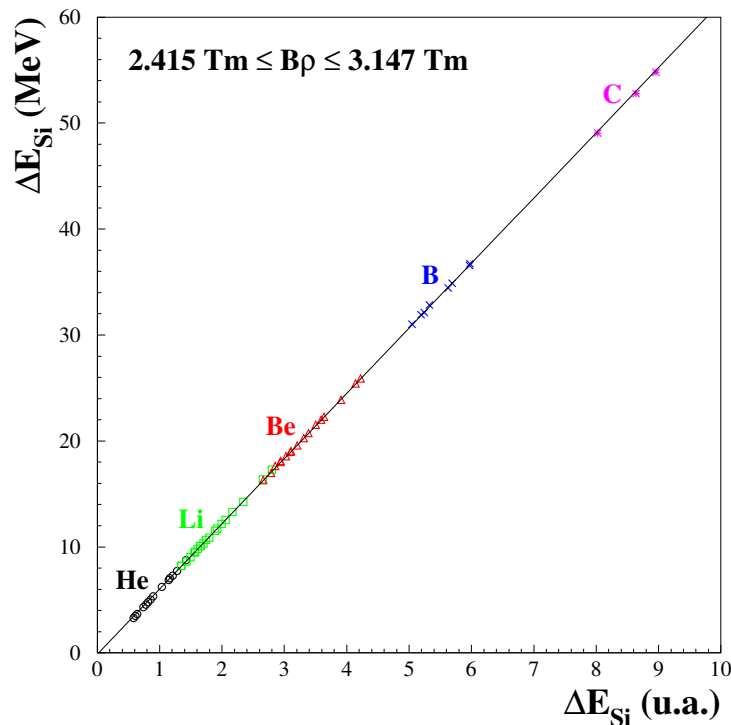


FIGURE 3.12 – Courbe de calibration en énergie d’une piste de silicium, obtenue par un ajustement linéaire des points extraits des matrices bidimensionnelles du type de la figure 3.11 pour plusieurs rigidités magnétiques.

où E_{CsI} est l’énergie en MeV déposée par le fragment chargé dans le cristal (calculé à l’aide du code LISE++), A et Z sont respectivement le nombre de masse et le nombre atomique du noyau, L est la lumière émise par le cristal exprimée en canaux et les coefficients a_i sont à déterminer avec l’ajustement aux données.

Toutefois, la sensibilité de la fonction 3.11 aux variations des différents paramètres, nécessite la présence de points expérimentaux dans toutes les zones d’énergie où nous devrions observer les fragments issus de la réaction, afin d’en contraindre l’allure (pour les ions de ^9Li l’énergie déposée dans le CsI est attendue varier entre 200 et 320 MeV, pour les ^{11}Li entre 300 et 350 MeV, pour les ^{12}Be entre 250 et 320 MeV). Pour cette raison les rigidités magnétiques ont été choisies afin d’obtenir des points de calibration dans la plage en énergie de l’expérience.

Dans une étape ultérieure d’affinage et de vérification, pour couvrir des zones d’énergie nécessitant une meilleure contrainte expérimentale, nous avons utilisé les données calibrées en énergie des détecteurs silicium (les calibrations de ceux-ci peuvent être considérées comme fiables, compte tenu de leur linéarité et de la quantité de points utilisés). En connaissant l’énergie des ions incidents, donnée par le $B\rho$ du faisceau, et la perte d’énergie sur les silicium sur une certaine région, nous pouvons ainsi déterminer l’énergie déposée sur les CsI (avec une erreur qui dépend de la résolution des silicium et de l’énergie choisie) et la correspondance avec les signaux en canaux sur la matrice. De cette façon, nous obtiendrons d’autres points qui peuvent servir pour vérifier la qualité de l’étalonnage dans les zones déjà couvertes et qui fournissent une information supplémentaire là où nous

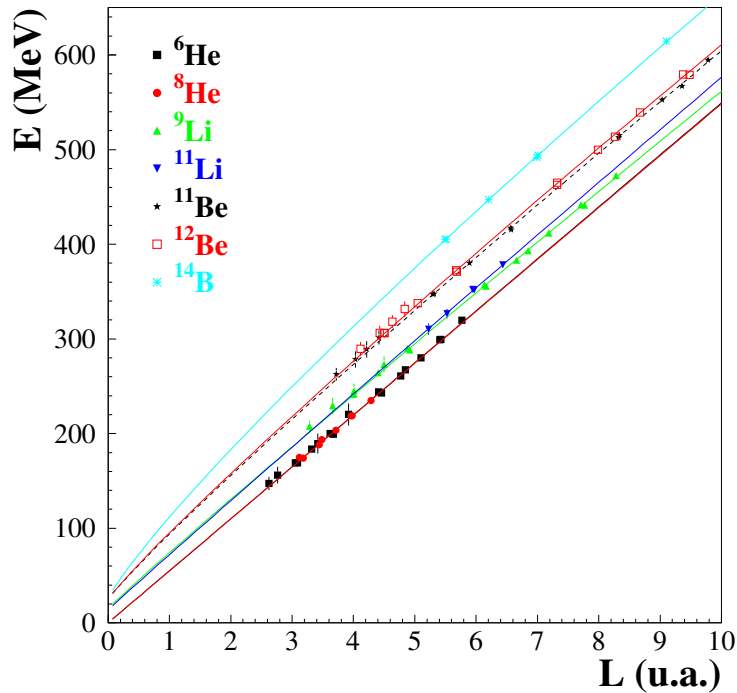


FIGURE 3.13 – Courbes de calibration en énergie pour un cristal de CsI. Les différents symboles correspondent à différents ions pénétrant dans le cristal. L'ajustement est fait selon la formule 3.11, utilisée dans [Wag01].

la cherchons. La figure 3.13 montre un exemple des courbes de calibration obtenues pour un cristal de CsI. La résolution en énergie mesurée pour les détecteurs CsI est d'environ 2% (FWHM) pour les isotopes utilisés.

3.3.3 Identification et sélection des fragments chargés

3.3.3.1 Validation des événements dans le télescope

Parmi la totalité des événements générant des signaux aux extrémités des pistes, seulement ceux relatifs à deux extrémités d'une même piste identifient correctement le passage d'une particule. Cela implique une totalité de quatre signaux couplés pour les deux silicium comme condition pour avoir un bon événement dans les détecteurs silicium. Cependant, il est possible d'avoir des événements où plus de deux extrémités par silicium donnent un signal non négligeable, à cause des phénomènes d'induction qui peuvent se produire entre des pistes voisines ou du bruit électronique. La même situation peut aussi se produire s'il y a plusieurs ions incidents détectés en même temps. Afin d'éliminer ces signaux, des seuils hauts et bas ont été imposés pour les signaux des extrémités de chaque piste, ce qui permet de s'affranchir de la plupart des événements des deux premiers types. Nous avons par ailleurs défini un critère de sélection pour les événements, en acceptant uniquement ceux pour lesquels *une seule piste* présente des signaux à ses deux extrémités. De ces derniers on ne retient enfin que ceux pour lesquels *un seul CsI* donne un signal.

Ce faisant nous éliminons tous les événements pour lesquels l'ion n'a pas été détecté correctement, ainsi que ceux où plusieurs ions sont détectés, et enfin ceux correspondant aux ions qui ont été diffusés entre plusieurs cristaux de CsI.

3.3.3.2 Matrices d'identification

Le télescope a comme fonction celle de fournir une mesure de l'énergie et de la position des particules chargées qui le traversent, mais aussi d'en permettre l'identification selon leur A et Z . Cette identification est généralement faite en exploitant la relation entre la perte d'énergie dans le premier étage du télescope (dans notre cas les deux premiers étages constitués par les détecteurs à pistes de silicium) et l'énergie résiduelle déposée dans le dernier étage (les CsI). La relation entre la perte d'énergie ΔE et l'énergie E de l'ion est définie par la formule de Bethe-Bloch [Kno00], pouvant s'écrire comme :

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E} \quad (3.12)$$

où E représente l'énergie de l'ion incident, qui peut dans notre cas être approximée avec l'énergie perdue dans le cristal de CsI.

Si nous représentons la perte d'énergie ΔE_{Si} en fonction de l'énergie résiduelle E_{CsI} pour l'ensemble des événements enregistrés sur le télescope, les événements associés à un fragment (A, Z) seront distribués sur une quasi-hyperbole bien définie. Cette considération est bien illustrée par la partie gauche de la figure 3.14, qui montre la matrice bidimensionnelle $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$ pour tous les événements enregistrés avec la cible au cours de l'expérience. Nous pouvons bien distinguer les différentes quasi-hyperboles relatives aux isotopes issus des réactions du faisceau de ^{14}B avec la cible de carbone. La tache la plus intense correspond aux événements pour lesquels le ^{14}B n'a pas interagi avec la cible. En dessous de cette zone se situent des groupes de quasi-hyperboles correspondantes aux isotopes de bore, de béryllium, de lithium et d'hélium qui ont été peuplés par les différentes réactions.

Au-delà de celles mentionnées, d'autres structures peuvent clairement se distinguer, en particulier une bande horizontale et une verticale autour du pic central de ^{14}B . La partie gauche de la bande horizontale correspond aux événements pour lesquels les ions de ^{14}B ont réagi avec un cristal de CsI, en libérant des neutrons qui ont quitté le cristal et emporté une partie de l'énergie, qui ne sera donc pas déposée dans le cristal. La partie droite de la bande horizontale, ainsi que la partie en haut de la bande verticale, correspondent par contre à des phénomènes d'empilement électronique, respectivement dans les CsI et dans les silicium. Enfin, nous retrouvons en dessous du pic central une bande oblique, due à des phénomènes de « channeling », qui se vérifient lorsque la particule chargée incidente traverse un des détecteurs de silicium avec une direction parallèle à celle des mailles du réseau cristallin, en déposant une quantité d'énergie inférieure par rapport aux autres particules.

Il est possible d'apercevoir d'autres taches dans la matrice bidimensionnelle, présentes en très faible pourcentage, correspondantes à des ions du faisceau qui ont des temps de vol similaires à ceux des ions de ^{14}B , et notamment au-dessus du pic central ($\Delta E_{Si} \sim 125$ MeV, $E_{CsI} \sim 320$ MeV), en haut des isotopes de béryllium ($\Delta E_{Si} \sim 65$ MeV, $E_{CsI} \sim 255$ MeV) et en haut de ceux d'hélium ($\Delta E_{Si} \sim 25$ MeV, $E_{CsI} \sim 136$ MeV). Ces pics correspondent respectivement à des faisceaux contaminants de ^{16}C , ^{12}Be et ^8He , qui présentent

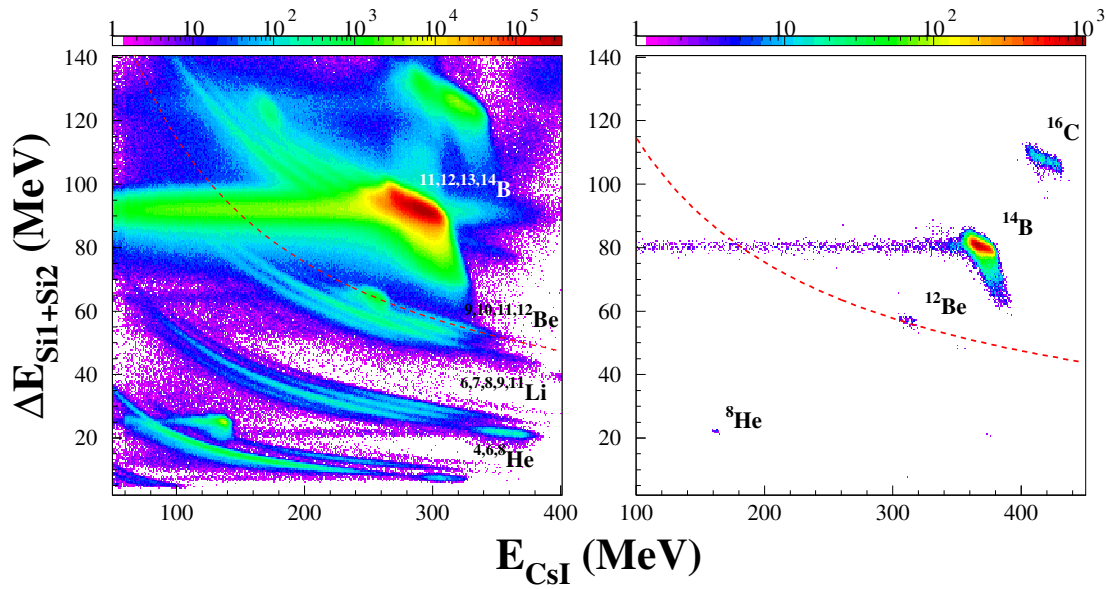


FIGURE 3.14 – À gauche, matrice $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ pour la réaction $^{14}\text{B} + \text{C}$. La matrice est calibrée pour les ions de ^{12}Be ; aucune sélection des données n'est appliquée. À droite, matrice $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ pour les événements enregistrés sans cible. Sur les deux spectres, la courbe en pointillé représente la perte d'énergie théorique pour le ^{12}Be .

un rapport A/Z similaire à celui du ^{14}B et sont donc transmis en faible quantité à travers le spectromètre LISE. Ceci est confirmé lorsqu'on représente la matrice $\Delta E_{Si} - E_{CsI}$ pour les événements enregistrés sans cible (figure 3.14). Dans ce spectre nous retrouvons les trois taches mentionnées (en plus de celle du ^{14}B qui est toujours la plus intense), alors que toutes les quasi-hyperboles relatives aux produits de réaction issus de la cible ont disparu.

Pour réduire le plus possible la présence de contaminants et d'événements mal détectés, des coupures ont été appliquées à l'ensemble des données. En premier lieu nous avons effectué une sélection selon l'énergie déposée dans le premier silicium en fonction de celle déposée dans le deuxième, en exploitant le fait que pour des ions d'énergie proche de celle du faisceau les pertes d'énergie subies dans les deux étages de Silicium doivent être similaires ($\Delta E_{Si1} \approx \Delta E_{Si2}$). La figure 3.15 montre la matrice bidimensionnelle $\Delta E_{Si1} - \Delta E_{Si2}$ et la coupure réalisée pour rejeter les événements mal détectés dans les deux étages de silicium.

Par ailleurs, comme nous le décrivons dans la partie relative à la détection des neutrons (§ 3.4.2), il est possible d'améliorer notre méthode de sélection des événements, en imposant simplement la détection en coïncidence d'un fragment chargé et d'un neutron dans la région d'énergie d'intérêt physique pour notre étude ($11 \text{ MeV} < E_n < 100 \text{ MeV}$, voir dans § 3.4.2). La matrice obtenue en imposant cette condition est montrée en figure 3.16. On peut remarquer que la plupart des événements relatifs aux empilements électroniques ainsi qu'une grande partie des contaminants précédemment mentionnés ne sont plus présents. Toutefois, on remarque également la présence d'une fraction résiduelle des contaminants principaux (^{16}C , ^{12}Be , ^8He), qui n'ont pas pu être enlevés. Néanmoins, la présence de ces derniers n'empêchera pas d'identifier correctement les fragments nécessaires pour étudier les voies de réaction proposées. En particulier, en ce qui concerne les

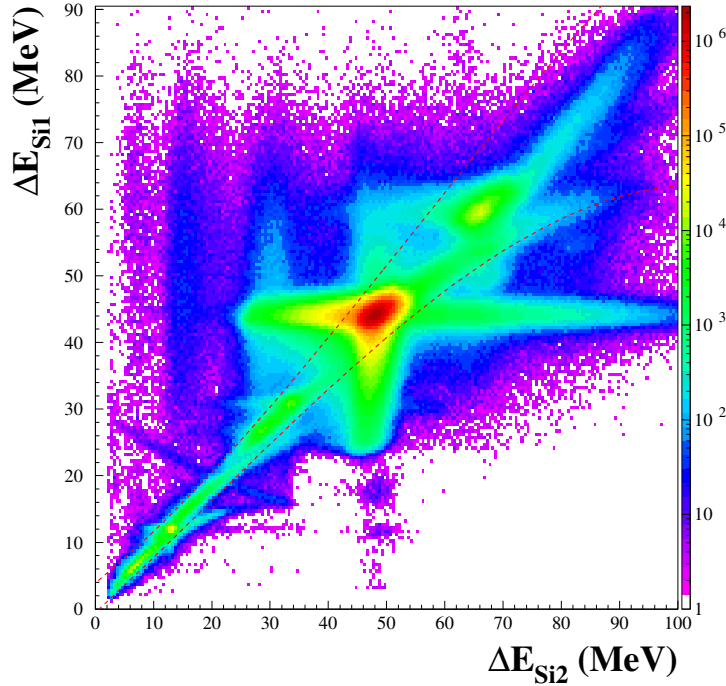


FIGURE 3.15 – Matrice $\Delta E_{Si1}-\Delta E_{Si2}$ pour la réaction $^{14}\text{B}+\text{C}$. Les deux courbes en pointillé correspondent à la coupure réalisée pour rejeter les événements mal détectés dans les deux étages de silicium.

produits de réaction comme le ^{12}Be et l' ^6He , qui pourraient être pollués par ces contaminants (qui ne sont pas issus d'une réaction mais qui font partie du faisceau), une coupure ultérieure en énergie pourra être effectuée afin de s'affranchir de ces événements.

3.3.3.3 Sélection des produits de réaction

Même si les spectres $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$ permettent d'identifier et de sélectionner les éléments avec des coupures graphiques, avec ce type de démarche il est difficile de séparer les différents isotopes d'un élément donné. Pour améliorer la sélection des événements nous avons utilisé une méthode qui consiste à projeter le spectre bidimensionnel selon une direction donnée par une fonction basée sur la formule de Bethe-Bloch. Cette fonction est une paramétrisation de la perte d'énergie [TG02], définie comme suit :

$$\Delta E_{Si} = [(gE_{CsI})^{\mu+1} + PID]^{1/(\mu+1)} - gE_{CsI} \quad (3.13)$$

avec la variable PID (Particle IDentification) donnée par la relation :

$$PID = (\lambda Z^{2/(\mu+1)} A^{\mu/(\mu+1)})^{(\mu+1)} \quad (3.14)$$

où les paramètres g , μ et λ sont ajustés pour chaque isotope à partir des pertes d'énergie théoriques calculées à l'aide du code LISE++. Puisque pour un Z fixé la variable PID est une fonction du nombre de masse A du noyau, cette paramétrisation nous permet

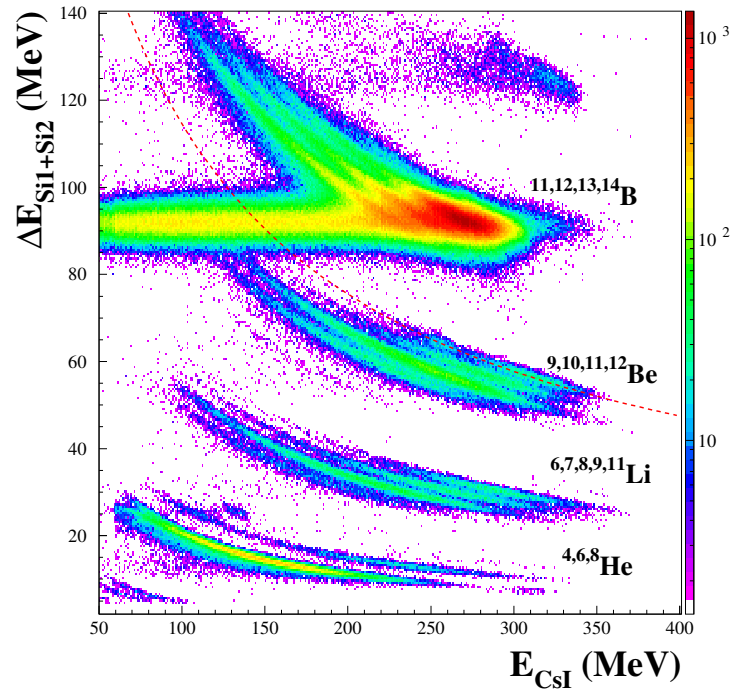


FIGURE 3.16 – Matrice $\Delta E_{Si}-E_{CsI}$ obtenue en appliquant les coupures mentionnées sur les silicium et en imposant la coïncidence entre un fragment chargé et un neutron avec $11 \text{ MeV} < E_n < 100 \text{ MeV}$.

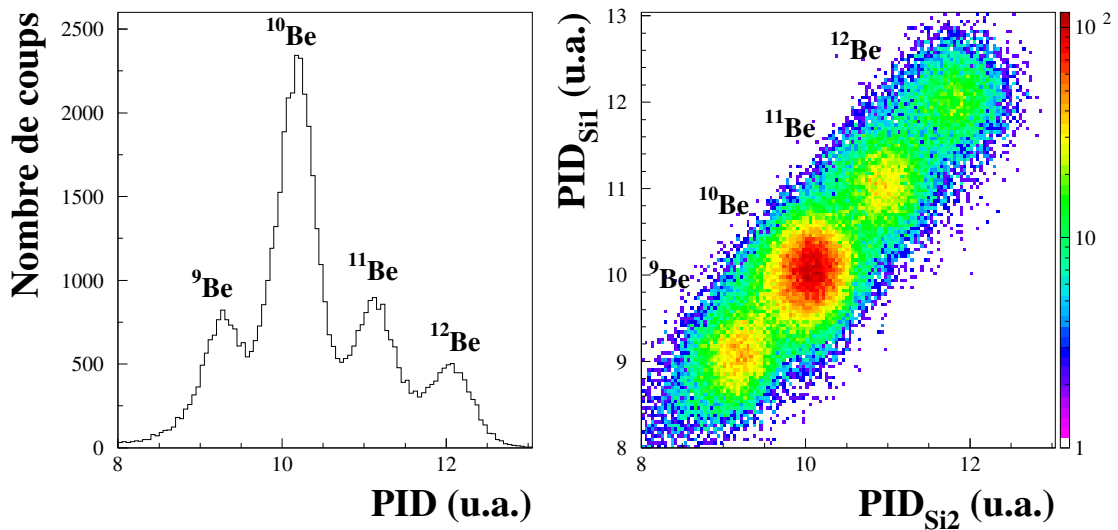


FIGURE 3.17 – À gauche, spectre PID construit à partir de la perte d'énergie totale dans les deux détecteurs silicium en fonction de l'énergie résiduelle dans les CsI, pour les isotopes de béryllium produits par la réaction $^{14}\text{B}+\text{C}$. À droite, spectre PID bidimensionnel construit à partir des pertes d'énergie dans le premier et le deuxième silicium.

d'obtenir des spectres unidimensionnels comme celui de la partie gauche de la figure 3.17, où la contribution de chaque isotope est représentée par un pic.

Cependant, il est possible que les pics correspondant à deux isotopes contigus (qui sont distribués autour du nombre de masse avec une certaine largeur) se recouvrent partiellement, ce qui ne facilite pas la distinction des événements qui tombent dans cette zone. Pour améliorer ultérieurement cette méthode nous avons ainsi défini des variables d'identification en utilisant séparément les pertes d'énergie dans le premier et le deuxième étage du télescope, appelées PID_{Si1} et PID_{Si2} , afin de pouvoir construire un spectre d'identification bidimensionnel pour chaque isotope, comme celui montré sur la partie droite de la figure 3.17. Dans ce spectre nous obtenons des taches de forme circulaire correspondant aux différents isotopes, chacune ayant des bords assez bien définis. Il est ainsi plus aisé de séparer et de sélectionner un isotope donné en appliquant une coupure bidimensionnelle à ce spectre.

3.4 Étalonnage de DéMoN

3.4.1 Calibration des modules en temps de vol

L'énergie des neutrons est déterminée à partir de la mesure de leur temps de vol entre la cible et le module touché. Cette mesure nécessite donc un étalonnage en temps des modules DéMoN. La figure 3.18 montre une comparaison entre le spectre en temps de vol non calibré et celui obtenu après l'étalonnage, où on peut noter une inversion entre les canaux et le temps de vol calibré. Cette inversion est due au fait que la mesure de temps est effectuée entre l'instant de détection donné par le signal du module de DéMoN touché et le signal de Trifol retardé.

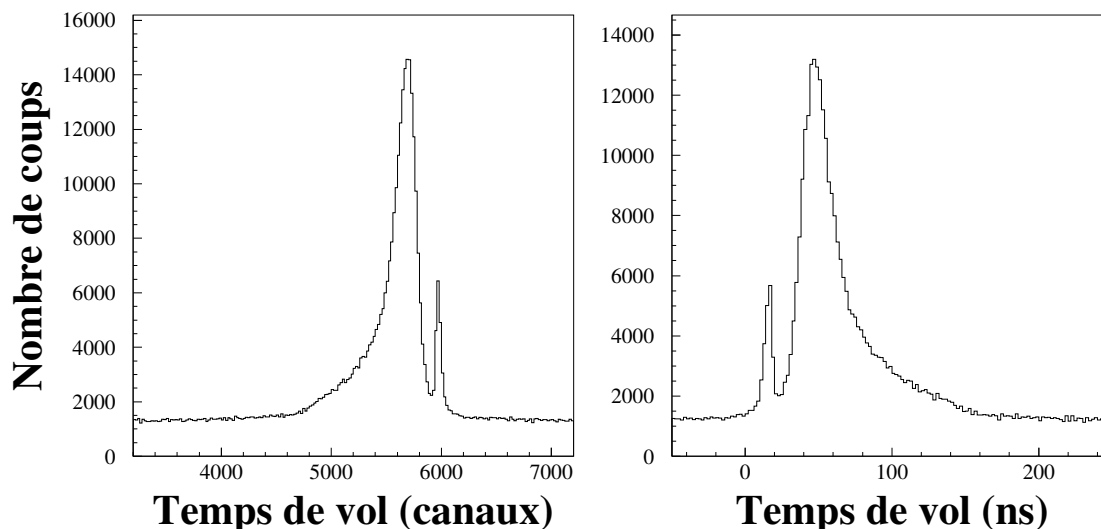


FIGURE 3.18 – Spectres en temps de vol pour un module DéMoN avant (à gauche) et après l'étalonnage (à droite).

Dans le spectre calibré de la figure 3.18 nous pouvons identifier trois composantes. D'abord, nous observons un pic très étroit à des faibles temps de vol, correspondant aux γ

que l'on appelle « prompts », issus des réactions avec la cible et le télescope. Ensuite, on remarque une distribution plus large qui correspond aux neutrons, lesquels ont des temps de vol plus élevés. Enfin, un fond constant, dû à la radioactivité ambiante (γ) et aux rayonnements cosmiques, s'étend sur toute la gamme en temps. Ces événements décorrélés du faisceau s'étendent même au-delà du pic des γ prompts à des temps négatifs et, n'ayant pas de signification physique, ils vont être exclus de l'analyse (comme nous le verrons dans le prochain paragraphe).

La calibration des spectres en temps est faite en prenant la position du pic des γ prompts comme référence absolue en temps, puisque nous connaissons la vitesse des γ et la distance entre la cible et chacun des modules ($T_\gamma = d/c$, où c est la vitesse de la lumière). La correspondance entre les canaux et le temps de vol en nanosecondes est donnée par la relation suivante :

$$T_n(ns) = k_{TDC} \cdot (ch_\gamma - ch_n) + T_\gamma \quad (3.15)$$

où ch_γ et ch_n sont respectivement les positions en canaux du pic des γ prompts et du neutron dans le spectre en temps de vol non calibré. k_{TDC} est le coefficient de conversion du TDC en ns/canal dont la valeur, obtenue à l'aide d'un générateur d'impulsion, est presque la même pour tous les codeurs utilisés (environ 0,11 ns/canal). La constante T_γ devrait normalement se calculer en considérant comme origine la cible, mais la majorité des γ prompts est produite lors des réactions qui peuvent avoir lieu dans le télescope (notamment sur les CsI qui sont beaucoup plus épais que la cible). Par conséquent ce temps est en réalité calculé comme la somme de trois composantes :

$$T_\gamma = \Delta t_{faisceau}^{Cible-Si} + \Delta t_{faisceau}^{Si-CsI} + \Delta t_{\gamma}^{CsI-Demon} \quad (3.16)$$

où le premier terme est le temps de vol du faisceau entre la cible et les silicium (après la perte d'énergie sur la cible), le deuxième est le temps de vol du faisceau entre silicium et CsI (après la perte d'énergie dans les silicium) et le dernier représente le temps de vol du γ entre le CsI et le module DéMoN touché. La résolution (FWHM) en temps de vol des modules a été estimée de l'ordre de 1,5 ns.

3.4.2 Discrimination neutron – γ : sélection des événements

Comme nous l'avons vu, les spectres en temps de vol montrent une contribution importante due aux γ , mais puisque nous recherchons des événements de coïncidence entre les fragments chargés et les neutrons produits lors des différentes réactions, il faut isoler les événements correspondant uniquement à la détection des neutrons. Pour éliminer les γ prompts on peut imposer comme condition de garder seulement les événements qui correspondent à des neutrons d'énergie inférieure à 100 MeV (ce faisant les événements avec des temps de vol négatifs seront aussi éliminés).

Pour tous les autres événements, nous pouvons utiliser la capacité des scintillateurs organiques composant les modules à donner une réponse en temps dépendante du type de particule (cf. § 2.3.3.1). En utilisant les composantes totale et lente du signal (cf. figure 2.9) nous pouvons construire un spectre bidimensionnel pour chaque module dans lequel on représente la charge recueillie sur la deuxième porte (dite charge « lente ») en fonction de la charge totale, comme montré sur la figure 3.19. Les événements ainsi construits sont

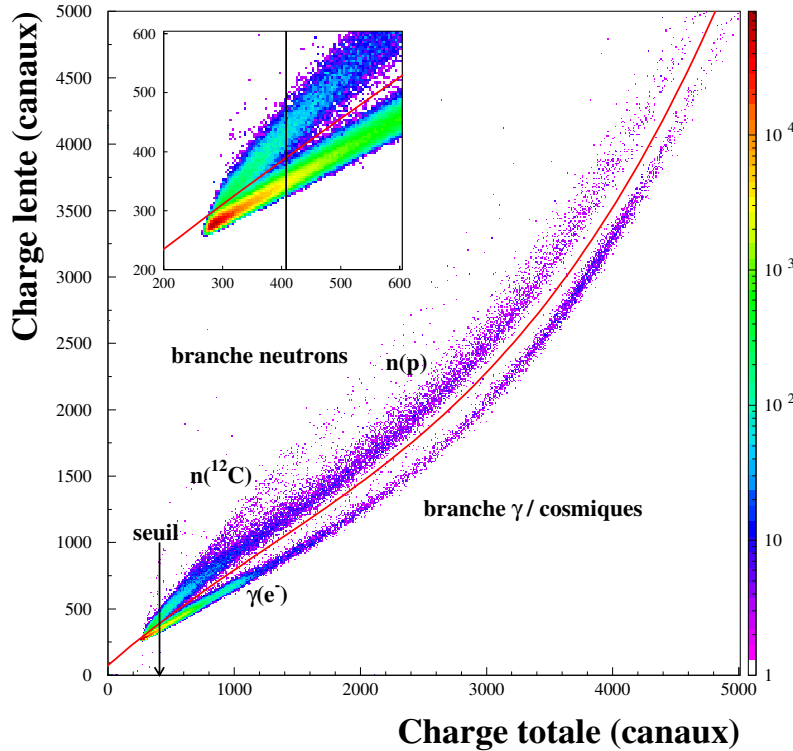


FIGURE 3.19 – Spectre bidimensionnel représentant la charge lente en fonction de la charge totale pour un module de DéMoN. On peut distinguer une branche supérieure correspondant aux neutrons et une inférieure qui correspond aux γ . La ligne rouge représente la fonction polynomiale définie pour sélectionner une des deux branches. Enfin, la flèche indique le seuil en charge imposé pour s’affranchir des événements où la discrimination n’est plus possible (voir l’agrandissement dans l’insert.)

distribués sur différentes branches. La plus basse correspond aux photons γ (ayant mis en mouvement des électrons) et aux muons provenant des rayonnements cosmiques (qui déposent leur énergie comme des électrons). Les deux branches supérieures correspondent aux neutrons. La plus intense regroupe les neutrons ayant interagi avec des protons, alors que la plus faible correspond aux particules chargées issues des réactions avec les noyaux de carbone (principalement des particules α).

La sélection des événements se fait à l’aide d’une courbe polynomiale qui marque la séparation entre les branches ; pour sélectionner seulement la branche neutron il faudra donc prendre les événements satisfaisant la condition :

$$Q_{lente} > a_0 + a_1 Q_{totale} + a_2 Q_{totale}^2 + a_3 Q_{totale}^3 \quad (3.17)$$

où les coefficients a_i du polynôme sont à déterminer pour chaque module DéMoN.

Toutefois, dans la région à basse charge nous ne pouvons plus distinguer les deux branches, raison pour laquelle nous sommes obligés d’imposer un seuil en charge totale. On pourrait imposer un seuil adapté à chaque module, mais cette approche aurait comme conséquence une modification non homogène du taux de comptage des différents détecteurs, car elle implique une coupure en énergie différente pour chacun d’entre eux

et donc un changement dans l'efficacité intrinsèque (figure 2.10). Nous avons alors choisi d'imposer un seuil commun en charge pour tous les modules, pour assurer le même effet sur l'efficacité pour tous les détecteurs. Ce choix nécessite un étalonnage en énergie des modules qui sera détaillé dans le paragraphe suivant. La valeur du seuil a été fixée à 0,5 MeVee suite à une comparaison de tous les spectres en charge totale. La figure 3.20 illustre l'effet de la sélection d'une branche sur le spectre en temps de vol. La comparaison entre les spectres montre que les γ prompts et aléatoires disparaissent du spectre en temps de vol de la branche neutron, alors qu'une faible portion de neutrons est encore présente

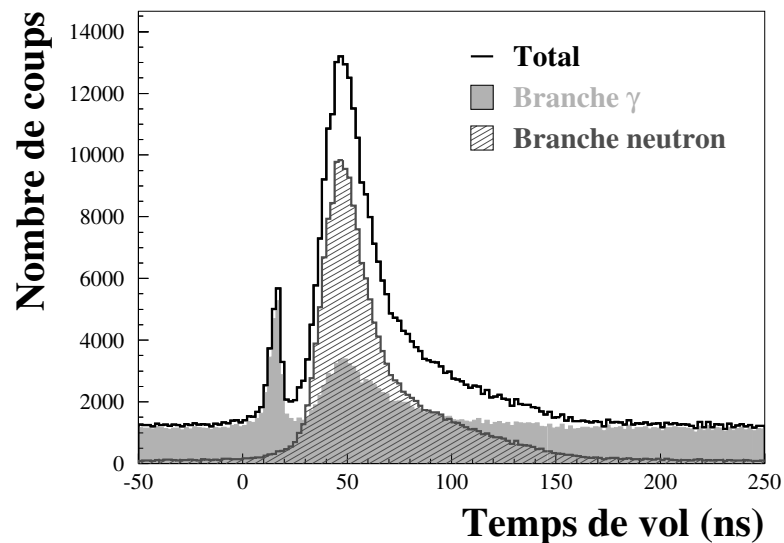


FIGURE 3.20 – Effet de la discrimination n – γ sur le spectre en temps de vol.

dans la branche γ . Comme il a été montré par des simulations de Labiche [Lab99a], ces événements pourraient être produits par des interactions des neutrons avec les matériaux entourant le scintillateur (produisant des γ qui sont après détectés), ainsi que (pour une petite fraction) par la réaction $^{12}\text{C}(n, n'\gamma)^{12}\text{C}$, donnant un temps de vol que l'on peut attribuer à un neutron mais un signal typique d'un γ .

3.4.3 Calibration en énergie

Comme il a été mentionné dans le paragraphe précédent, l'étalonnage en énergie par l'intermédiaire de la charge collectée est nécessaire pour déterminer le seuil en charge totale commun à tous les détecteurs, celui-ci ayant une influence sur leur efficacité intrinsèque. Nous pouvons établir une relation entre la charge collectée par le module et la lumière émise par le milieu scintillant en utilisant des sources radioactives émettrices de γ [Til95]. Le tableau 3.1 regroupe les sources radioactives utilisées et les énergies des rayonnements γ correspondantes. Nous savons que pour les γ , aux énergies en question et pour le milieu composant les modules DÉMoN, le mécanisme d'interaction dominant sera l'effet Compton. Les électrons de recul issus de l'interaction avec les γ peuvent avoir toutes les énergies comprises entre zéro et une énergie maximale, correspondant à la rétrodiffu-

sion du γ :

$$E_e^{max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} \quad (3.18)$$

où $m_e c^2$ est la masse de l'électron, qui vaut 0,511 MeV. Puisque dans ce cas les particules chargées interagissant avec le milieu scintillant sont des électrons, la quantité de lumière produite, exprimée en MeVee par la formule 2.5, sera égale à l'énergie déposée en MeV (comme montré en figure 2.8). La figure 3.21 montre un spectre en charge totale obtenu en utilisant la source de ^{22}Na . On peut distinguer deux plateaux Compton, correspondant aux γ de 0,511 et 1,275 MeV. Nous pouvons associer la position du front de chaque plateau

Source	E_γ (MeV)	E_e^{max} (MeVee=MeV)
^{22}Na	0,511	0,341
	1,275	1,061
^{137}Cs	0,662	0,478

TABLEAU 3.1 – Sources utilisées pour l'étalonnage de DéMoN.

Compton à l'énergie maximale des électrons de recul et construire ainsi la correspondance entre les canaux et la lumière. Cependant il faut prendre en compte les effets de la résolution du détecteur pour établir la relation correcte entre les canaux et la lumière émise par le scintillateur. Dans ce but Labiche a simulé l'interaction des γ avec les scintillateurs de NE213 à l'aide de l'outil GEANT3 [Lab99a]. Les simulations montrent que la valeur en canaux qui correspond à l'énergie maximale du plateau Compton est celle que l'on obtient à 80% de la hauteur du pic observé. Puisque la charge collectée peut être considérée comme une fonction linéaire de la lumière à basse énergie, nous pouvons effectuer un ajustement linéaire afin d'obtenir les courbes de calibration pour tous les modules. Un exemple de courbe de calibration est montré en figure 3.22, sur laquelle on constate que l'ajustement linéaire est tout à fait satisfaisant, nous permettant ainsi l'utilisation de la charge totale calibrée pour la détermination du seuil commun, qui a été finalement fixé à 0,5 MeVee.

3.4.4 Mesure de l'énergie cinétique des neutrons

Une fois les modules DéMoN calibrés en temps de vol et les neutrons isolés, il est possible de déterminer l'énergie cinétique des neutrons à partir du temps de vol en utilisant la relation suivante :

$$E_n = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{d+d_{int}}{ct_n} \right)^2}} - 1 \right) m_n c^2 \quad (3.19)$$

où m_n représente la masse du neutron, t_n est le temps de vol déterminé à partir de la relation 3.16, d est la distance parcourue par le neutron entre le point de réaction et le module touché et enfin, d_{int} est la distance moyenne parcourue par le neutron avant d'interagir dans le module. Cette distance, estimée par des simulations [Lab99a], est de 8,5 cm pour des neutrons autour de 30 MeV. La résolution en énergie dépend essentiellement de celle

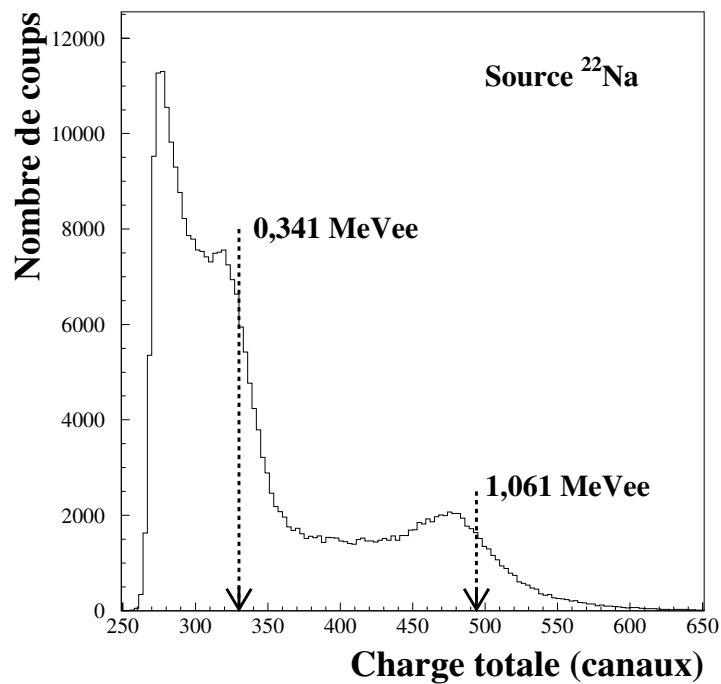
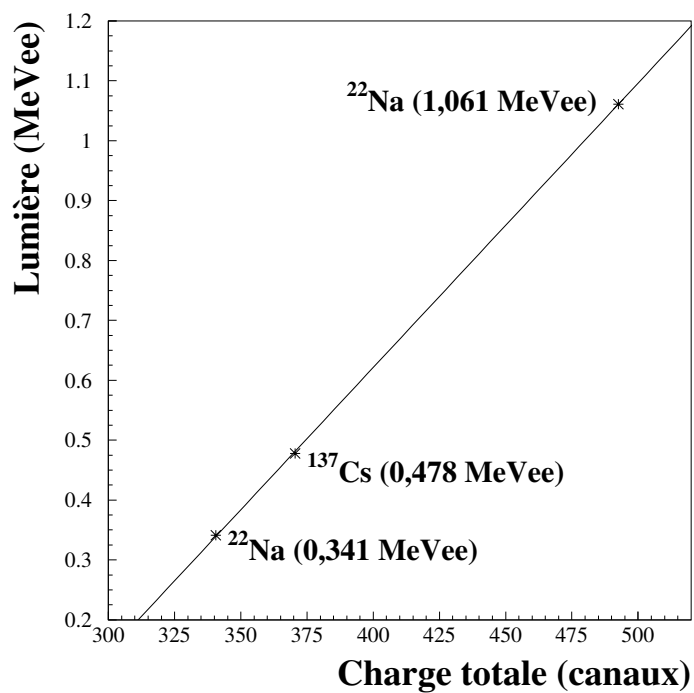
FIGURE 3.21 – Spectre en charge pour un module DéMoN produit avec une source de ^{22}Na .

FIGURE 3.22 – Courbe de calibration en énergie pour un module DéMoN, obtenue en utilisant les sources.

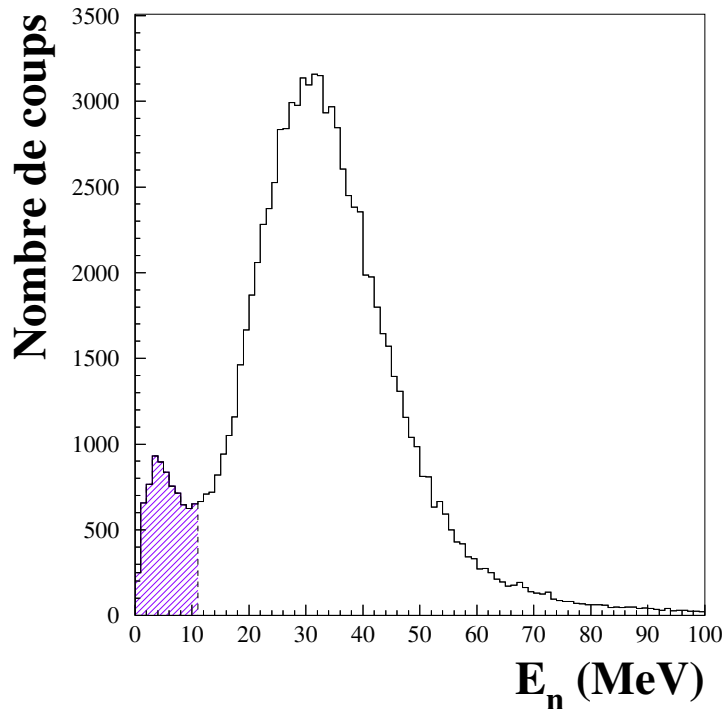


FIGURE 3.23 – Spectre en énergie cinétique des neutrons en coïncidence avec un fragment de béryllium. La partie hachurée représente les neutrons au-dessous du seuil imposé de 11 MeV, provenant de la désexcitation de la cible.

en temps de vol (1,5 ns). À partir de cette dernière nous pouvons déduire une résolution en énergie autour de 5 %.

La figure 3.23 montre un spectre en énergie des neutrons détectés en coïncidence avec un fragment de béryllium. Dans ce spectre figurent deux contributions : une distribution assez large, centrée sur l'énergie du faisceau à mi-cible (32 MeV/nucléon), correspondant aux neutrons issus du projectile, et une contribution à basse énergie, que l'on peut attribuer aux neutrons évaporés lors des réactions qui ont excité la cible. Ces neutrons représentent donc un fond qui pollue le spectre des événements en coïncidence. Pour s'en affranchir, un seuil en énergie des neutrons de 11 MeV a été imposé.

3.5 Reconstruction de la cinématique

Un point fondamental de l'analyse est celui concernant la détermination des grandeurs cinématiques qui caractérisent notre système non lié. Pour un système non lié ${}^A_{Z}X$ donné, il est en effet nécessaire de déterminer les quadri-vecteurs impulsion du fragment chargé et du neutron détectés en coïncidence, événement par événement, afin de pouvoir reconstruire la masse invariante du système fragment-neutron :

$$M_{inv}c^2 = \sqrt{(E_f^{tot} + E_n^{tot})^2 - (\vec{p}_f + \vec{p}_n)^2 c^2} \quad (3.20)$$

où E_f^{tot} et \vec{p}_f sont l'énergie totale et l'impulsion du fragment, E_n^{tot} et \vec{p}_n sont celles du neutron. Cette grandeur étant un invariant relativiste, elle est indépendante du repère choisi.

À partir de cette quantité, il est possible de définir l'énergie de décroissance, observable caractéristique des systèmes non liés :

$$E_d = M_{inv}c^2 - (M_f + M_n)c^2 \quad (3.21)$$

où M_f et M_n sont respectivement la masse du fragment et celle du neutron. L'énergie de décroissance, dite aussi énergie relative, est proportionnelle à la vitesse relative du système non lié (elle aussi indépendante du repère choisi). Cette proportionalité peut s'exprimer en utilisant l'approximation classique :

$$E_d \simeq \frac{1}{2}\mu v_{rel}^2 = \frac{1}{2}\mu (\vec{v}_f - \vec{v}_n)^2 \quad (3.22)$$

où $\mu = \frac{M_f M_n}{M_f + M_n}$ est la masse réduite du système fragment-neutron et \vec{v}_f, \vec{v}_n sont respectivement la vitesse du fragment et du neutron dans le référentiel du laboratoire.

La reconstruction des quadri-vecteurs impulsion du fragment et du neutron est faite en plusieurs étapes. Il faut avant tout déterminer la direction des vecteurs impulsion du fragment et du neutron. Pour ce faire, la position d'impact de chaque ion incident sur la cible (X_{cible}, Y_{cible}) est calculée à l'aide des formules 3.5 et 3.6. À partir de ce point, il est possible de définir la direction du fragment en utilisant la position d'impact sur les détecteurs silicium. Nous pouvons ainsi obtenir le vecteur position du fragment \vec{r}_f , défini comme suit :

$$\vec{r}_f = \begin{pmatrix} \Delta X_f = X_{Si} - X_{cible} \\ \Delta Y_f = Y_{Si} - Y_{cible} \\ \Delta Z_f = D_{cible-Si_1} \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

où X_{Si}, Y_{Si} sont les coordonnées mesurées sur les détecteurs silicium et $D_{cible-Si_1}$ est la distance mesurée entre la cible et le premier silicium.

De la même façon, il est possible d'obtenir le vecteur position du neutron \vec{r}_n . Celui-ci est déterminé en utilisant la position d'impact du faisceau sur la cible et celle du centre de la face d'entrée du module touché par rapport à la cible :

$$\vec{r}_n = \begin{pmatrix} \Delta X_n = X_{module} - X_{cible} \\ \Delta Y_n = Y_{module} - Y_{cible} \\ \Delta Z_n = Z_{module} \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

où X_{module}, Y_{module} et Z_{module} sont les coordonnées du module touché. Nous indiquerons avec $\|\vec{r}_f\|$ et $\|\vec{r}_n\|$ les modules des deux vecteurs position.

Une fois les vecteurs position obtenus, il faut déterminer les énergies totales du fragment et du neutron, nécessaires pour obtenir les modules des impulsions. En ce qui concerne le fragment, l'énergie totale sera la somme des énergies perdues dans le télescope, à laquelle il faudra rajouter la perte d'énergie du fragment dans la cible. Cette dernière quantité ne peut être déterminée expérimentalement, puisque nous ne connaissons pas l'épaisseur traversée par chaque ion avant la réaction. On fait alors l'hypothèse que la réaction produisant le système non lié a lieu en moyenne à mi-cible, hypothèse acceptable considérant l'épaisseur de la cible (190 ± 10 mg/cm²). On utilise donc la perte d'énergie du fragment détecté dans les silicium et les CsI pour calculer l'énergie perdue dans la deuxième partie de la cible. L'énergie cinétique du fragment sera alors donnée par la relation :

$$E_f = \Delta E_{Si_1} + \Delta E_{Si_2} + E_{CsI} + \Delta E_{cible/2}. \quad (3.25)$$

Quant à l'énergie cinétique du neutron, elle sera calculée à partir du temps de vol suivant la relation 3.19.

Il est ainsi possible de calculer les modules des vecteurs impulsion :

$$\|\vec{p}_f\| = \sqrt{(E_f + M_f c^2)^2 - M_f^2 c^4} \quad , \quad \|\vec{p}_n\| = \sqrt{(E_n + M_n c^2)^2 - M_n^2 c^4} \quad (3.26)$$

où M_f et M_n sont les masses du fragment et du neutron. Enfin, les quadri-vecteurs impulsion du fragment et du neutron peuvent s'exprimer comme suit :

$$\mathbf{P}_f = \begin{pmatrix} (\Delta X_f / \|\vec{r}_f\|) \|\vec{p}_f\| \\ (\Delta Y_f / \|\vec{r}_f\|) \|\vec{p}_f\| \\ (\Delta Z_f / \|\vec{r}_f\|) \|\vec{p}_f\| \\ E_f^{tot}/c = (E_f + M_f c^2)/c \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

$$\mathbf{P}_n = \begin{pmatrix} (\Delta X_n / \|\vec{r}_n\|) \|\vec{p}_n\| \\ (\Delta Y_n / \|\vec{r}_n\|) \|\vec{p}_n\| \\ (\Delta Z_n / \|\vec{r}_n\|) \|\vec{p}_n\| \\ E_n^{tot}/c = (E_n + M_n c^2)/c \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

Ces deux grandeurs permettent de caractériser entièrement le système non lié, donnant accès à sa masse invariante (équation 3.20) et par conséquent à son énergie de décroissance, définie par la relation 3.21.

Remarque : détermination de la position d'impact sur la cible

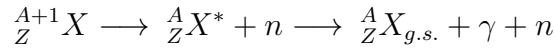
En ce qui concerne la reconstruction du point d'impact sur la cible, nous avons pu constater que l'utilisation du signal de position généré par les chambres à dérive, comportant le passage par les huit cellules qui les composent, affecte de façon importante la statistique des événements de coïncidence fragment-neutron (perte supérieure à 50%), à cause de l'efficacité de détection limitée des cellules à gaz. Cependant, le fait de ne pas considérer le passage par les chambres à dérive exclut la possibilité de pouvoir déterminer la position d'impact des ions sur cible événement par événement.

Afin de récupérer ces événements constituant une partie importante de l'information recherchée, nous avons utilisé le profil bidimensionnel des ions sur la cible, déterminé précédemment (cf. § 3.2.2), pour déterminer le centroïde des deux distributions en X et Y. Ensuite, nous avons supprimé la condition de passage par les chambres à dérive et reconstruit les différentes observables (distributions en moment et en énergie de décroissance) en fixant la position d'impact sur cible à la valeur déterminée. Ces spectres ont été comparés avec ceux qui avaient été obtenus en déterminant la position sur cible événement par événement. La comparaison montre que la forme de la distribution n'est pas affectée par l'utilisation de la position moyenne d'impact sur la cible. En revanche, cette méthode nous permet de doubler la statistique des événements en coïncidence. Pour cette raison, après avoir vérifié que les spectres de tous les systèmes étudiés ne sont pas influencés par l'approximation faite, nous avons finalement décidé d'utiliser les spectres issus de cette procédure dans la suite de l'analyse. Il faudra néanmoins considérer cette approximation au moment de l'interprétation des données, notamment pour ce qui concerne les distributions théoriques, dont les événements (générés et filtrés par la simulation) doivent être traités de la même façon que les données expérimentales. Dans ce but, les profils

bidimensionnels expérimentaux sont pris en compte dans la simulation du dispositif. Une discussion plus détaillée concernant la détermination de la position d'impact sur la cible, ainsi qu'une comparaison des résultats obtenus avec les deux méthodes, sont présentées dans l'annexe A.

3.5.1 Décroissance vers un fragment excité

Jusqu'à présent, dans la reconstruction de l'énergie de décroissance à partir des données expérimentales, nous avons fait l'hypothèse que le système non lié produit dans la réaction décroît vers un fragment dans son état fondamental. Cependant, la possibilité d'une décroissance vers un état excité du fragment ne peut être exclue. Dans ce cas, le mécanisme de décroissance sera du type :



et il faudra tenir compte du γ émis dans le calcul de la masse invariante :

$$M_{inv}c^2 = \sqrt{(E_f^{tot} + E_n^{tot} + E_\gamma)^2 - (\vec{p}_f + \vec{p}_n + \vec{p}_\gamma)^2 c^2} \quad (3.29)$$

où, étant donnée la masse nulle du photon, $E_\gamma = p_\gamma c$. Dans cette situation, l'énergie de décroissance reconstruite à partir de la masse invariante du système fragment-neutron détecté n'est pas correcte, sa valeur réelle pouvant s'obtenir uniquement si le γ émis est détecté en coïncidence avec le fragment et le neutron. Évidemment, pour des expériences comme celle décrite, la possibilité de mesurer des triples coïncidences pour des événements qui incluent un neutron et un γ demeure très faible, compte tenu de l'efficacité de détection. Ceci étant dit, dans le but d'extraire une limite supérieure pour le taux de décroissance du système non lié vers le fragment excité, une mesure des coïncidences fragment- γ pourrait s'avérer très utile.

Malheureusement, dans l'expérience réalisée il n'y avait pas de détecteurs spécialement conçus pour détecter les γ . Les modules DÉMoN sont plutôt adaptés à la détection des neutrons, alors que pour des γ le spectre sera toujours une convolution des plateaux Compton avec la résolution du dispositif, sans oublier le fond produit par la radioactivité ambiante. En outre, l'efficacité de détection totale des γ est très faible (en raison de la couverture limitée en angle solide). Enfin, dans le cas d'une décroissance en vol, à cause de l'effet Doppler le spectre en énergie des γ dans le laboratoire sera décalé selon la vitesse du projectile et sa résolution sera dégradée. Ceci rend l'estimation de l'énergie des γ une tâche assez complexe, avec de nombreuses sources d'incertitude.

Cas des fragments excités de ${}^{12}\text{Be}$

Dans le contexte de notre analyse, l'éventualité d'une décroissance vers un fragment excité pourrait être envisagée pour le ${}^{13}\text{Be}$ ¹ (figure 3.24), puisque le fragment ${}^{12}\text{Be}$ que

1. Dans les cas des décroissances ${}^{12}\text{Li} \rightarrow {}^{11}\text{Li} + n$ et ${}^7\text{He} \rightarrow {}^6\text{He} + n$ ce problème ne se présente pas car les fragments ${}^6\text{He}$ et ${}^{11}\text{Li}$ ne possèdent pas d'états excités au-dessous du seuil d'émission de neutrons. Pour la décroissance ${}^{10}\text{Li} \rightarrow {}^9\text{Li}^* + n$, une mesure faite par [Cha01] (avec le ${}^{10}\text{Li}$ produit via le knockout d'un faisceau de ${}^{11}\text{Be}$) a montré que seul le $(7 \pm 3)\%$ des fragments de ${}^9\text{Li}$ détectés était en coïncidence avec un γ de 2.7 MeV, correspondant au premier état excité du ${}^9\text{Li}$.

l'on détecte lors de la décroissance possède des états excités au-dessous du seuil d'émission de neutrons, situé à 3,17 MeV [AS90, Duf10].

Nous avons essayé d'extraire une information sur les états liés excités du ^{12}Be à partir des coïncidences $^{12}\text{Be}-\gamma$ mesurées avec les modules DéMoN, en exploitant la calibration en charge et la possibilité de discriminer entre les γ et les neutrons. Plus précisément, nous avons sélectionné les événements distribués dans la branche γ de tous les modules et nous avons effectué une coupure en temps de vol sur chaque module dans l'intervalle temporel correspondant au pic des γ prompts, qui donne la signature d'un γ directement corrélé à la réaction. Tous les événements satisfaisant ces conditions ont été calibrés en charge en utilisant la calibration réalisée avec les sources, qui reste valide aux énergies des transitions que l'on veut observer et nous donne directement accès à l'énergie en MeV des électrons Compton (pour les électrons la lumière émise en MeVee équivaut à l'énergie déposée en MeV). En outre, pour ces événements un seuil en charge de 0,3 MeVee identique pour tous les modules a été imposé. Mais il faut aussi tenir compte du fond aléatoire présent dans toute la gamme en temps, comme le montre la figure 3.18. Pour estimer cette con-

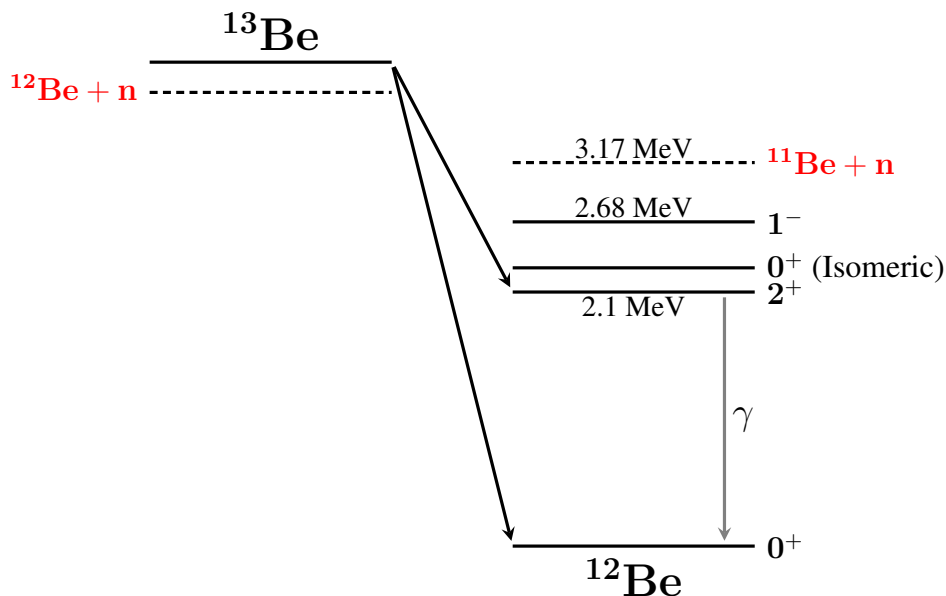


FIGURE 3.24 – Schéma représentant la décroissance $^{13}\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{Be} + n$. La décroissance peut laisser le fragment ^{12}Be dans un des états excités au-dessous du seuil d'émission de neutrons. Dans ce cas, si la transition γ correspondante est permise, l'énergie du fragment détecté sera diminuée de l'énergie emportée par le γ émis.

tribution, nous avons évalué le taux de comptage de chaque détecteur dans la zone des temps inférieur au pic γ prompt. L'estimation a été faite dans une fenêtre temporelle de même largeur que celle de la coupure pour le pic γ . Le fond ainsi obtenu peut être ensuite soustrait des données.

La figure 3.25 montre un exemple de coupure pour un spectre en temps de vol, ainsi que le spectre en charge qui recueille toutes les coïncidences $^{12}\text{Be}-\gamma$ obtenues avec la procédure décrite, appliquée à tous les modules. Le fond estimé est aussi représenté (mais non soustrait). Nous pouvons constater que la statistique est très faible et le spectre est difficile à interpréter, puisque sa forme peut être la résultante de différentes composantes,

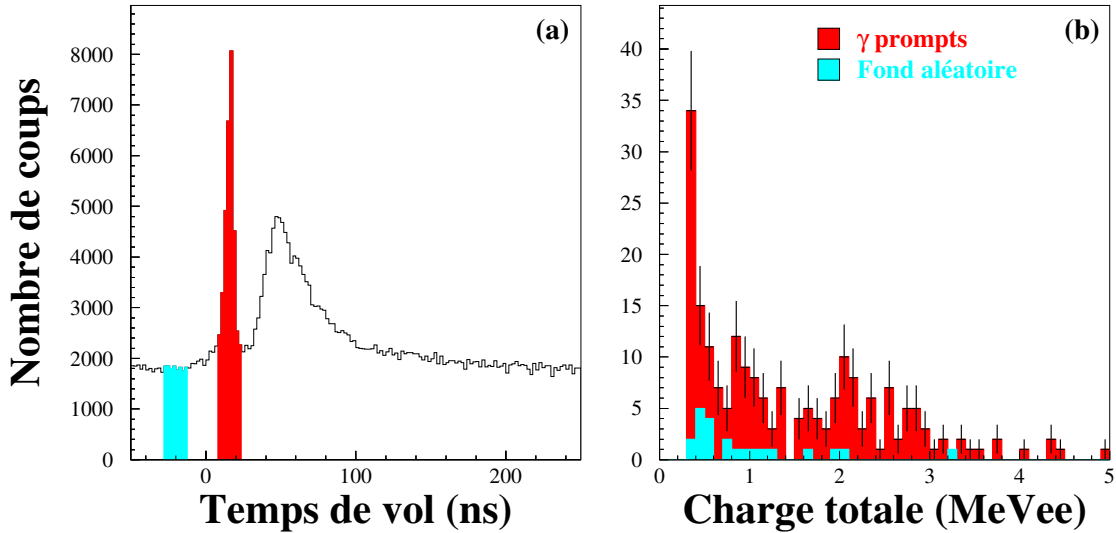


FIGURE 3.25 – Sélection des coïncidences $^{12}\text{Be}-\gamma$: (a) exemple des coupures en temps sur les modules DéMoN pour sélectionner les γ prompts de la réaction (en rouge) et sur une fenêtre de même durée pour estimer le fond aléatoire (en bleu) ; (b) spectre en charge des événements γ prompts en coïncidence avec un fragment de ^{12}Be pour tous les modules DéMoN.

dont un ou plusieurs fronts Compton modifiés par la résolution du dispositif et par l'effet Doppler. De plus, un certain nombre d'événements, dus probablement à des coïncidences fortuites avec des γ , persistent dans le spectre, leur contribution étant responsable du pic observé à 0,3 MeVee. En effet, cette composante a été également observée dans le spectre des coïncidences $^6\text{He}-\gamma$ et $^{11}\text{Li}-\gamma$ (obtenus en utilisant la même procédure), mais l' ^6He et le ^{11}Li ne présentent pas d'états excités liés. Donc cette composante n'est pas due à une décroissance du fragment excité. Dans ces deux cas la forme de cette distribution est reproduite par une exponentielle décroissante sommée à une constante. Une telle forme a donc été utilisée pour paramétrer la composante du même type observée pour les coïncidences $^{12}\text{Be}-\gamma$.

Pour estimer le taux de fragments de ^{12}Be excités présents dans notre échantillon, nous avons simulé le front Compton généré par des γ d'énergie correspondante au premier état excité du ^{12}Be ($E_\gamma = 2,1$ MeV). La forme théorique du front Compton [Leo94] a été convoluée à la réponse expérimentale du dispositif, prenant en compte l'efficacité intrinsèque et géométrique de détection des γ ($\varepsilon_{tot}^\gamma = 0,07\%$ à $E_{\gamma CM} = 2.1$ MeV), ainsi que la résolution en énergie ($\sim 10\%$ FWHM). Les γ étant émis en vol, le changement d'énergie dans le laboratoire du à l'effet Doppler et son influence sur l'efficacité géométrique et la résolution ont été pris en compte. L'ajustement obtenu avec ces hypothèses (figure 3.26a) donne une limite supérieure de 6% pour le nombre de fragments de ^{12}Be excités. La figure 3.26b montre que, même si nous ne disposons pas de détecteurs de γ dédiés, le dispositif aurait été sensible à un peuplement de 10% ou plus. Pour cette raison, dans la suite de l'analyse, nous supposons que les fragments de ^{12}Be produits lors de la décroissance du ^{13}Be se trouvent dans leur état fondamental.

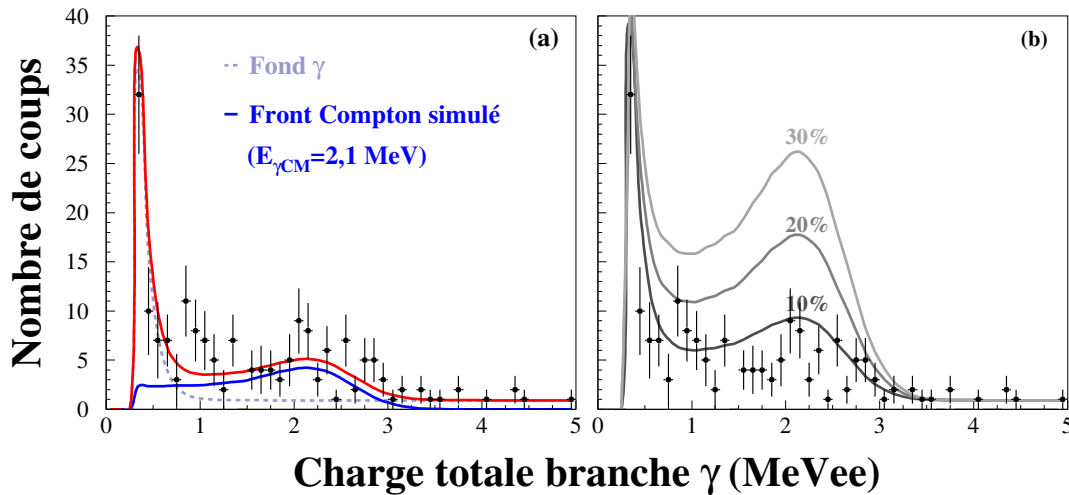


FIGURE 3.26 – Spectre en charge totale des γ en coïncidence avec les ^{12}Be : (a) ajustement obtenu avec la combinaison d'un front Compton simulé et un fond aléatoire (voir texte) ; (b) spectre simulé pour différents taux de fragments de ^{12}Be excités $N(^{12}\text{Be}^*)/N_{\text{tot}}(^{12}\text{Be})$.

3.6 Simulation de l'expérience

Le dispositif expérimental utilisé étant composé de plusieurs détecteurs, chacun avec des caractéristiques différentes, sa réponse sera une fonction assez complexe de tous ces facteurs. Par conséquent, elle doit être évaluée le plus précisément possible, afin de pouvoir tenir compte de son effet sur les observables que nous avons reconstruites, nous permettant en outre de mettre en évidence la présence d'éventuels artefacts créés par le dispositif ou par la méthode d'analyse. Cette tâche est réalisée à l'aide d'une simulation, dont le but est de reproduire le processus de réaction étudié ainsi que les caractéristiques intrinsèques du dispositif (comme la résolution et l'efficacité) de la façon la plus fidèle possible, tout en cherchant à garder un niveau acceptable de complexité qui puisse avantager la rapidité de calcul.

La simulation est basée sur un code Monte-Carlo qui génère des événements satisfaisant les contraintes physiques imposées au fur et à mesure pour les différentes étapes du processus physique. Elle peut être subdivisée essentiellement en trois parties :

- simulation des caractéristiques du faisceau ;
- décroissance du système non lié ;
- détection du fragment et du neutron en coïncidence.

Un schéma graphique de la simulation est présenté en figure 3.27. Par la suite nous décrirons plus en détails les étapes listées ci-dessus.

3.6.1 Caractéristiques du faisceau

Tout d'abord on simule un faisceau d'ions avec les mêmes caractéristiques que celles mesurées, comme la dispersion en énergie et l'ouverture angulaire. La résolution en énergie du faisceau est simulée en tirant l'énergie du faisceau suivant une distribution gaussienne de largeur égale à la largeur expérimentale, d'environ 2% (FWHM). L'ouverture

du faisceau est prise en compte en tirant aléatoirement les angles des ions incidents (θ_{inc}, ϕ_{inc}) suivant les profils bidimensionnels mesurés dans les chambres à dérive. La même procédure est utilisée pour simuler le profil du faisceau sur le plan de la cible. La corrélation précédemment relevée entre la composante Y_{cible} du profil sur cible et l'angle azimutal ϕ_{inc} (cf. § 3.2.2) est aussi prise en compte. Ensuite, la perte d'énergie du faisceau avant d'atteindre la cible est évaluée pour les différents stades, notamment pour le scintillateur Trifoil et les feuilles de Mylar des cellules des chambres à dérive. Une fois le

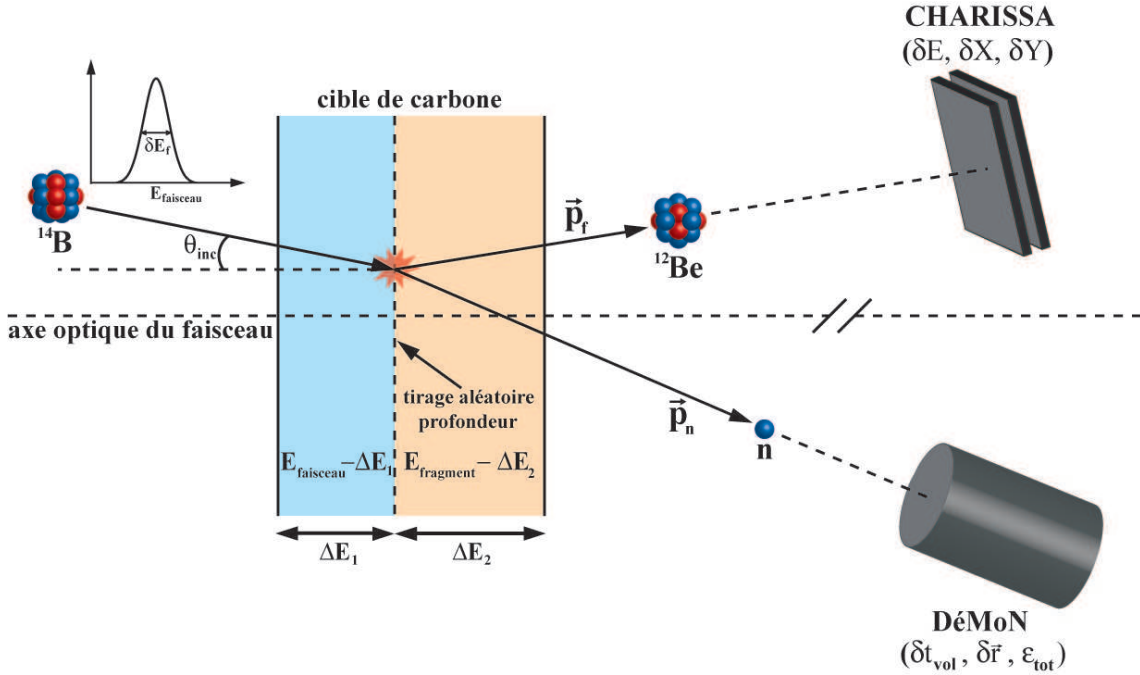


FIGURE 3.27 – Schéma de la simulation.

faisceau entré dans la cible, un tirage aléatoire permet de simuler l'épaisseur traversée par les ions avant qu'une réaction ait lieu, afin de calculer la perte d'énergie correspondante qui nous permettra d'obtenir l'énergie du faisceau au moment de la réaction.

3.6.2 Décroissance du système non lié

La décroissance du système non lié est le point central de la simulation. Nous supposons que la décroissance ${}^A_{Z+1}X \rightarrow {}^A_ZX + n$ est isotrope dans le référentiel du centre de masse (CM). L'énergie de décroissance E_d , représentant l'énergie disponible pour le système fragment-neutron, est tirée aléatoirement suivant la distribution choisie, qui dépend de la nature de l'état. Différents types de distributions peuvent être sélectionnés, comme par exemple celle d'un état résonant caractérisé par son énergie, largeur et moment angulaire, suivant une paramétrisation de Breit-Wigner. Un autre choix pourrait être celui d'un état s virtuel avec une longueur de diffusion donnée (cf. § 5.1). Les impulsions du fragment et du neutron dans le centre de masse sont ensuite tirées aléatoirement suivant l'espace des phases à deux corps, qui donne les contraintes cinématiques imposées par les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion. Dans le cas de la décroissance à deux corps, les deux particules peuvent être émises dans toutes les directions de l'espace avec

des impulsions égales et opposées, dont le module est donné par la relation :

$$p_{CM} = \frac{\sqrt{[E_X^2 - (M_f c^2 + M_n c^2)^2][E_X^2 - (M_f c^2 - M_n c^2)^2]}}{2E_X} \quad (3.30)$$

où $E_X = E_d + M_f c^2 + M_n c^2$ et M_f, M_n sont les masses du fragment chargé et du neutron respectivement.

Pour bien reproduire les observables expérimentales, il faut aussi tenir compte du mécanisme de réaction. Dans notre cas, la structure modulaire de DÉMoN le rend très sensible à la distribution angulaire des neutrons émis, raison pour laquelle il faut prendre en compte le moment transféré au système non lié lors de la réaction. Ceci est fait en tirant les trois composantes de l'impulsion suivant des distributions gaussiennes dont la largeur est donnée par le modèle de fragmentation de Goldhaber [Gol74] :

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_S(A_P - A_S)}{A_P - 1}} \quad (3.31)$$

où A_P est le numéro de masse du projectile, A_S est celui du système ${}^A_{Z+1}X$ et σ_0 est une constante qui vaut environ 90 MeV/c pour des faisceaux stables et des réactions à haute énergie. Cette constante doit être diminuée dans les cas des noyaux légers riches en neutrons. Dans notre cas elle est ajustée afin de reproduire les moments transverse et parallèle du système ${}^A_{Z+1}X$.

3.6.3 Détection du fragment et du neutron

Le système non lié ayant décréu et les quadri-vecteurs impulsion des deux produits étant définis, il faut effectuer le passage du référentiel du centre de masse du système non lié à celui du laboratoire, où les observables sont mesurées. Cette transformation se fait en deux étapes. La première consiste à passer du centre de masse du système à celui du projectile, où la vitesse relative entre les deux référentiels est justement donnée par le vecteur impulsion totale transférée au système ($\vec{\beta}_{syst} = \vec{p}_{syst}c/E_{syst}$). La deuxième transformation consiste à passer du référentiel du projectile à celui du laboratoire, en utilisant l'énergie du faisceau dans le laboratoire obtenue après avoir soustrait la perte d'énergie dans la première partie de la cible. La figure 3.28 illustre les différents passages de référentiel décrits. Une fois toutes les grandeurs transformées dans le repère du laboratoire, nous suivons le parcours du fragment et du neutron pour savoir s'ils sont détectés en coïncidence. L'énergie du fragment sera diminuée de la perte calculée sur le reste de l'épaisseur de la cible et la détection sera faite en simulant le télescope CHARISSA. Ceci implique l'inclusion des effets des résolutions en position et en énergie globales évaluées expérimentalement. En ce qui concerne l'efficacité intrinsèque du télescope, elle est supposée égale à 100 %.

Quant à la détection du neutron, elle est simulée en tenant compte de l'efficacité géométrique et intrinsèque des modules DÉMoN. En premier lieu, nous retenons seulement les événements pour lesquels on obtient une énergie cinétique du neutron comprise entre 11 et 100 MeV, comme il a été fait pour les données. L'efficacité géométrique est simulée en ne retenant que les neutrons dont le vecteur impulsion pointe vers la face d'entrée d'un des modules. Pour simuler la perte d'efficacité intrinsèque lorsqu'un neutron traverse seulement une partie du module, on introduit un rayon « effectif » R_{eff} , estimé

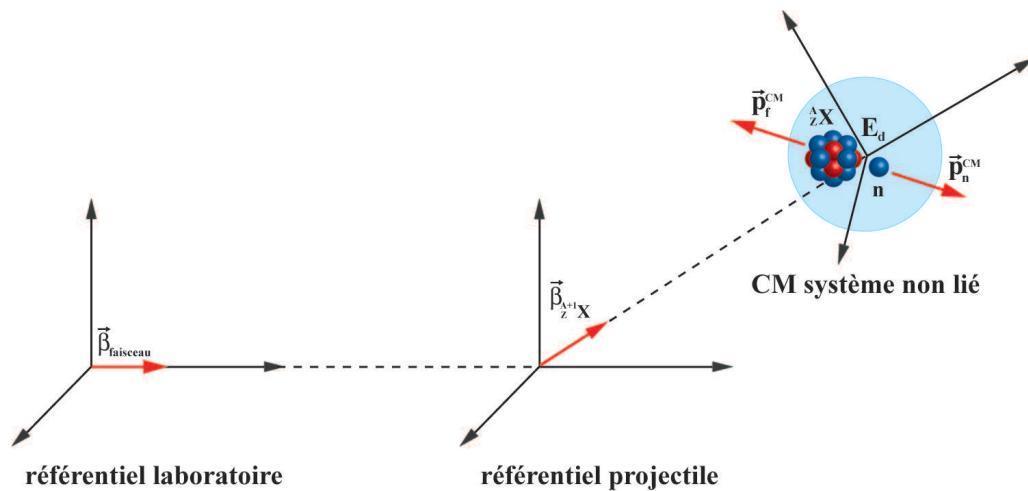


FIGURE 3.28 – Schéma illustrant le passage du référentiel du centre de masse du système non lié au référentiel du laboratoire.

à environ 93 % du rayon réel [Lec02]. Enfin, à partir de l'énergie cinétique du neutron, l'efficacité intrinsèque de détection $\varepsilon_{int}(E_n)$ est déterminée suivant la courbe de la figure 2.10. La probabilité de détection du neutron est simulée avec un tirage aléatoire entre zéro et l'unité. Seuls les neutrons pour lesquels le nombre tiré est inférieur à la valeur de $\varepsilon_{int}(E_n)$ seront retenus.

Si un fragment et un neutron ont été détectés dans le même événement, la reconstruction des quadri-vecteurs impulsion du fragment et du neutron en coïncidence, de la masse invariante et de toutes les autres observables est faite de la même façon que pour les données expérimentales. Ceci implique que toutes les hypothèses faites lors de l'analyse (comme l'hypothèse que la réaction se passe à mi-cible, ainsi que toutes les coupures en énergie) seront appliquées de la même façon aux données simulées.

Des vérifications ont été faites pour estimer les incertitudes et les éventuels biais qui peuvent être introduits par les approximations, afin d'exclure toute possibilité d'artefacts. En particulier, l'efficacité et la résolution en fonction de l'énergie de décroissance, reflétant les caractéristiques du dispositif expérimental, ont été simulées pour l'ensemble des systèmes étudiés. D'autres résultats ainsi que des précisions concernant les simulations seront présentés dans l'annexe B.

L'efficacité du dispositif expérimental est simulée avec un tirage aléatoire de l'énergie de décroissance suivant une distribution plate entre 0 et 10 MeV. Le filtre expérimental est alors appliqué aux événements tirés et l'énergie de décroissance est reconstruite de la même façon que pour les données expérimentales, selon les étapes décrites dans le paragraphe précédent (cf. § 3.5). Le rapport entre la distribution obtenue et la distribution plate initiale représente l'efficacité en énergie de décroissance de l'ensemble du dispositif expérimental. La figure 3.29 présente l'efficacité du dispositif expérimental en énergie de décroissance simulée pour les différents systèmes étudiés. Comme il est possible de constater dans la figure, il n'y a pas de structures qui puissent être attribuées à des effets du dispositif expérimental, l'allure étant dans tous les cas assez régulière. On remarque par ailleurs pour toutes les courbes une baisse continue de l'efficacité quand l'énergie de décroissance augmente. Cette baisse reflète principalement l'ouverture angulaire finie du

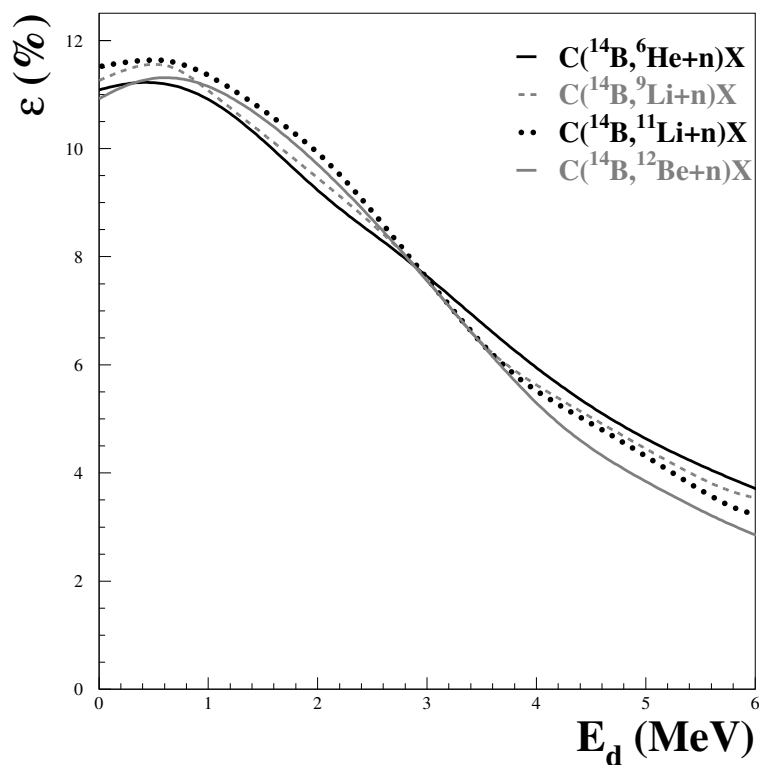


FIGURE 3.29 – Efficacité du dispositif expérimental en fonction de l'énergie de décroissance simulée pour tous les systèmes étudiés.

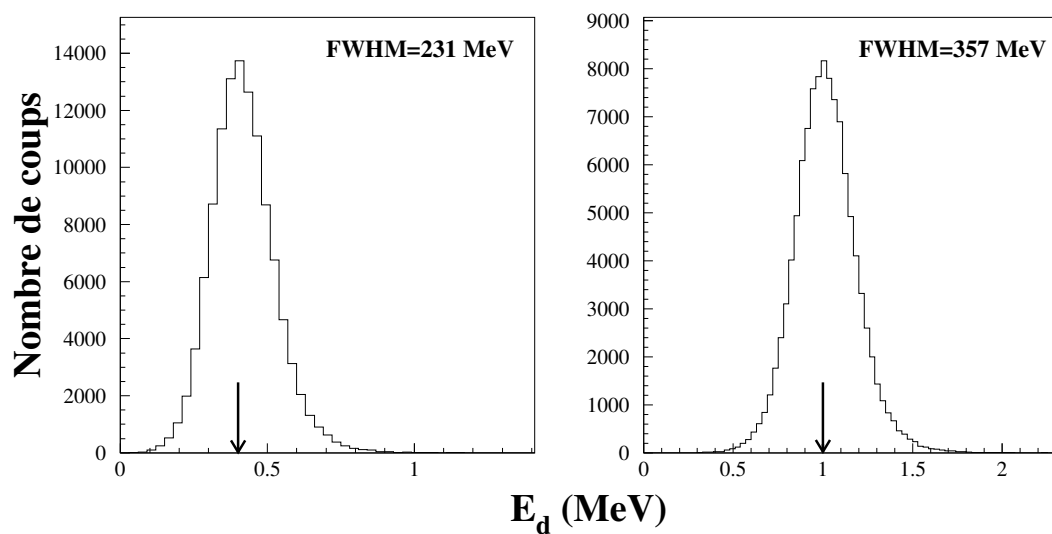


FIGURE 3.30 – Résolution simulée du dispositif expérimental pour des énergies de décroissance de l' ^7He de 0,4 (à gauche) et 1 MeV (à droite).

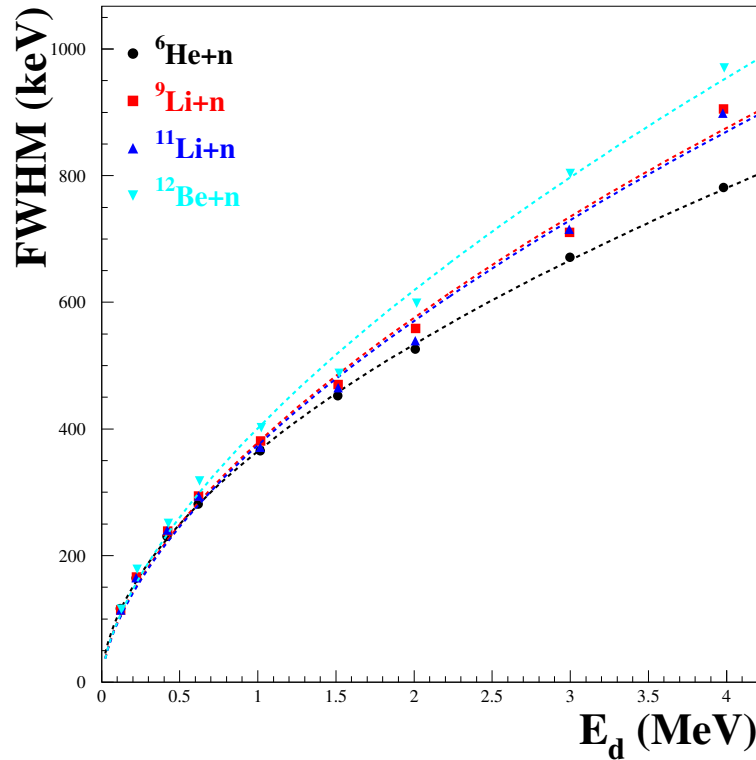


FIGURE 3.31 – Résolution du dispositif expérimental en fonction de l'énergie de décroissance simulée pour les différentes réactions. Les courbes en trait pointillé correspondent à des ajustement du type $FWHM = a(E_d)^b$, avec $b \approx 0,5$ pour tous les systèmes.

dispositif. Une augmentation de l'énergie de décroissance implique en effet l'émission de neutrons à plus grands angles, ce qui se traduit par une baisse de l'efficacité géométrique.

La figure 3.30 représente la résolution en énergie du dispositif pour deux énergies de décroissance données. Cette grandeur est obtenue avec un tirage de l'énergie de décroissance à partir d'une valeur initiale fixée. Nous pouvons constater une dégradation de la résolution au fur et à mesure que l'énergie de décroissance augmente. Pour estimer l'allure de la résolution du dispositif en fonction de l'énergie de décroissance, nous avons effectué plusieurs simulations avec différentes énergies de décroissance en entrée, comprises entre 0,1 et 4 MeV. Le résultat est montré sur la figure 3.31. La dégradation mentionnée est ici encore plus évidente, l'allure de la résolution étant approximativement proportionnelle à $\sqrt{E_d}$, comme le montre la courbe en figure. Cette proportionnalité peut être expliquée qualitativement par la relation classique $E_d = \frac{1}{2}\mu v_{rel}^2$, avec une tendance linéaire de la résolution en fonction de la vitesse relative du système.

Chapitre 4

Résultats

Dans les pages qui suivent seront exposés les résultats de l'analyse des systèmes fragment-neutron étudiés. Après une description des différentes voies de réaction, les sections efficaces de production des fragments, les distributions angulaires des neutrons et les sections efficaces fragment-neutron seront présentées. Ensuite, nous aborderons les résultats de l'étude des différents systèmes non liés. Pour chaque système nous discuterons les spectres en vitesse relative et les distributions en moment. Une attention particulière sera portée sur l'énergie de décroissance des différents systèmes fragment-neutron. Enfin, la procédure pour estimer la forme et la contribution du continuum non corrélé, basée sur la technique de mélange d'événements, sera détaillée.

4.1 Récapitulatif des réactions étudiées

La technique de sélection des événements dans le télescope, exposée dans le chapitre précédent (§ 3.3.3.3), peut être appliquée aux événements sans aucune condition concernant la coïncidence, donnant dans ce cas tous les événements qui comportent la présence du fragment sélectionné sans se soucier des neutrons détectés. À partir de ces données, nous pouvons ainsi extraire les sections efficaces inclusives de production d'un fragment qui seront exposées dans le prochain paragraphe.

Si, au contraire, nous recherchons les événements de coïncidence entre un fragment chargé et un neutron, nous imposons d'avoir dans le même événement le fragment sélectionné sur le télescope et un neutron sur un module de DÉMoN. La figure 4.1 montre un exemple de sélection des événements pour les fragments de ^{12}Be en coïncidence avec un neutron. Pour s'affranchir du ^{12}Be contaminant, présent dans le faisceau à la sortie du

Système	Nombre d'événements
$^6\text{He}+n$	4452
$^9\text{Li}+n$	7099
$^{11}\text{Li}+n$	145
$^{12}\text{Be}+n$	5792

TABLEAU 4.1 – Nombre d'événements fragment-neutron pour les voies de réaction étudiées.

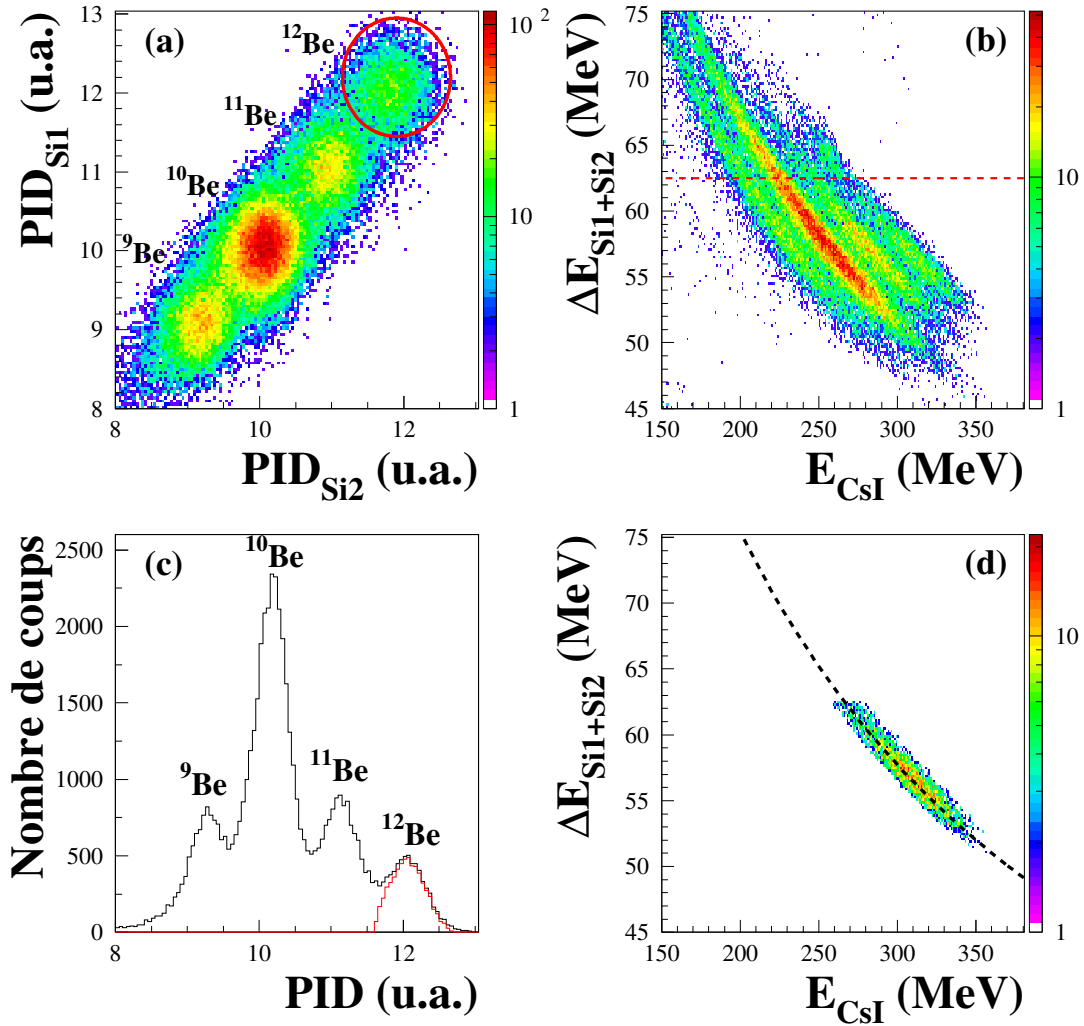


FIGURE 4.1 – Sélection des isotopes de béryllium en coïncidence avec un neutron. (a) Coupure bidimensionnelle sur les variables PID_X et PID_Y ; (b) coupure sur le spectre ΔE - E pour éliminer le ^{12}Be présent dans le faisceau; (c) spectre PID unidimensionnel avant les coupures (en noir) et après (en rouge); (d) spectre ΔE - E des événements en coïncidence après les coupures.

spectromètre (et donc pas issu de la réaction) une coupure supplémentaire sur le spectre ΔE - E a été réalisée (cf. figure 3.1b). Les effets des coupures (figure 4.1c-d) montrent que la méthode permet une bonne sélection de l'isotope recherché. Le tableau 4.1 présente le nombre d'événements de coïncidence fragment-neutron exploitables pour les quatre systèmes étudiés.

4.2 Sections efficaces de production des fragments

Les événements obtenus à partir de la sélection d'un fragment sans conditions sur les neutrons peuvent être exploités pour évaluer la section efficace inclusive de production

d'un fragment, en utilisant la relation :

$$\sigma_f = \frac{N_{det}}{N_{inc} N_c \varepsilon_{tel}} = \frac{\mathcal{M}}{\rho x \mathcal{N}_A} \frac{N_{det}}{N_{inc} \varepsilon_{tel}} \quad (4.1)$$

avec

$$N_c = \frac{\mathcal{N}_A \rho x}{\mathcal{M}} \quad (4.2)$$

où N_{det} est le nombre de fragments détectés, N_{inc} est le nombre total de noyaux incidents sur la cible et N_c est le nombre de centres diffuseurs par unité de surface. Cette grandeur est obtenue à partir de l'épaisseur ρx en mg/cm^2 avec la formule 4.2, où \mathcal{N}_A est le nombre d'Avogadro et \mathcal{M} est la masse molaire, qui vaut 12 g/mol pour la cible de carbone. Le coefficient ε_{tel} tient compte de l'efficacité du télescope (estimée de l'ordre de 80%), mais en réalité, dans notre cas particulier où les produits de réaction sont fortement focalisés vers l'avant, nous avons constaté que la quasi-totalité des particules incidentes atteignent le télescope ($\varepsilon_{tel(geom)} \simeq 1$). Nous pouvons donc nous affranchir de ce coefficient en prenant $N_{inc} = N_{inc}(télescope)$. Ce faisant on tient compte aussi des pertes dues aux coupures effectuées lors de la sélection du fragment. Le tableau 4.2 présente les sections efficaces inclusives de production d'un fragment obtenues pour les quatre voies de réaction étudiées. Les incertitudes totales sont calculées en tenant compte de l'erreur statistique sur le nombre d'ions incidents et le nombre de fragments détectés, ainsi que de l'erreur sur l'épaisseur mesurée de la cible ($190 \pm 10 \text{ mg/cm}^2$).

Réaction	σ_f (mb)
$\text{C}(^{14}\text{B}, ^6\text{He})\text{X}$	$4,0 \pm 0,2$
$\text{C}(^{14}\text{B}, ^9\text{Li})\text{X}$	$6,8 \pm 0,4$
$\text{C}(^{14}\text{B}, ^{11}\text{Li})\text{X}$	$0,34 \pm 0,02$
$\text{C}(^{14}\text{B}, ^{12}\text{Be})\text{X}$	$7,0 \pm 0,4$

TABLEAU 4.2 – Sections efficaces inclusives de production des différents fragments.

4.3 Les systèmes fragment-neutron

En ce qui concerne les coïncidences fragment-neutron, nous abordons premièrement les spectres en énergie des neutrons et leurs distributions angulaires suivant le système. Ces dernières nous donnent des informations importantes sur la voie de réaction considérée et nous permettent d'avoir accès aux sections efficaces.

4.3.1 Spectres en énergie des neutrons

Les spectres en énergie des neutrons pour toutes les voies analysées sont présentés en figure 4.2. Nous pouvons observer que les quatre spectres sont centrés autour de l'énergie du faisceau par nucléon (énergie à mi-cible). Ceci indique la provenance des neutrons du projectile. En outre, il est possible de constater l'effet du seuil imposé ($E_n > 11 \text{ MeV}$), qui nous permet de rejeter la plupart des neutrons provenant de la cible.

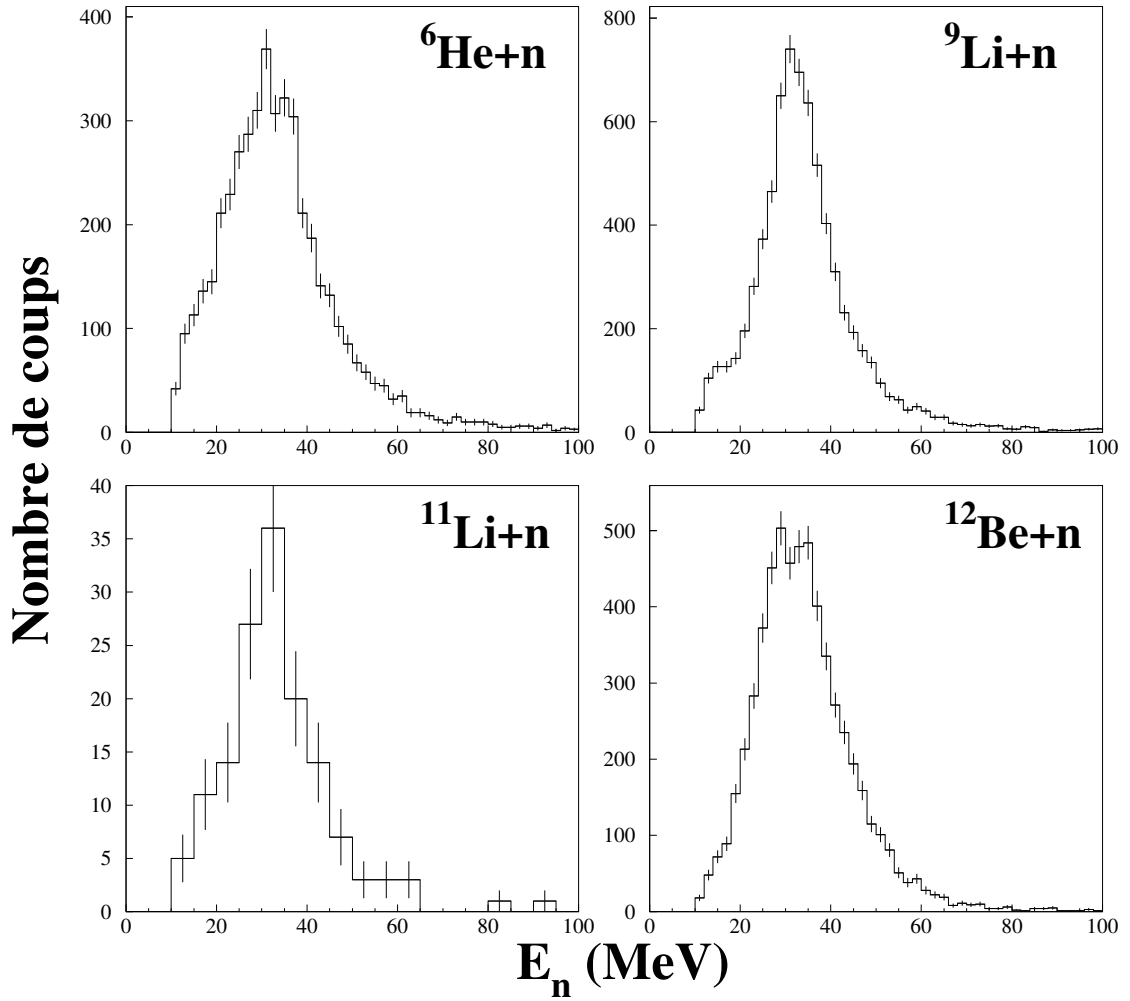


FIGURE 4.2 – Spectres en énergie cinétique des neutrons détectés en coïncidence avec les différents fragments chargés. Les barres d’erreur sont d’origine statistique.

4.3.2 Distributions angulaires des neutrons, sections efficaces et multiplicité de neutrons

La granularité de DÉMoN et la grande distance des modules par rapport à la cible nous permettent de mesurer l’angle d’émission des neutrons avec une bonne résolution (inférieure à $1,5^\circ$). Cela nous donne la possibilité de déterminer la distribution angulaire des neutrons détectés en coïncidence avec un fragment dans le télescope. Cette grandeur est importante car elle nous fournit des premières informations sur la voie de réaction sélectionnée, étant directement liée à la *section efficace différentielle* des neutrons par la relation :

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = \mathcal{K} \frac{dN}{d\Omega} \quad (4.3)$$

où $\frac{dN}{d\Omega}$ représente la distribution angulaire des neutrons corrigée de l’efficacité intrinsèque des détecteurs et le coefficient \mathcal{K} est obtenu de la même façon que pour la section efficace

inclusive suivant la relation :

$$\mathcal{K} = \frac{\mathcal{M}}{N_{inc} \rho x \mathcal{N}_A} \quad (4.4)$$

où nous retrouvons les grandeurs définies dans le paragraphe précédent. La distribution angulaire est obtenue à partir du nombre de neutrons détectés par chaque module corrigé de l'efficacité intrinsèque de détection à l'énergie considérée (N_{corr}), divisée par l'angle solide couvert par le détecteur :

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{N_{corr}}{\pi \frac{R_{eff}^2}{d^2}} \quad (4.5)$$

où R_{eff} et d sont respectivement le rayon effectif du détecteur (§ 3.6.3) et sa distance à la cible. En raison de la cinématique inverse, la couverture angulaire a été concentrée aux angles avant (0 - 30 °), pour maximiser l'efficacité de détection des neutrons.

Les distributions angulaires sont présentées en figure 4.3. Elles ont été obtenues en regroupant les modules DÉMoN situés à des angles voisins pour obtenir des points avec une plus grande statistique. Les courbes représentent des ajustements obtenus en utilisant des distributions lorentziennes. Ces ajustements nous ont servi, entre autres, à déterminer la largeur à mi-hauteur des distributions. Toutes les distributions sont étroites, exception faite de celle des neutrons en coïncidence avec les fragments de ^{12}Be . L'étroitesse des distributions angulaires indique la possibilité d'avoir des états non liés à des énergies très basses. Ceci est particulièrement évident pour les distributions des neutrons en coïncidence avec les fragments de ^9Li ($\theta_{1/2} = 4,0 \pm 0,2$ °) et ^{11}Li ($\theta_{1/2} = 5 \pm 2$ °), pour lesquels nous nous attendons à avoir des états très près du seuil d'émission de neutrons (cf. § 1.4.2). En revanche, la distribution angulaire des neutrons provenant des coïncidences avec le ^{12}Be présente une largeur à mi-hauteur plus grande que celle relative à l' ^6He , ce qui pourrait impliquer une distribution en énergie de décroissance plus étendue pour le système $^{12}\text{Be}+n$.

En intégrant les distributions angulaires nous pouvons aussi déterminer les sections efficaces totales correspondantes :

$$\sigma_n = \int \frac{d\sigma_n}{d\Omega} d\Omega = 2\pi \mathcal{K} \int_{0^\circ}^{30^\circ} \frac{dN}{d\Omega} \sin \theta d\theta \quad (4.6)$$

Pour prendre en compte les effets de la couverture limitée en angle solide, ce calcul a été réalisé avec deux procédures différentes qui ont été ensuite comparées :

1. en évaluant l'intégrale à partir des points expérimentaux ;
2. en intégrant sur l'angle solide la courbe obtenue lors de l'ajustement aux points.

La première procédure est indépendante de la forme de la fonction choisie pour l'ajustement, mais pourrait cependant être sujette aux altérations éventuellement introduites par le dispositif expérimental. La deuxième méthode vise à s'affranchir des effets des discontinuités dans la couverture angulaire, car elle est basée sur l'intégration d'une courbe continue ajustée aux données. Toutefois, le choix de la forme étant arbitraire, d'autres sources d'erreur peuvent apparaître. C'est pourquoi nous avons calculé l'intégrale plusieurs fois pour chaque système en utilisant différentes formes fonctionnelles¹, afin d'évaluer l'in-

1. Les ajustements ont été réalisés en utilisant une distribution lorentzienne, une gaussienne simple et une somme de deux gaussiennes de largeur différente. De plus, pour chacun des cas, nous avons comparé les

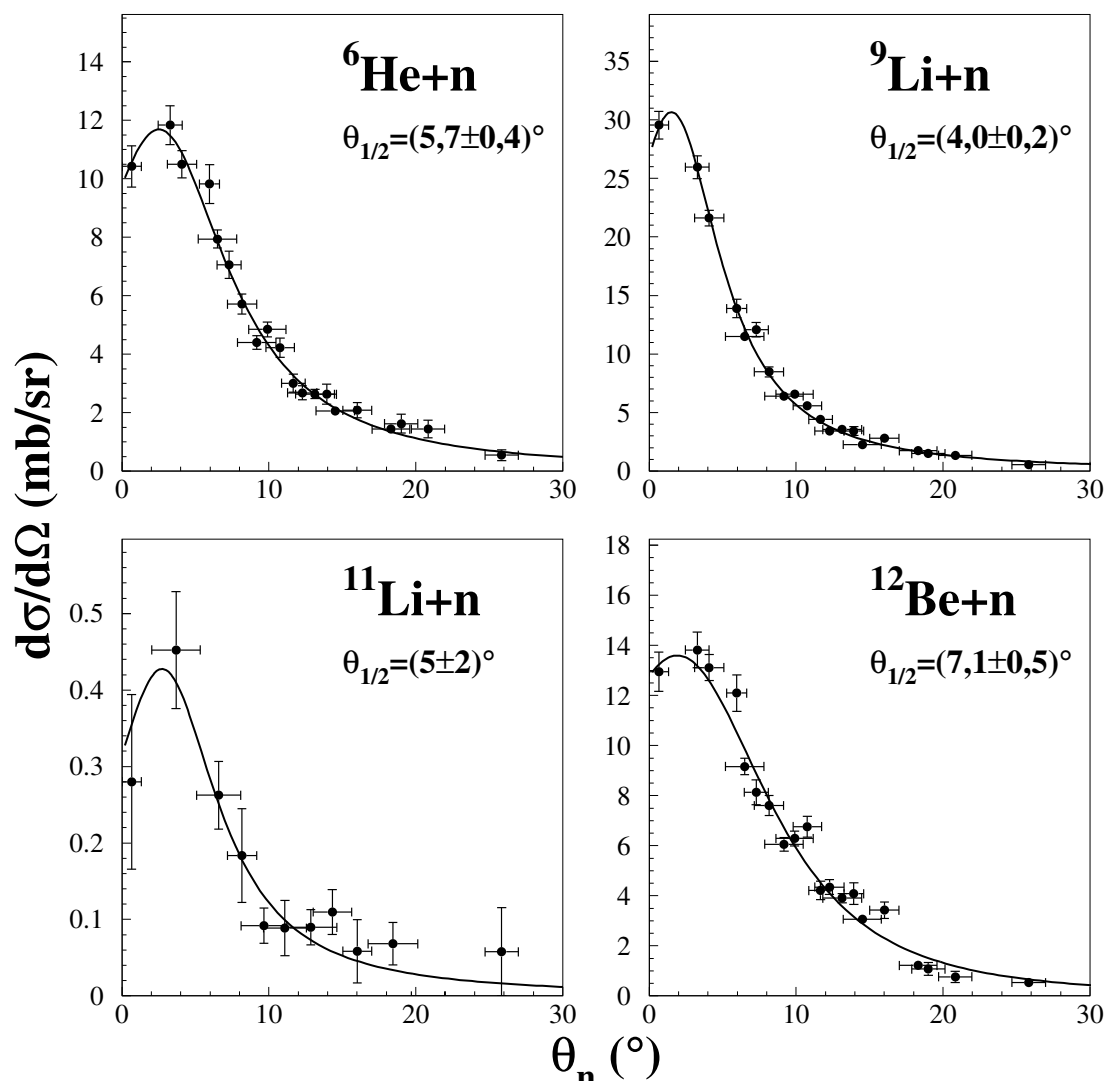


FIGURE 4.3 – Distributions angulaires des neutrons en coïncidence avec les fragments chargés d' ${}^6\text{He}$, ${}^9\text{Li}$ et ${}^{12}\text{Be}$. Les courbes correspondent à des ajustements avec des distributions lorentziennes. Les barres d'erreur ne prennent pas en compte l'incertitude sur \mathcal{K} . L'angle $\theta_{1/2}$ correspond à la demie-largeur à mi-hauteur déduite à partir des ajustements.

certitude de la méthode. Les valeurs ainsi obtenues ont été enfin comparées avec celle issue de la première méthode. Dans les deux cas, l'incertitude totale sur la section efficace provient de l'erreur sur l'intégrale, de celle associée à la mesure de l'épaisseur de la cible et de l'incertitude sur l'efficacité intrinsèque du détecteur (autour de 5 % pour les énergies des neutrons en jeu). Le tableau 4.3 montre la comparaison des sections efficaces obtenues en utilisant les deux méthodes décrites. Pour toutes les voies de réaction les deux méthodes donnent des valeurs très similaires.

ajustements obtenus en utilisant les distributions centrées sur zéro aux distributions dont la valeur centrale est laissé libre de varier.

Réaction	$\sigma_n^{(1)}$ (mb)	$\sigma_n^{(2)}$ (mb)
C(^{14}B , $^6\text{He}+\text{n}$)X	$1,56 \pm 0,22$	$1,65 \pm 0,21$
C(^{14}B , $^9\text{Li}+\text{n}$)X	$2,25 \pm 0,29$	$2,30 \pm 0,32$
C(^{14}B , $^{11}\text{Li}+\text{n}$)X	$0,045 \pm 0,013$	$0,043 \pm 0,015$
C(^{14}B , $^{12}\text{Be}+\text{n}$)X	$1,86 \pm 0,25$	$1,94 \pm 0,31$

TABLEAU 4.3 – Sections efficaces des voies fragment+neutron calculées à partir des distributions angulaires des neutrons. Les valeurs $\sigma_n^{(1)}$ et $\sigma_n^{(2)}$ sont obtenues en utilisant les deux méthodes décrites dans le texte.

À partir des sections efficaces totales pour la voie fragment+neutron et de celles inclusives de production d'un fragment, il est possible d'estimer la multiplicité M_n de neutrons émis au cours de la collision. Cette quantité est donnée par le rapport σ_n/σ_f . La valeur attendue dépend fortement du mécanisme de réaction qui mène à l'état final.

Le tableau 4.4 présente les multiplicités de neutrons pour les différentes réactions suivant un nombre croissant de neutrons disponibles dans la voie de sortie (N_n). En premier lieu, nous observons une allure croissante de M_n au fur et à mesure que le nombre de neutrons disponibles augmente. Deuxièmement, pour toutes les voies de réaction, on remarque de faibles valeurs de M_n par rapport au nombre de neutrons disponibles. Cette disparité peut être attribuée aux effets d'ombre [Mar96] qui peuvent se manifester aux paramètres d'impact typiques de ces réactions, comportant une forte absorption des neutrons ou leur diffusion à des grands angles. Une dernière remarque concerne les multiplicités relatives aux fragments de ^{11}Li et ^{12}Be . Dans les deux cas un seul neutron est disponible, mais on observe une différence non négligeable entre les multiplicités de neutrons. Une explication possible peut être donnée en termes du mécanisme de réaction, knockout d'un et deux protons respectivement pour ^{12}Be et ^{11}Li . L'énergie de séparation de deux protons dans le ^{14}B est beaucoup plus grande (41 MeV) par rapport à celle de séparation d'un seul proton, déjà élevée (17 MeV). L'hypothèse d'un effet d'ombre encore plus marqué est alors envisageable, car dans un schéma simplifié, un tel processus implique des paramètres d'impact plus réduits.

N_n	Réaction	M_n
1	C(^{14}B , $^{11}\text{Li}+\text{n}$)X	$0,13 \pm 0,04$
	C(^{14}B , $^{12}\text{Be}+\text{n}$)X	$0,26 \pm 0,04$
3	C(^{14}B , $^9\text{Li}+\text{n}$)X	$0,33 \pm 0,05$
5	C(^{14}B , $^6\text{He}+\text{n}$)X	$0,40 \pm 0,06$

TABLEAU 4.4 – Multiplicité de neutrons émis pour les différentes voies de réaction. Les réactions sont regroupées suivant le nombre de neutrons potentiellement disponibles au cours de la réaction N_n (voir texte).

4.3.3 Distributions en moment transverse et parallèle

La reconstruction de la cinématique de la réaction nous permet de remonter aussi à l'impulsion totale du système non lié avant la décroissance. Les distributions des composantes transverse ($p_x(f+n)$, $p_y(f+n)$) et parallèle ($p_z(f+n)$) de l'impulsion peuvent nous donner des informations sur le mécanisme de réaction. Notamment, la

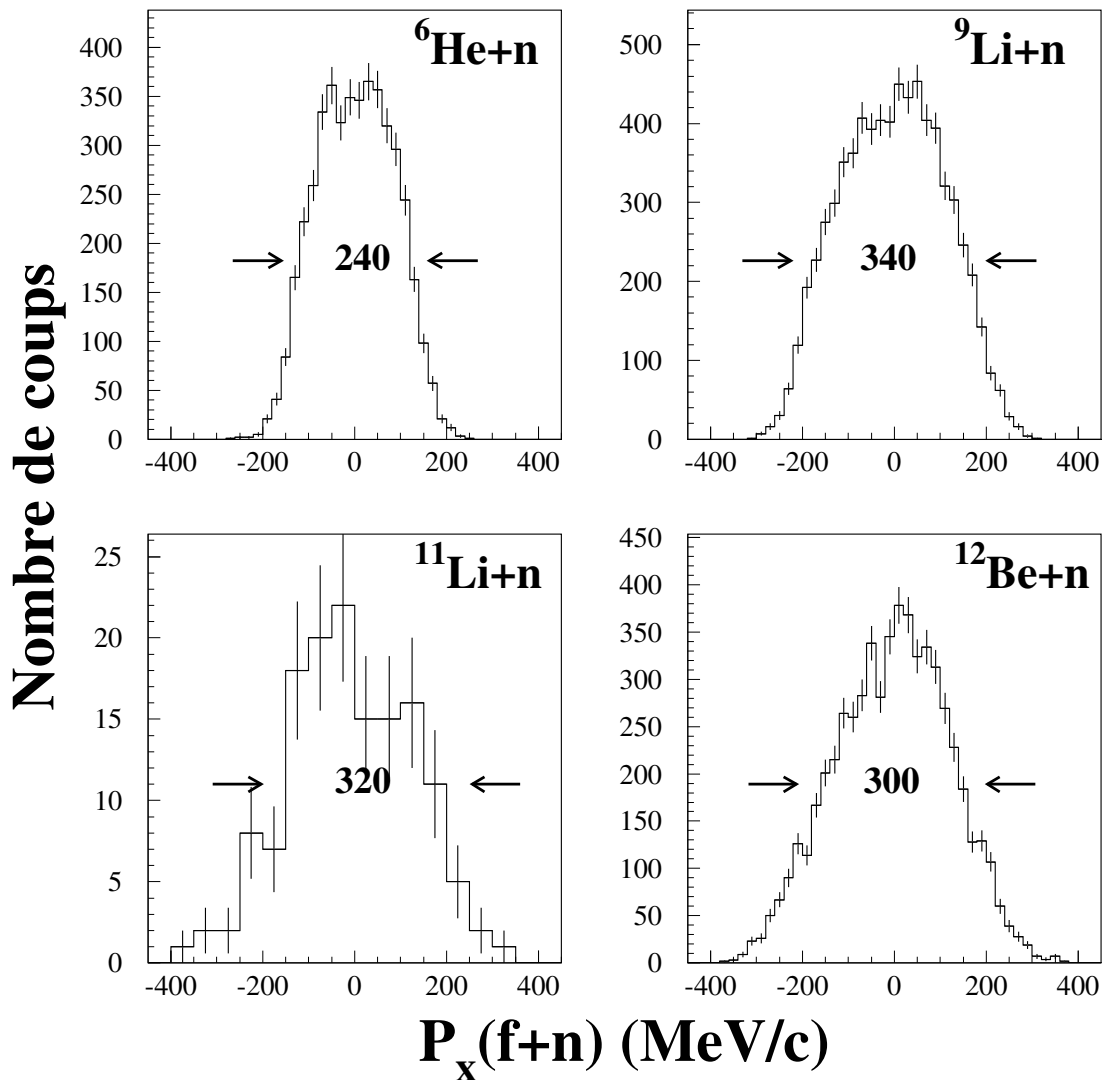


FIGURE 4.4 – Distributions en moment transverse p_x pour les systèmes non liés ${}^6\text{He}$, ${}^9,{}^{11}\text{Li}+n$ et ${}^{12}\text{Be}+n$, reconstruites à partir des impulsions du fragment et du neutron. La valeur entre les flèches indique la largeur à mi-hauteur de la distribution en MeV/c. Les barres d'erreur sont d'origine statistique.

largeur de ces dernières nous permet d'estimer le moment transféré pendant la cassure du projectile, information qui est utilisée dans la simulation pour reproduire les données expérimentales. En outre, à cause de l'ouverture angulaire limitée de DéMoN, le moment transféré a une influence non négligeable sur l'efficacité de détection.

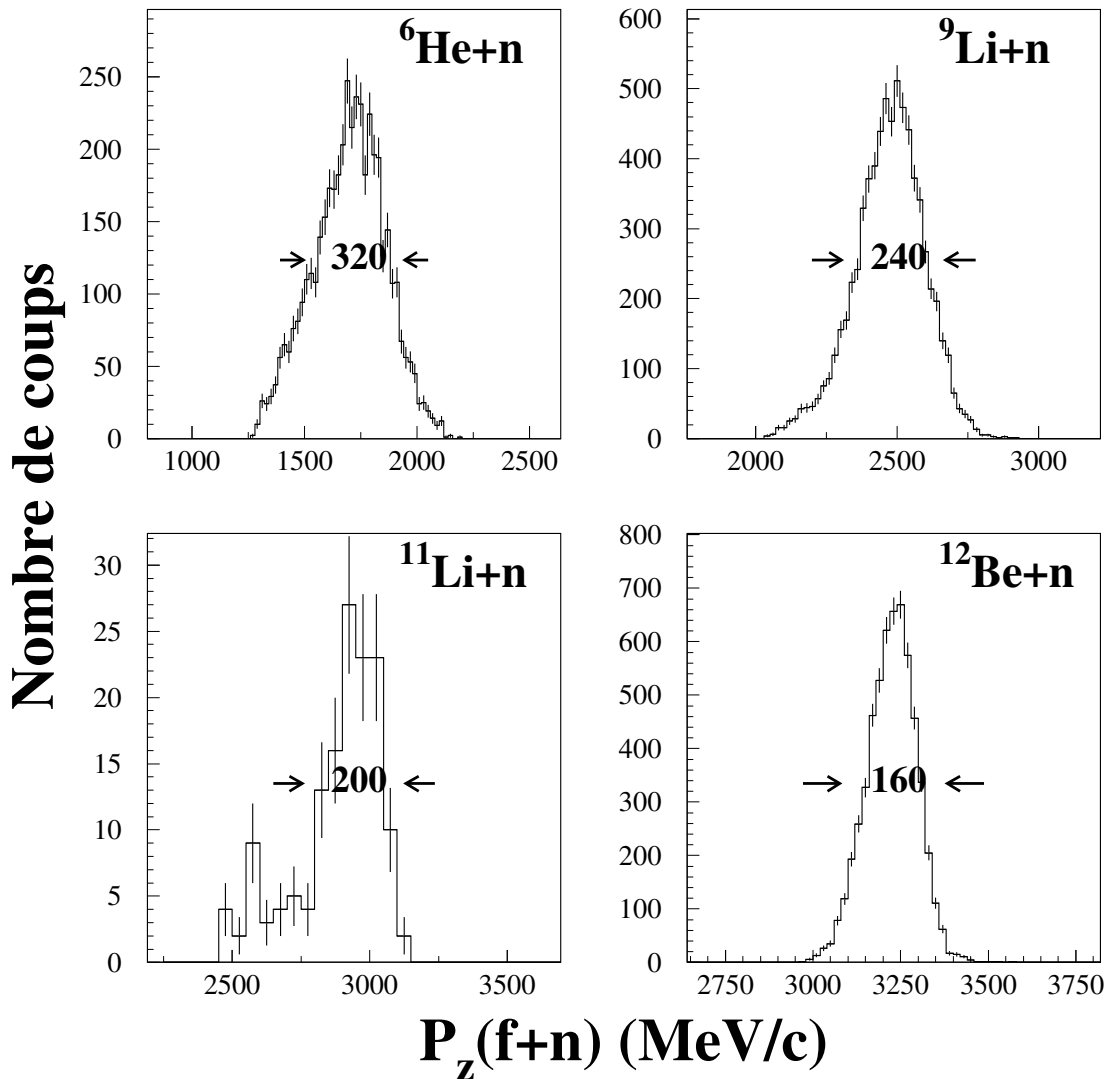


FIGURE 4.5 – Distributions en moment parallèle p_z pour les systèmes non liés ${}^6\text{He}+n$, ${}^9,{}^{11}\text{Li}+n$ et ${}^{12}\text{Be}+n$, reconstruites à partir des impulsions du fragment et du neutron. La valeur entre les flèches indique la largeur à mi-hauteur de la distribution en MeV/c.

Pour des réactions de cassure aux énergies en question et en cinématique inverse, les produits issus de la réaction gardent une énergie par nucléon très proche de celle du faisceau. Par conséquent, nous nous attendons à avoir des distributions en moment transverse centrées sur zéro, et des distributions en moment parallèle ayant une valeur centrale proche de l'impulsion par nucléon à mi-cible du noyau incident (≈ 250 MeV/c) multipliée par le nombre de nucléons du système non lié. Les figures 4.4 et 4.5 montrent respectivement les distributions en moment transverse $p_x(f+n)$ et celles en moment parallèle $p_z(f+n)$.

Toutes les distributions en moment transverse ont une valeur centrale autour de zéro, ce qui est conforme aux attentes et renforce notre confiance dans la procédure d'étalonnage. De plus, en ce qui concerne les distributions en moment parallèle, nous pouvons observer une forme asymétrique due à la présence d'une partie des événements pour lesquels

le système fragment-neutron produit a une vitesse sensiblement inférieure à celle du projectile. Cet effet a déjà été observé précédemment, et il a été attribué à des interactions plus violentes entre la cible et le projectile, causant une diminution de l'énergie disponible pour le fragment [Sau00]. En particulier, les événements causant cette traîne seraient dus à des collisions du cœur avec la cible, avec une désexcitation successive de la dernière.

4.3.4 Vitesse relative fragment-neutron

Avant d'aborder les distributions en énergie de décroissance, il est utile d'examiner les spectres en vitesse relative des différents systèmes fragment-neutron. Cette grandeur est obtenue des données à partir du module des vecteurs β du fragment et du neutron :

$$v_{rel} = v_f - v_n = (\beta_f - \beta_n)c \quad (4.7)$$

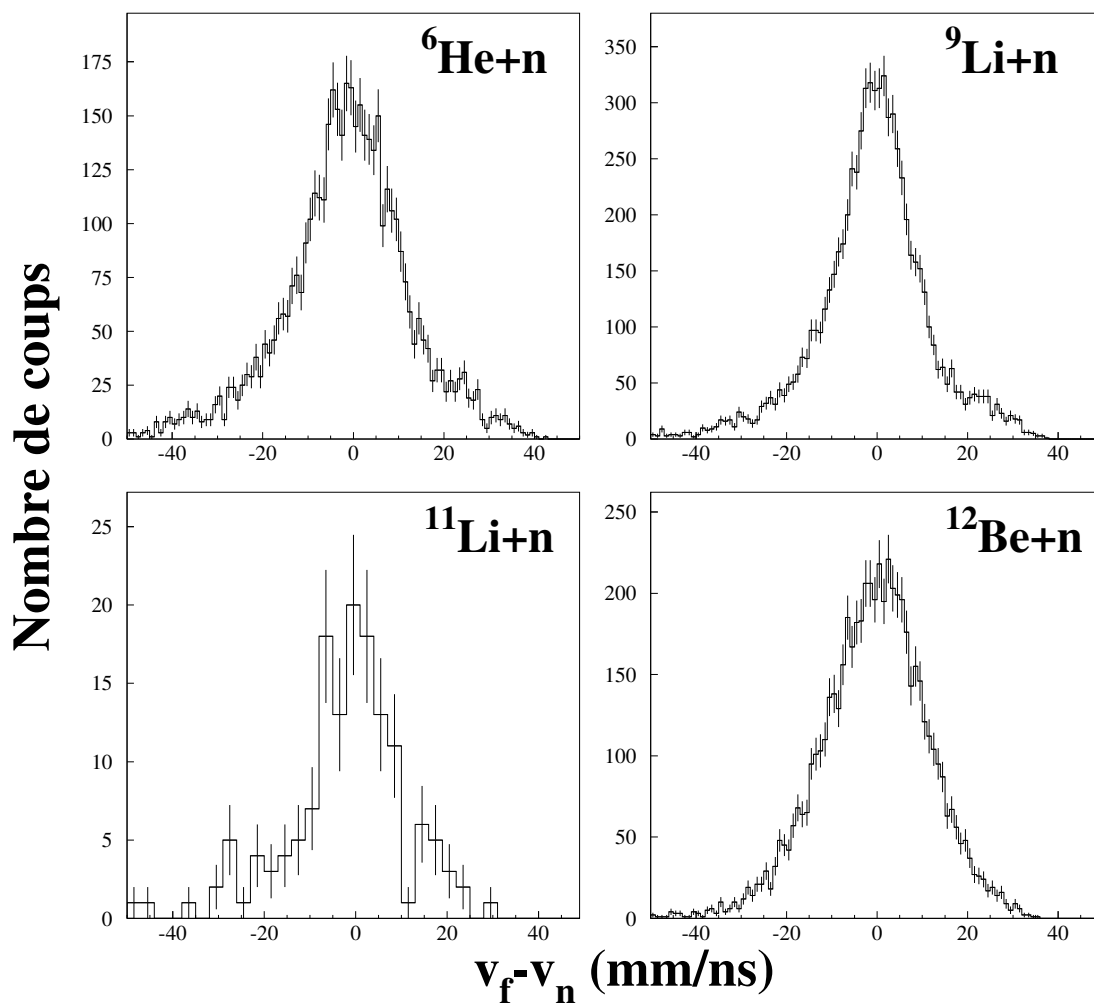


FIGURE 4.6 – Spectres en vitesse relative pour les systèmes fragment-neutron étudiés. Les barres d'erreur sont d'origine statistique.

$$\beta_{f/n} = \sqrt{\left(\frac{p_{x_{f/n}}c}{E_{tot_{f/n}}}\right)^2 + \left(\frac{p_{y_{f/n}}c}{E_{tot_{f/n}}}\right)^2 + \left(\frac{p_{z_{f/n}}c}{E_{tot_{f/n}}}\right)^2}. \quad (4.8)$$

L'analyse des spectres en vitesse relative peut constituer une alternative à celle des distributions en énergie de décroissance, car il est possible d'extraire de sa forme des informations concernant la structure du système fragment-neutron à très basse énergie en utilisant des modèles, comme dans le cas de certaines expériences [Che00, Tho00]. En outre, ces spectres peuvent nous fournir une vérification de l'étalonnage, puisqu'ils doivent être à peu près centrés sur zéro, un écart important pouvant indiquer la présence d'une erreur systématique dans la mesure de la vitesse des deux particules. La figure 4.6 présente les spectres en vitesse relative pour les systèmes ${}^6\text{He}+n$, ${}^{9,11}\text{Li}+n$ et ${}^{12}\text{Be}+n$, où il est possible de constater l'absence de décalage significatif des spectres par rapport à zéro. Cette observation nous donne une confirmation ultérieure de l'étalonnage absolu du télescope et des modules DÉMoN.

4.3.5 Énergie de décroissance

Les spectres en énergie de décroissance constituent la partie la plus importante de nos résultats car c'est à partir de ceux-ci que nous allons déduire les informations concernant les états des systèmes non liés produits. En particulier, l'apparition de structures dans le spectre en énergie de décroissance suggère la présence d'états non liés, la forme de leur distribution étant caractéristique entre autres de leur énergie et leur moment angulaire. La figure 4.7 présente les spectres en énergie de décroissance pour les systèmes ${}^6\text{He}+n$, ${}^{9,11}\text{Li}+n$ et ${}^{12}\text{Be}+n$. Ces spectres ont été obtenus à partir des quadri-vecteurs impulsion des fragments et des neutrons suivant la procédure détaillée dans le paragraphe 3.5. Par ailleurs, ce sont des spectres bruts, c'est-à-dire n'incluant pas l'efficacité du dispositif expérimental.

Pour chacun des systèmes présentés, des structures apparaissent clairement. En ce qui concerne le système ${}^6\text{He}+n$, un pic très étroit se manifeste à une énergie de décroissance d'environ 400 keV. Cette structure est probablement due au peuplement d'une résonance correspondante à l'état fondamental de l' ${}^7\text{He}$, qui est bien connu ($J^\pi = 3/2^-$, $E_r = 440$ keV, $\Gamma = 160$ keV). Le spectre du système ${}^9\text{Li}+n$ montre une structure très près du seuil d'émission de neutrons, confirmant ce qui a été dit sur l'étroitesse de la distribution angulaire des neutrons correspondants. Comme nous le verrons plus loin, il est difficile d'expliquer cette structure avec la présence d'un seul état. Concernant le système ${}^{11}\text{Li}+n$, nous observons également la présence d'un pic près du seuil. Enfin, pour le système ${}^{12}\text{Be}+n$, nous observons clairement la présence de deux structures assez larges. La première se situe vers 700 keV et pourrait être l'état fondamental de ce noyau. La deuxième structure, aux alentours de 2 MeV, correspond probablement à une résonance avec moment angulaire $J^\pi = 5/2^+$, déjà observée dans des expériences précédentes (cf. § 1.4.4).

Nous avons vu que tous les spectres montrent la présence de structures bien discernables qu'il faudra interpréter, mais il faut aussi tenir compte de la méthode expérimentale utilisée pour les obtenir. Il faudra donc à chaque fois faire une convolution de la forme théorique des états proposés avec la résolution et l'efficacité du dispositif, pour exclure

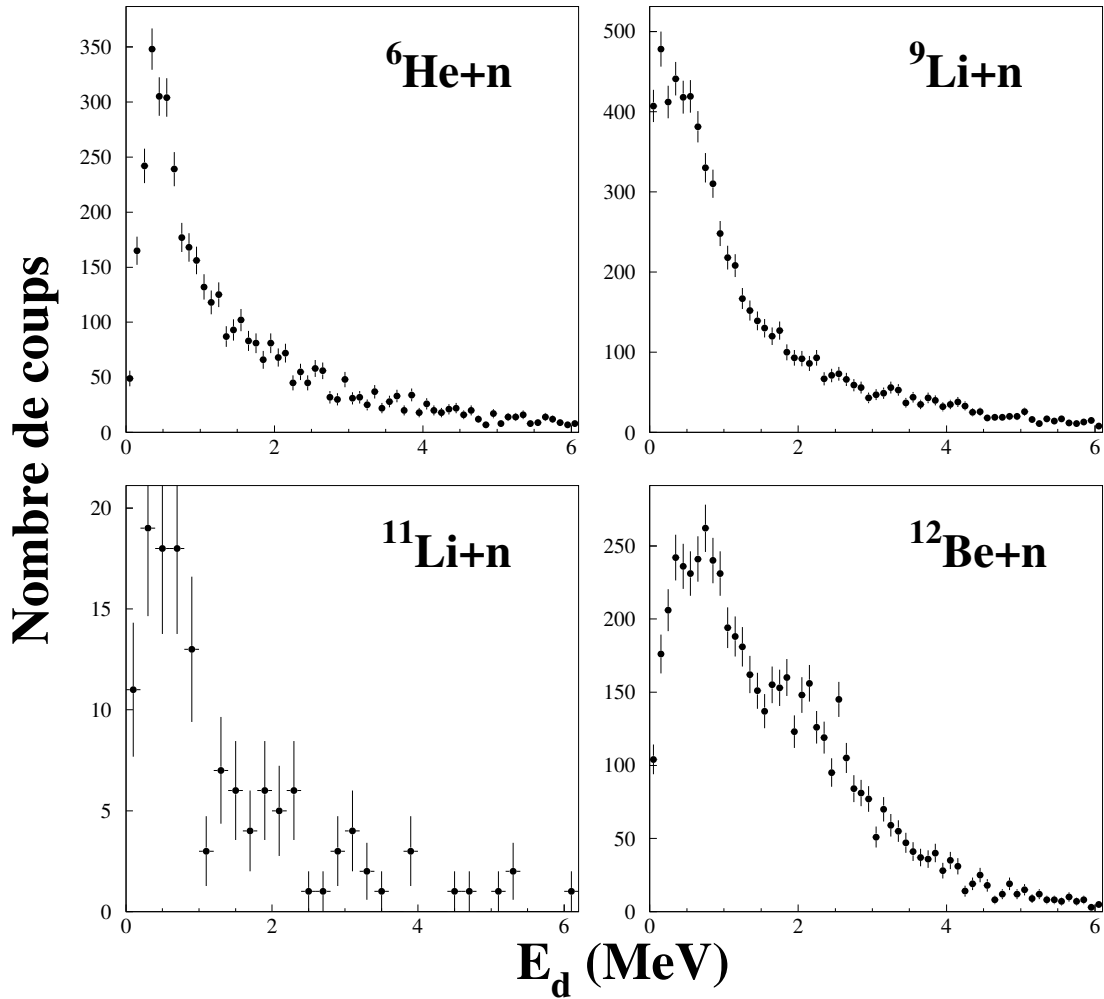


FIGURE 4.7 – Spectres en énergie de décroissance des systèmes ${}^6\text{He}+n$, ${}^9,{}^{11}\text{Li}+n$ et ${}^{12}\text{Be}+n$. Les barres d'erreur sont d'origine statistique.

tout type d'artefact pouvant provenir du dispositif. Ceci sera fait en utilisant le filtre expérimental intégré dans la simulation, comme nous le verrons dans le chapitre suivant. De plus, la méthode employée implique la présence d'événements pour lesquels le fragment et le neutron détectés ne sont pas corrélés. Comme nous le verrons, la forme de leur distribution est donnée par la superposition de plusieurs contributions.

4.4 Distribution des événements non corrélés

4.4.1 Origine de la distribution non corrélée

Comme il a été mentionné auparavant, le spectre en énergie de décroissance d'un système fragment-neutron peut être considéré comme la résultante de deux types de contributions. La première composante est due aux événements provenant de la formation d'états non liés et l'autre correspond aux événements pour lesquels le fragment et le neutron dé-

tectés ne sont pas corrélés. Par conséquent, la forme de cette distribution non résonante et sa contribution doivent être estimées. L'importance d'évaluer cette composante peut être illustrée si nous prenons l'exemple de la réaction $C(^{14}\text{B}, ^6\text{He}+n)\text{X}$, dans laquelle un fragment d' ^6He et un neutron sont détectés en coïncidence pour remonter à la structure du système non lié ^7He (figure 4.8). Dans cette réaction de fragmentation, le projectile possède neuf neutrons, alors que le télescope détecte un fragment qui en possède seulement quatre. Cinq neutrons sont donc libérés au cours de la réaction, mais seulement un parmi eux est détecté par un module de DéMoN. Cela signifie que le seul neutron détecté a une forte probabilité de ne pas provenir de la décroissance du système non lié considéré.

Ceci n'est qu'un exemple des processus qui peuvent engendrer la présence d'une distribution d'événements non corrélés. En réalité, cette contribution provient de tout un en-

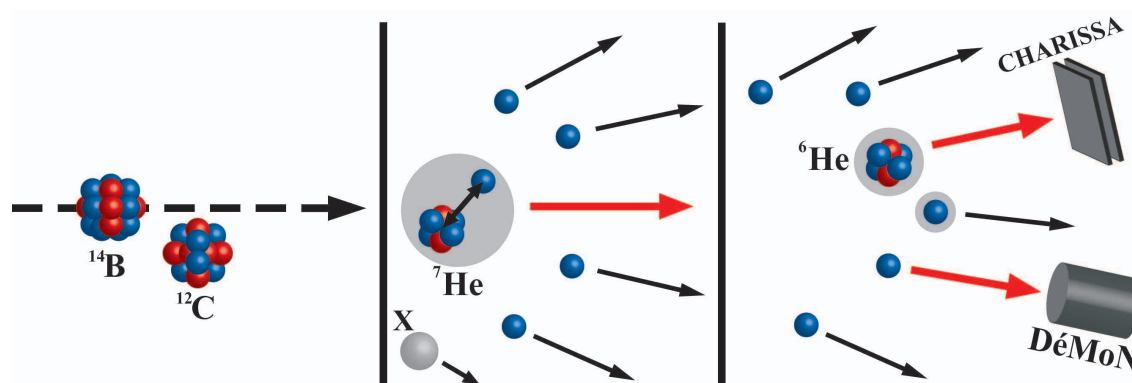


FIGURE 4.8 – Schéma illustrant un exemple de phénomène donnant naissance à un fond non résonant.

semble des processus et, encore une fois, il est nécessaire de distinguer les cas du knockout et de la fragmentation.

Dans les réactions de knockout, il y a la possibilité que le couple fragment-neutron détecté n'ait pas subi d'interaction dans l'état final, ou que le neutron soit diffusé vers les états du continuum. Dans le cas d'une fragmentation, comme il a été illustré par l'exemple, à cette distribution ayant la forme d'un continuum il faut ajouter le fond créé par la détection d'un neutron qui ne vient pas de la décroissance du système non lié. Enfin, dans tous les cas, dans cette distribution nous pouvons aussi trouver une composante due à la superposition d'états très larges et faiblement peuplés. Puisque l'efficacité et la résolution du dispositif diminuent progressivement pour des énergies croissantes, la somme de ces contributions peut avoir la forme d'un continuum non résonant.

L'estimation de la distribution des événements non corrélés est donc fondamentale pour une interprétation correcte des structures dans les spectres en énergie de décroissance.

4.4.2 La technique de mélange d'événements

La méthode utilisée pour modéliser la distribution non corrélée, vise à isoler les effets de l'interaction dans l'état final et extraire la partie non corrélée du spectre en énergie de décroissance. Ceci est fait en utilisant la *fonction de corrélation* entre les deux particules émises (dans ce cas le fragment et le neutron). D'un point de vue expérimental, pour

deux particules ayant des impulsions \vec{p}_1 et \vec{p}_2 , cette fonction peut être définie comme le rapport entre la distribution à deux corps mesurée et le produit des distributions des particules indépendantes (les distributions que les deux particules auraient si elles n'étaient pas influencées l'une par l'autre) :

$$C(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{d^2n/d\vec{p}_1 d\vec{p}_2}{(dn/d\vec{p}_1)(dn/d\vec{p}_2)} \quad (4.9)$$

Cette méthode a été utilisée pour extraire la fonction de corrélation entre deux neutrons lors des réactions de dissociation de systèmes à trois corps de type borroméen [Mar00b]. Dans ce cas, la fonction utilisée est la projection $C(q)$ sur le moment relatif $q = |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|$, donnée par le rapport entre la distribution *mesurée* des paires et celle *reconstruite* des paires non corrélées.

Dans le cas de formation d'un système non lié, la corrélation entre le fragment et le neutron se traduit par l'apparition d'une résonance dans la distribution en énergie de décroissance. Par conséquent, il est possible de faire l'approximation suivante :

$$C(\vec{p}_f, \vec{p}_n) \approx C(E_d) = \frac{N(E_d)}{D(E_d)}. \quad (4.10)$$

La technique de mélange d'événements consiste à déterminer le dénominateur de la fonction de corrélation à partir des paires expérimentales corrélées au numérateur, en créant des paires fragment-neutron virtuelles par mélange aléatoire des fragments et des neutrons réellement détectés mais n'étant pas corrélés [Lec02, Sim07, Lep09]. Le dénominateur ainsi construit nous fournit la forme attendue pour la contribution des événements non corrélés, car il représente la distribution que les paires expérimentales auraient si il n'y avait aucune interaction dans l'état final. Par ailleurs, cette technique prend en compte de façon naturelle tous les effets d'acceptance du dispositif expérimental, puisque ceux-ci sont présents de façon intrinsèque dans la distribution corrélée mesurée [Zaj84].

En pratique, si nous avons un nombre N de paires réelles, à partir de celui-ci nous pouvons créer jusqu'à $N \cdot (N - 1)$ paires virtuelles, où pour chaque fragment et neutron le partenaire correspondant est choisi aléatoirement parmi tous ceux provenant d'un autre événement. Cependant, la distribution ainsi obtenue peut encore contenir des corrélations résiduelles, pour plusieurs raisons. En premier lieu, si le système présente une forte corrélation initiale, comme dans le cas d'une résonance très étroite dans la distribution en énergie de décroissance, la probabilité d'extraire une paire virtuelle dans cette région est beaucoup plus importante que dans les zones où il n'y a pas de résonances. Deuxièmement, le dispositif étant sensible seulement à une petite région en moment relatif, toutes les paires fragment-neutron détectées ont tendance à avoir des moments relatifs similaires. Ceci fait que les paires virtuelles reconstruites auront également un moment relatif assez proche des paires originelles [Lau07].

Afin de supprimer ces corrélations résiduelles, une méthode de mélange itératif a été développée [Mar00b]. La procédure consiste à attribuer à chaque paire virtuelle un poids inversement proportionnel aux corrélations moyennes du fragment de la paire avec tous les autres neutrons, ainsi qu'à celles du neutron avec tous les autres fragments. Mais le calcul de ces poids nécessite la connaissance de la fonction de corrélation C privée des corrélations résiduelles. Il est alors nécessaire d'utiliser la fonction obtenue avec le mélange aléatoire (dont on cherche à supprimer les corrélations résiduelles) comme point de départ

pour une procédure itérative, les poids étant initialisés à l'unité. Le premier poids est donc calculé à partir de la fonction de corrélation :

$$C^{(0)}(E_d) = \frac{N_{exp}(E_d)}{N_{mix}^{(0)}(E_d)} \quad (4.11)$$

où $N_{exp}(E_d)$ est la distribution en énergie de décroissance expérimentale mesurée et $N_{mix}^{(0)}(E_d)$ est la distribution en énergie de décroissance issue du premier mélange d'événements. À partir de $C^{(0)}(E_d)$, le poids d'une paire virtuelle composée d'un fragment i et un neutron j est donné par :

$$\omega_{f_i n_j}^{(1)}(E_d) = \frac{1}{\langle C_{f_i}^{(0)} \rangle \langle C_{n_j}^{(0)} \rangle} \quad (4.12)$$

où

$$\langle C_{f_i}^{(0)} \rangle = \frac{1}{N_{paires}} \sum_{k=1}^{N_{paires}} C^{(0)}(E_d[f_i, n_k]) \quad (4.13)$$

$E_d[f_i, n_k]$ étant l'énergie de décroissance du système composé par le fragment f_i et le neutron n_k . Pour l'itération d'ordre ν on aura donc accès au poids des paires virtuelles grâce à la moyenne des fonctions de corrélation issues de l'itération d'ordre $\nu - 1$:

$$\omega_{f_i n_j}^{(\nu)}(E_d) = \frac{1}{\langle C_{f_i}^{(\nu-1)} \rangle \langle C_{n_j}^{(\nu-1)} \rangle} \quad (4.14)$$

ce qui permet de reconstruire le dénominateur $N_{mix}^{(\nu)}(E_d)$ et d'obtenir ainsi la fonction de corrélation $C^{(\nu)}(E_d) = N_{exp}(E_d)/N_{mix}^{(\nu)}(E_d)$.

Cependant, la fonction de corrélation définie par l'équation 4.10 est la résultante d'une corrélation en énergie, comme celle introduite par la formation d'une résonance dans l'état final, et une corrélation angulaire, qui peut être plus ou moins renforcée par la réaction et le dispositif. Pour cette raison elle est très difficile à traiter de la même manière que celle en énergie. Nous utilisons alors la distribution expérimentale de l'angle entre le fragment et le neutron $\omega_{(exp)}(\theta_{fn})$ (figure 4.9). Plus précisément, un poids sur l'angle relatif θ_{fn} est rajouté événement par événement suivant la distribution expérimentale. Mais il faut considérer cette distribution dans le repère du projectile, car la distribution mesurée dans le laboratoire est très fortement affectée par la vitesse initiale du projectile. Le poids ainsi calculé sera d'autant plus important que la corrélation en angle est forte (ceci correspondant à une distribution en angle fortement asymétrique). Au contraire, en cas d'absence de corrélation angulaire (ayant comme signature une distribution en angle relatif plate) ce poids n'aura aucune influence sur le calcul de la fonction de corrélation.

Une fois pris en compte tous les éléments cités, le calcul converge assez rapidement (généralement avant dix itérations). La distribution obtenue avec cette procédure sera donc dépourvue des corrélations résiduelles. De plus, le calcul ne dépendant pas de la forme de la fonction de corrélation, aucune hypothèse n'est nécessaire sur la forme analytique de C [Mar11].

La figure 4.10 montre les résultats obtenus pour les distributions en énergie de décroissance. Les distributions non corrélées ont été normalisées aux données dans la région de

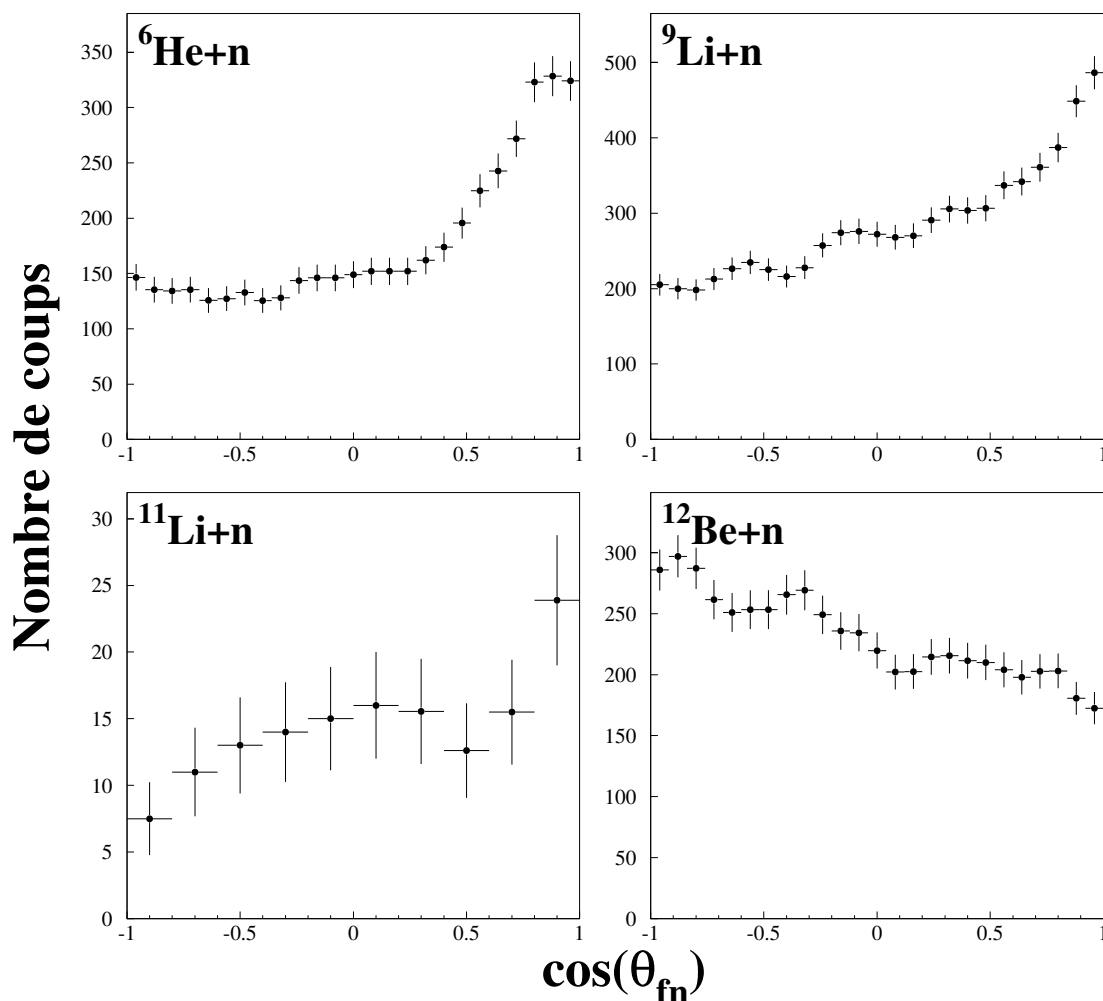


FIGURE 4.9 – Distribution en angle relatif entre le fragment et le neutron dans le référentiel du projectile. Les barres d'erreur sont d'origine statistique.

haute énergie de décroissance où aucune structure n'est observée. À cause du grand nombre d'événements utilisé pour le mélange, les distributions non corrélées sont assez lisses. Les courbes en trait pointillé correspondent à la distribution obtenue avec un mélange aléatoire simple, tandis que les courbes en trait continu représentent le résultat de l'itération convergente. La procédure itérative conduit à une diminution de la distribution non corrélée pour tous les systèmes. De plus, cette diminution est plus marquée à basse énergie, là où des états sont attendus.

La première conclusion que nous pouvons tirer en observant ces résultats est que, dans tous les cas, la forme de la distribution non corrélée ne reproduit pas celle des données expérimentales. Cela signifie que les structures présentes dans les spectres en énergie de décroissance nécessitent l'hypothèse d'une interaction dans l'état final. Deuxièmement, nous pouvons observer l'importance du calcul itératif pour la détermination de la forme de la distribution non corrélée.

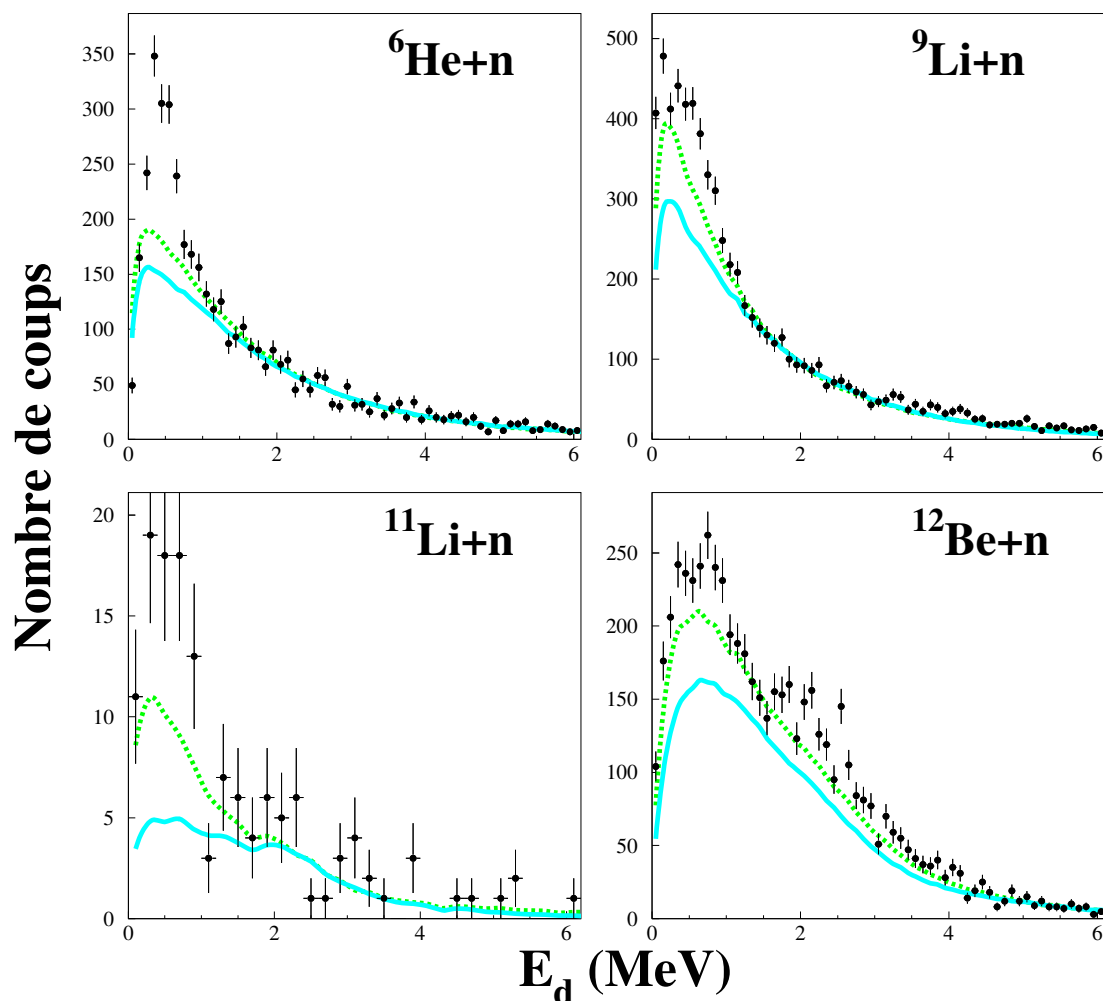


FIGURE 4.10 – Spectres en énergie de décroissance comparés aux distributions non corrélées obtenues par mélange d’événements itératif (voir texte). Les barres d’erreur sont d’origine statistique. Les courbes en trait pointillé correspondent au premier mélange d’événements, celles en trait continu correspondent à l’itération pour laquelle la convergence est atteinte.

Ces considérations sont d’autant plus évidentes après un examen des spectres de la figure 4.11, obtenus en soustrayant la distribution non corrélée. Pour tous les systèmes, la forme des deux distributions obtenues est sensiblement différente, le deuxième spectre recouvrant toujours le premier. Mais si pour le système ${}^6\text{He}+n$ la présence d’un état est claire dès le premier mélange, pour les autres systèmes l’utilisation de la distribution non corrélée issue du premier mélange pourrait en masquer la présence éventuelle ou causer une mauvaise estimation de leur contribution. En revanche, la distribution issue du mélange convergé cause l’apparition de structures plus nettes pour tous les systèmes, ce qui rend plus claire la présence d’une interaction dans l’état final. Cependant, cette approche reste purement qualitative. En effet, dans la figure 4.11, la contribution de la distribution non corrélée est fixée au maximum en normalisant à la région à haute énergie qui ne contient pas de structures.

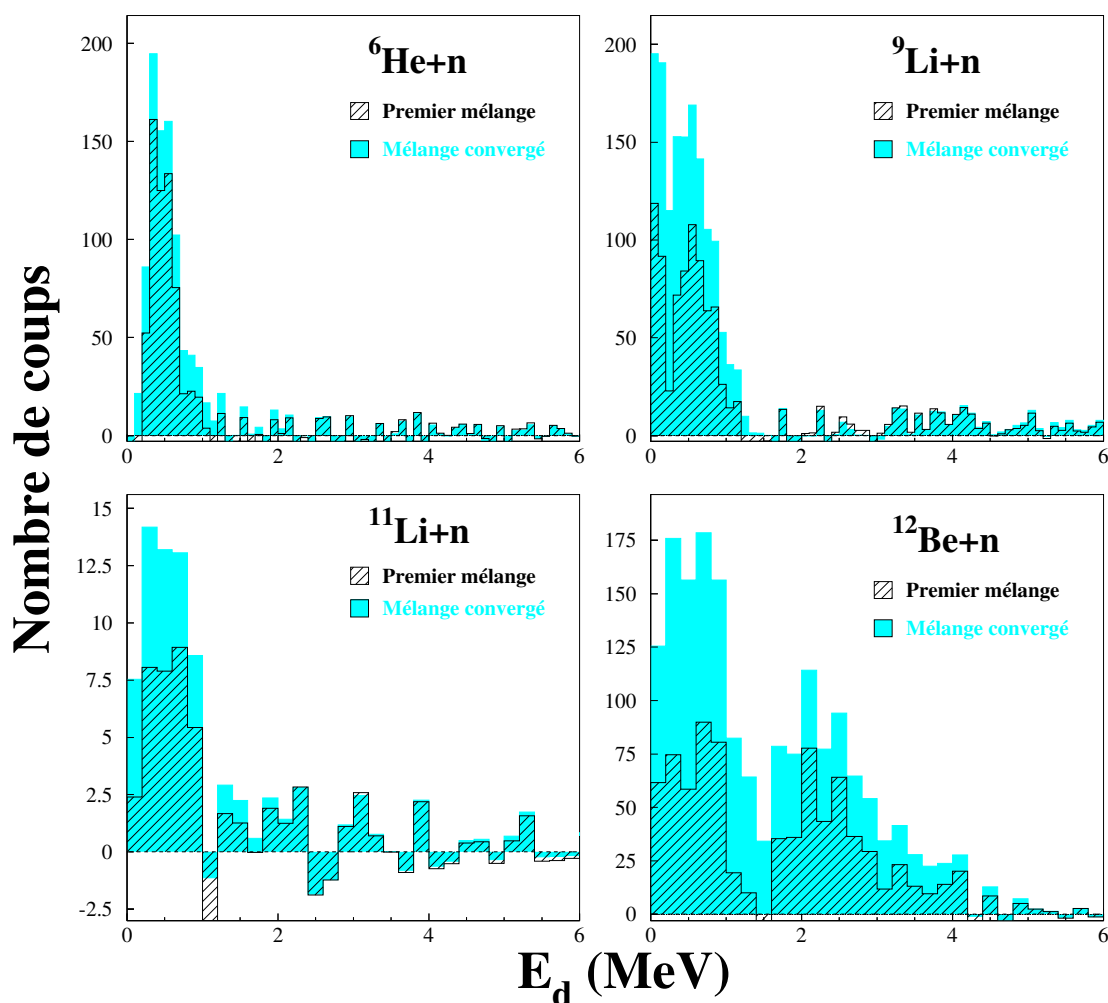


FIGURE 4.11 – Spectres en énergie de décroissance obtenus après soustraction des distributions non corrélées. Les spectres en hachuré sont obtenus en soustrayant la distribution non corrélée issue du premier mélange, ceux en bleu correspondent à la soustraction de la distribution issue du calcul convergé.

Pour une analyse plus quantitative, il faut plutôt tenir compte de cette distribution non corrélée comme une des composantes du spectre total en énergie de décroissance, à laquelle nous devons ajouter les autres contributions dues à la présence d'états résonants, dont la forme théorique est définie en fonction de l'énergie et du moment angulaire. Enfin, pour toutes les possibles configurations envisagées, il faudra évaluer précisément la contribution des diverses composantes, en ajustant le poids de chacune d'entre elles, afin de reproduire les données expérimentales. Pour cette raison, dans la suite nous n'utiliserons pas les spectres obtenus après soustraction des distributions non corrélées (figure 4.11), mais nous interpréterons directement les distributions en énergie de décroissance contenant tous les événements de coïncidence.

Ceci constitue l'objet du prochain chapitre, où les distributions décrites ci-dessus seront sujettes à une interprétation détaillée, afin d'extraire les informations spectroscopiques concernant les structures observées.

Chapitre 5

Interprétation des résultats

La première partie de ce chapitre sera consacrée à la description des modèles théoriques employés pour le traitement des états non liés de différents moments angulaires. Dans la deuxième partie, nous utiliserons ces distributions théoriques, convoluées avec la fonction de réponse du dispositif expérimental, pour interpréter les données. Ceci sera fait en premier lieu pour l' ${}^7\text{He}$, qui nous fournit une validation globale de la méthode, son état fondamental non lié étant bien connu. Le modèle testé sera enfin utilisé pour interpréter les structures dans les spectres en énergie de décroissance des systèmes ${}^{10,12}\text{Li}$ et ${}^{13}\text{Be}$.

5.1 Description théorique des états non liés

L'approche théorique utilisée pour décrire la formation d'un état non lié est déterminée par les hypothèses faites concernant la structure du projectile et du système non lié, ainsi que par le mécanisme de réaction menant de l'état initial à l'état final. La possibilité d'inclure le processus de réaction dans le modèle dépend de sa complexité et donc des approximations qui peuvent être faites.

De manière générale, le système non lié peut être traité comme un état de diffusion d'un neutron sur un cœur. Pour un potentiel central à symétrie sphérique dépendant uniquement de la distance r , une séparation des variables est possible, de sorte que les solutions de l'équation de Schrödinger peuvent être factorisées en une partie contenant la dépendance angulaire et une partie radiale :

$$\psi_\ell^m(\vec{r}) = \frac{y_\ell(r)}{r} Y_\ell^m(\theta, \phi) \quad (5.1)$$

avec $y_\ell(r) = r\mathcal{R}_\ell(r)$, $\mathcal{R}_\ell(r)$ étant la partie radiale de la fonction d'onde. Les fonctions $Y_\ell^m(\theta, \phi)$ sont les *harmoniques sphériques* d'ordre ℓ, m , formant un ensemble complet de fonctions propres des opérateurs L^2 et L_z . Les fonctions $y_\ell(r)$ sont à leur tour solutions de l'équation radiale :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} + V(r) - k^2 \right] y_\ell(r) = 0 \quad (5.2)$$

où $k = \sqrt{2\mu E_d}/\hbar$. Les solutions propres de cette équation sont des états liés pour des valeurs propres négatives de l'énergie, et des états non liés pour des énergies positives.

Il est possible d'obtenir une forme approximée de la fonction d'onde en considérant la forme asymptotique de la fonction radiale, très loin de la portée du potentiel :

$$y_\ell(r) \propto \sin(kr - \ell \frac{\pi}{2} + \delta_\ell) . \quad (5.3)$$

Dans cette relation, l'effet de l'interaction est entièrement représenté par le déphasage δ_ℓ de l'onde, qui est nul dans le cas d'une particule libre ($V_r = 0$)¹. En utilisant le développement de la fonction d'onde en ondes partielles, la section efficace différentielle en fonction de l'énergie de décroissance pour l'onde partielle ℓ peut s'écrire [Mes95] :

$$\frac{d\sigma_\ell}{dE_d} = \frac{4\pi}{k^2} (2\ell + 1) \sin^2 \delta_\ell . \quad (5.4)$$

Pour obtenir des fonctions d'onde plus réalistes, il est possible de résoudre l'équation de Schrödinger à l'extérieur et à l'intérieur du potentiel et obtenir une solution générale en imposant la continuité de la fonction d'onde.

En dehors de la portée du potentiel (par la suite indiquée avec R) la solution est une combinaison linéaire des fonctions de Bessel et de Neumann sphériques [Joa75] :

$$\frac{y_\ell(r)}{kr} = b_\ell j_\ell(kr) + c_\ell n_\ell(kr) \quad (5.5)$$

si nous imposons $b_\ell = a_\ell \cos \delta_\ell$ et $c_\ell = a_\ell \sin \delta_\ell$, la fonction d'onde radiale de l'état final peut donc s'écrire :

$$\mathcal{R}_\ell = a_\ell k [\cos \delta_\ell j_\ell(kr) + \sin \delta_\ell n_\ell(kr)] . \quad (5.6)$$

À la solution obtenue en dehors de la portée du potentiel il faut associer une solution obtenue dans la région à l'intérieur du potentiel (où $V \neq 0$). Celle-ci dépend de la forme choisie pour V et s'obtient numériquement. La solution générale, valable dans tout l'espace, est enfin obtenue en imposant la continuité de la dérivée logarithmique :

$$\frac{r}{\mathcal{R}_\ell^{(out)}} \frac{d\mathcal{R}_\ell^{(out)}}{dr} \Big|_{r=R} = \frac{r}{\mathcal{R}_\ell^{(in)}} \frac{d\mathcal{R}_\ell^{(in)}}{dr} \Big|_{r=R} \equiv q_\ell \quad (5.7)$$

Il est possible d'utiliser cette condition pour déterminer le déphasage δ_ℓ :

$$\tan \delta_\ell = \frac{dj_\ell/dr - q_\ell j_\ell}{dn_\ell/dr - q_\ell n_\ell} \Big|_{r=R} . \quad (5.8)$$

Comme nous avons vu dans le premier chapitre (§ 1.1.2), pour un état non lié virtuel ($\ell = 0$) le déphasage est associé à la *longueur de diffusion* a_s , définie par la relation :

$$a_s = - \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\delta_0}{k} . \quad (5.9)$$

1. Pour une particule libre les solutions de l'équation radiale sont les fonctions de Bessel et Neumann, ayant une forme asymptotique ($r \rightarrow \infty$) du type :

$$j_\ell(kr) \propto \sin(kr - \ell \frac{\pi}{2}) \quad , \quad n_\ell(kr) \propto \cos(kr - \ell \frac{\pi}{2})$$

correspondant à un déphasage $\delta_\ell = 0$.

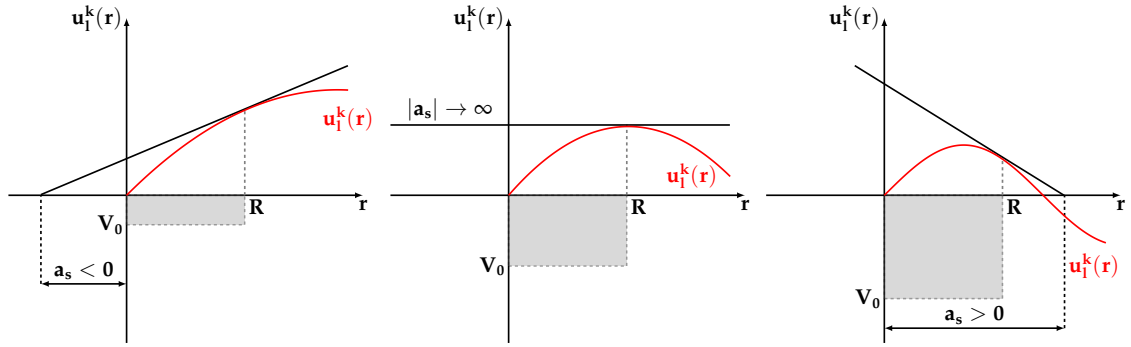


FIGURE 5.1 – Comportement de la longueur de diffusion a_s pour différentes profondeurs d'un puits carré. Pour un potentiel attractif très faible l'attraction est insuffisante pour donner un état lié et $a_s < 0$. Pour des profondeurs croissantes du potentiel le module de a_s augmente rapidement. Quand la valeur du potentiel est à peine suffisante pour la formation d'un état lié, $|a_s| = \infty$. Pour des potentiels encore plus attractifs $a_s > 0$, ce qui correspond à des états liés.

Cette grandeur s'obtient en résolvant l'équation radiale correspondant à l'énergie nulle [Mes95] :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - V(r) \right] y_{\ell=0}(r) = 0 . \quad (5.10)$$

Elle représente l'abscisse du point où la tangente (au point $r = R$) de la fonction $y_{\ell=0}$, coupe l'axe des r (figure 5.1). Si $a_s > 0$ l'état est *lié* (le potentiel correspondant est très attractif) ; si $a_s < 0$, au contraire, l'état est *non lié* (le potentiel est faiblement attractif). Enfin, une longueur de diffusion nulle indique qu'aucune interaction n'existe dans l'état final entre le fragment et le neutron. Donc, pour un état non lié de basse énergie, le signe de la longueur de diffusion permet d'identifier les états non liés près du seuil. En outre, sa valeur absolue fournit une information sur la capacité attractive du potentiel, c'est-à-dire sur l'intensité de l'interaction dans l'état final.

Il est possible de mettre en relation le déphasage et la longueur de diffusion a_s par l'intermédiaire de la *formule de Bethe*, basée sur la théorie de la portée effective [Bet49] :

$$k \cot \delta_0 = -\frac{1}{a_s} + \frac{1}{2} r_0 k^2 + \mathcal{O}(k^4) \quad (5.11)$$

où r_0 est le *rayon effectif* de l'interaction. La section efficace différentielle en énergie pour l'onde partielle $\ell = 0$ (figure 5.2) est donnée par la relation 5.4 :

$$\frac{d\sigma_0}{dE_d} = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0 . \quad (5.12)$$

À très basse énergie, en considérant valide l'approximation d'onde s ($kR \ll 1$), les termes d'ordre supérieur du développement peuvent être négligés et la section efficace tend à une valeur constante directement liée à la longueur de diffusion :

$$\delta_0 \xrightarrow{k \rightarrow 0} -a_s k \quad \Rightarrow \quad \frac{d\sigma_0}{dE_d} \approx 4\pi a_s^2 . \quad (5.13)$$

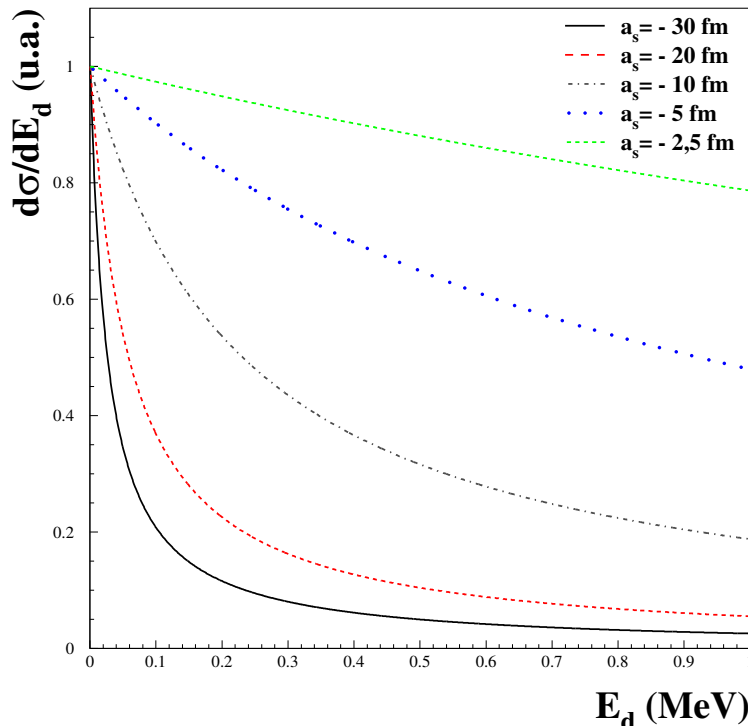


FIGURE 5.2 – Distributions en énergie de décroissance théoriques d'un état s virtuel du ^{10}Li pour différentes longueurs de diffusion a_s . Afin de comparer la forme des distributions, leur maximum a été normalisé à l'unité.

5.1.1 Modèle de l'interaction dans l'état final pour le knockout d'un ou deux protons

L'approche décrite ci-dessus permet d'avoir accès aux sections efficaces différentielles en énergie de décroissance pour les systèmes non liés sans prendre en compte la réaction.

Nous avons utilisé cette description dans le cas de la fragmentation, dans laquelle le traitement des processus ayant lieu au cours de la réaction s'avère plus difficile (cf. § 1.3.1). Ceci est le cas de la réaction menant à des états du ^{10}Li à partir du ^{14}B , avec une perte de deux protons et deux neutrons. Néanmoins, dans des cas où il est possible de faire des hypothèses simplificatrices, une description partielle du mécanisme de réaction peut être incluse dans le modèle.

Si le processus conduit à la formation d'un état final à travers la perte d'un ou plusieurs nucléons fortement liés dans un temps très court, l'*approximation soudaine* peut être utilisée [Ber98]. Cette approximation peut être considérée valable pour des énergies incidentes telles que le mouvement interne des nucléons puisse être négligé par rapport à la vitesse du projectile [Car04]. Même si une telle approximation est strictement valide pour des très hautes énergies ($E_{inc} > 100$ MeV/nucléon), des nombreuses études expérimentales ont démontré qu'elle est encore applicable aux énergies typiques de notre expérience (voir par exemple [Sau00]).

Nous avons utilisé cette approximation pour les réactions de « knockout » d'un ou deux protons, comme celles menant d'un noyau de ^{14}B à des états non liés du ^{13}Be ou du

^{12}Li . Le projectile est considéré comme un neutron lié à un cœur auquel, respectivement un et deux protons profondément liés sont enlevés de façon soudaine. Dans ces conditions, nous négligeons le moment transféré entre le projectile et la cible et nous supposons donc que le moment orbital du neutron soit inchangé au cours de la réaction ($\Delta\ell_n = 0$) [Zin95, Che01]. De ce fait l'état final peut être pensé comme ayant une structure similaire à celle initiale du projectile, couplé à un ou deux « trous » relatifs aux protons. La configuration des neutrons étant inchangée, nous pouvons réduire le problème au mouvement relatif du système cœur-neutron (figure 5.3), par l'intermédiaire d'une particule de masse réduite μ sujette à un potentiel V_c .

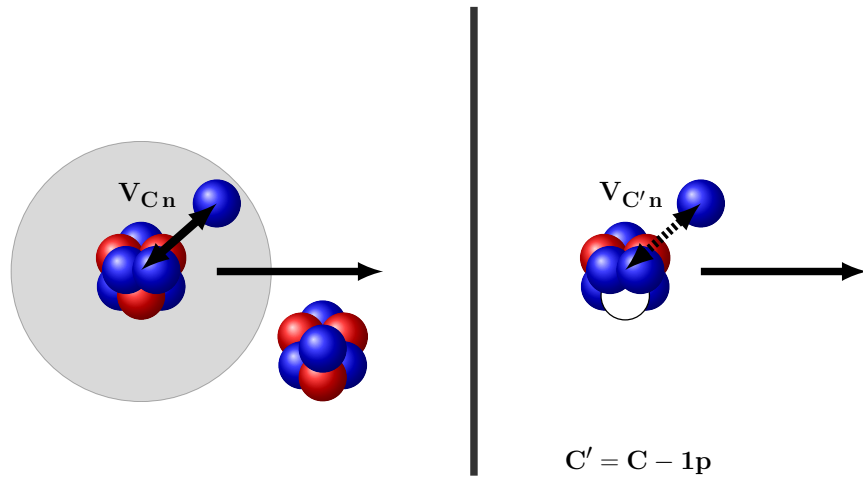


FIGURE 5.3 – Schéma du modèle utilisé pour les réactions de knockout d'un ou deux protons. La configuration des neutrons étant inchangée, le projectile est considéré comme un neutron lié au cœur C . L'état final non lié est considéré comme un neutron dans la même configuration que celle initiale, couplé à un cœur C' privé d'un ou deux protons.

L'approche théorique est la même que celle utilisée par Hansen [Zin95, Che01], Bertsch et collaborateurs [Ber98]. L'amplitude de transition de l'état initial $|\psi_0\rangle$ du neutron lié dans le projectile, vers l'état final $\langle\varphi_k|$ du neutron non lié dans le système fragment-neutron, est donnée par l'élément de matrice :

$$A(k) = \langle\varphi_k|V|\psi_0\rangle. \quad (5.14)$$

Puisque le moment transféré est négligé, nous pouvons approximer le potentiel d'interaction V entre le projectile et la cible à l'unité (ceci revient à considérer une matrice de transition égale à l'identité). Par conséquent, l'amplitude de transition sera dans ce cas le simple recouvrement des fonctions d'onde des états initial et final. Une première approximation de ces fonctions d'onde pourrait être obtenue en considérant leur comportement asymptotique (comme dans [Ber98]). Pour obtenir des fonctions d'onde plus réalistes, il est possible de résoudre l'équation de Schrödinger stationnaire avec un hamiltonien du type :

$$\mathcal{H} = T + V_c(r) + V_{so} \quad (5.15)$$

où, cette fois-ci $V_c(r)$ est le potentiel cœur-neutron et V_{so} est le terme d'interaction spin-orbite agissant pour tous les états de moment orbital non nul. Enfin, T représente le terme

d'énergie cinétique. La forme choisie pour le potentiel cœur-neutron est de type Woods-Saxon :

$$V_c(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R_v}{a_v}}} \quad (5.16)$$

V_0 représente la profondeur du potentiel, a_v est la diffusivité (typiquement 0,6 fm) et $R_v = r_0 A_c^{1/3}$ est le rayon du cœur (avec r_0 rayon réduit, typiquement 1,2 fm). A_c est le nombre de nucléons du cœur ; pour l'état initial il correspond au nombre de nucléons du projectile diminué d'une unité, tandis que pour l'état final il représente le nombre de nucléons du fragment. Pour obtenir la fonction d'onde de l'état initial, les paramètres sont ajustés afin de reproduire l'énergie de séparation S_n du dernier neutron du projectile (0,97 MeV pour le ^{14}B). Pour l'état final non lié, les paramètres sont adaptés de façon à obtenir l'énergie de la résonance recherchée pour un état avec $\ell > 0$, ou la longueur de diffusion pour un état s virtuel ($\ell = 0$). Il a été montré que les distributions en énergie de l'état final sont très peu sensibles aux paramètres a_v et r_0 du potentiel, la profondeur V_0 étant le seul paramètre important [Lec02]. Par conséquent, seule la profondeur du potentiel a été ajustée au cours des calculs (les autres paramètres ont été fixés à la valeur citée ci-dessus). De plus, pour des moments orbitaux supérieurs à zéro, la forme de la distribution en énergie ne dépend guère de l'état initial du neutron dans le projectile. De ce fait, elle peut être décrite aisément par une distribution de type Breit-Wigner (cf. § 5.1.2). Dans la suite, nous utiliserons l'approche comportant le calcul des fonctions d'onde seulement pour les états virtuels.

Pour l'état initial lié la fonction d'onde s'écrit :

$$\psi_0(\vec{r}) = \frac{\chi_{\ell_i}(r)}{r} Y_{\ell_i}^{m_i}(\theta, \phi) \quad (5.17)$$

où ℓ_i et m_i sont les moments angulaires initiaux du neutron dans le projectile, $\chi_{\ell_i}(r)$ la partie radiale réduite et $Y_{\ell_i}^{m_i}(\theta, \phi)$ est l'harmonique sphérique d'ordre ℓ_i, m_i . La solution propre pour les états finaux fragment-neutron dans le continuum a pour fonction d'onde :

$$\varphi_k(\vec{r}) = \frac{u_{\ell_f}^k(r)}{r} Y_{\ell_f}^{m_f}(\theta, \phi) \quad (5.18)$$

où k est le nombre d'onde associé au mouvement relatif entre le fragment et le neutron, $u_{\ell_f}^k(r)$ est la partie radiale réduite de la fonction d'onde, ℓ_f et m_f sont les moments angulaires finaux. Le recouvrement de ces deux fonctions d'onde donne l'amplitude de transition :

$$A(k) = \delta_{\ell_i, \ell_f} \delta_{m_i, m_f} \int_0^\infty \chi_{\ell_i}^*(r) u_{\ell_f}^k(r) dr = \int_0^\infty \chi_{\ell_i}^*(r) u_{\ell_i}^k(r) dr \quad (5.19)$$

où la première partie de l'égalité dérive de l'orthonormalité des harmoniques sphériques², tandis que la dernière dérive du fait que le moment transféré est négligé ($\ell_i = \ell_i =$

2. La relation d'orthonormalité des harmoniques sphériques s'écrit [Mes95] :

$$\int Y_{\ell}^{m*}(\theta, \phi) Y_{\ell'}^{m'}(\theta, \phi) d\Omega \equiv 2\pi \int Y_{\ell}^{m*}(\theta, \phi) Y_{\ell'}^{m'}(\theta, \phi) \sin \theta d\theta = \delta_{\ell m} \delta_{\ell' m'}$$

ℓ , $m_i = m_f = m$). À partir de cette amplitude, la section efficace différentielle en énergie de décroissance peut être obtenue par la relation :

$$\frac{d\sigma}{dE_d} \propto \sqrt{E_d} |A(k)|^2 \quad (5.20)$$

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

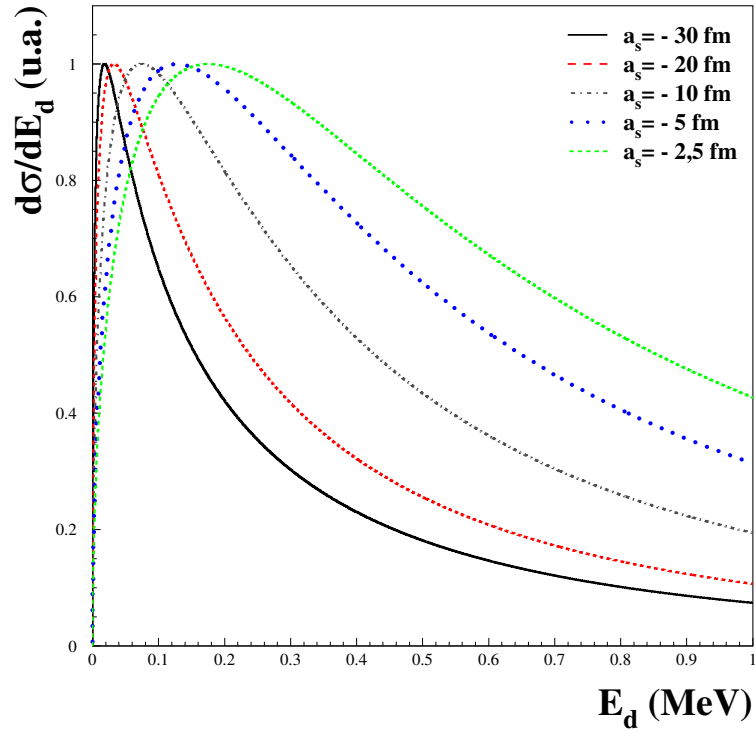


FIGURE 5.4 – Distributions en énergie de décroissance théoriques d'un état s virtuel du ^{12}Li pour différentes longueurs de diffusion a_s , obtenues avec l'approche utilisant l'approximation soudaine pour des réactions de knockout (voir texte). Afin de comparer la forme des distributions, leur maximum a été normalisé à l'unité.

Pour l'état initial, la solution loin de la portée du potentiel est proportionnelle aux fonctions de Hankel [Mes95] :

$$\ell = 0 : \chi_0(r) \propto \frac{e^{-\alpha r}}{\alpha} \quad (5.21)$$

$$\ell = 1 : \chi_1(r) \propto \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\alpha^2 r} \right) e^{-\alpha r} .$$

Dans cette fonction d'onde, α représente l'inverse de la longueur de décroissance ρ , liée à l'énergie de séparation S_n du dernier neutron du projectile par la relation :

$$\rho = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu_{proj} S_n}} \quad (5.22)$$

où μ_{proj} est la masse réduite du système cœur-neutron dans le projectile. Pour l'état final non lié, en dehors de la portée du potentiel la solution de l'équation radiale est celle déjà énoncée dans l'équation 5.6. La solution valable partout dans l'espace pour l'état non lié est obtenue en imposant la continuité de la dérivée logarithmique (équation 5.7). À partir de cette solution nous pouvons ainsi obtenir les distributions théoriques en énergie de décroissance en utilisant l'équation 5.20. Il est enfin possible de relier la distribution obtenue à la longueur de diffusion de l'état à travers la relation 5.9.

La figure 5.4 montre des distributions en énergie de décroissance théoriques obtenues en utilisant l'approche décrite ci-dessus, pour un état s virtuel du ^{12}Li . Le calcul a été réalisé pour différentes longueurs de diffusion en utilisant le code RELISH [Lec06]. Au fur et à mesure que la longueur de diffusion augmente en valeur absolue, la distribution devient de plus en plus étroite et son maximum se rapproche progressivement du seuil. À des états virtuels très près du seuil correspondent donc des distributions en énergie de décroissance étroites, alors qu'une distribution très étalée en énergie indique une faible interaction dans l'état final.

5.1.2 Description des états résonants

Comme il a été anticipé auparavant, pour la description des états résonants nous utilisons l'approximation de Breit-Wigner, dérivant du formalisme de la matrice R [Lan58]. Si nous considérons une seule contribution résonante relative à l'onde ℓ , dominante par rapport aux autres ondes partielles, avec énergie E_r et largeur Γ , alors pour $E_d = E_r$ le déphasage vaut $\pi/2$ (à π près) et la section efficace est maximale. La forme de la résonance peut être obtenue avec un développement du déphasage autour de $\delta_\ell = \pi/2$ [Kra88] :

$$\begin{aligned} \cot \delta_\ell(E_d) = & \cot \delta_\ell(E_r) + (E_d - E_r) \left(\frac{\partial \cot \delta_\ell}{\partial E_d} \right)_{E_d=E_r} \\ & + \frac{1}{2} (E_d - E_r)^2 \left(\frac{\partial^2 \cot \delta_\ell}{\partial E_d^2} \right)_{E_d=E_r} + \dots \end{aligned} \quad (5.23)$$

dans laquelle

$$\left(\frac{\partial \cot \delta_\ell}{\partial E_d} \right)_{E_d=E_r} = \left(\frac{\partial \delta_\ell}{\partial E_d} \right)_{E_d=E_r} . \quad (5.24)$$

En définissant la largeur comme

$$\Gamma = 2 \left(\frac{\partial \delta_\ell}{\partial E_d} \right)_{E_d=E_r}^{-1} \quad (5.25)$$

le terme de deuxième ordre disparaît. Ainsi, en négligeant les termes d'ordre supérieur on obtient la relation entre le déphasage de l'onde ℓ et les paramètres de la résonance :

$$\delta_\ell = - \arctan \left(\frac{\Gamma}{2(E_d - E_r)} \right) \quad (5.26)$$

En utilisant les équations 5.4 et 5.26, on obtient la formule de Breit-Wigner :

$$\frac{d\sigma}{dE_d} = \sigma_0 \frac{\Gamma(E_d)}{(E_d - E_r)^2 + (\Gamma(E_d)/2)^2} . \quad (5.27)$$

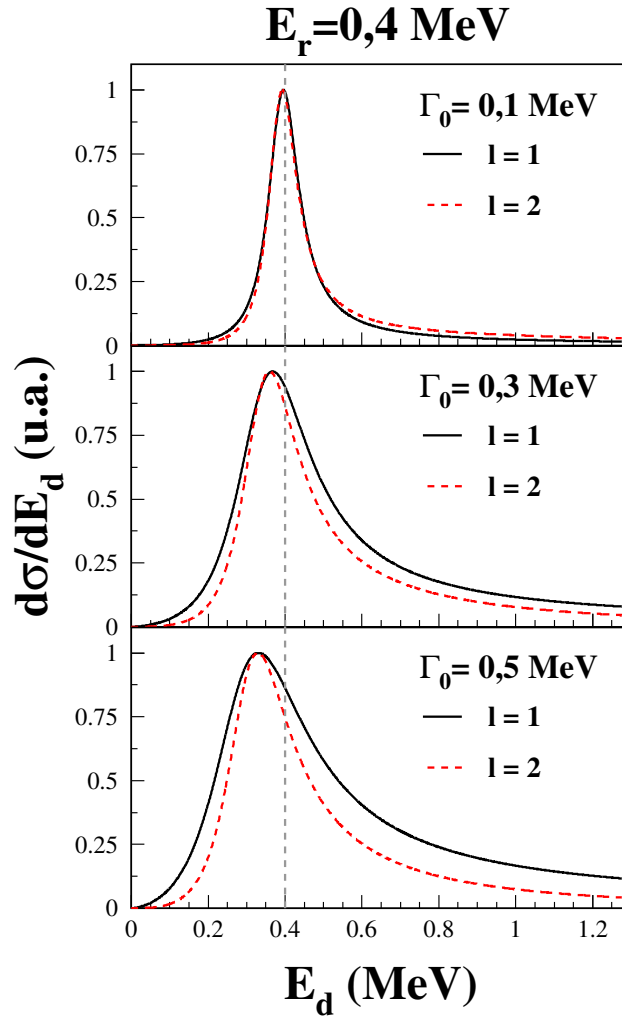


FIGURE 5.5 – Distributions en énergie de décroissance théoriques pour une résonance de l' ${}^7\text{He}$, obtenues en utilisant le formalisme de Breit-Wigner pour une énergie de résonance $E_r = 0,4 \text{ MeV}$ fixe, avec différents moments angulaires et différents valeurs de Γ_0 . Les courbes en trait continu ont été obtenues avec $\ell = 1$, celles en trait pointillé avec $\ell = 2$. La ligne pointillée verticale représente la valeur de l'énergie de résonance fixée dans le calcul.

où σ_0 est une constante de normalisation. La largeur Γ dépend de l'énergie et du moment angulaire par l'intermédiaire des coefficients de transmission de la barrière :

$$\Gamma(E) = \Gamma_0 \frac{P_\ell(E_d)}{P_\ell(E_r)} \quad (5.28)$$

La forme explicite pour $\ell = 0, 1, 2$ est [Gre55] :

$$\begin{aligned}
 \ell = 0 : \quad \Gamma &= \Gamma_0 \left(\frac{E_d}{E_r} \right)^{1/2} \\
 \ell = 1 : \quad \Gamma &= \Gamma_0 \left(\frac{E_d}{E_r} \right)^{3/2} \frac{1 + 2\mu E_r R^2 / \hbar^2}{1 + 2\mu E_d R^2 / \hbar^2} \\
 \ell = 2 : \quad \Gamma &= \Gamma_0 \left(\frac{E_d}{E_r} \right)^{5/2} \frac{9 + 6\mu E_r R^2 / \hbar^2 + (2\mu E_r R^2 / \hbar^2)^4}{9 + 6\mu E_d R^2 / \hbar^2 + (2\mu E_d R^2 / \hbar^2)^4}
 \end{aligned} \tag{5.29}$$

où R est le rayon de l'interaction. Le paramètre Γ_0 définit la largeur à mi-hauteur de la distribution pour $E_d = E_r$. Dans la suite nous considérerons ce paramètre comme une des variables des ajustements.

La figure 5.5 montre un exemple de calcul de la distribution en énergie de décroissance d'un état résonant de l' ^7He . L'énergie de résonance est fixée ($E_r = 0,4 \text{ MeV}$). Les distributions sont calculées pour trois valeurs croissantes du paramètre Γ_0 et dans chacun des cas pour $\ell = 1$ et 2 . Le maximum des courbes est normalisé à l'unité pour pouvoir comparer leur forme. La figure montre que, pour les deux valeurs de ℓ , le maximum de la distribution tend à se déplacer vers des énergies plus basses quand Γ_0 augmente. Celle-ci est une caractéristique de la paramétrisation, due à la dépendance en énergie de Γ . L'augmentation de ℓ a un très faible effet sur la largeur de la distribution Γ pour des petites valeurs de Γ_0 , mais cet effet devient de plus en plus important quand Γ_0 augmente. En particulier, quand l'effet d'un différent ℓ est visible, pour $\ell = 2$ la distribution est toujours plus étroite. Cette tendance est attendue, car pour un état avec un moment angulaire plus grand la barrière centrifuge sera aussi plus grande. Ceci implique une durée de vie de l'état plus longue, et donc une largeur inférieure pour la résonance.

5.1.2.1 Largeur de particule indépendante

Comme nous l'avons mentionné, dans un modèle de diffusion comme celui décrit dans le paragraphe 5.1, les états non liés solutions de l'équation de Schrödinger stationnaire sont déterminés principalement par la profondeur du potentiel. À une profondeur déterminée correspond un ensemble de solutions d'énergie positive. Dans cette approche, considérant les particules comme indépendantes, une fois fixée l'énergie de la résonance E_r , la largeur de la résonance est aussi déterminée. Elle n'est donc pas un paramètre, comme elle l'est dans la paramétrisation discutée dans le paragraphe précédent.

Ceci étant dit, connaître la largeur de particule indépendante Γ_{sp} pour une résonance d'énergie E_r donnée, peut se révéler utile pour fixer un Γ_0 de départ dans les ajustements et pour savoir si l'état peuplé est proche d'un état de particule indépendante. Dans ce but, il est possible d'utiliser le même schéma suivi pour la résolution de l'équation de Schrödinger, en ajustant le potentiel pour obtenir une résonance à l'énergie voulue. Une fois trouvé le déphasage correspondant à la résonance recherchée, la dérivée du déphasage (équation 5.25) fournit la largeur de particule indépendante Γ_{sp} ³. Ce calcul peut être ré-

3. La relation reliant la largeur expérimentale à celle de particule indépendante peut s'écrire comme $\Gamma_{exp} = S\Gamma_{sp}$ [Aus70], où S est le *facteur spectroscopique* de la configuration peuplée. Ce facteur, pour un

alisé avec le code RELISH [Lec06], déjà utilisé pour le calcul des distributions en énergie de décroissance.

Il est néanmoins important de rappeler que ce raisonnement n'est pas valide pour une éventuelle résonance avec moment angulaire $\ell = 0$, car il ne peut pas y avoir d'états résonants à particules indépendantes de moment angulaire nul, à cause de l'absence de la barrière centrifuge (cf. § 1.1.2).

5.2 Application aux données

Dans cette section nous allons confronter de façon systématique les structures observées dans les distributions en énergie de décroissance avec les calculs théoriques suivant les différentes hypothèses. Pour chacune des hypothèses faites, les distributions théoriques sont filtrées par la simulation du dispositif. Les composantes choisies pour reproduire le spectre et la distribution non corrélée sont ensuite sommées, leur somme étant normalisée à l'intégrale de la distribution expérimentale.

La procédure est répétée pour toutes les valeurs dans un intervalle préalablement sélectionné. Une comparaison des différents cas est enfin réalisée pour établir le meilleur ajustement aux données.

Dans tous les cas, les barres d'erreur représentées dans les spectres sont d'origine statistique. L'incertitude statistique sur le résultat est obtenue en déterminant la variation des paramètres telle que $\chi^2 = \chi_{min}^2 + 1$. L'erreur systématique a été également estimée, en évaluant l'effet des variations des variables sujettes à incertitude (forme de la distribution non corrélée, largeur des distributions en moment, calibrations) sur le χ^2 .

5.2.1 ${}^7\text{He}$

L'état fondamental de ${}^7\text{He}$ est une résonance avec $J^\pi = 3/2^-$, $E_r = 0,44 \pm 0,03$ MeV et $\Gamma_r = 0,16 \pm 0,03$ MeV (cf. § 1.4.1). L'interprétation de la distribution en énergie de décroissance de ce système nous permet d'avoir une validation expérimentale des hypothèses des modèles, ainsi que de la calibration et du filtre expérimental.

À ce propos, nous avons vérifié que les données soient bien reproduites en fixant les paramètres aux valeurs proposées dans la littérature. Seules les intensités des contributions de l'état fondamental et de la distribution non corrélée ont été laissées libres de varier. Le meilleur ajustement (figure 5.6) reproduit bien les données avec une contribution importante de la distribution non corrélée, ce qui était attendu en considérant le nombre élevé de neutrons dans la voie finale. Ce résultat donne une validation des calibrations, des méthodes d'analyse et de la simulation.

Les paramètres du meilleur ajustement ont été aussi utilisés pour comparer les autres observables simulées avec les données. La figure 5.7 présente cette comparaison pour les distributions en moment et l'énergie du neutron. Nous pouvons constater un bon accord avec les données, ce qui renforce notre confiance dans la méthodologie utilisée.

état du système cœur-neutron B avec un cœur A , donne une mesure du pourcentage de la configuration de particule indépendante du système $A + 1$ dans la fonction d'onde de l'état de B .

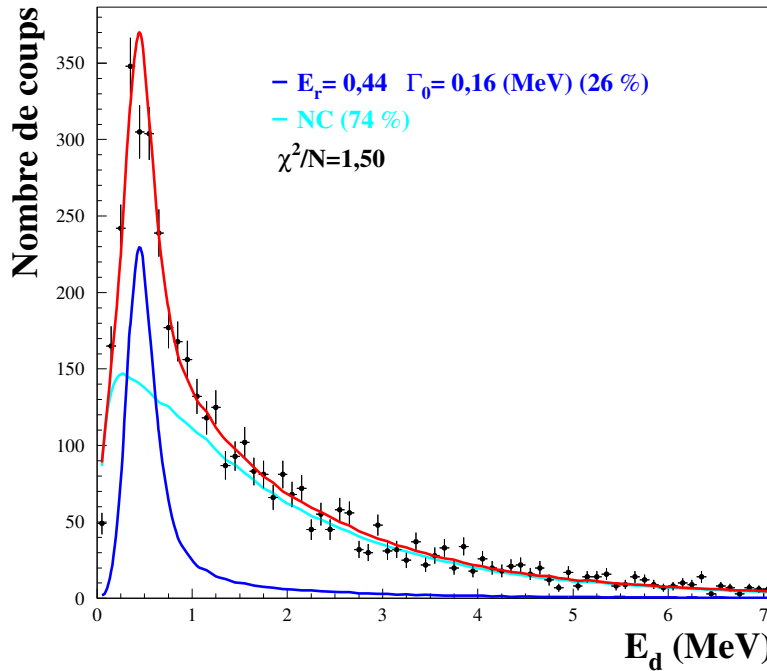


FIGURE 5.6 – Spectre en énergie de décroissance de l' ${}^7\text{He}$. La courbe en trait rouge représente l'ajustement aux données de l'état fondamental avec les paramètres de la littérature (en bleu foncé) et de la distribution non corrélée (NC, en bleu clair).

5.2.2 ${}^{10}\text{Li}$

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, l'état fondamental du ${}^{10}\text{Li}$ est considéré comme un neutron $2s_{1/2}$ couplé au fondamental du ${}^9\text{Li}$ ($J^\pi = 3/2^-$). Cet état a été observé plusieurs fois et interprété comme un état s virtuel avec une longueur de diffusion $-40 \leq a_s \leq -10$ fm (cf § 1.4.2). Le premier état excité, donné par un neutron $1p_{1/2}$ couplé au fondamental du ${}^9\text{Li}$, a été observé expérimentalement à une énergie d'environ 0,5 MeV au-dessus du seuil.

La forme du spectre en énergie de décroissance observée dans notre cas (cf. figure 4.10) laisse penser que le peuplement d'un seul état ne peut pas donner comme résultante le spectre observé. Cet argument est renforcé par le fait que le ${}^{10}\text{Li}$ a été peuplé via la réaction de fragmentation $C({}^{14}\text{B}, {}^9\text{Li}+n)X$, pouvant donner accès au peuplement de plusieurs états. Pour expliquer cette considération il est possible de faire une comparaison avec le knockout.

Le ${}^{10}\text{Li}$ a été peuplé dans plusieurs études via le knockout d'un proton à partir d'un faisceau de ${}^{11}\text{Be}$ [Zin95, Che01, AF07]. Dans ce processus, la configuration des neutrons n'est *a priori* pas perturbée. Puisque l'état fondamental du ${}^{11}\text{Be}$ a une forte composante ${}^{10}\text{Be}_{g.s.} \otimes \nu 2s_{1/2}$ [For99, Aum00], il y a donc une sélectivité de la réaction vis-à-vis du peuplement d'un état s . Dans les expériences citées un seul état près du seuil a été observé, interprété dans tous les cas comme un état s virtuel (la figure 5.8 montre le résultat de [AF07]). Cependant, dans la réaction de fragmentation du ${}^{14}\text{B}$, la configuration des neutrons change (2 protons et 2 neutrons sont arrachés), ce qui implique la possibilité de peupler un plus large ensemble d'états.

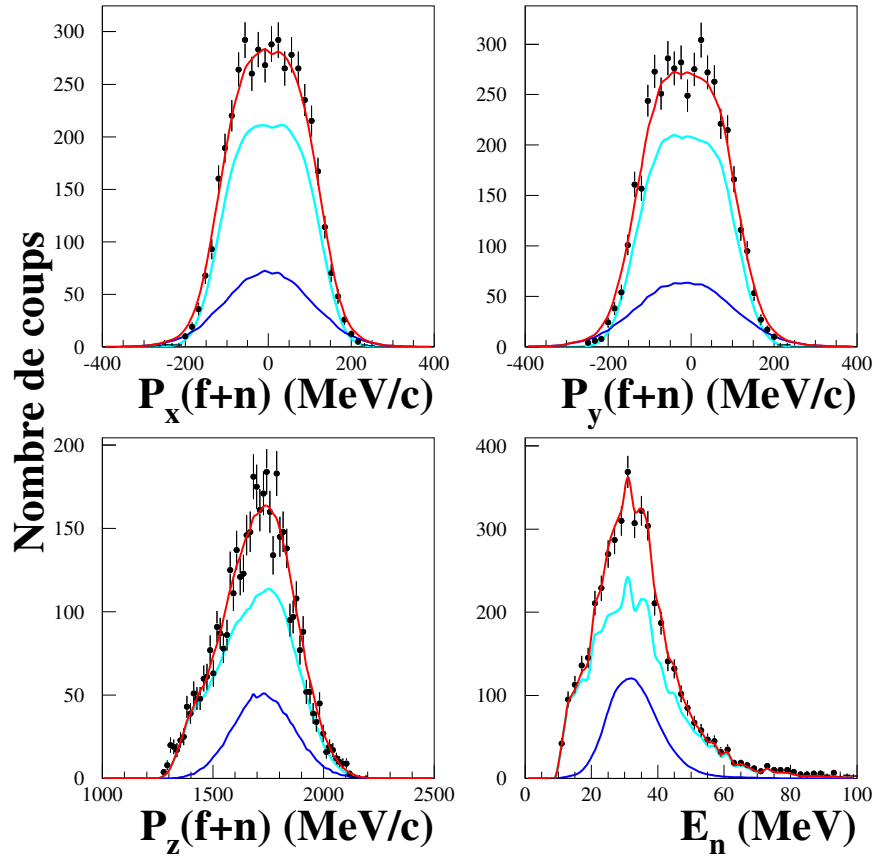


FIGURE 5.7 – Distributions en moment et énergie du neutron de l' ${}^7\text{He}$, comparées avec la simulation utilisant les paramètres du meilleur ajustement au spectre en énergie de décroissance (figure 5.6). Le même code de couleurs a été utilisé.

Dans le but d'interpréter la distribution observée ici, nous avons testé en premier lieu la possibilité du peuplement d'un seul état s virtuel ou d'un seul état p résonant. Dans chacun des cas, la composante due à l'état non lié et celle de la distribution non corrélée ont été additionnées avec un poids variable et un ajustement aux données a été réalisé.

En ce qui concerne l'ajustement avec un seul état s virtuel, la longueur de diffusion a_s a été variée entre 0 et -25 fm. Le meilleur ajustement a été obtenu avec une longueur de diffusion $a_s = -10$ fm. Cependant, il est évident que le spectre n'est pas bien reproduit par une seule composante s (figure 5.9a). La même procédure a été suivie pour l'état p résonant, en faisant varier les paramètres E_r et Γ_0 entre 0,1 et 0,8 MeV. Le résultat de l'ajustement est montré en figure 5.9b. Comme le montre la valeur de χ^2 assez élevée, le spectre simulé ne reproduit pas bien les données.

La prochaine étape consiste à considérer les contributions des deux états et celle de la distribution non corrélée, en variant tous les paramètres et les intensités des différentes contributions. Dans ce cas, le meilleur ajustement est obtenu pour un état s virtuel avec $a_s = -10$ fm (40%), un état p résonant avec $E_r = 0,55$ MeV et $\Gamma_0 = 0,35$ MeV (15%) et 45% de contribution de la distribution non corrélée (figure 5.10). L'accord avec les données est très satisfaisant. Nous rappelons que la largeur de particule indépendante estimée pour une telle énergie de résonance (avec $\ell = 1$) est de 0,51 MeV. En ce qui concerne

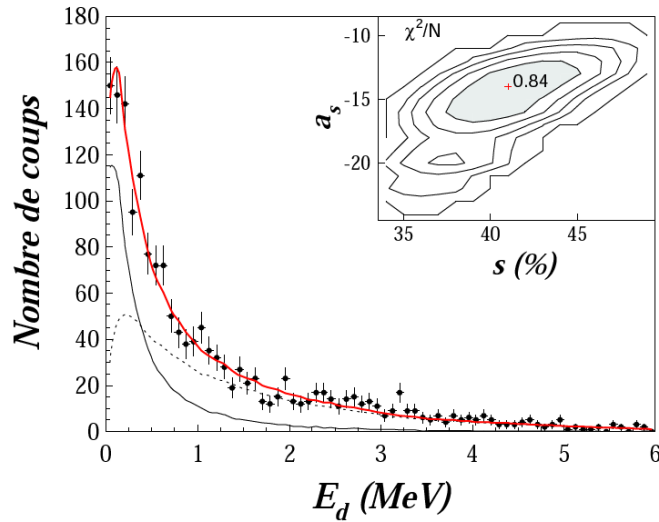


FIGURE 5.8 – Spectre en énergie de décroissance du ^{10}Li peuplé avec la réaction $\text{C}(^{11}\text{Be}, ^9\text{Li}+n)\text{X}$ [AF07]. Le spectre a été interprété avec un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -14 \pm 2$ fm et une contribution non corrélée.

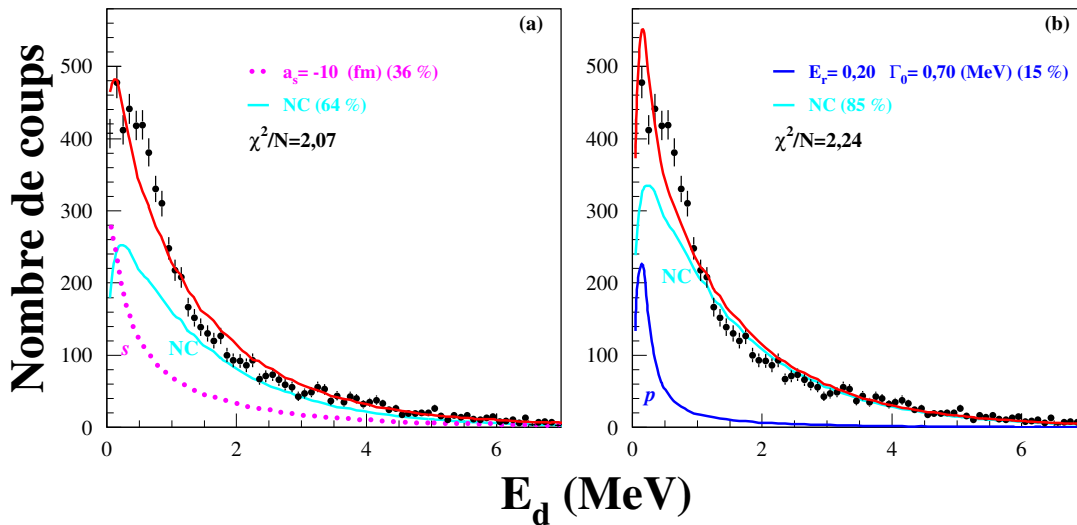


FIGURE 5.9 – Distributions en énergie de décroissance du ^{10}Li : hypothèse d'un seul état avec une contribution non corrélée (NC, en bleu clair) : La courbe rouge continue représente l'ajustement aux données pour : (a) un état s virtuel (trait pointillé rose) ; (b) une résonance p (trait continu en bleu foncé).

les autres observables (figure 5.11), les spectres simulés en imposant les paramètres de l'ajustement sont en accord avec les données.

L'incertitude sur les paramètres a été estimée à partir d'une variation de χ^2 d'une unité pour les différentes variables (figure 5.10). Cette estimation nous permet enfin de donner

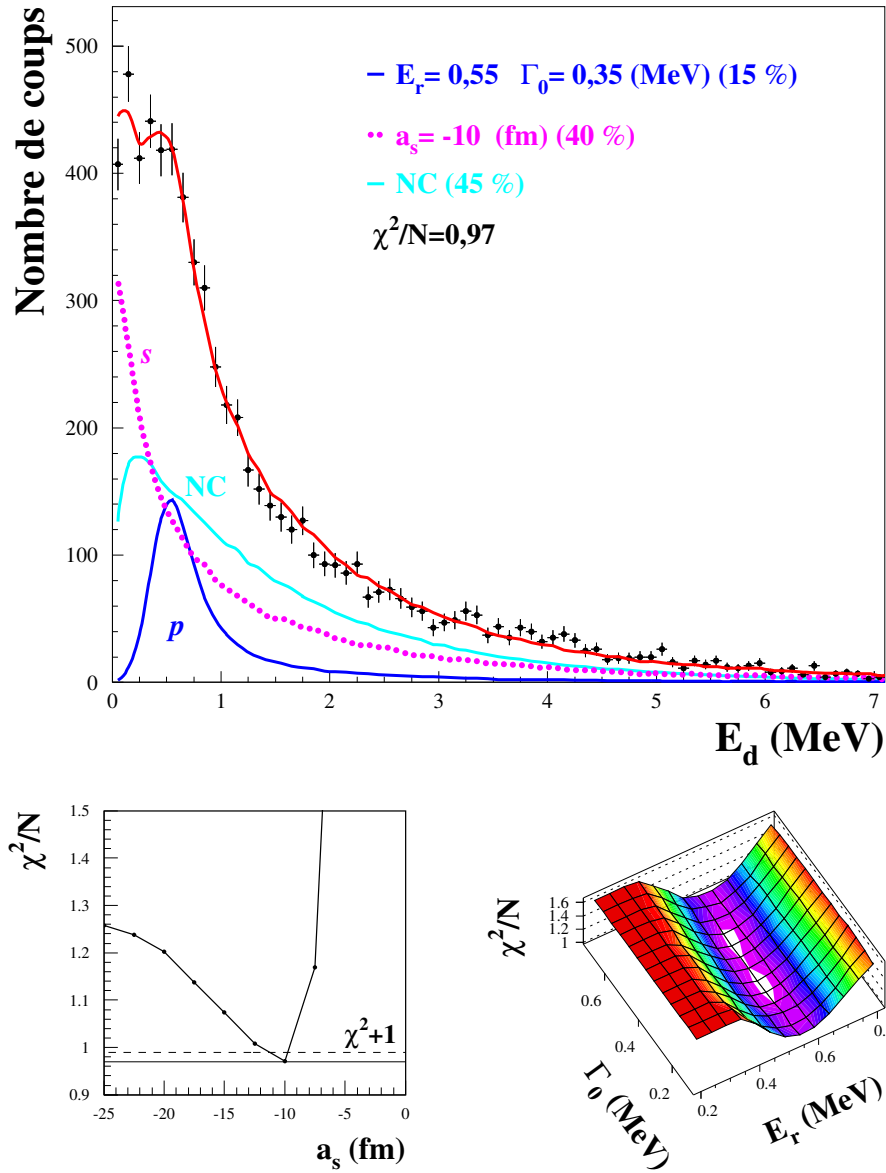


FIGURE 5.10 – Spectre en énergie de décroissance du ^{10}Li avec le meilleur ajustement (trait rouge continu) pour la résonance p (trait bleu foncé continu), l'état s virtuel (trait rose pointillé) et la distribution non corrélée (NC, en bleu clair). Les deux figures en bas représentent l'évolution de χ^2/N en fonction des différents paramètres.

les valeurs des paramètres avec leurs incertitudes :

$$\begin{aligned} \text{état } s \text{ virtuel} & : a_s = -10_{-3}^{+1} [\text{stat}] (\pm 3 [\text{syst}]) \text{ fm} \\ \text{résonance } p & : E_r = 0,55 \pm 0,02 (\pm 0,05) \text{ MeV} \\ & \Gamma_0 = 0,35 \pm 0,05 (\pm 0,15) \text{ MeV} \end{aligned}$$

Nos résultats sont en relativement bon accord avec la plupart des expériences précédentes (cf. tableau 1.1).

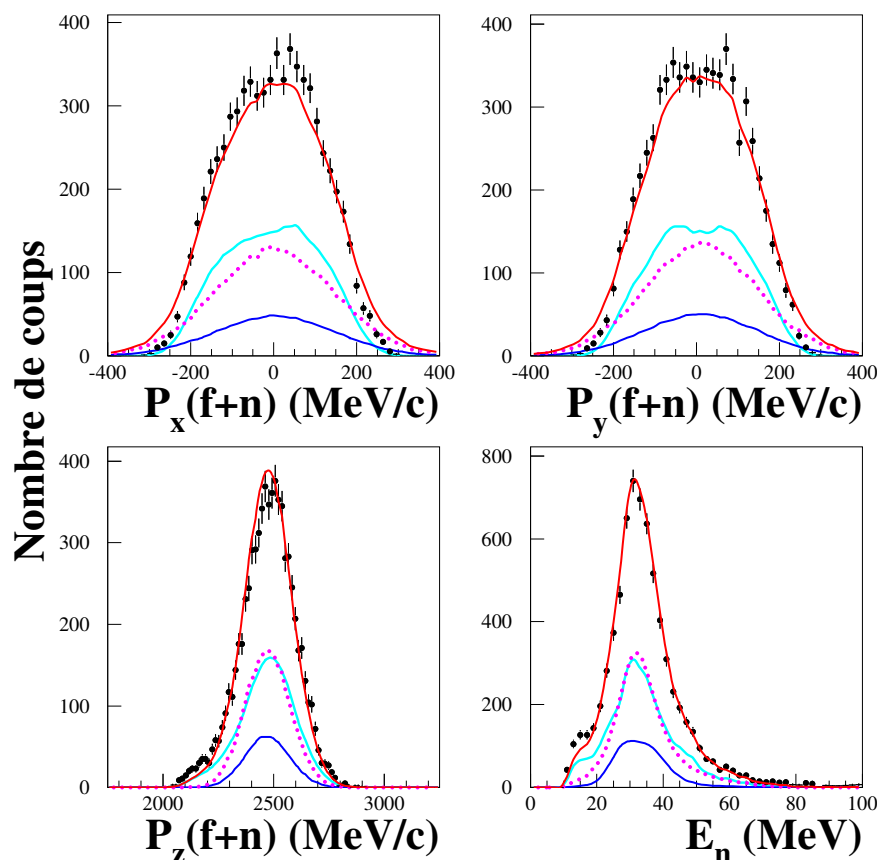


FIGURE 5.11 – Distributions en moment et énergie du neutron du ^{10}Li : comparaison entre les données et la simulation utilisant les paramètres du meilleur ajustement. Le code de couleurs est le même utilisé pour les contributions en figure 5.10.

Des tentatives d’ajustements sans la contribution non corrélée ont été faites dans les trois cas illustrés, mais aucun ajustement n’arrive à reproduire le pic à très basse énergie, qui nécessite l’hypothèse d’un état virtuel plus une distribution non corrélée. En outre, les ajustements sans contribution non corrélée ne reproduisent pas les autres observables comme les distributions en moment et l’énergie du neutron.

Compte tenu de tous les cas examinés, la présence de l’état s virtuel près du seuil ainsi que d’une résonance avec $\ell = 1$ autour de 0,5 MeV semble être évidente, et soutient l’hypothèse d’une poursuite de l’inversion de couches observée dans la chaîne des isotones $N = 7$.

5.2.3 ^{12}Li

En ce qui concerne ce système, l’étude de [Aks08] plaide en faveur d’un état s virtuel près du seuil avec $a_s = -13,7 \pm 1,6$ fm (cf. § 1.4.3). La dernière expérience réalisée pour étudier le ^{12}Li [Hal10] a mis en évidence l’existence de deux possibles états excités interprétés comme des résonances formées par un neutron dans une orbitale $\nu 1d_{5/2}$ couplé à l’état fondamental du ^{11}Li ($3/2^-$).

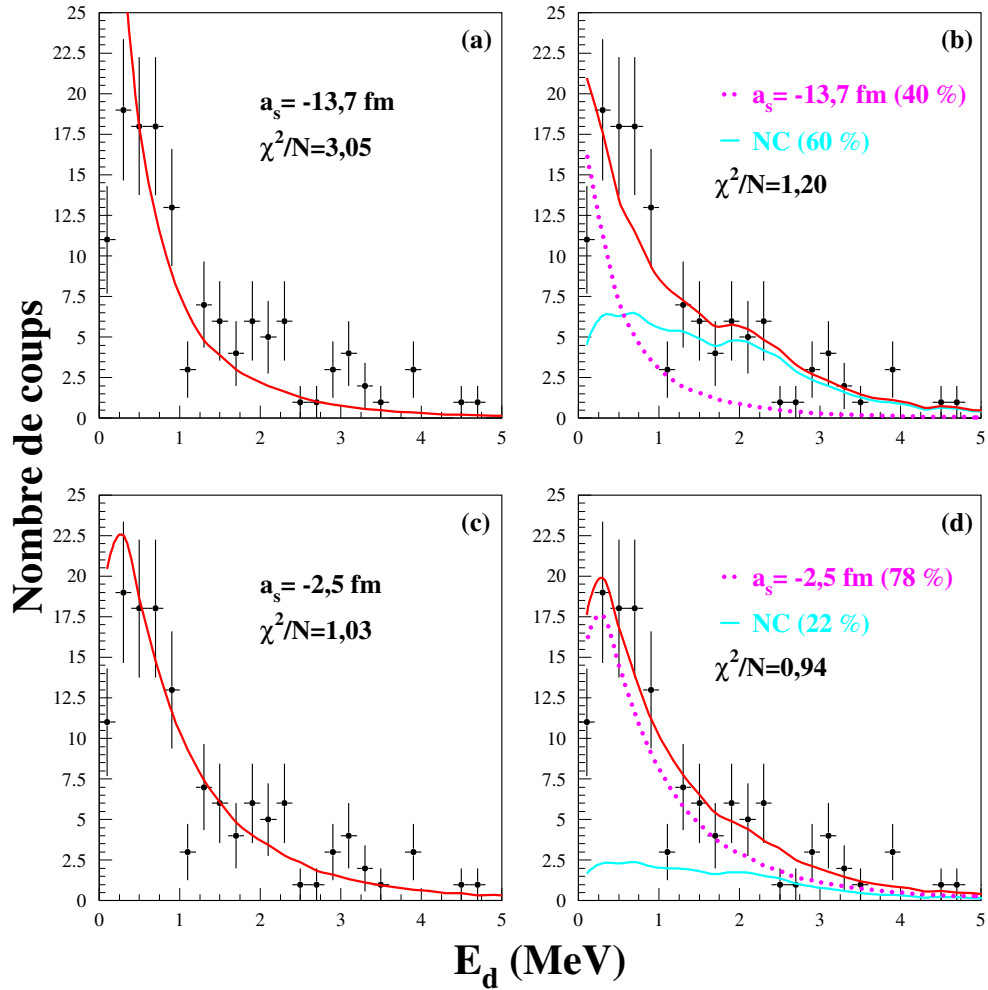


FIGURE 5.12 – Distributions en énergie de décroissance du ^{12}Li : Ajustement aux données (trait rouge continu) pour un état s virtuel (trait rose pointillé). En haut, longueur de diffusion $a_s = -13,7$ fm et ajustements sans (a) et avec (b) une contribution de la distribution non corrélée (NC, en bleu clair). En bas, longueur de diffusion variable libre : ajustements sans (c) et avec (d) la distribution non corrélée.

Dans notre cas le ^{12}Li a été peuplé via le knockout de deux protons à partir du ^{14}B , comme pour [Hal10]. Ceci nous autorise à penser que des états de la couche $2s1d$ puissent être peuplés, si nous supposons que la configuration des neutrons soit peu perturbée (cf. § 1.3.1). Le spectre en énergie de décroissance obtenu présente une statistique limitée. Néanmoins nous avons essayé de donner des interprétations à partir des résultats déjà connus. Dans les deux résultats cités, aucune hypothèse a été faite sur la présence d'une distribution non corrélée. Cependant, dans la réaction étudiée par Aksytina et collaborateurs [Aks08], le projectile de ^{14}Be doit perdre un proton et un neutron pour peupler des états du ^{12}Li . Il y a donc une probabilité non négligeable de détecter un couple $^{11}\text{Li}-n$ non corrélé. La réaction utilisée par Hall et collaborateurs [Hal10] est la même que dans notre cas, exception faite de la cible utilisée (Be), mais aucune distribution non corrélée n'a été prévue.

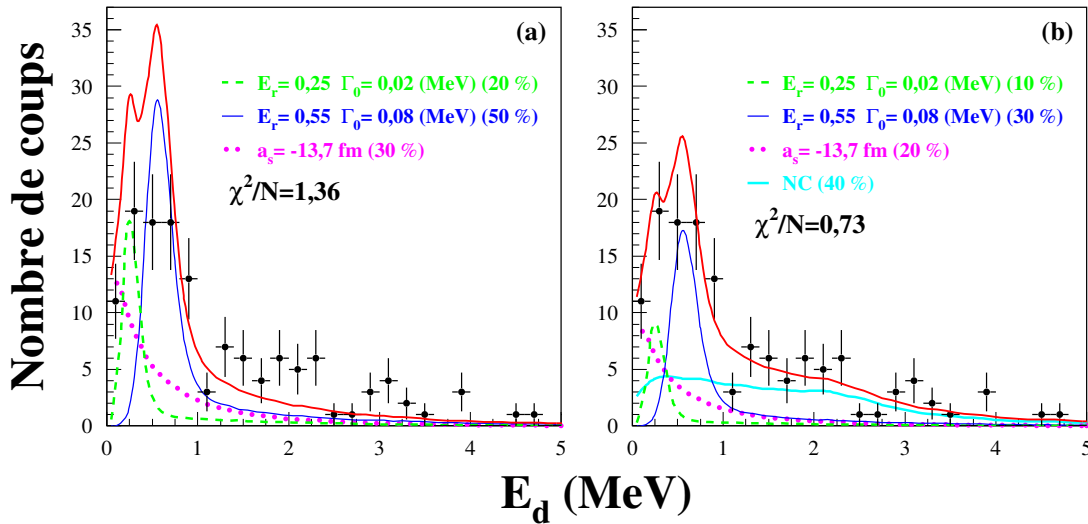


FIGURE 5.13 – Énergie de décroissance du ^{12}Li . Ajustement aux données avec les résultats de [Hal10] (trait rouge continu) : (a) La courbe en trait bleu foncé continu et celle en trait pointillé vert correspondent aux contributions des deux résonances d . La courbe en trait pointillé rose correspond à la contribution de l'état s virtuel. (b) La contribution de la distribution non corrélé (NC, en bleu clair) est ajoutée à l'ajustement.

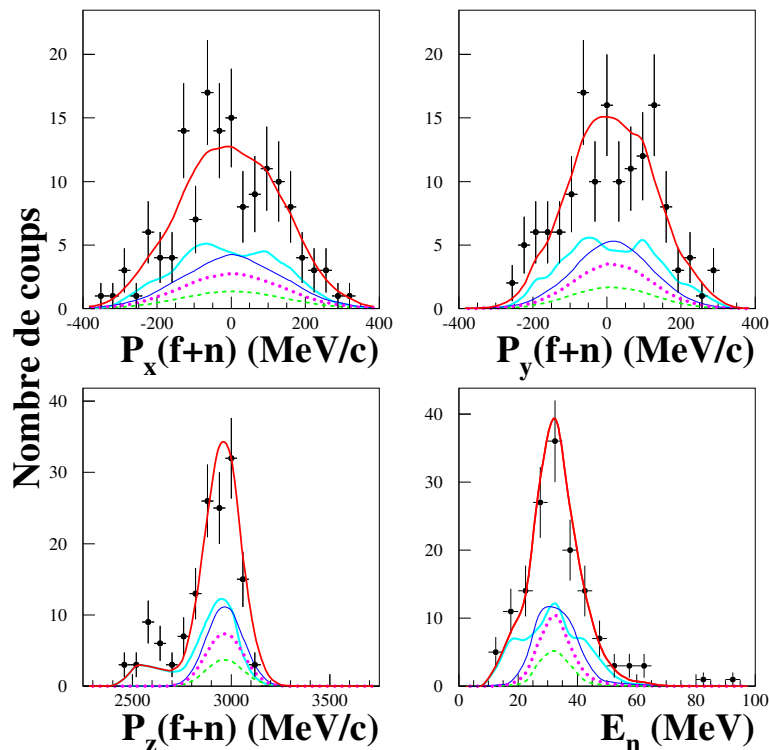


FIGURE 5.14 – Distributions en moment et énergie du neutron du ^{12}Li : comparaison entre données et simulation en utilisant les résultats de [Hal10] et l'hypothèse d'une contribution non corrélée. Le code de couleurs est le même que celui utilisé en figure 5.13.

Dans une première étape, nous avons comparé notre spectre en énergie de décroissance avec la distribution théorique d'un état s virtuel de la même longueur de diffusion que celle mesurée par [Aks08]. Ceci a été fait sans et avec la contribution de la distribution non corrélée. Dans le premier cas, la forme de la distribution ajustée est trop étroite pour reproduire les données (figure 5.12a). Dans le deuxième cas, la contribution de la distribution non corrélée améliore l'ajustement, mais le pic à basse énergie n'est toujours pas reproduit (figure 5.12b). Lorsqu'on autorise la longueur de diffusion à varier dans une plage de valeurs entre -30 et $-2,5$ fm (figure 5.12c-d), le spectre en énergie de décroissance est mieux reproduit dans les deux cas. Cependant, le meilleur ajustement est obtenu pour $a_s = -2,5$ fm, en contradiction avec [Aks08].

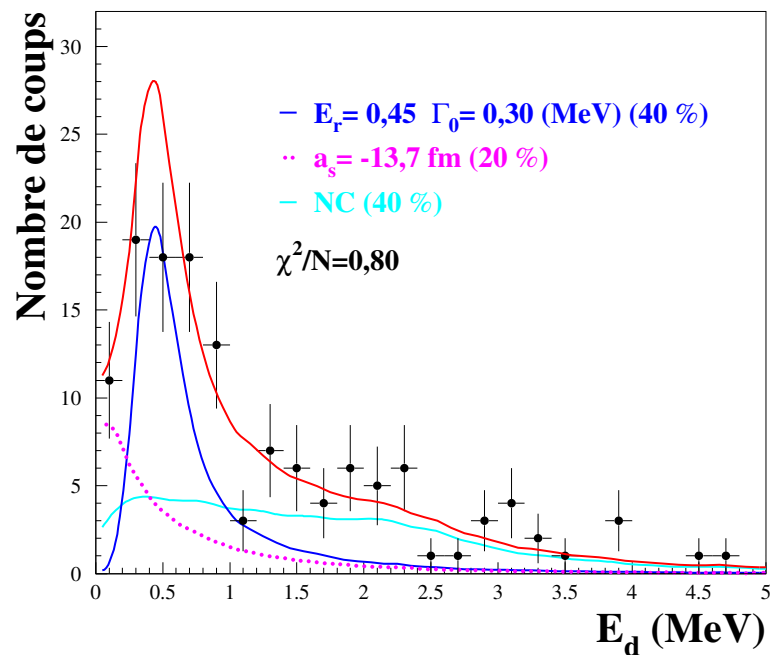


FIGURE 5.15 – Spectre en énergie de décroissance du ^{10}Li avec le meilleur ajustement (trait rouge continu) pour un seul état résonant (trait bleu foncé continu), un état s virtuel avec $a_s = -13,7$ fm (trait pointillé rose) et la distribution non corrélée (NC, bleu clair).

Par la suite, nous avons essayé de reproduire le spectre avec les résultats obtenus par Hall et collaborateurs [Hal10]. En effet, le pic à basse énergie se trouve dans la même région dans laquelle les états excités ont été observés ($0,2 - 0,8$ MeV). Nous avons suivi la même démarche, en faisant un ajustement aux données sans et avec une contribution des événements non corrélés. Dans le cas où la distribution non corrélée n'est pas envisagée (figure 5.13a), le résultat de l'ajustement surestime le pic à basse énergie et ne reproduit pas correctement la partie du spectre aux énergies plus grandes. Si nous considérons l'éventualité d'une contribution non corrélée, l'ajustement reproduit bien les données (figure 5.13b). Ce résultat est confirmé si nous utilisons les paramètres de l'ajustement pour reproduire les autres observables (figure 5.14). Les distributions en moment sont bien reproduites et le même peut se dire de la distribution en énergie des neutrons.

Une autre tentative d'interprétation a été faite en essayant de reproduire les données avec un seul état d résonant à la place de deux. Dans ce cas, l'énergie et la largeur de la

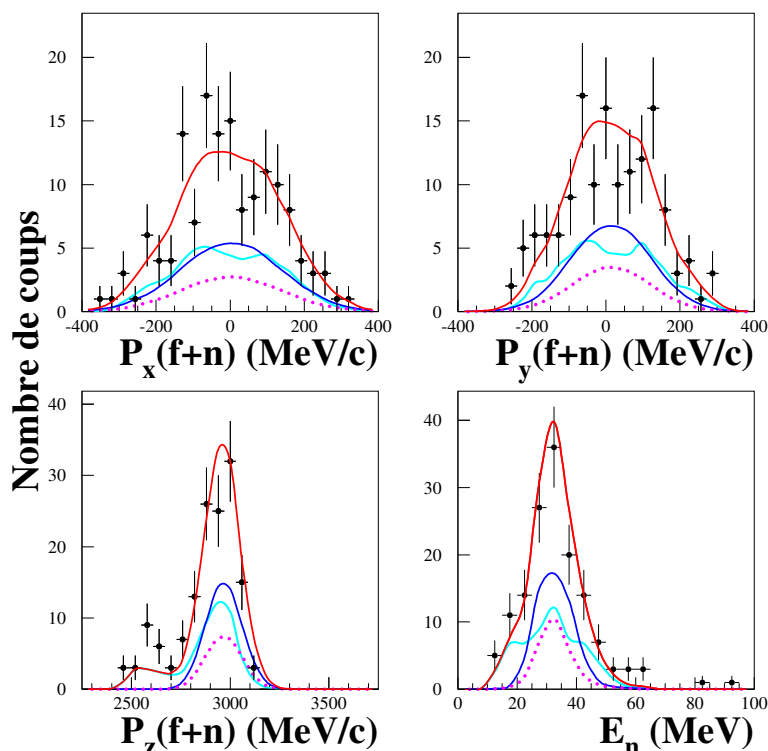


FIGURE 5.16 – Distributions en moment et énergie du neutron du ^{12}Li : comparaison entre données et simulation en utilisant les paramètres du meilleur ajustement pour une seule résonance d , un état s virtuel et une contribution non corrélée.

résonance ont été autorisées à varier dans une plage de valeurs autour de ceux précédemment observés ($0,2 \leq E_r \leq 0,8$ MeV, $\Gamma_0 \leq 0,3$ MeV). Le meilleur ajustement fournit une énergie de résonance $E_r = 0,45 \pm 0,10$ MeV et une largeur $\Gamma_0 = 0,3$ MeV, avec une contribution de 40% (figure 5.15). Pour ce qui concerne l'erreur sur la largeur, dans ce cas seulement une limite inférieure de 0,2 MeV peut être donnée si aucune des contributions n'est fixée. Les paramètres de l'ajustement reproduisent bien les autres observables, comme le montre la figure 5.16.

Cette dernière tentative suggère que la statistique limitée des données et la faible sensibilité à la largeur des états résonants ne permettent pas d'interpréter le spectre en énergie de décroissance de façon plus précise. Néanmoins, il est clair que la composante dominante est celle dans la région entre 0,3 et 0,6 MeV. De plus, le spectre observé est compatible avec les résultats précédents. Nous pouvons donc conclure que la présence d'états excités a été confirmée pour le ^{12}Li , conformément à ce qui était attendu à partir de la structure du ^{14}B (mélange de s et d), suivant l'approximation $\Delta\ell_n = 0$ pour le knockout de deux protons.

5.2.4 ^{13}Be

Comme nous l'avons précédemment dit (cf. § 1.4.4), la structure à basse énergie du ^{13}Be présente plusieurs points d'interrogation. Si l'état $5/2^+$ à une énergie d'environ 2 MeV au-dessus du seuil a été observé dans plusieurs expériences et il est prévu par la théorie, plusieurs hypothèses ont été formulées pour les possibles états à plus basse énergie. En particulier, l'état fondamental se trouve au centre du débat. Les calculs sont en contraste concernant les caractéristiques de cet état, qui est prévu être soit un $1/2^+$ soit un $1/2^-$ (cf. figure 1.15).

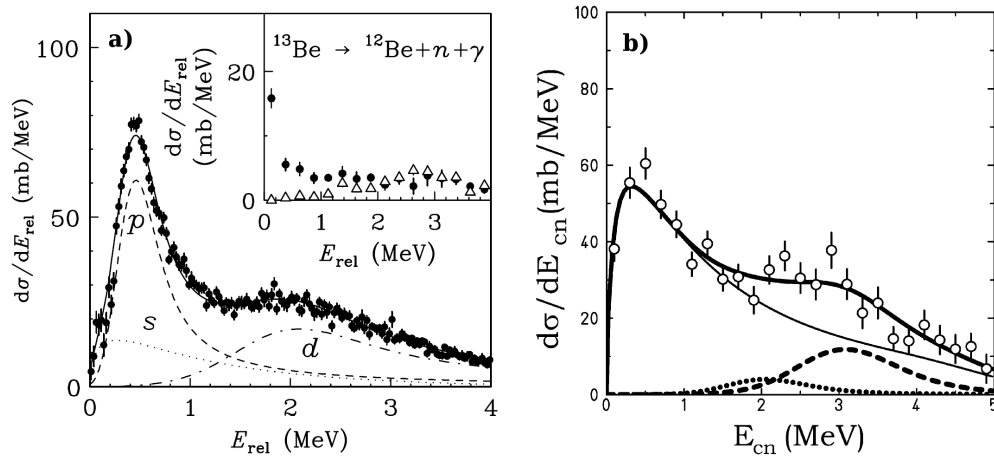


FIGURE 5.17 – Distributions en énergie de décroissance du ^{13}Be obtenues via la réaction $\text{C}(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$ [Kon10] (a) et la réaction $p(^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$ [Sim07] (b). Dans les deux cas, le spectre a été interprété avec un état s virtuel, une résonance p et une résonance d , avec différentes énergies et contributions. Pour les caractéristiques des états, voir le tableau 1.3.

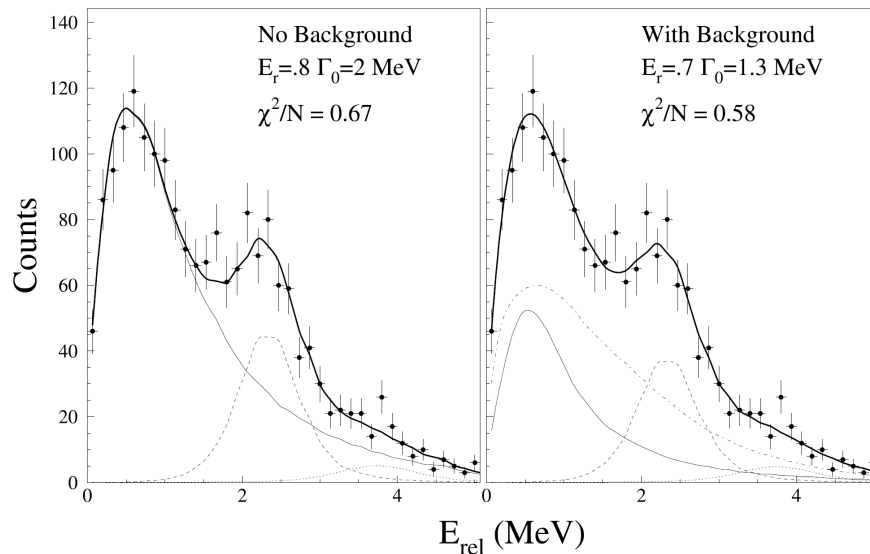


FIGURE 5.18 – Distribution en énergie de décroissance du ^{13}Be obtenue par [Lec04] via la réaction $\text{C}(^{14}\text{B}, ^{12}\text{Be}+n)\text{X}$. Les deux structures dans le spectre ont été interprétées comme une résonance s (~ 0.7 MeV) et une résonance d (~ 2.5 MeV).

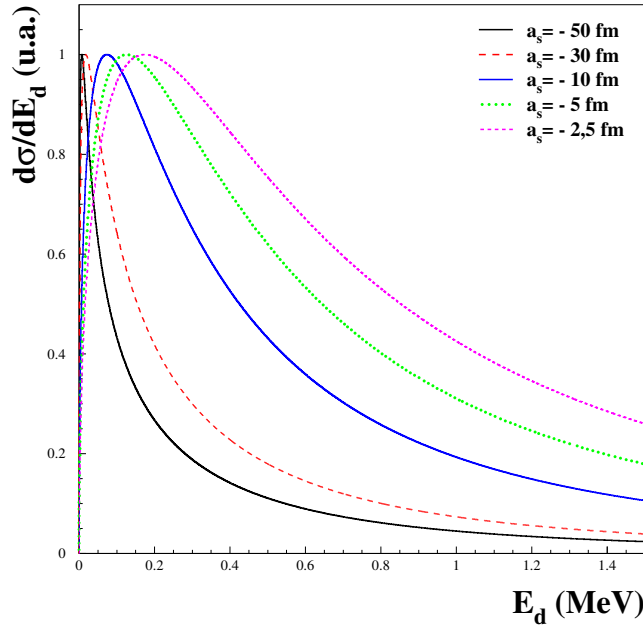


FIGURE 5.19 – Distributions en énergie de décroissance calculées pour un état s virtuel du ^{13}Be avec le modèle utilisé pour les réactions de knockout.

Différentes hypothèses ont été avancées concernant le fait que cet état soit un s virtuel. Certains résultats obtenus en utilisant des réactions de fragmentation [Tho00, Chr08] et compatibles avec un état s virtuel très près du seuil, ont été récemment invalidés [Lep09] en mesurant les corrélations $^{12}\text{Be}+n$ et $^{12}\text{Be}+n+n$ provenant de la cassure d'un faisceau de ^{15}B . Cette analyse a révélé que la structure près du seuil observée pour les événements de coïncidence $^{12}\text{Be}+n$ est en réalité due à une décroissance de l'état excité non lié 2^+ du ^{14}Be , situé à seulement 0,3 MeV au-dessus du seuil d'émission de deux neutrons [Sug07].

Dans le cas de notre étude (et celle de [Lec04]), les distributions théoriques en énergie de décroissance d'un état s virtuel obtenues avec le modèle décrit pour le knockout d'un proton (figure 5.19), montrent qu'il est impossible d'obtenir des états s qui soient éloignés du seuil, de manière à pouvoir reproduire la structure observée autour de 700 keV.

D'autres expériences [Sim07, Kon10] ont conduit à l'observation d'un spectre en énergie de décroissance très similaire à celui qui a été obtenu ici. Cependant les auteurs interprètent la structure à basse énergie respectivement comme un état s virtuel de très faible longueur de diffusion ou comme un état p résonant (figure 5.17a-b).

La difficulté à reproduire la partie à basse énergie du spectre avec un seul état s virtuel en utilisant le modèle cité, nous amène à penser que la description de ce système comme un neutron couplé à un cœur inerte est en réalité trop simpliste. Il est désormais connu que la couche $N = 8$ n'est plus fermée pour le ^{12}Be , car il a été observé expérimentalement qu'une partie importante de la fonction d'onde du fondamental de ce noyau est décrite par une configuration dans laquelle les deux derniers neutrons se trouvent dans la couche sd [Nav00, Pai06]. Ceci implique que le ^{12}Be est sans doute déformé dans son état fondamental, ce qui permettrait l'existence de résonances avec $\ell = 0$ pour le système

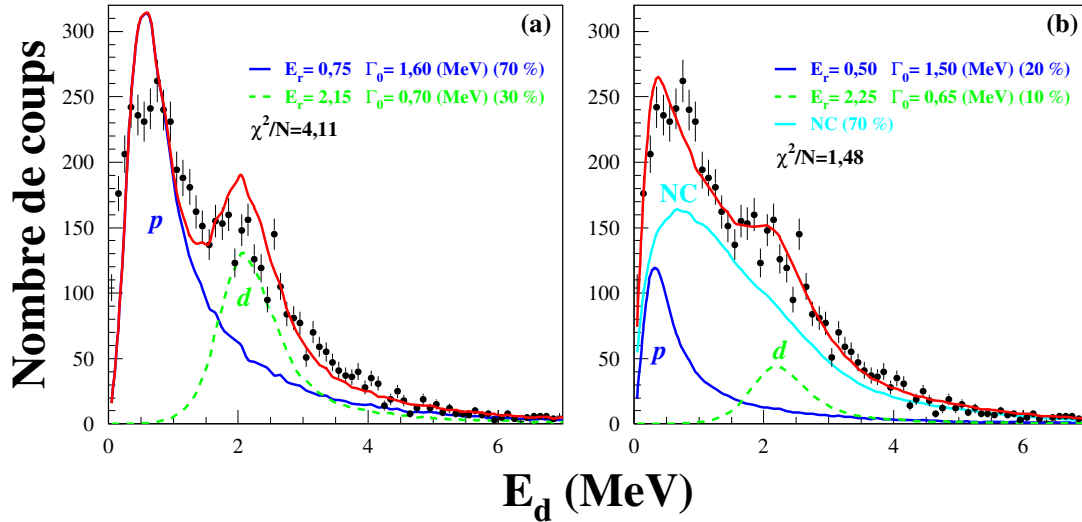


FIGURE 5.20 – Distribution en énergie de décroissance du ^{13}Be pour l’hypothèse (I) d’une résonance p (trait bleu continu) et une résonance d (trait vert pointillé) : (a) ajustement sans distribution non corrélée ; (b) ajustement avec distribution non corrélée (NC, en bleu clair).

$^{12}\text{Be}+n$. En outre, l’état peuplé à une énergie autour de 0,7 MeV au-dessus du seuil dans l’expérience de [Lec04] a été déjà interprété comme une résonance s (figure 5.18).

Dans le but d’établir quelle est l’hypothèse qui reproduit mieux les données, nous avons réalisé différents ajustements avec les plusieurs configurations envisagées :

- I. une résonance p et une résonance d ;
- II. un état s virtuel, une résonance p et une résonance d ;
- III. une résonance s et une résonance d .

Dans tous les cas nous avons réalisé l’ajustement obtenu sans et avec une contribution variable de la distribution non corrélée. Comme nous le verrons, cette composante s’avère nécessaire pour décrire les données.

Nous avons en premier lieu testé l’hypothèse I. Tous les paramètres (énergie et largeur des états, poids des contributions) ont été laissés libres de varier. Le meilleur ajustement pour des états p et d dans les deux cas est montré en figure 5.20. Il est évident qu’une résonance p sans aucune composante non corrélée ne reproduit pas les données, car sa distribution en énergie de décroissance est trop étroite. Si la distribution non corrélée est ajoutée l’ajustement est meilleur, mais le pic autour de 700 keV n’est toujours pas bien reproduit. Nous avons ensuite ajouté la possibilité d’avoir une composante due à un état s virtuel (hypothèse II, figure 5.21a-b). Encore une fois, l’ajustement sans contribution non corrélée donne en pic trop étroit à basse énergie et par conséquent un ajustement mauvais. L’introduction de la distribution non corrélée donne par contre un bon résultat, avec un poids important (60%) de la distribution non corrélée. Cependant, la contribution de l’état virtuel donnant le meilleur ajustement est celle correspondant à une longueur de diffusion $a_s = -2,5$ fm. Cette valeur indiquerait une interaction dans l’état final très faible. Néanmoins, l’hypothèse d’une résonance p comme état fondamental, avec une faible contribution d’un état s virtuel, ne peut pas être écartée sans faire appel à d’autres considérations.

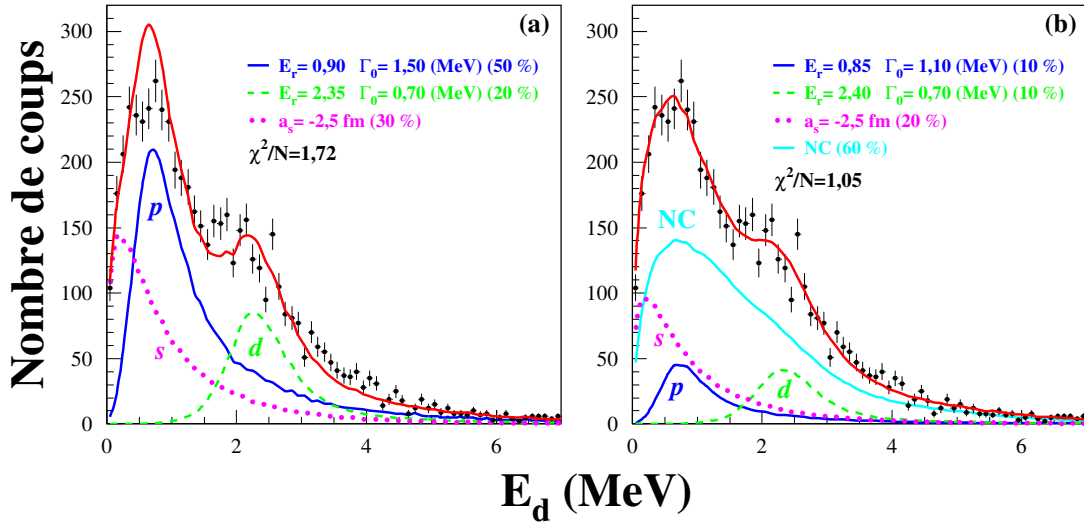


FIGURE 5.21 – Distribution en énergie de décroissance du ^{13}Be pour l’hypothèse (II) d’un état s virtuel (trait pointillé rose), une résonance p (trait bleu foncé continu) et une résonance d (trait pointillé vert) : (a) ajustement sans distribution non corrélée ; (b) ajustement avec une distribution non corrélée (NC, bleu clair).

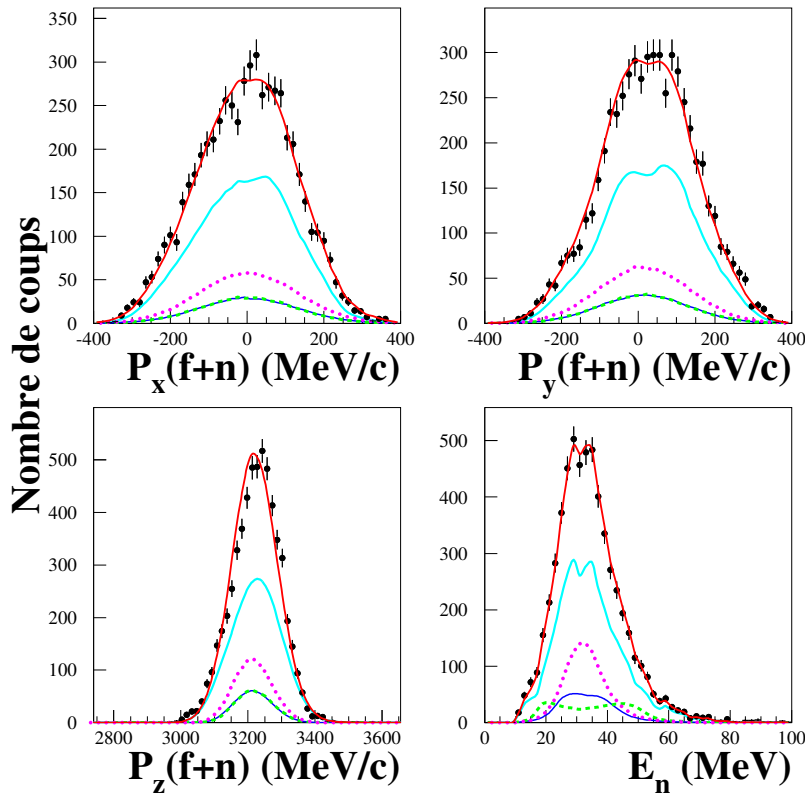


FIGURE 5.22 – Distributions en moment et énergie du neutron du ^{13}Be : comparaison simulation-données avec les paramètres du meilleur ajustement au spectre en énergie de décroissance (figure 5.21b) pour un état s virtuel, une résonance p et une résonance d (hypothèse II). Le code de couleur est le même que celui utilisé en figure 5.21b.

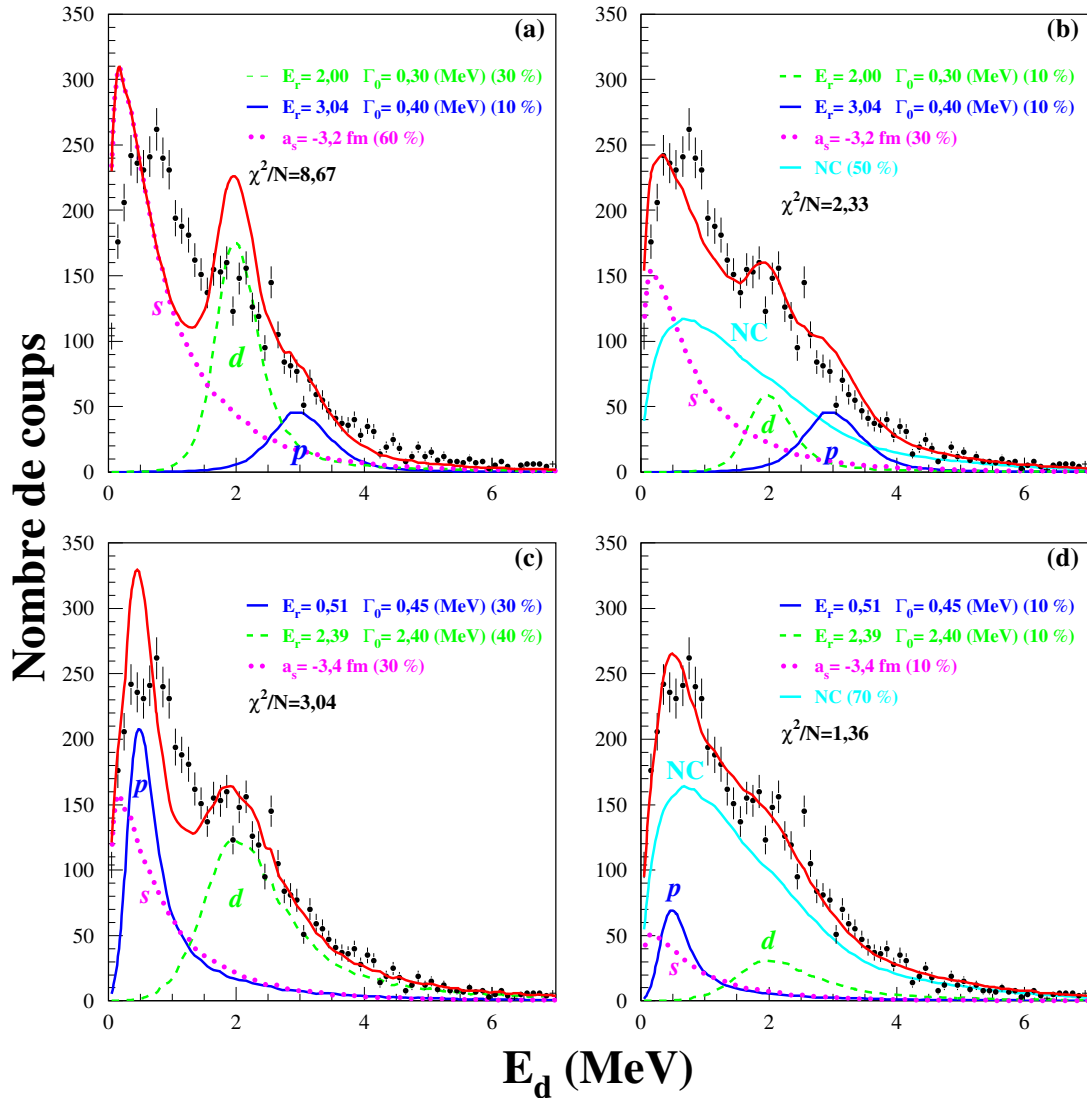


FIGURE 5.23 – Distribution en énergie de décroissance du ^{13}Be ; comparaison avec les paramètres des états proposés dans la littérature. Seuls les poids des contributions sont laissés libres de varier dans l’ajustement ; (a) Paramètres de la référence [Sim07], sans distribution non corrélée ; (b) avec une contribution variable de la distribution non corrélée. (c) Paramètres de la référence [Kon10], sans distribution non corrélée ; (d) avec une contribution variable de la distribution non corrélée.

Une telle configuration a été suggérée dans [Sim07, Kon10]. Pour faire une comparaison, nous avons fixé les paramètres suivant les résultats de ces auteurs (figure 5.23). La seule configuration qui reproduit approximativement les données est celle de [Kon10], mais à condition de rajouter une distribution non corrélée (figure 5.23d), qui prend dans ce cas une place prépondérante (70 %). Nous rappelons que dans les résultats de [Sim07, Kon10], aucune contribution des événements non corrélés a été envisagée.

Par la suite, notre hypothèse (III) d’une résonance s a été testée. Pour ce faire nous avons utilisé la paramétrisation décrite dans le paragraphe 5.1.2 avec $\ell = 0$.

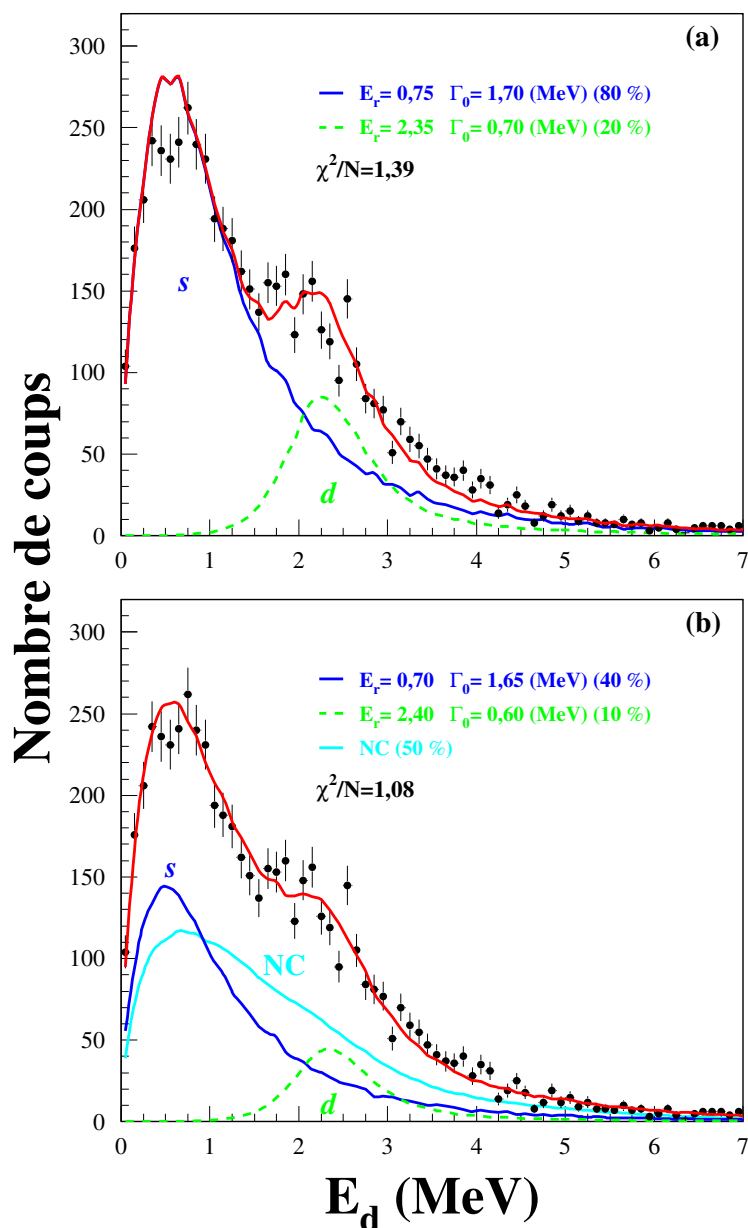


FIGURE 5.24 – Distribution en énergie de décroissance du ^{13}Be pour l’hypothèse (III) d’une résonance s (trait continu bleu foncé) et une résonance d (trait pointillé vert) (a) ajustement sans distribution non corrélée ; (b) ajustement avec une distribution non corrélée (NC, bleu clair).

Les paramètres des deux résonances ont été laissés libres de varier ($0,2 \leq E_r \leq 1$ MeV, $0,5 \leq \Gamma_0 \leq 2,5$ MeV pour l’état $\ell = 0$; $1,5 \leq E_r \leq 3,5$ MeV, $0,25 \leq \Gamma_0 \leq 2,5$ MeV pour l’état $\ell = 2$). Notons que dans l’hypothèse d’une résonance s nous n’avons aucune référence pour la largeur de l’état, car il est impossible de définir une largeur de particule indépendante (cf. § 5.1.2.1).

Le résultat des ajustements avec et sans la distribution non corrélée sont présentés en figure 5.24a-b. Le meilleur ajustement est celui qui inclut la présence d’une distribution non corrélée, avec $E_r = 0,7$ et $\Gamma_0 = 1,65$ MeV pour la résonance s , $E_r = 2,4$ et

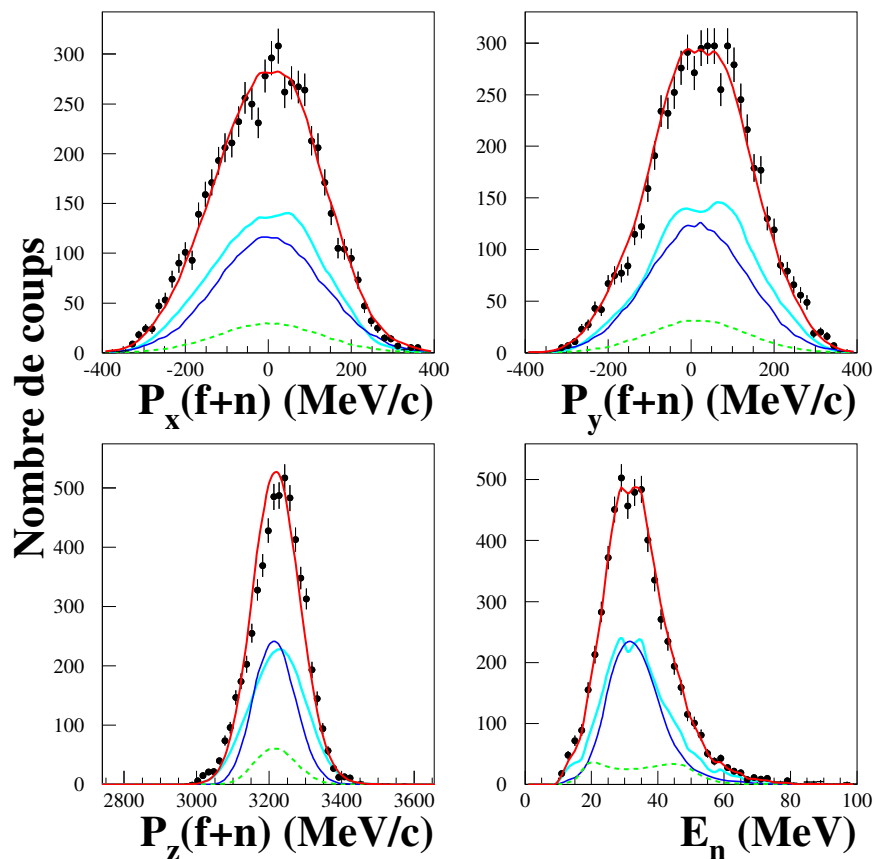


FIGURE 5.25 – Distributions en moment et énergie du neutron du ^{13}Be : comparaison simulation-données avec les paramètres du meilleur ajustement au spectre en énergie de décroissance (figure 5.24b) pour une résonance s et une résonance d (hypothèse III).

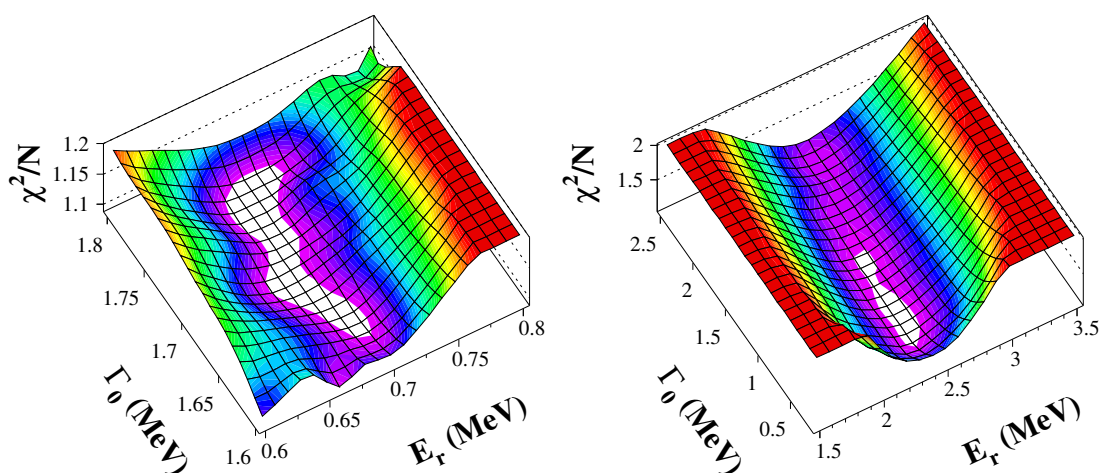


FIGURE 5.26 – Surfaces de χ^2/N en fonction de l'énergie et de la largeur de la résonance, pour les états s (à gauche) et d (à droite) résonants du ^{13}Be .

$\Gamma_0 = 0,6$ MeV pour la résonance d ($\Gamma_{sp} = 0,8$ MeV). Dans ce cas l'accord avec les données est très satisfaisant. Les paramètres issus de l'ajustement ont été alors utilisés pour simuler les distributions des autres observables (figure 5.25). Toutes les observables sont bien reproduites, ce qui renforce notre confiance dans cette hypothèse.

Nous avons estimé les erreurs sur les paramètres des deux résonances en utilisant les contours correspondant à une augmentation de χ^2 d'une unité (figure 5.26) en fonction des couples de paramètres. Ceci nous donne l'incertitude statistique, à laquelle s'ajoute une estimation de l'incertitude systématique :

$$\begin{aligned} \text{résonance } s & : E_r = 0,70 \pm 0,05 [\text{stat}] (\pm 0,07 [\text{syst}]) \text{ MeV} \\ & \Gamma_0 = 1,7 \pm 0,1 (\pm 0,1) \text{ MeV} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{résonance } d & : E_r = 2,4 \pm 0,1 (\pm 0,1) \text{ MeV} \\ & \Gamma_0 = 0,6 \pm 0,2 (\pm 0,1) \text{ MeV} \end{aligned}$$

Les différentes hypothèses testées nous permettent de conclure que la présence d'une résonance $\ell = 2$ avec une énergie de 2,4 MeV au-dessus du seuil est évidente. En ce qui concerne l'état à plus basse énergie, l'hypothèse d'un état $\ell = 1$ comme fondamental, avec une faible contribution d'un état s virtuel, reproduit bien les données, même si l'énergie obtenue pour la résonance p est différente par rapport à celle obtenue dans [Kon10]. Néanmoins, dans la réaction étudiée ici, l'hypothèse d'un état fondamental $\ell = 0$ est supportée par certaines considérations. Le ^{13}Be a été peuplé via le knockout d'un proton à partir du ^{14}B . Dans l'hypothèse que la configuration du neutron de valence du projectile ne soit pas perturbée ($\Delta\ell_n = 0$), cette réaction nous fournit une sélectivité vis-à-vis de l'état non lié peuplé. Puisque l'état fondamental du ^{14}B se trouve majoritairement dans une configuration $^{13}\text{B} \otimes \nu s_{1/2}$, avec une contribution de $^{13}\text{B} \otimes \nu d_{5/2}$ [Gui00, Sau00, Sau04], le peuplement d'un état s et dans une moindre mesure d'un état d , devraient dans ce cas être favorisés. Pour cette raison, dans notre étude, l'hypothèse (III) du peuplement d'un état à basse énergie avec $\ell = 0$ semble être la plus appropriée. Cette éventualité marquerait une continuité de l'inversion des niveaux $\nu 1d_{5/2} - \nu 2s_{1/2}$ au-delà de la drip-line neutron.

Conclusions et perspectives

Au cours de ce travail de thèse, la structure à basse énergie des systèmes non liés $^{10,12}\text{Li}$ et ^{13}Be a été étudiée via le knockout et la fragmentation d'un faisceau de ^{14}B à 35 MeV/nucléon. Dans ce but nous avons utilisé la méthode de la masse invariante, qui prévoit la détection en coïncidence du fragment et du neutron produits lors de la décroissance du système non lié.

Les données ont été interprétées avec une simulation prenant en compte les effets du dispositif expérimental et, dans une certaine mesure, la réaction. Les distributions théoriques calculées pour les différents états ont été convoluées à la réponse du dispositif en fonction l'énergie de décroissance. Une technique de mélange itératif d'événements a été utilisée pour déterminer la distribution des événements fragment-neutron non corrélés. Une comparaison des distributions filtrées, sommées à la composante non corrélée a été réalisée pour différentes hypothèses structurelles.

La méthode a été testée sur l' ^7He , dont l'état fondamental non lié est bien connu. Une combinaison de l'état fondamental simulé et de la distribution non corrélée est en très bon accord avec les données, ce qui renforce la validité des techniques utilisées.

L'interprétation des spectres en énergie de décroissance reconstruits, guidée par des considérations théoriques, a révélé le peuplement de plusieurs états pour les différents systèmes :

^{10}Li deux états près du seuil ont été mis en évidence :

- un état s virtuel de longueur de diffusion $a_s = -10_{-3}^{+1} [\text{stat}] (\pm 3 [\text{syst}]) \text{ fm}$;
- une résonance p avec $E_r = 0,55 \pm 0,02 (\pm 0,05) \text{ MeV}$ et $\Gamma_0 = 0,35 \pm 0,05 (\pm 0,15) \text{ MeV}$.

Ce résultat est en accord avec les autres expériences précédemment réalisées (cf. tableau 1.1) et confirme l'inversion entre les niveaux $\nu 1p_{1/2}$ et $\nu 2s_{1/2}$.

^{12}Li pour ce système la présence d'états excités de basse énergie a été mise en évidence. La statistique limitée ne permet pas de déterminer précisément l'énergie de ces états, mais une comparaison avec les deux états excités à 0,25 et 0,55 MeV au-dessus du seuil observés par [Hal10] donne un résultat positif, à condition d'autoriser la présence d'une contribution de la distribution non corrélée. Ce résultat confirme ainsi le peuplement d'états excités du ^{12}Li via le knockout de deux protons.

^{13}Be deux états résonants ont été peuplés :

- un état à une énergie $E_r = 0,70 \pm 0,05 (\pm 0,07)$ MeV, avec une largeur $\Gamma_0 = 1,7 \pm 0,1 (\pm 0,1)$ MeV ;
- une résonance d avec $E_r = 2,4 \pm 0,1 (\pm 0,1)$ MeV et $\Gamma_0 = 0,6 \pm 0,2 (\pm 0,1)$ MeV.

Le premier état a été interprété comme une résonance s . Cette hypothèse, associée à celle de la résonance d à 2,4 MeV, reproduit bien le spectre en énergie de décroissance ainsi que toutes les autres observables (distributions en moment et distribution en énergie du neutron). Cette interprétation suggère donc un autre scénario par rapport aux études précédentes [Tho00, Sim07, Kon10] proposant comme fondamental un état s virtuel ou une résonance p .

On note que dans notre analyse (cf. § 5.2.4) l'hypothèse d'un état fondamental $\ell = 1$, avec une contribution minoritaire d'un état s virtuel de faible longueur de diffusion, reproduit le spectre en énergie de décroissance du ^{13}Be de façon satisfaisante. Mais le processus de knockout d'un proton utilisé pour accéder aux états du ^{13}Be à partir du ^{14}B , devrait privilégier le peuplement des états $\ell = 0$ et 2, à cause de sa sélectivité vis-à-vis du moment angulaire du neutron de valence du projectile. Ces considérations nous amènent à conclure que l'état peuplé à 0,7 MeV au-dessus du seuil soit une résonance s . Une autre étude précédente [Lec04] utilisant la même réaction qu'ici, avait abouti à un résultat similaire à celui obtenu dans ce travail.

La présence d'un état $\ell = 0$ à basse énergie impliquerait que l'inversion entre les niveaux $\nu 1d_{5/2}$ et $\nu 2s_{1/2}$ dans la chaîne $N = 9$ se poursuit pour le ^{13}Be .

Ces résultats confirment la possibilité de se servir du knockout d'un ou deux protons comme outil spectroscopique pour avoir une sélectivité sur les états non liés peuplés. Ces réactions ont précédemment permis d'obtenir des informations structurales sur les systèmes qui se trouvent au-delà de la drip-line neutron, comme s'en est le cas pour le knockout du ^{11}Be , ayant permis d'étudier les systèmes ^{10}Li et ^9He [Che01, AF07] à travers la perte d'un ou deux protons. Ici les mêmes types de réactions ont permis de peupler des états du ^{13}Be et du ^{12}Li à partir du ^{14}B et nous ont donné une base pour formuler des hypothèses sur leur structure.

Néanmoins, la technique expérimentale utilisée peut être améliorée sous plusieurs aspects. Des mesures avec une meilleure statistique, notamment pour le ^{12}Li , sont souhaitables dans le futur. De plus, l'utilisation de détecteurs γ pour des mesures de coïncidence fragment-neutron- γ serait aussi souhaitable, afin de déterminer le taux de décroissance des systèmes non liés en fragment excité plus neutron.

L'amélioration de la statistique nécessite des faisceaux plus intenses et des détecteurs de neutrons avec une efficacité plus élevée. Ce deuxième point peut être achevé en augmentant la couverture en angle solide. En même temps une meilleure résolution est aussi nécessaire pour des mesures plus précises des observables. La résolution actuelle des détecteurs comme DéMoN (autour de 400 keV pour une énergie de décroissance d'1 MeV) est limitée par la taille des modules.

Du point de vue théorique, un modèle réaliste, incluant les effets de la réaction sur le peuplement du système non lié est nécessaire. De plus, il est également indispensable

de prendre en compte la structure du cœur du projectile et du fragment pour avoir une description plus correcte de la structure du système fragment-neutron non lié.

Du point de vue des autres expériences, des réactions et des méthodes complémentaires sont envisageables. Pour ce qui concerne le ^{13}Be , par exemple, la disponibilité d'un faisceau de ^{12}Be à basse énergie (~ 5 MeV/nucléon) de bonne intensité, permettrait d'étudier la réaction $d(^{12}\text{Be},p)^{13}\text{Be}$, avec le but de peupler des configurations s , p et d du neutron. De plus, la description théorique des réactions de transfert est bien connue.

Un autre choix intéressant serait d'utiliser le knockout à haute énergie sur une cible de protons (sans structure). Une ultérieure amélioration pourrait venir de la détection du proton de recul, permettant d'étudier le système non lié en cinématique complète.

Du point de vue des installations pouvant fournir des nouveaux faisceaux d'ions légers et des équipements plus performants, le RIBF (« Radioactive Ion Beam Factory ») à RIKEN donne déjà à présent la possibilité d'étendre l'étude des systèmes au-delà de la drip-line neutron jusqu'à $Z \approx 14$. Des noyaux très exotiques peuvent être produits par le spectromètre BigRIPS, comme les noyaux à halo de deux neutrons ^{19}B et ^{22}C . Ces systèmes et leur sous-systèmes fragment-neutron non liés (^{18}B , ^{21}C) seront prochainement étudiés par notre équipe en utilisant l'aimant dipolaire SAMURAI et son système de détection des particules chargées, couplé au multidétecteur de neutrons NEBULA.

Annexe A

Détermination de la position d'impact sur la cible

Comme nous l'avons déjà mentionné (cf. § 3.5), deux méthodes ont été utilisées pour obtenir la position d'impact sur cible :

- utilisation des deux chambres à dérive pour obtenir la position $(X, Y)_{cible}$ événement par événement ;
- utilisation des profils en X et Y sur la cible précédemment obtenus avec les chambres à dérive, pour déterminer le profil du faisceau sur la cible.

Évidemment la première méthode est plus correcte, car elle comporte en principe une meilleure précision dans la détermination des quadri-vecteurs impulsion du fragment et du neutron, et donc une meilleure résolution en énergie de décroissance. Mais l'utilisation des chambres à dérive pour connaître la direction de chaque ion du faisceau, implique une perte très importante (de l'ordre de 50%) sur la statistique, puisque la mesure de la position de chaque ion implique la détection d'un signal au dessus du seuil pour les huit cellules composant les deux chambres à dérive.

La deuxième méthode permet de récupérer les événements perdus à cause de l'efficacité de cellules, à condition de ne pas utiliser l'information sur la position événement par événement, au détriment d'une dégradation dans la résolution en énergie de décroissance. La comparaison entre les deux méthodes (figure A.1) a cependant montré que cette dégradation reste minimale et, ce qui est le plus important, cette approximation n'affecte pas la forme des distributions en énergie de décroissance et permet d'augmenter la statistique de plus qu'un facteur deux.

L'approximation introduite dans la deuxième méthode doit être prise en compte lors des simulations. Dans ce but, pour chaque événement simulé, les coordonnées $(X, Y)_{cible}$ de l'ion du faisceau incident ont été tirés aléatoirement suivant les profils en X et Y du faisceau sur la cible. La même chose a été faite pour l'angle azimutal et polaire de l'ion incident, tirés suivant les profils bidimensionnels montrés en figure 3.6, afin de reproduire la corrélation entre la direction du faisceau et la position d'impact sur la cible.

Pour évaluer l'effet de l'introduction des profils du faisceau dans la simulation, une comparaison entre cette méthode et celle qui prend en compte la position événement par événement a été réalisée. La figure A.2 montre la résolution pour différentes énergies de décroissance suivant les deux méthodes utilisées. La courbe et les cercles en noir font

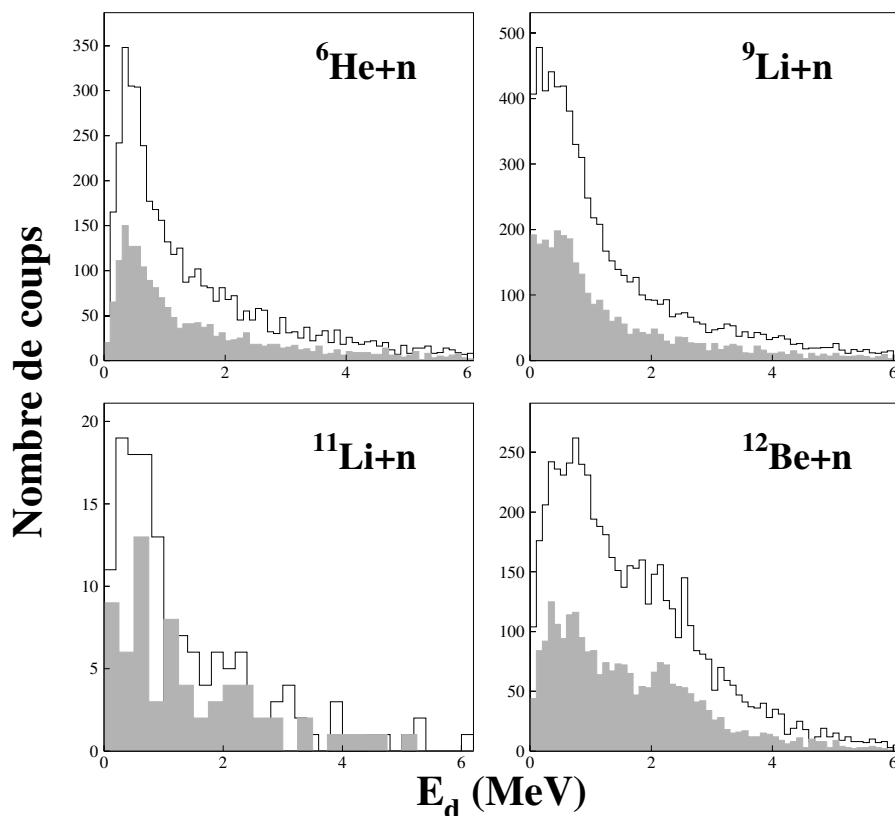


FIGURE A.1 – Spectres en énergie de décroissance obtenus en utilisant les deux méthodes (voir texte) pour déterminer la position d'impact des ions sur la cible. Les spectres en gris montrent les événements obtenus en déterminant la position des ions incidents événement par événement.

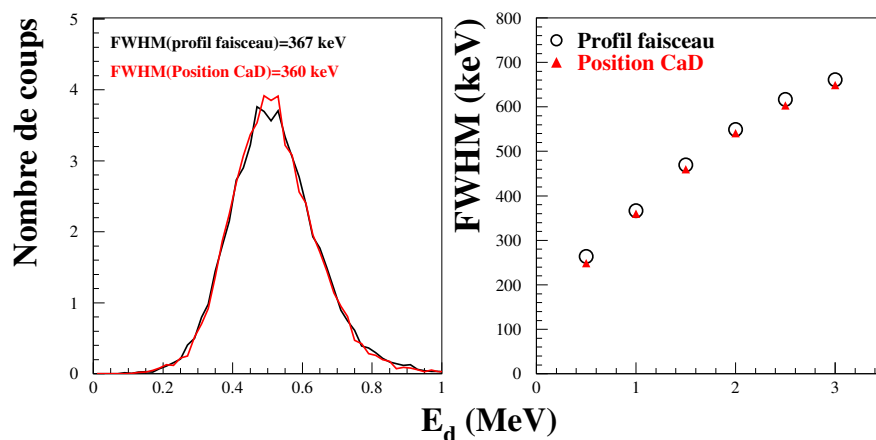


FIGURE A.2 – Comparaison de la résolution simulée en utilisant le profil du faisceau (en noir) sur la cible et prenant en compte la position des ions événement par événement (en rouge). À gauche : résolution simulée pour une énergie de décroissance de 0,5 MeV. À droite : largeur à mi-hauteur pour les différentes énergies simulées en utilisant le profil du faisceau (cercles) et la position événement par événement (triangles).

référence à la simulation prenant en compte le profil du faisceau sur la cible et les distributions des angles $(\theta_{inc}, \phi_{inc})$ (cf. § 3.2.2), tandis que la courbe et les triangles en rouge décrivent les résultats obtenus en supposant que la position soit mesurée pour chaque événement. Dans ce dernier cas la résolution des chambre à dérive est prise en compte ($\sim 1,5$ mm, FWHM cf. § 3.2.1) pour la détermination de la position. Cette comparaison montre qu'il n'y a pas d'effets appréciables introduits par l'approximation dans la simulation.

Annexe B

Simulation de la résolution en énergie de décroissance

La résolution en énergie de décroissance est déterminée par les différentes contributions relatives aux résolutions de tous les détecteurs composant le dispositif expérimental. L'effet de ces contributions a été estimé avec la simulation, en introduisant au fur et à mesure les différentes contributions à la résolution totale. Les contributions suivantes ont

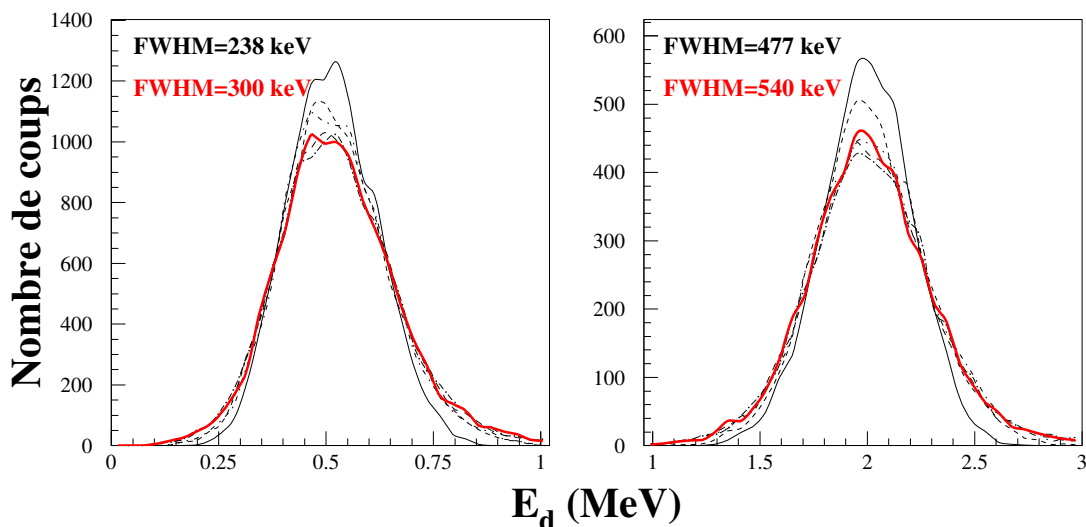


FIGURE B.1 – Simulation de la résolution en énergie de décroissance du dispositif pour le ^{13}Be . Contributions des différentes composantes du dispositif expérimental à la résolution en énergie de décroissance simulée. La figure à gauche montre les résultats d'une simulation pour $E_d = 0,5$ MeV, celle à droite pour $E_d = 2$ MeV. Le trait continu mince représente la contribution due à l'angle solide fini des modules de DéMoN. Les différentes courbes en trait pointillé représentent les effets de l'introduction successive des autres composantes (voir texte). La courbe en trait rouge épais représente la résolution totale en énergie de décroissance.

été introduites l'une après l'autre :

- résolution en angle du neutron détecté dans DéMoN, due à l'angle solide fini de chaque module ;
- épaisseur de la cible ;
- résolution en position des chambres à dérive ;
- résolution en temps de DéMoN ;
- résolution en position et en énergie du télescope ;
- résolution en énergie et en angle du faisceau.

La figure B.1 présente les résultats des ces simulations pour le cas du ^{13}Be . Il est évident que la contribution principale est celle due à l'effet de l'angle solide fini des modules DéMoN. L'incertitude sur la perte d'énergie dans la cible est la deuxième source de dégradation dans la résolution, tandis que toutes les autres contributions ont un effet moindre sur la résolution totale.

Bibliographie

- [AF07] H. Al Falou.
Étude de la structure des noyaux non liés ${}^7,9\text{He}$ et ${}^{10}\text{Li}$.
Thèse de l'Université de Caen (2007).
- [Aks08] Yu. Aksyutina et al.
Lithium isotopes beyond the drip line.
Physics Letters B 666 (2008) 430 – 434.
- [Aks09] Yu. Aksyutina et al.
Properties of the ${}^7\text{He}$ ground state from ${}^8\text{He}$ neutron knockout.
Physics Letters B 679 (2009) 191 – 196.
- [Ann87] R. Anne et al.
The achromatic spectrometer LISE at GANIL.
Nuclear Instruments and Methods A 257 (1987) 215 – 232.
- [Ann92] R. Anne et A. C. Mueller.
LISE 3 : a magnetic spectrometer-Wien filter combination for secondary radioactive beam production.
Nuclear Instruments and Methods B 70 (1992) 276 – 285.
- [AS90] F. Ajzenberg-Selove.
Energy levels of light nuclei $A = 11-12$.
Nuclear Physics A 506 (1990) 1 – 158.
- [Aum00] T. Aumann et al.
One-Neutron Knockout from Individual Single-Particle States of ${}^{11}\text{Be}$.
Physical Review Letters 84 (2000) 35 – 38.
- [Aus70] N. Austern.
Direct Nuclear Reaction Theories.
Wiley & Sons (1970).
- [Bel98] A. V. Belozyorov et al.
Spectroscopy of ${}^{13}\text{Be}$.
Nuclear Physics A 636 (1998) 419 – 426.
- [Ber98] G. F. Bertsch, K. Hencken, et H. Esbensen.
Nuclear breakup of Borromean nuclei.
Physical Review C 57 (1998) 1366–1377.
- [Bet49] H. A. Bethe.
Theory of the Effective Range in Nuclear Scattering.
Physical Review 76 (1949) 38–50.

- [Bla07] G. Blanchon et al.
Unbound exotic nuclei studied by projectile fragmentation.
Nuclear Physics A 784 (2007) 49 – 78.
- [Boh69] A. Bohr et B.R. Mottelson.
Nuclear structure, volume 1.
W.A. Benjamin (1969).
- [Boh93] H.G. Bohlen et al.
Solution of the ^{10}Li -puzzle.
Zeitschrift für Physik A 344 (1993) 381.
- [Boh97] H.G. Bohlen et al.
Study of weakly bound and unbound states of exotic nuclei with binary reactions.
Nuclear Physics A 616 (1997) 254c.
- [Boh99] H.G. Bohlen et al.
Spectroscopy of exotic nuclei with multi-nucleon transfer reactions.
Progress in Particle and Nuclear Physics 42 (1999) 17 – 26.
- [Boh01] H. G. Bohlen et al.
Spectroscopy of ^7He states using the $(^{15}\text{N}, ^{17}\text{F})$ reaction on ^9Be .
Physical Review C 64 (2001) 024312.
- [Bor83] V. Borrel et al.
Peripheral Ar induced reactions at 44 MeV/u - similarities and deviations with respect to a high energy fragmentation process.
Zeitschrift für Physik A 314 (1983) 191–197.
- [Bow73] J. D. Bowman et al. *Discovery of Two Isotopes, ^{14}Be and ^{17}B , at the Limits of Particle Stability.*
Physical Review Letters 31 (1973) 614 – 616.
- [Bri06] I. Brida et al.
Effects of deformation in the three-body structure of ^{11}Li .
Nuclear Physics A 775 (2006) 23 – 34.
- [Cag99] J. A. Caggiano et al.
Spectroscopy of the ^{10}Li nucleus.
Physical Review C 60 (1999) 064322.
- [Car04] F. Carstoiu et al.
Extended sudden approximation modeling of high-energy nucleon-removal reactions.
Physical Review C 70 (2004) 054602.
- [Cec79] R.A. Cecil et al.
Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 MeV to about 300 MeV.
Nuclear Instruments and Methods A 161 (1979) 439.
- [Cha01] M. Chartier et al.
Identification of the ^{10}Li ground state.
Physics Letters B 510 (2001) 24 – 28.

- [Che00] L. Chen.
Observation of initial and final-state effects in the systems (${}^6\text{He} + n$), (${}^8\text{He} + n$), and (${}^9\text{Li} + n$).
PhD thesis, Michigan State University (2000).
- [Che01] L. Chen et al.
Evidence for an $l=0$ ground state in ${}^9\text{He}$.
Physics Letters B 505 (2001) 21 – 26.
- [Chr08] G. Christian et al.
Production of nuclei in neutron unbound states via primary fragmentation of ${}^{48}\text{Ca}$.
Nuclear Physics A 801 (2008) 101 – 113.
- [Den08] D. H. Denby et al.
Ground state energy and width of ${}^7\text{He}$ from ${}^8\text{Li}$ proton knockout.
Physical Review C 78 (2008) 044303.
- [Dés91] P. Désesquelles et al.
Cross talk and diaphony in neutron detectors.
Nuclear Instruments and Methods A 307 (1991) 366 – 373.
- [Des94] P. Descouvemont.
Evidence for particle stability of ${}^{13}\text{Be}$ in a microscopic cluster model.
Physics Letters B 331 (1994) 271.
- [Des95] P. Descouvemont.
Halo structure of ${}^{14}\text{Be}$ in a microscopic ${}^{12}\text{Be}+n+n$ cluster model.
Physical Review C 52 (1995) 704–710.
- [Des97] P. Descouvemont.
Simultaneous study of ${}^{11}\text{Li}$ and ${}^{10}\text{Li}$ nuclei in a microscopic cluster model.
Nuclear Physics A 626 (1997) 647.
- [Duf10] M. Dufour et al.
Microscopic investigation of the ${}^{12}\text{Be}$ spectroscopy.
Nuclear Physics A 836 (2010) 242 – 255.
- [Fed93] D.V. Fedorov et al.
General properties of halos.
Physics Letters B 312 (1993) 1.
- [For99] S. Fortier et al.
Core excitation in ${}^{11}\text{Be}_{\text{g.s.}}$ via the $p({}^{11}\text{Be}, {}^{10}\text{Be})d$ reaction.
Physics Letters B 461 (1999) 22 – 27.
- [Gar02] E. Garrido et al.
The ${}^{10}\text{Li}$ spectrum and the ${}^{11}\text{Li}$ properties.
Nuclear Physics A 700 (2002) 117 – 141.
- [Gol74] A.S. Goldhaber.
Statistical models of fragmentation processes.
Physics Letters B 53 (1974) 306 – 308.
- [Gre55] A. E. S. Green.
Nuclear physics.
McGraw-Hill (1955).

- [Gue83] D. Guerreau et al.
Isotopic distributions of projectile-like fragments in 44 MeV/u ^{40}Ar induced reactions.
Physics Letters B 131 (1983) 293 – 296.
- [Gui00] V. Guimarães et al.
Spectroscopy of $^{13,14}\text{B}$ via the one-neutron knockout reaction.
Physical Review C 61 (2000) 064609.
- [Hal10] C. C. Hall et al.
First observation of excited states in ^{12}Li .
Physical Review C 81 (2010) 021302.
- [Han87] P.G. Hansen et B. Jonson.
The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei.
Europhysics Letters 4 (1987) 409.
- [Hax49] O. Haxel et al.
On the "Magic Numbers" in Nuclear Structure.
Physical Review 75 (1949) 1766–1766.
- [Hor92] D. Horn et al.
The mass dependence of CsI(Tl) scintillation response to heavy ions.
Nuclear Instruments and Methods A 320 (1992) 273 – 276.
- [Hüf75] J. Hüfner et al.
Abrasion-ablation in reactions between relativistic heavy ions.
Physical Review C 12 (1975) 1888–1898.
- [Jep06] H.B. Jeppesen et al.
Study of ^{10}Li via the $^9\text{Li}(^2\text{H}, p)$ reaction at REX-ISOLDE.
Physics Letters B 642 (2006) 449.
- [Joa75] C. Joachain.
Quantum collision theory.
North-Holland Publishing Company (1975).
- [Joh10] H.T. Johansson et al.
The unbound isotopes $^9,^{10}\text{He}$.
Nuclear Physics A 842 (2010) 15 – 32.
- [Kit93] H. Kitagawa et Sagawa H.
Isospin dependence of kinetic energies in light neutron-rich nuclei.
Nuclear Physics A 551 (1993) 16 – 34.
- [Kno00] G.F. Knoll.
Radiation Detection and Measurement.
Wiley & Sons (2000).
- [Kon10] Y. Kondo et al.
Low-lying intruder state of the unbound nucleus ^{13}Be .
Physics Letters B 690 (2010) 245 – 249.
- [Kor95] A. A. Korshennikov et al.
Spectroscopy of ^{12}Be and ^{13}Be using a ^{12}Be radioactive beam.
Physics Letters B 343 (1995) 53 – 58.

- [Kor99] A. A. Korshennikov et al.
Observation of an excited state in ${}^7\text{He}$ with unusual structure.
Physical Review Letters 82 (1999) 3581 – 3584.
- [Kra88] K. S. Krane.
Introductory nuclear physics.
Wiley & Sons (1988).
- [Kry93] R.A. Kryger et al.
Neutron decay of ${}^{10}\text{Li}$ produced by fragmentation.
Physical Review C 47 (1993) 2439R.
- [Lab99a] M. Labiche.
Étude de la dissociation d'un noyau «borroméen» à halo de deux neutrons : le ${}^{14}\text{Be}$.
Thèse de l'Université de Caen (1999).
- [Lab99b] M. Labiche et al.
Structure of ${}^{13}\text{Be}$ and ${}^{14}\text{Be}$.
Physical Review C 60 (1999) 027303.
- [Lan58] A.M. Lane et R.G. Thomas.
R-Matrix Theory of Nuclear Reactions.
Review of Modern Physics 30 (1958) 257.
- [Lau07] B. Laurent.
Étude des corrélations dans la dissociation de ${}^8\text{He}$.
Thèse de l'Université de Caen (2007).
- [Lec02] J.L. Lecouey.
Étude des systèmes non liés ${}^{16}\text{B}$ et ${}^{13}\text{Be}$.
Thèse de l'Université de Caen (2002).
- [Lec04] J. L. Lecouey.
Experimental Studies of Unbound Neutron-Rich Nuclei.
Few-Body Systems 34 (2004) 21–26.
- [Lec06] J.L. Lecouey.
RELISH.
Computer code (2006).
- [Lec09] J.-L. Lecouey et al.
Single-proton removal reaction study of ${}^{16}\text{B}$.
Physics Letters B 672 (2009) 6 – 11.
- [Leo94] W.R. Leo.
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.
Springer-Verlag (1994).
- [Lep09] A. Leprince.
Étude de la structure au-delà de la stabilité via la cassure du ${}^{15}\text{B}$.
Thèse de l'Université de Caen (2009).
- [Mac98] M. Mac Cormick et al.
High precision position measurements at high counting rates with drift chambers and multi-hit electronics.
GANIL Report 98 02 1998.

- [Mac01] R. Machleidt et I. Slaus.
The nucleon-nucleon interaction.
Journal of Physics G 27 (2001) R69.
- [Mar96] F.M. Marqués et al.
Neutrons from the breakup of ^{19}C .
Physics Letters B 381 (1996) 407 – 412.
- [Mar00a] F. M. Marqués et al.
Neutron cross-talk rejection in a modular array and the detection of halo neutrons.
Nuclear Instruments and Methods A 450 (2000) 109 – 118.
- [Mar00b] F. M. Marqués et al.
Two-neutron interferometry as a probe of the nuclear halo.
Physics Letters B 476 (2000) 219 – 225.
- [Mar11] F. M. Marqués et al.
multi-particle correlations in the dissociation of borromean haloes.
En préparation (2011).
- [May49] M. G. Mayer.
On Closed Shells in Nuclei. II.
Physical Review 75 (1949) 1969–1970.
- [McV68] K. W. McVoy.
Virtual states and resonances.
Nuclear Physics A 115 (1968) 481 – 494.
- [Mei02] M. Meister et al.
Evidence for a New Low-Lying Resonance State in ^7He .
Physical Review Letters 88 (2002) 102501.
- [Mes95] A. Messiah.
Mécanique quantique, tome I.
Dunod (1995).
- [Mor04] D. J. Morissey et B.M. Sherrill.
In-Flight Separation of Projectile Fragments.
Lecture Notes in Physics 651 (2004) 113–135.
- [Mos94] M. Moszynski et al.
Study of n - γ discrimination with NE213 and BC501A liquid scintillators of different size.
Nuclear Instruments and Methods A 350 (1994) 226 – 234.
- [Mou95] S. Mouatassim et al.
The light yield response of NE213 organic scintillators to charged particles resulting from neutron interactions.
Nuclear Instruments and Methods A 359 (1995) 530 – 536.
- [Mue93] A. C. Mueller et B. M. Sherrill.
Nuclei at the Limits of Particle Stability.
Annual Review of Nuclear and Particle Science 43 (1993) 529–583.

- [Myo07] T. Myo et al.
Roles of tensor and pairing correlations on halo formation in ^{11}Li .
Physical Review C 76 (2007) 024305.
- [Nav00] A. Navin et al.
Direct Evidence for the Breakdown of the $N = 8$ Shell Closure in ^{12}Be .
Physical Review Letters 85 (2000) 266 – 269.
- [Nor04] G. Normand.
Etude des corrélations dans les noyaux légers riches en neutrons.
Thèse de l'Université de Caen (2004).
- [Nun96] F.M. Nunes et al.
Core excitation in one neutron halo systems.
Nuclear Physics A 596 (1996) 171.
- [Ogl89] A. A. Ogloblin et Y. E. Penionzhkevich.
Very neutron-rich very light nuclei
Treatise on Heavy-Ion Science, volume 8.
Plenum Press (1989).
- [Orr92] N. A. Orr et al.
Momentum distributions of ^9Li fragments following the breakup of ^{11}Li .
Physical Review Letters 69 (1992) 2050 – 2053.
- [Ost92] A. N. Ostrowski et al.
Mass spectroscopy ^{13}Be .
Zeitschrift für Physik A 343 (1992) 489–490. 10.1007/BF01289828.
- [Ots01] T. Otsuka et al.
Magic Numbers in Exotic Nuclei and Spin-Isospin Properties of the NN Interaction.
Physical Review Letters 87 (2001) 082502.
- [Ots05] T. Otsuka et al.
Evolution of Nuclear Shells due to the Tensor Force.
Physical Review Letters 95 (2005) 232502.
- [Pac02] 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.
Physical Review C 65 (2002) 044004.
- [Pai04] S.D. Pain.
Experimental Measurement of $N=8$ Shell Breaking in the ^{12}Be Ground State.
PhD thesis, University of Surrey (2004).
- [Pai06] S. D. Pain et al.
Structure of ^{12}Be : Intruder d -Wave Strength at $N = 8$.
Physical Review Letters 96 (2006) 032502.
- [Par02] M. Parlog et al.
Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. Part II : calibration and identification in the INDRA array.
Nuclear Instruments and Methods A 482 (2002) 693 – 706.

- [Pop85] N. A. F. M. Poppelier et al.
Properties of exotic p-shell nuclei.
Physics Letters B 157 (1985) 120 – 122.
- [Pop93] N. A. F. M. Poppelier et al.
Properties of exotic light nuclei.
Zeitschrift für Physik A 346 (1993) 11 – 20.
- [Pos66] A. M. Poskanzer et al.
New Isotopes : ^{11}Li , ^{14}B , and ^{15}B .
Physical Review Letters 17 (1966) 1271 – 1274.
- [Sag93] H. Sagawa, B.A. Brown, et H. Esbensen.
Parity inversion in the $N=7$ isotones and the pairing blocking effect.
Physics Letters B 309 (1993) 1 – 4.
- [San03] P. Santi et al.
Structure of the ^{10}Li nucleus investigated via the $^9\text{Li}(d, p)^{10}\text{Li}$ reaction.
Physical Review C 67 (2003) 024606.
- [Sau00] E. Sauvan.
Etude de la structure de noyaux riches en neutrons à l'aide de nouvelles sondes.
Thèse de l'Université de Caen (2000).
- [Sau04] E. Sauvan et al.
One-neutron removal reactions on light neutron-rich nuclei.
Physical Review C 69 (2004) 044603.
- [Sim04] H. Simon et al.
Two- and three-body correlations : breakup of halo nuclei.
Nuclear Physics A 734 (2004) 323 – 326.
- [Sim07] H. Simon et al.
Systematic investigation of the drip-line nuclei ^{11}Li and ^{14}Be and their unbound subsystems ^{10}Li and ^{13}Be .
Nuclear Physics A 791 (2007) 267 – 302.
- [Ska06] F. Skaza et al. *Experimental evidence for subshell closure in ^8He and indication of a resonant state in ^7He below 1 MeV.*
Physical Review C 73 (2006) 044301.
- [Sor02] O. Sorlin et al.
 $^{68}_{28}\text{Ni}_{40}$: *Magicity versus Superfluidity.*
Physical Review Letters 88 (2002) 092501.
- [Sto67] R. H. Stokes et P. G. Young.
New Isotope of Helium : ^7He .
Physical Review Letters 18 (1967) 611 – 613.
- [Sto69] R. H. Stokes et P. G. Young.
Further Results on ^7He .
Physical Review 178 (1969) 2024.
- [Sug07] T. Sugimoto et al.
The first $2+$ state of ^{14}Be .
Physics Letters B 654 (2007) 160 – 164.

- [Tal60] I. Talmi et I. Unna.
Order of Levels in the Shell Model and Spin of ^{11}Be .
Physical Review Letters 4 (1960) 469 – 470.
- [Tan85a] I. Tanihata et al.
Measurements of interaction cross sections and radii in the light p-shell region.
Physical Review Letters 55 (1985) 2676.
- [Tan85b] I. Tanihata et al.
Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes.
Physics Letters B 160 (1985) 380.
- [Tan88] I. Tanihata et al.
Measurements of interaction cross sections using beams of Be and B and isospin dependance of nuclear radii.
Physics Letters B 206 (1988) 592.
- [Tan99] I. Tanihata.
Reactions with radioactive ion beams.
Nuclear Physics A 654 (1999) 235c – 251c.
- [Tar04] O. B. Tarasov et D. Bazin.
LISE++ : design your own spectrometer.
Nuclear Physics A 746 (2004) 411c – 414c.
- [TG02] L. Tassan-Got.
A new functional for charge and mass identification in ΔE -E telescopes.
Nuclear Instruments and Methods B 194 (2002) 503 – 512.
- [Tho94] I. J. Thompson et M. V. Zhukov.
Effects of ^{10}Li virtual states on the structure of ^{11}Li .
Physical Review C 49 (1994) 1904–1907.
- [Tho95] I.J. Thompson et al.
Structure and reactions of the Li and Be halo nuclei.
Nuclear Physics A 588 (1995) c59 – c64.
- [Tho96] I. J. Thompson et M. V. Zhukov.
Structure and reactions of the $^{12,14}\text{Be}$ nuclei.
Physical Review C 53 (1996) 708–714.
- [Tho99] M. Thoennessen et al.
Population of ^{10}Li by fragmentation.
Physical Review C 59 (1999) 111.
- [Tho00] M. Thoennessen, S. Yokoyama, et P. G. Hansen.
First evidence for low lying s-wave strength in ^{13}Be .
Physical Review C 63 (2000) 014308.
- [Til95] I. Tilquin et al.
Detection efficiency of the neutron modular detector DEMON and related characteristics.
Nuclear Instruments and Methods A 365 (1995) 446 – 461.
- [Var99] C. Varignon.
Contribution à l'étude expérimentale des neutrons de spallation produits par

- des protons dans des cibles épaisses.*
Thèse de l'Université de Caen (1999).
- [Wag01] A. Wagner et al.
Energy resolution and energy-light response of CsI(Tl) scintillators for charged particle detection.
Nuclear Instruments and Methods A 456 (2001) 290 – 299.
- [War92] E. K. Warburton et B. A. Brown.
Effective interactions for the $0p1s0d$ nuclear shell-model space.
Physical Review C 46 (1992) 923–944.
- [Wil75] K.H. Wilcox et al.
The ($^9\text{Be}, ^8\text{B}$) reaction and the unbound nuclide ^{10}Li .
Physics Letters B 59 (1975) 142.
- [Wuo05] A. H. Wuosmaa et al.
Search for excited states in ^7He with the (d, p) reaction.
Physical Review C 72 (2005) 061301.
- [Wuo08] A. H. Wuosmaa et al.
Structure of ^7He by proton removal from ^8Li with the ($d, ^3\text{He}$) reaction.
Physical Review C 78 (2008) 041302.
- [Wur96] J. Wurzer et H.M. Hofmann.
Microscopic multi-channel calculations for the ^{10}Li system.
Zeitschrift für Physik A 354 (1996) 135 – 142.
- [Wur97] J. Wurzer et H. M. Hofmann.
Structure of the helium isotopes ^4He – ^8He .
Physical Review C 55 (1997) 688 – 698.
- [Xu11] Z.X. Xu et al.
Analysis of the unbound spectrum of ^{12}Li .
Nuclear Physics A 850 (2011) 53 – 68.
- [You94] B. M. Young et al.
Low-lying structure of ^{10}Li in the reaction $^{11}\text{B}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{10}\text{Li}$.
Physical Review C 49 (1994) 279 – 283.
- [Zaj84] W.A. Zajc et al.
Two-pion correlations in heavy ion collisions.
Physical Review C 29 (1984) 2173.
- [Zhu93] M.V. Zhukov et al.
Bound state properties of borromean halo nuclei : ^6He and ^{11}Li .
Physics Reports 231 (1993) 151.
- [Zin95] M. Zinser et al.
Study of the Unstable Nucleus ^{10}Li in Stripping Reactions of the Radioactive Projectiles ^{11}Be and ^{11}Li .
Physical Review Letters 75 (1995) 1719 – 1722.
- [Zin97] M. Zinser et al.
Invariant-mass spectroscopy of ^{10}Li and ^{11}Li .
Nuclear Physics A 619 (1997) 151.

Structure des systèmes non liés $^{10,12}\text{Li}$ et ^{13}Be

Résumé

Les systèmes non liés $^{10,12}\text{Li}$ et ^{13}Be ont été étudiés par des réactions de perte d'un ou plusieurs nucléons à partir d'un faisceau de ^{14}B à 35 MeV/nucléon. L'énergie de décroissance a été reconstruite à travers la mesure des coïncidences $^{9,11}\text{Li}-n$ et $^{12}\text{Be}-n$. Une simulation prenant en compte les effets du dispositif expérimental et de la réaction a été développée. Les spectres en masse invariante ont été interprétés en utilisant les distributions théoriques calculées pour les différents états et convoluées à la réponse du dispositif, ainsi que les distributions des événements non corrélés déterminées à partir des données par un mélange d'événements.

Concernant le système ^{10}Li , les données ont été reproduites par les distributions d'un état s virtuel avec une longueur de diffusion $a_s = -10_{-3}^{+1} (stat) \pm 3 (syst)$ fm et une résonance $\ell = 1$ avec une énergie $E_r = 0,55 \pm 0,02 (stat) \pm 0,05 (syst)$ MeV et une largeur $\Gamma_0 = 0,35 \pm 0,05 (stat) \pm 0,15 (syst)$ MeV, confirmant l'inversion des niveaux $\nu 1p_{1/2}$ et $\nu 2s_{1/2}$. Pour le ^{12}Li , la présence d'états excités d'énergie entre 0,2 et 0,8 MeV au-dessus du seuil a été mise en évidence. Pour le ^{13}Be , l'énergie de décroissance ainsi que les autres observables ont été reproduites par l'hypothèse d'une résonance $\ell = 0$ avec $E_r = 0,70 \pm 0,05 (stat) \pm 0,07 (syst)$ MeV et $\Gamma_0 = 1,7 \pm 0,1 (stat) \pm 0,1 (syst)$ MeV, et une résonance $\ell = 2$ avec $E_r = 2,4 \pm 0,1 (stat) \pm 0,1 (syst)$ MeV et $\Gamma_0 = 0,6 \pm 0,2 (stat) \pm 0,1 (syst)$ MeV. Cette hypothèse est soutenue par la sélectivité du processus de knockout d'un proton, pour lequel la configuration du neutron des états peuplés dans le ^{13}Be reflète celle du ^{14}B .

Mots clés : Structure nucléaire – Spectroscopie nucléaire – Résonance – Lithium – Béryllium – Neutrons – Simulation par ordinateur

Structure of the unbound systems $^{10,12}\text{Li}$ and ^{13}Be

Abstract

The unbound systems $^{10,12}\text{Li}$ and ^{13}Be have been studied via nucleon removal from a ^{14}B beam of 35 MeV/nucleon. The invariant mass (decay energy) spectra were reconstructed from the measured $^{9,11}\text{Li}-n$ and $^{12}\text{Be}-n$ coincidences. Simulations, taking into account the effects of the experimental setup and the reaction, were developed. The reconstructed decay energy spectra were interpreted using theoretical lineshapes folded with the experimental response, as well as uncorrelated distributions obtained from the data by event mixing.

In the case of ^{10}Li , the data were reproduced with an s -wave virtual state of scattering length $a_s = -10_{-3}^{+1} (stat) \pm 3 (syst)$ fm and an $\ell = 1$ resonance with energy $E_r = 0,55 \pm 0,02 (stat) \pm 0,05 (syst)$ MeV and width $\Gamma_0 = 0,35 \pm 0,05 (stat) \pm 0,15 (syst)$ MeV, confirming the $\nu 1p_{1/2} - \nu 2s_{1/2}$ inversion. For ^{12}Li , evidence was found for excited states between 0.2 and 0.8 MeV above the threshold. In the case of ^{13}Be , the decay energy, as well as the other observables, were reproduced assuming an $\ell = 0$ resonance with $E_r = 0,70 \pm 0,05 (stat) \pm 0,07 (syst)$ MeV and $\Gamma_0 = 1,7 \pm 0,1 (stat) \pm 0,1 (syst)$ MeV, and an $\ell = 2$ resonance with $E_r = 2,4 \pm 0,1 (stat) \pm 0,1 (syst)$ MeV and $\Gamma_0 = 0,6 \pm 0,2 (stat) \pm 0,1 (syst)$ MeV. This hypothesis is supported by the selectivity of proton knockout, whereby the neutron configuration of the states populated in ^{13}Be should directly reflect that of ^{14}B .

Key-words : Nuclear structure – Nuclear spectroscopy – Resonance – Lithium – Beryllium – Neutrons – Computer simulation

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique (elementary constituents and theoretical physics)