



**HAL**  
open science

# Etude des dérives monopolaires neutron au-delà du $^{78}\text{Ni}$ par spectroscopie gamma avec BEDO à ALTO et AGATA au GANIL

Clément Delafosse

► **To cite this version:**

Clément Delafosse. Etude des dérives monopolaires neutron au-delà du  $^{78}\text{Ni}$  par spectroscopie gamma avec BEDO à ALTO et AGATA au GANIL. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris Saclay (COMUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLS199 . tel-01848718

**HAL Id: tel-01848718**

**<https://theses.hal.science/tel-01848718v1>**

Submitted on 25 Jul 2018

**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.

# Etude des dérives monopolaires neutron au-delà de $^{78}\text{Ni}$ par spectroscopie $\gamma$ avec BEDO à ALTO et AGATA au GANIL

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay  
préparée à Université Paris-Sud

Ecole doctorale n°576 Particules, Hadrons, Energie, Nucléaire :  
Instrumentation, Image, Cosmos et Simulation (PHENIICS)  
Spécialité de doctorat : Structure et Réactions Nucléaires

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 16 juillet 2018, par

**M. CLÉMENT DELAFOSSE**

Composition du Jury :

Pr Elias Khan Professeur, Institut de Physique Nucléaire	Président
Dr Stéphane Grévy Directeur de recherche, CENBG	Rapporteur
Pr Thomas Elias Cocolios Professeur, KU Leuven	Rapporteur
Dr Antoine Lemasson Chargé de recherche, GANIL	Examineur
Dr Nadezda Smirnova Maître de Conférence, CENBG	Examinatrice
Dr David Verney Directeur de recherche, Institut de Physique Nucléaire	Directeur de thèse



*À Papy et Mamie Chocolat,*



# Remerciements

C'est sûrement les premiers voire seuls mots que vous lirez mais ils restent les derniers que j'écrirai et sûrement les plus difficiles aussi. Ces trois ans de thèse restent avant tout une aventure humaine et plusieurs personnes ont contribué au succès de ces travaux que ce soit d'un point de vue professionnel et/ou personnel. Le travail de recherche reste et restera avant tout un travail d'équipe.

Je commencerai par remercier les membres de mon jury. Elias, président de ce jury, je n'aurais pu rêver mieux. Tu as été à l'origine de cette aventure comme mon professeur il y a maintenant 5 ans et celui qui a prononcé les mots qui couronnent son succès. La boucle est bouclée. Stéphane et Thomas, mes rapporteurs, vous avez accepté cette tâche (ingrate). Merci pour vos commentaires et questions qui ont améliorés grandement ce manuscrit. Antoine, merci pour ton accueil au GANIL et ton aide et tes conseils pour l'analyse des données VAMOS+AGATA. Et Nadya, merci d'avoir relu avec attention mes travaux, tes commentaires sur la partie plus théorique notamment ont amélioré ce manuscrit.

Enfin, David, mon cher directeur de thèse, tu m'as pris sous ton aile en stage de M1 il y a 4 ans. Être ton étudiant (le premier qui est à la fois officiel et officieux) est une grande fierté. Le résultat de ces travaux est en grande partie dû à toi, ta capacité d'enseignement, de partage de tes connaissances (qui semblent infinie depuis mon humble position d'apprenti chercheur). Merci, d'autant plus, de m'avoir fait confiance pour cet ambitieux projet. J'espère pouvoir continuer à travailler encore longtemps avec toi car c'était essentiellement beaucoup de plaisir.

J'ai réalisé mes travaux au sein de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Je tiens à remercier la direction de ce laboratoire notamment Michel pour son accueil au sein du conseil de laboratoire. J'en profite ici pour remercier Pascale pour ta bonne humeur et ton aide (souvent logistique) au cours de cette aventure. Je te souhaite de passer une bonne retraite amplement méritée.

Je remercie aussi le groupe NESTER pour leur accueil chaleureux. Un merci particulier à Fairouz et Iulian les deux responsables qui se sont succédés pendant cette aventure, toujours soucieux de notre bien être, nous les thésards. Un énorme merci tout particulier à Céline, la maman des thésards, toujours là le matin avec un grand sourire. Tu es présente auprès de tes

---

« piou-piou » avec tes encouragements et ton aide sur le plan administratif est toujours très précieuse. Dans ce groupe, une autre personne a énormément compté, Fadi, parfois héros de l'ombre de cette aventure, tes conseils et encouragements m'ont été précieux. Tu m'as aussi été d'un grand secours pour trouver un appartement. Je pense que tes mains se souviennent encore des « quelques » pages à recopier . Et bien sûr, merci aux autres membres du groupe avec qui j'ai eu la chance de partager quelques discussions scientifiques (ou non scientifique) autour d'un café ou pendant un repas, notamment Freddy, Iolanda, François ou encore Matthieu.

Enfin, Andrea, post-doc de David à mon arrivée, tu as beaucoup compté dans cette réussite par tes enseignements, ta patience (parfois) et ton aide. Bon vent en Italie, en espérant toujours pouvoir continuer à travailler avec toi. Je remercie aussi celui qui t'a remplacé dans cette aventure à l'IPN, Mathieu.

Toujours en restant au sein du laboratoire, je tiens à remercier l'ensemble du personnel d'ALTO, Hakim et tes équipes, vous avez fait en sorte que l'on se sentent bien quand nous venons faire une expérience. Travailler avec des personnes aussi passionnées que vous est un véritable plaisir. Un énorme merci aussi à Kane, Yann et Patrick pour leur aide infinie pour acquérir, copier, rapatrier et gérer les données de mes deux expériences.

Pendant ces travaux, j'ai aussi eu la chance de pouvoir enseigner. Aventure d'autant plus plaisante qu'elle a été partagée avec des personnes formidables, merci à vous Carole et Stéphanie de m'avoir permis de vivre cette expérience et d'avoir toujours été là dans les petits moments de doutes que l'aventure « thèse » offre. Merci aussi à Xavier pour des séances de TP hilarantes.

Que serait cette aventure sans embuches et surtout sans des personnes pour les surmonter. Ainsi, merci à Damian et Alain pour votre aide dans la compréhension du détecteur AGATA. Alain merci aussi pour ton accueil à Padoue autour d'un verre de Gin To' ou d'un Spritz. Il y a aussi Marine, je t'ai connu au GANIL mais notre aventure au Vietnam a été des plus enrichissantes surtout notre dernière soirée.

D'autres chercheurs plus expérimentés ont aussi compté à différentes étapes de ces travaux. Merci Waely pour ton accueil au sein de la collaboration AGATA ainsi qu'Amel pour m'avoir pris sous ton aile à mon arrivée au GANIL et pour les répétitions de la soutenance. Merci Kamila, François et Gilbert pour votre accueil à Strasbourg.

Bien sûr, je remercie aussi mes collègues « thésards » rencontrés pendant cette thèse. Sans vous, je n'aurais sûrement pas pu passer une thèse si épanouissante. Tout d'abord, les « déjà-docteurs » arrivés avant moi, Louis, Claire (nos shifts de nuit au GANIL sont encore bien présents dans ma mémoire), Daniele, Noël, Maud, Alice, Benjamin, merci pour votre bonne humeur et Julien pour les différentes aventures que nous avons eu avec un certain dérouleur de bande « légèrement » capricieux vers 4h du matin.

Aurélien et Marie-Co, vous qui aviez été mes collègues de bureau, mes voisines et mes grands soutiens, je joins à vous Jason pour nos soirées Montrougeoises, autour d'une bonne bière, quand

---

ça n'allait pas (et même quand ça allait bien), nos séances de « zythologie<sup>1</sup> » ont été d'un grand secours. Le partage de votre propre expérience de thèse m'a rassuré dans les moments difficile comme les coups de mou de deuxième année. Merci pour votre soutien infailible, je compte sur vous pour vous voir encore longtemps et surement en Finlande.

Merci à mes collègues actuelles, mes collègues de bureau Ian (I will always remember our different parties together, and the fact you never gave up, see you soon in Japan maybe) et η ομορφη Αναστασια thank you so much for having been such a good officemate/friend during all this three years and for this wonderful trip in your hometown Θεσσαλονικη, go go go you're reaching the end too. And Petar, thank you too, it was a pleasure to work with such a nice guy as you, let's continue this way. Merci aux autres thésards, Liss, Olivier, Antoine, Anne, Jana, Florent, Liqiang, Raphaël, ... d'avoir été là pendant cette thèse.

Je terminerai avec les petits nouveaux qui ont commencé récemment ou commenceront très bientôt, merci à Rémy (tu n'es pas dans le même laboratoire mais bon tu fais partie de la collaboration BEDO), on se connaissait du magistère, et avons déjà partagé une conférence ensemble, bon courage pour la suite et à bientôt. Louis et Damien, vous démarrez bientôt alors bon courage. Enfin, Guillem, ce fût un plaisir de te rencontrer, je te laisse maintenant la place d'étudiant de David ainsi que mon bureau ; fais-en bon usage et surtout prends du plaisir dans ta propre aventure.

Merci aussi à mes camarades des bancs de la fac que j'ai un peu moins vu qu'avant la thèse en raison de nos emplois du temps respectifs. Benjamin, Julie, Théo, Antoine, Anais, Nicolas, Guilhem,... merci pour vos encouragements, les différentes soirées et autres sorties/vacances. Bon courage pour votre dernière année. Merci aussi à mes collègues de la promo 2015 du magistère, merci Pauline, Alex et Laëticia pour nos séances cinéma, les jours de l'an, les sortie, les brunchs,... et merci Aldric, notre voyage en Europe fût une formidable expérience pour moi et surtout tu as assisté à mon baptême de l'air. Un petit merci particulier à Quentin, on se suit depuis la L3 à Rennes, bon courage pour la fin et à très bientôt en terre celtique.

Je n'aurais pas vécu cette aventure sans des personnes qui m'ont connu avant même que l'idée de la vivre n'effleure mon esprit d'adolescent. Lou, merci d'avoir été une grande amie du lycée et pour avoir tout tenté pour venir lors de ma soutenance, à très bientôt.

Antoine, mon quasi-frère, tu as été un soutien sans faille et tu m'as permis avec ta famille (Sylvie, Elisa et Justin...) de pouvoir décompresser lors de mes retours en Normandie grâce à des parties endiablées de tarot et de belote. J'espère partager avec toi encore de nombreuses aventures. Grâce à mes nombreux déménagements, il me reste quelques amis chers un peu partout, Armand et Teddy, merci d'avoir pris le temps de venir à ma soutenance, revenir à Rennes vous voir est toujours un plaisir, source souvent de maux de tête le lendemain.

---

1. La zythologie peut se résumer en deux slogans : « Quand ça va mal, prends une goudale » ou encore « Quand la journée n'est pas ouf, rien de telle qu'une bonne chouffe »



---

Il y a aussi les habitants de mon petit village de Normandie qui m'ont toujours bien accueilli lors de mes retours malgré le fait que je devienne un peu trop parisien à leur goût. Merci, tout particulier à Philippe et Caroline ainsi qu'à leurs enfants Joseph, Azélie, Victor et Louise pour leurs encouragements, leur venue à ma soutenance et le fait d'être de si bons voisins. Merci à Jean-François, tu ne pouvais pas être présent en cette journée mais tu as été le premier à me faire parler en public (même chanter) et cela m'a beaucoup aidé (et m'aidera toujours).

Enfin, je ne serai pas là sans ma famille qui a toujours su me soutenir, me pousser à toujours aller plus loin. Ils m'ont suivi dans tous mes projets en m'aidant à déménager quasiment chaque année. Merci à mes tantes Valérie et Catherine, ma marraine, d'être venues me voir en ce jour si particulier. Merci à mes cousins/cousines pour leur soutien, Chloé et Sébastien, vous avez aussi fait le déplacement, merci aussi pour les petites soirées passées ensemble en Normandie. Merci aussi à Audrey et Antoine (et le petit Louis) pour leur soutien jusqu'au dernier moment. Un énorme merci à ma sœur Laëtitia et mon frère Adrien pour leur soutien, leur complicité lors de la réunion du trio parfois infernal que nous formons quand nous sommes réunis.

Et enfin, un énorme merci à mes parents Benoît et Christine qui ont su parfois me pousser là où je n'osais pas aller (sur les conseils de M. Bailly, mon professeur de mathématiques de collège, merci à lui d'avoir cru en moi), qui ont su trouver les mots dans mes moments de doutes et qui m'ont toujours supporté dans mes choix lorsque je les prenais. Vous m'avez appris beaucoup, vous avez fait de moi cette personne curieuse (au bon sens du terme) et vous m'avez aussi appris le goût du travail (bien fait). Vous avez grandement contribué à la réussite de cette aventure.

En vous souhaitant à tous une bonne lecture et à très bientôt,

Clément

# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>12</b>
<b>1 Motivations physiques</b>	<b>17</b>
1.1 Évolution des nombres magiques loin de la stabilité . . . . .	18
1.1.1 Notion de nombres magiques . . . . .	18
1.1.2 Disparition et apparition de nombres magiques : coexistence de formes et îlot d'inversion . . . . .	19
1.1.3 Décomposition multipolaire de l'hamiltonien . . . . .	21
1.2 La région du $^{78}\text{Ni}$ . . . . .	25
1.2.1 État de l'art de l'étude de l'effet de couche à $N = 50$ . . . . .	25
1.2.2 Vers $Z = 28$ . . . . .	28
1.3 Objectifs de la thèse . . . . .	32
<b>2 Observables d'intérêt</b>	<b>35</b>
2.1 La décroissance $\beta^-$ . . . . .	36
2.1.1 La décroissance $\beta$ : une sonde pour la structure nucléaire . . . . .	36
2.1.2 Émission de neutron $\beta$ -retardée . . . . .	40
2.1.3 Effet Pandémonium . . . . .	42
2.2 Durée de vie . . . . .	43
2.2.1 Notion de durée de vie en physique nucléaire . . . . .	43
2.2.2 Équation de Bateman . . . . .	44
2.2.3 Techniques expérimentales . . . . .	44
2.2.4 Probabilité de transition électromagnétique . . . . .	49
<b>3 Etude de la décroissance <math>\beta</math> de <math>^{83}\text{Ga}</math> : Dispositif expérimental</b>	<b>53</b>
3.1 ALTO - Faisceaux d'ions radioactifs . . . . .	54
3.2 BEDO : ensemble de détecteurs dédié à l'étude de la décroissance $\beta$ . . . . .	57
3.3 Électronique et système d'acquisition COMET-NARVAL . . . . .	58
3.4 Performances de BEDO : Gain en limite de détection et taux de production minimal détectable . . . . .	60

<b>4</b>	<b>Etude de la décroissance <math>\beta</math> de <math>^{83}\text{Ga}</math> : Organisation des données</b>	<b>67</b>
4.1	Construction du spectre en énergie $\gamma$ de la décroissance du $^{83}\text{Ga}$ . . . . .	68
4.2	Matrice de coïncidence . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Etude de la décroissance <math>\beta</math> de <math>^{83}\text{Ga}</math> : Résultats</b>	<b>77</b>
5.1	Analyse du spectre $\gamma$ . . . . .	78
5.2	Coïncidence $\gamma - \gamma$ . . . . .	78
5.3	États au delà du seuil de séparation neutron . . . . .	82
5.3.1	Déconvolution du spectre . . . . .	83
5.3.2	Coïncidence LaBr <sub>3</sub> -Ge . . . . .	84
5.4	Comportement temporel et durée de vie . . . . .	85
5.5	Schéma de niveau de la décroissance $\beta$ du $^{83}\text{Ga}$ . . . . .	87
<b>6</b>	<b>Mesure de durées de vie : Dispositif expérimental</b>	<b>91</b>
6.1	Méthode expérimentale . . . . .	92
6.2	Le GANIL . . . . .	93
6.3	Plunger OUPS . . . . .	94
6.4	Le spectromètre de masse VAMOS . . . . .	95
6.4.1	Chambre à fils d'entrée (TMW) . . . . .	95
6.4.2	Chambre à fils du plan focal (MWPPAC) . . . . .	96
6.4.3	Chambre à dérive (DC) . . . . .	97
6.4.4	Chambres à ionisation (IC) . . . . .	97
6.5	Le spectromètre AGATA . . . . .	98
6.6	Disposition géométrique du dispositif . . . . .	99
6.7	Acquisition et <i>trigger</i> . . . . .	100
<b>7</b>	<b>Mesure de durées de vie : Reconstruction des données</b>	<b>103</b>
7.1	Obtention des spectres $\gamma$ . . . . .	104
7.1.1	Preprocessing . . . . .	104
7.1.2	Analyse de forme de signaux (PSA) . . . . .	105
7.1.3	Post PSA et tracking . . . . .	108
7.1.4	Correction Doppler . . . . .	110
7.2	Identification des fragments de fission avec VAMOS . . . . .	111
7.2.1	Obtention des coordonnées à l'entrée et au plan focal . . . . .	111
7.2.2	Reconstruction de $\frac{A}{Q}$ . . . . .	113
7.2.3	Reconstruction de l'énergie cinétique $E$ . . . . .	114
7.2.4	Reconstruction de l'état de charge $Q$ . . . . .	114
7.2.5	Reconstruction du nombre de masse $A$ . . . . .	116
7.2.6	Identification du numéro atomique $Z$ . . . . .	117
7.2.7	Sélection des événements $\gamma$ prompts et identification . . . . .	118

<b>8</b>	<b>Mesure de durées de vie : Résultats</b>	<b>121</b>
8.1	Exemple avec le cas du $^{86}_{34}\text{Se}_{52}$	122
8.2	Mesure de durée de vie des états excités des isotones $N = 51$	128
8.2.1	Cas de $^{85}_{34}\text{Se}$	128
8.2.2	Cas de $^{83}_{32}\text{Ge}$	131
<b>9</b>	<b>Discussion et interprétation des résultats</b>	<b>135</b>
9.1	Discussion générale des résultats pour $^{83}\text{Ge}$	136
9.2	Modèle de couplage à deux cœurs	138
9.2.1	Hamiltonien et procédure en deux étapes	139
9.2.2	Introduction des anharmonicités	141
9.2.3	Paramètres du modèle	141
9.2.4	Calcul des grandeurs physiques comparables avec l'expérience	145
9.3	Comparaison avec le modèle	146
9.3.1	Cas de $^{85}\text{Se}$	147
9.3.2	Cas de $^{83}\text{Ge}$	149
	<b>Conclusion</b>	<b>152</b>
<b>A</b>	<b>Proposition d'expérience E669</b>	<b>157</b>
<b>B</b>	<b>Résolution des équations de Bateman</b>	<b>163</b>
B.1	Cas étudié	163
B.2	Mise en équations	163
B.3	Transformée de Laplace	164
B.3.1	Définition et propriétés	164
B.3.2	Réécriture des équations différentielles	164
B.3.3	Transformée inverse de Laplace	165
B.4	Résolution	165
B.4.1	Technique de résolution	165
B.4.2	Équation de Bateman	166
<b>C</b>	<b>Durée de vie des états excités des isotones <math>N = 52</math></b>	<b>169</b>
C.1	Lifetime measurements of excited states in $^{88}\text{Kr}$	169
C.2	Lifetime measurements of excited states in $^{84}\text{Ge}$	171
	<b>Bibliographie</b>	<b>173</b>



« *Je pense que tout est possible à qui rêve, ose, travaille et n'abandonne jamais* »

Xavier Dolan

# Introduction générale

En 1896, H. Becquerel découvre que l'uranium émet spontanément des rayonnements capables d'imprimer une plaque photographique, peu de temps après en 1898, Marie et Pierre Curie découvrent qu'il s'agit d'une propriété physique (et non chimique) de l'uranium et que d'autres éléments la possèdent aussi. Ils nomment ce phénomène la radioactivité qui sera plus tard appelée « naturelle ». En 1934, Irène et Frédéric Joliot-Curie découvre la radioactivité dite artificielle qui consiste à donner la propriété d'émettre des rayonnements spontanément à un élément non radioactif par réaction nucléaire<sup>2</sup>. Notons que seule la méthode de production du noyau radioactif est différente, les radiations émises sont de même nature.

Ces radiations ont été classées en trois types :

- $\alpha$  : émission d'une particule s'avérant être un noyau d'hélium. Cette émission est observée principalement vers les noyaux lourds et est issue de la compétition entre l'interaction nucléaire forte et la répulsion coulombienne ;
- $\beta$  : émission d'un couple de particules ( $e^-$ ,  $\bar{\nu}_e$ ) (dans les noyaux riches en neutrons) ou ( $e^+$ ,  $\nu_e$ ) (dans les noyaux déficitaires en neutron) due à l'interaction faible ;
- $\gamma$  : émission d'un photon très énergétique, issue de la désexcitation des noyaux (comme les rayons  $X$  dans le cas de la désexcitation du cortège électronique), elle est due à l'interaction électromagnétique.

Le noyau atomique s'avère être un laboratoire privilégié pour étudier la physique fondamentale dans le sens où en son sein s'exercent principalement trois des quatre interactions fondamentales.

- L'interaction forte : responsable de la cohésion du noyau ;
- L'interaction faible : responsable de la radioactivité  $\beta$  ;
- L'interaction électromagnétique : permet la désexcitation des états excités des noyaux par émission de photon.

Néanmoins, malgré les grandes avancées en théorie quantique des champs (les multiples succès du modèle standard par exemple), il reste difficile de reproduire les observations expérimentales en physique nucléaire. En effet, le noyau est constitué de protons et de neutrons. Mais, leur nombre est trop grand pour résoudre les problèmes à  $N$  corps qu'ils représentent et trop petit pour utiliser les approximations de la physique statistique. Il s'agit de plus d'un système obéissant aux lois de

---

2. L'existence d'un noyau concentrant l'essentielle de la masse, chargé positivement et de petite taille par rapport à celle de l'atome au centre d'un atome est connu depuis 1911 grâce à E. Rutherford [1]

la physique quantique faisant de lui l'un des systèmes les plus complexes de la physique. Cette complexité entraîne l'apparition de phénomènes propres aux noyaux tels que des déformations, des coexistences de formes ...

Afin d'étudier toute cette diversité, les physiciens nucléaires étudient différents noyaux selon trois axes :

1. En isospin : étude des noyaux ayant une grandes asymétries proton-neutron ;
2. En masse : recherche d'un potentiel îlot de stabilité superlourd ;
3. En densité, température : halo, clusters, équation d'état de la matière nucléaire.

A ce jour, 118 éléments ont été découverts, de l'hydrogène ( $Z = 1$ ) à l'oganesson ( $Z = 118$ ) et plus de 3000 isotopes. Néanmoins, les sites astrophysiques de création de tous ces éléments sont encore incertains et peuvent être séparés en cinq grandes parties [2].

- L'hydrogène ( $Z = 1$ ) : composé d'un seul proton, il a été créé peu de temps après le Big Bang ;
- L'hélium ( $Z = 2$ ) et les éléments entre le carbone ( $Z = 6$ ) et le fer ( $Z = 26$ ) sont créés pendant la phase de combustion des étoiles (phase dans laquelle est notre Soleil actuellement) par fusions successives permises grâce à la forte pression dans ces étoiles en raison de la gravité ;
- Le trio lithium ( $Z = 3$ ), béryllium ( $Z = 4$ ) et bore ( $Z = 5$ ) (LiBeB) est créé en milieu interstellaire par l'interaction des rayonnements cosmiques avec des éléments plus lourds ;
- Les éléments du cobalt ( $Z = 27$ ) jusqu'à l'uranium ( $Z = 92$ ) pour lesquels plusieurs hypothèses sur leurs lieux de création ont été émises. Ils seraient créés par le processus  $r$ , *i.e.* la succession de captures rapides de neutrons et, quand l'équilibre capture-photodissociation le permet, des décroissances  $\beta$  ;
- Les éléments transuraniens n'ont été créés qu'artificiellement auprès d'accélérateurs (ou de réacteurs nucléaires, voire quelques uns dans les débris d'explosions atomiques).

Concentrons nous sur le processus  $r$ , il nécessite un très grand flux de neutrons. C'est pourquoi les sites privilégiés étaient les supernovae [3] mais le flux de neutrons n'y est pas assez important pour créer les isotopes au-delà de la masse  $A \sim 195$  [4]. Des travaux récents [4] montrent que la fusion de deux étoiles à neutrons permettrait d'atteindre une densité de neutrons suffisante pour permettre de créer les éléments très lourds. L'existence même d'un tel site n'a été confirmée que très récemment avec l'observation d'une onde gravitationnelle correspondant à la fusion de deux étoiles à neutron [5] et l'émission de  $\gamma$  associée.

Mais l'étude du processus  $r$  est encore difficile, en effet, les noyaux situés sur le chemin du processus  $r$  sont actuellement difficiles ou impossibles à produire auprès d'un accélérateur. C'est pourquoi, actuellement, toutes les prédictions de création des différents éléments afin de reproduire l'abondance actuelle des éléments dans le système solaire sont basées sur une extrapolation des propriétés des noyaux connus vers les noyaux suspectés d'être sur le chemin du processus  $r$  [6]. De grands projets à longs termes cherchent à atteindre cette région tels que EURISOL (European ISOL facility) ou SPIRAL2 phase 2 (Caen, France).

L'étude de la région de  $^{78}\text{Ni}$  prend son importance ici. Outre le fait que ce noyau est l'un des noyaux prédits doublement magiques les plus riches en neutrons (voir Chapitre 1), il est le premier point d'attente du processus  $r$  (point de la carte des noyaux où les réactions  $(n, \gamma)$  et  $(\gamma, n)$  s'équilibrent permettant au noyau de décroître par décroissance  $\beta$ ). Ainsi, l'étude expérimentale de cette région permet de contraindre les modèles utilisés pour prédire les propriétés de ces noyaux. Ceux-ci étant au début du chemin du processus  $r$ , l'évaluation de leurs propriétés devient importante car en cas de grande différence entre la prédiction du modèle et la réalité, les conséquences sur le-dit chemin seraient importantes.





*Dans l'échange entre la théorie et l'expérience, c'est toujours la première qui engage le dialogue. C'est elle qui détermine la forme de la question, donc les limites de la réponse.*

François Jacob, *La Logique du vivant*, 1970

# 1

## Motivations physiques

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Évolution des nombres magiques loin de la stabilité . . . . .</b>	<b>18</b>
1.1.1	Notion de nombres magiques . . . . .	18
1.1.2	Disparition et apparition de nombres magiques : coexistence de formes et îlot d'inversion . . . . .	19
1.1.3	Décomposition multipolaire de l'hamiltonien . . . . .	21
<b>1.2</b>	<b>La région du <math>^{78}\text{Ni}</math> . . . . .</b>	<b>25</b>
1.2.1	État de l'art de l'étude de l'effet de couche à $N = 50$ . . . . .	25
1.2.2	Vers $Z = 28$ . . . . .	28
<b>1.3</b>	<b>Objectifs de la thèse . . . . .</b>	<b>32</b>

---

## 1.1 Évolution des nombres magiques loin de la stabilité

### 1.1.1 Notion de nombres magiques

La notion de nombre magique est apparue suite à la découverte du neutron en 1932 par J. Chadwick [7]. Celle-ci ayant permis de classer les noyaux en fonction de leurs nombres de protons et de neutrons (et non en fonction de leur masse et charge), W.M. Elsasser remarqua des changements brusques de l'énergie de liaison par nucléon pour différents nombres particuliers de protons ou de neutrons [8]. Ces nombres sont 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

De plus, à ces nombres, on observe une plus grande richesse d'isotopes (pour les protons) et d'isotones (pour les neutrons) stables. Par exemple, il existe 6 isotopes stables de calcium ( $Z = 20$ ) contre un seulement pour son voisin le scandium ( $Z = 21$ ). Ces nombres ont très vite évoqué l'idée d'une structure en couche du noyau comparable à celle des électrons dans l'atome.

#### Description microscopique du noyau

Le noyau est un système complexe car quantique et à  $A$  corps ( $1 \leq A \leq 294$  pour le moment). Afin de décrire le noyau au travers de sa fonction d'onde  $\psi_A$ , il faut résoudre l'équation de Schrödinger 1.1.

$$\left[ \sum_{i=1}^A -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^A V_{ij} + \frac{1}{6} \sum_{i,j,k=1}^A V_{ijk} + \dots \right] \psi_A = E\psi_A \quad (1.1)$$

où les terme  $V$  sont les potentiels d'interaction à deux, trois, ... nucléons.

La présence de nombres « particuliers » met en évidence une structure en couche du noyau permettant de faire l'hypothèse que chaque nucléon évolue dans un potentiel moyen créé par les  $A - 1$  nucléons restants  $U(i)$ . Cela permet de passer d'un problème à  $A$  corps à  $A$  problèmes à 1 corps. On peut alors réécrire l'hamiltonien de l'équation 1.1 sous la forme de l'eq. 1.2.

$$\begin{aligned} H &= \sum_{i=1}^A \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + U(i) \right) + \left( \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^A V_{ij} + \frac{1}{6} \sum_{i,j,k=1}^A V_{ijk} + \dots - \sum_{i=1}^A U(i) \right) \\ &= H^{(0)} + H_{\text{res}} \end{aligned} \quad (1.2)$$

où  $H_{\text{res}}$  est l'hamiltonien d'interaction résiduelle et peut être traité comme une perturbation.

L'utilisation d'un potentiel harmonique pour  $U$  permet de reproduire les premiers nombres magiques 2, 8, 20.

En 1949, de façon indépendante Maria Goeppert Mayer [9], Haxel, Jensen et Suess [10] introduisent un potentiel de particules individuelles contenant un terme de spin-orbite (voir eq. 1.3) par analogie avec les couches électroniques dans les atomes.

$$U(r) = \frac{m\omega^2 r^2}{2} + \alpha(\vec{\ell} \cdot \vec{s}) + \beta(\vec{\ell} \cdot \vec{\ell}) \quad (1.3)$$

où  $m$  est la masse du nucléon,  $\omega$  la fréquence de l'oscillateur harmonique et  $\vec{r}$  le vecteur position du nucléon dans le référentiel du noyau,  $\vec{\ell}$  est le vecteur moment orbital et  $\vec{s}$  le vecteur spin du nucléon. Ce potentiel permet de reproduire alors toute la séquence des nombres magiques connus jusqu'alors 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126 grâce au gap se formant entre deux partenaires de spin-orbite ( $f_{7/2}$  et  $f_{5/2}$  pour le nombre 28 par exemple). Cette découverte vaudra à Maria Goeppert-Mayer, Eugene Wigner, Hans Daniel Jensen l'obtention du prix Nobel de physique en 1963.

On distingue dès lors deux types de nombres magiques, les nombres magiques d'oscillateur harmonique (2, 8 et 20) et les nombres magiques de spin-orbite (28, 50, 82 et 126). L'ordre des états de particule individuelle donné par ce potentiel permet de très bien reproduire les spins des états fondamentaux des noyaux proches de la vallée de stabilité (et proches de fermetures de couches) dans le cadre du modèle en couches « extrême », mais celui-ci va très vite rencontrer des problèmes loin de la stabilité.

### 1.1.2 Disparition et apparition de nombres magiques : coexistence de formes et îlot d'inversion

Les propriétés magiques d'un noyau (*i.e.* une surstabilité et une plus grande difficulté d'excitation par rapport à ses voisins), se manifestent au travers de plusieurs observables :

1. La masse, au travers du seuil de séparation deux neutrons/protons. En effet, on observe une baisse brutale de ce seuil au passage d'une fermeture de couche, voir FIGURE 1.1
2. L'énergie du premier état excités  $2^+$  des noyaux pairs-pairs. En effet, l'un des marqueurs de la magicité d'un noyau est la difficulté d'excitation, *i.e.* un état excité  $2^+$  à haute énergie comparée aux noyaux pairs voisins comme montré sur la FIGURE 1.2.
3. La collectivité de cet état au travers de la probabilité réduite de transition quadrupolaire  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+)$

Avec l'avènement des faisceaux de noyaux très loin de la stabilité dans les années 80, la perte des propriétés "magiques" de certains nombres considérés magiques à la stabilité et l'apparition de ces propriétés pour d'autres nombres de nucléons ont été mises en évidence.

Le cas historique le plus connu est la perte des propriétés magiques des noyaux  $N = 20$  à  $Z = 12$ . Une expérience de décroissance  $\beta$  de  $^{32}\text{Na}$  réalisée en 1984 [13] a mis en évidence un premier état  $2^+$  de  $^{32}\text{Mg}_{20}$  à 885 keV alors qu'il est situé à 1483 keV dans le  $^{30}\text{Mg}_{18}$ . En 1995, une expérience d'excitation coulombienne [14] est venue confirmer la nature très déformée de  $^{32}\text{Mg}_{20}$  prouvant la disparition du nombre magique  $N = 20$  à  $Z = 12$ . Ainsi, loin de la stabilité, le gap  $N = 20$  n'est plus assez robuste pour empêcher des excitations au-delà du gap formé à  $N = 20$  c'est-à-dire la promotion de nucléons des orbitales en-dessous du gap  $N = 20$  vers des orbitales situées au-dessus. Cela entraîne alors l'apparition de corrélations et des déformations

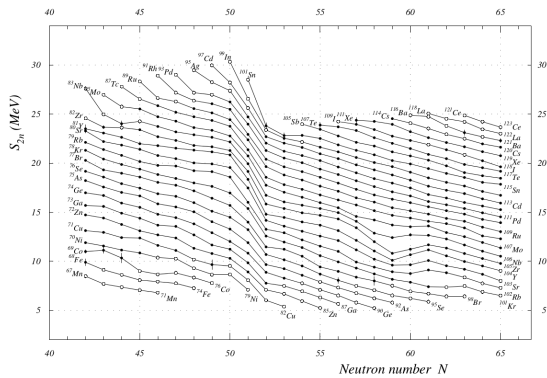


FIGURE 1.1 – Evolution du seuil de séparation de deux neutrons en fonction du nombre de neutron [11].

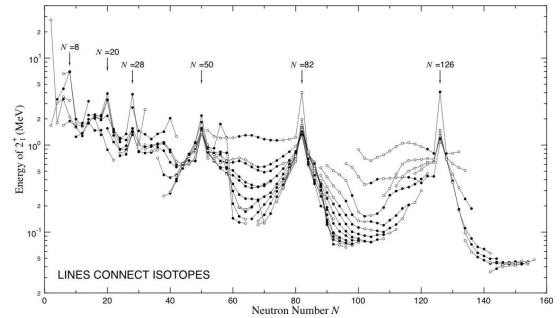


FIGURE 1.2 – Evolution de l'énergie du premier état excité  $2^+$  en fonction du nombre de neutron [12].

(appariement et quadrupole, décrites un peu plus loin dans ce chapitre) ayant pour conséquence d'abord une coexistence de formes (*i.e.* un état  $0^+$  fortement corrélé apparaît à basse énergie juste au-dessus de l'état fondamental lui aussi  $0^+$  de configuration dite « normale »). Ces corrélations peuvent devenir si importantes que l'état intrus devient plus lié que l'état normal, on a alors une région de la carte des noyaux où il y a inversion des configurations, on parle d'îlot d'inversion.

Cela vient du fait que le nombre magique  $N = 20$  est un nombre magique d'oscillateur harmonique. En effet, l'oscillateur harmonique possède une symétrie de type  $SU(3)$  qui entraîne pour une interaction quadrupole-quadrupole une solution analytique donnant un état fondamental ayant le maximum de déformation comme montré par Elliott [15]. De ce fait, pour un nombre magique de spin-orbite, la symétrie  $SU(3)$  n'existe plus car un partenaire de spin-orbite est déporté sur la couche inférieure. Ainsi, on ne s'attend pas à voir le premier nombre magique de spin-orbite  $N = 28$  disparaître loin de la stabilité. Cependant, l'interaction de spin-orbite étant décrite comme étant « de surface », une plus grande diffusivité à la surface des noyaux riches en neutrons pourrait aussi entraîner un affaiblissement du potentiel spin-orbite.

Pourtant, dès 1993, une mesure des durées de vie et des probabilités d'émission neutron  $\beta$  retardée de  $^{44}\text{S}$  ( $Z = 16$ ) et  $^{45}\text{Cl}$  ( $Z = 17$ ) indique une possible forte déformation de ces isotones  $N = 28$  par comparaison avec des calculs de QRPA [16]. Plusieurs études vont ensuite confirmer la disparition du nombre magiques  $N = 28$  dans les noyaux riches en neutrons, jusqu'à la première mesure au GANIL de l'énergie de l'état excité  $2^+$  du  $^{42}\text{Si}$  ( $Z = 14$ ) a plus faible énergie que son voisin non-magique  $^{40}\text{Si}$  [17]. Cette mesure est confirmée quelques années après à RIKEN [18]. Afin de comprendre les origines de cette disparition, une étude par réaction d'échange directe de nucléons a été réalisée au GANIL [19]. Dans cette expérience, les auteurs ont réalisé la réaction de transfert  $^{46}\text{Ar}_{28}(d,p)^{47}\text{Ar}$ , car cela permet de peupler les états de particule individuelle au-delà du gap  $N = 28$  tout en mesurant leur facteur spectroscopique. Les auteurs concluent à une réduction du gap  $N = 28$ .

Cette réduction (légère) du gap  $N = 28$  n'est cependant pas suffisante pour expliquer la non-magicalité des isotones  $N = 28$  loin de la stabilité. Une étude des orbitales proton dans la

même région va apporter la réponse. L'étude des états  $3/2^+$  et  $1/2^+$  dans les isotopes impaires de K( $Z = 19$ ) [20], Cl( $Z = 17$ ) [21], P( $Z = 15$ ) [17] montrent un rapprochement des orbitales protons  $d_{3/2}$  et  $s_{1/2}$  permettant une restauration de symétrie pseudo-SU(3) favorisant la collectivité quadrupolaire que le gap  $N = 28$ , affaibli, ne peut compenser.

Ces changements de nombres magiques sont donc dus aux corrélations présentes dans la partie résiduelle de l'interaction qui peut prendre de l'importance avec l'asymétrie d'isospin. Ainsi, le modèle de nucléons indépendants dans un champ moyen créé par les autres nucléons n'est plus suffisant, il faut prendre en compte la partie résiduelle de l'interaction. La première raison de la diminution des gaps de nombres magiques est la dérive monopolaire, *i.e.* la variation de l'énergie de liaison des orbitales neutron (respectivement proton) en fonction du nombre de protons (respectivement neutrons) due à l'interaction proton-neutron. La seconde raison est la présence de corrélations telles que l'appariement et l'interaction quadrupolaire qui peuvent se développer fortement suite à une réduction du gap et pour l'interaction quadrupolaire dans le cas d'une restauration de la symétrie SU(3).

Afin de décrire ces deux phénomènes, commençons par décomposer l'hamiltonien en multipôles.

### 1.1.3 Décomposition multipolaire de l'hamiltonien

On reprend de la décomposition en champ moyen plus interaction résiduelle de l'équation 1.2. E. Caurier *et al.* montrent en 2005 [22] que l'interaction résiduelle ( $H_{\text{res}}$ ) peut être séparée en une partie monopolaire et une partie multipolaire (eq. 1.4). Cette équation décrit le noyau comme un cœur doublement magique auquel on ajoute des nucléons sur des états de particule individuelle  $j_{\pi(\nu)}$ .

$$\begin{aligned}
 H_{\text{tot}} &= H^{(0)} + H_{\text{res}} \\
 &= H^m + H^M \\
 &= \underbrace{\sum_{j_\pi} \epsilon_{j_\pi} \mathbf{n}_{j_\pi} + \sum_{j_\nu} \epsilon_{j_\nu} \mathbf{n}_{j_\nu} + V_{\pi\pi}^m + V_{\nu\nu}^m + V_{\pi\nu}^m}_{\text{Terme monopolaire}} + \underbrace{V_{\pi\pi}^M + V_{\nu\nu}^M + V_{\pi\nu}^M}_{\text{Terme multipolaire}}
 \end{aligned} \tag{1.4}$$

où

- $\epsilon_{j_{\pi(\nu)}}$  est l'énergie de particule individuelle de l'orbitale  $j_{\pi(\nu)}$ .
- $\mathbf{n}_{j_{\pi(\nu)}}$  est l'opérateur du nombre d'occupation de l'orbitale  $j_{\pi(\nu)}$  (*i.e.* opérateur qui a pour valeur propre le nombre de proton(neutron) dans l'orbitale  $j_{\pi(\nu)}$ ).
- $V_{\pi\nu(\pi\pi)(\nu\nu)}^m$  est la composante monopolaire du potentiel résiduel d'interaction à deux corps entre proton et neutron (protons) (neutrons).
- $V_{\pi\nu(\pi\pi)(\nu\nu)}^M$  est la composante multipolaire du potentiel résiduel d'interaction à deux corps entre proton et neutron (protons) (neutrons).

### Terme monopolaire

Comme l'interaction proton-neutron a été identifiée comme l'un des ingrédients principaux de l'évolution de la stabilité loin de la stabilité, on s'intéresse plus particulièrement à  $V_{\pi\nu}$  dans cette thèse. L'énergie de liaison neutron (proton) dépend du remplissage des orbitales protons (neutrons). On parle alors d'énergie effective de particule individuelle. La dépendance est linéaire selon l'équation 1.5.

$$\tilde{\epsilon}_{j_{\nu}(\pi)} = \epsilon_{j_{\nu}(\pi)} + \sum_{j_{\pi}(\nu)} \bar{E}(j_{\pi}j_{\nu})n_{j_{\pi}(\nu)} \quad (1.5)$$

où  $\bar{E}(j_{\pi}j_{\nu}) = \frac{\sum_J(2J+1)\langle j_{\pi}j_{\nu},J|V_{\pi\nu}|j_{\pi}j_{\nu},J\rangle}{\sum_J(2J+1)}$  et  $n_{j_{\pi}(\nu)}$  est le nombre de protons(neutrons) dans l'orbitale  $j_{\pi}(\nu)$ .

Ainsi, l'hamiltonien monopolaire du système devient 1.6.

$$H^m = \sum_{j_{\pi}} \tilde{\epsilon}_{j_{\pi}} \mathbf{n}_{j_{\pi}} + \sum_{j_{\nu}} \tilde{\epsilon}_{j_{\nu}} \mathbf{n}_{j_{\nu}} \quad (1.6)$$

Afin de calculer cette dérive monopolaire, il faut s'intéresser à l'interaction nucléon-nucléon. Celle-ci doit respecter cinq symétries :

- invariance par translation (ne dépend que des coordonnées relatives) ;
- invariance par échange des coordonnées des deux nucléons ;
- invariance par symétrie centrale (conservation de la parité) ;
- invariance par rotation ;
- invariance galiléenne (ne dépendre que du moment relatif et non des moments propres)

Une interaction respectant ces symétries peut alors s'écrire comme la somme de termes scalaire, vectoriel et tensoriel [23]. Le terme scalaire ou central de l'interaction nucléon-nucléon peut s'exprimer selon les formes données par l'eq. 1.7 [24].

$$\begin{aligned} V_C(1, 2) &= f(r)(V_0 + V_{\sigma}(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + V_{\tau}(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) + V_{\sigma\tau}(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)) \\ &= f(r)(V_W + V_M\hat{P}^{\sigma}\hat{P}^{\tau} + V_B\hat{P}^{\sigma} + V_H\hat{P}^{\tau}) \end{aligned} \quad (1.7)$$

où  $r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$  et  $f(r) = \frac{e^{-\mu r}}{\mu r}$  est le potentiel de Yukawa (d'autre dépendance en  $r$  sont possibles) et

- $\hat{P}^{\sigma} = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$  terme d'échange de spin ;
- $\hat{P}^{\tau} = \frac{1}{2}(1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)$  terme d'échange d'isospin.

Les relations entre les coefficients de ces deux manières d'écrire la composante centrale sont :

- $V_W = V_0 - V_{\sigma} - V_{\tau} + V_{\sigma\tau}$  (force de Wigner)
- $V_M = -4V_{\sigma\tau}$  (force de Majorana)
- $V_B = 2V_{\sigma} - V_{\sigma\tau}$  (force de Bartlett)
- $V_H = -2V_{\tau} + 2V_{\sigma\tau}$  (force de Heisenberg)

Le terme vectoriel (aussi appelé spin-orbite à deux corps) s'exprime selon l'eq. 1.8.

$$V_V(1, 2) \propto \vec{L}_{12} \cdot \vec{S}_{12} \quad (1.8)$$

où

- $\vec{L}_{12} = \vec{r}_{12} \otimes \vec{p}_{12}$  où  $\vec{r}_{12} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$  et  $\vec{p}_{12} = \frac{1}{2}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)$ ;
- $\vec{S}_{12} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$ .

Enfin, le terme tensoriel a notamment été décrit par T. Otsuka *et al.* [25] et sa formulation est donnée par l'eq 1.9.

$$V_T(1, 2) = (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \left( [\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2]^{(2)} \cdot Y^{(2)}(\Omega_{12}) \right) f(r)$$

$$\langle V_T(1, 2) \rangle \propto \begin{Bmatrix} S_{12} & L_{12} & J_{12} \\ L_{12} & S_{12} & 2 \end{Bmatrix} \quad (1.9)$$

où  $r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$  et  $f(r) = \frac{e^{-\mu r}}{\mu r}$  est le potentiel de Yukawa.

En raison de la présence de l'harmonique sphérique  $Y^{(2)}(\Omega_{12})$  ce terme n'agit que sur des nucléons ayant un moment orbital  $\ell \geq 1$  et son importance augmente avec  $\ell$ . Comme le terme en  $[\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2]^{(2)}$  est un tenseur de rang 2, il est nul dans le canal  $S = 0$ , le tenseur s'exprime donc seulement dans le canal  $S = 1$ . La composante tensorielle est attractive dans le canal  $T = 0$  ( $\langle \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \rangle = -3$ ) et répulsive dans le canal  $T = 1$  ( $\langle \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \rangle = +1$ ).

De plus, notons  $j_> = \ell + \frac{1}{2}$  et  $j'_< = \ell' - \frac{1}{2}$  alors dans le cas d'une interaction  $j_> j'_<$  (ou  $j_< j'_>$ ), en raison du grand moment orbital relatif (pour  $S = 1$ ), la fonction d'onde de leur mouvement relatif est distribuée dans la direction du moment orbital relatif entraînant une interaction attractive. Alors que dans le cas  $j_< j'_<$  (ou  $j_> j'_>$ ), cette fonction d'onde est étendue dans la direction de la collision donnant une interaction repulsive [25].

### Corrélations au-delà du champs moyen

Je ne m'intéresse ici qu'aux termes principaux des corrélations, à savoir l'appariement et le quadrupole. Le terme multipolaire contient les corrélations entre nucléons de valence (*i.e.* nucléons au-dessus d'un cœur doublement magique) telles que l'appariement ou le quadrupole.

L'appariement est la plus importante des corrélations au-delà du champ moyen. Cette partie de l'interaction tend à rendre le noyau sphérique par regroupement des nucléons par paire de spin-parité  $0^+$ .

Le terme d'appariement peut schématiquement se formaliser [26] sous la forme donnée par l'eq 1.10.

$$\langle j_1 j_2; JT | V_{\text{appariement}} | j'_1 j'_2; J'T' \rangle = -G \left( j_1 + \frac{1}{2} \right) \left( j'_1 + \frac{1}{2} \right) \delta_{j_1 j_2} \delta_{j'_1 j'_2} \delta_{J0} \delta_{J'0} \delta_{T1} \delta_{T'1} \quad (1.10)$$

On distingue deux parties, une diagonale responsable du regroupement des nucléons par paires



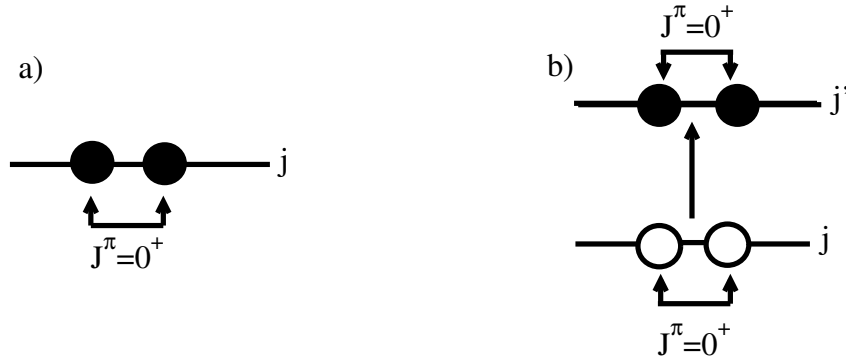


FIGURE 1.3 – Représentation schématique des effets de la partie diagonale (a) et non-diagonale (b) de l'appariement.

dans une même orbitale (FIGURE 1.3a) et une non-diagonale responsable de la promotion de paires dans une autre orbitale afin de former des états excités  $0^+$  (FIGURE 1.3b). En raison de ces termes non-diagonaux, les paires de nucléons peuvent être redistribuées d'une orbitale à l'autre. Par conséquent, sans appariement, on remplit toutes les orbitales dans l'ordre jusqu'à un point appelé énergie de Fermi ( $\lambda$ ). Au dessus de cette énergie, les orbitales seraient alors complètement vides. Au contraire, avec l'appariement, les orbitales en-dessous de l'énergie de Fermi ne sont pas complètement pleines et celles au-dessus ne sont pas complètement vides dans le formalisme BCS[27]. On note  $v_i^2 = \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{\varepsilon_i - \lambda}{\sqrt{(\varepsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right]$  le taux de remplissage de l'orbitale  $i$  où  $\varepsilon_i$  est l'énergie de particule individuelle et  $\Delta$  est le paramètre de gap apporté par l'appariement. On définit de même  $u_i^2 = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{\varepsilon_i - \lambda}{\sqrt{(\varepsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right]$  le taux d'inoccupation de l'orbitale  $i$ , ainsi  $u_i^2 + v_i^2 = 1$ .

Le gap dû à l'appariement est donné par l'eq. 1.11.

$$\Delta = G \sum_{i,j} u_i v_j \quad (1.11)$$

Comme l'appariement lie fortement l'état fondamental ( $0^+$ ) et que le moyen le plus simple d'exciter le noyau est de briser une paire, chaque nucléon issu de cette brisure perd alors l'énergie de liaison due à l'appariement. C'est pourquoi, le premier état excité est à une énergie de  $2\Delta$ . Cela permet d'avoir une première estimation expérimentale du gain d'énergie de liaison dû à l'appariement. Il peut aussi être estimé à l'aide des mesures de masse comme par exemple eq 1.12 dans le cas du neutron (formule analogue dans le cas du proton).

$$\Delta_n = \frac{1}{2} [BE(A+2) + BE(A) - 2BE(A+1)] \quad (1.12)$$

Ensuite, on ajoute le terme d'interaction quadrupolaire qui est la composante d'ordre 2 du terme multipolaire. Il peut s'écrire de façon schématique sous la forme de l'eq. 1.13.

$$\begin{aligned}
\langle j_1 j_2; JM | V_Q | j'_1 j'_2; JM \rangle &= \kappa r_1^2 r_2^2 P_2(\cos \theta_{12}) \\
&= \kappa (-1)^J \sqrt{2j_1 + 1} \sqrt{2j_2 + 1} \sqrt{2j'_1 + 1} \sqrt{2j'_2 + 1} \\
&\times (1 + (-1)^{\ell_1 + \ell'_1}) (1 + (-1)^{\ell_2 + \ell'_2}) \\
&\times \left( \frac{M\omega}{\hbar} \right)^2 \left\{ \begin{array}{ccc} j_1 & j_2 & J \\ j'_1 & j'_2 & 2 \end{array} \right\} \langle r_1^2 \rangle \langle r_2^2 \rangle \\
&\times \langle j'_1 - \frac{1}{2} j_1 \frac{1}{2} | 20 \rangle \langle j'_2 - \frac{1}{2} j_2 \frac{1}{2} | 20 \rangle
\end{aligned} \tag{1.13}$$

où  $P_2$  est le polynôme de Legendre<sup>1</sup> d'ordre 2 et  $\theta_{12}$  est l'angle entre  $\vec{r}_1$  et  $\vec{r}_2$ .

En raison du terme  $(1 + (-1)^{\ell_1 + \ell'_1})(1 + (-1)^{\ell_2 + \ell'_2})$  de l'interaction quadrupolaire, celle-ci est nulle pour des orbitales telles que  $\ell_{1(2)} + \ell'_{1(2)}$  impaires et maximale si paires ainsi les orbitales se regroupent en deux sous-ensembles de sensibilité à l'interaction quadrupolaire : les couches *sdg* ( $\ell$  pair) et *pfh* ( $\ell$  impair donc leur somme deux à deux est paire). Là où l'appariement tend à former des paires anti-alignées ( $J = 0$ ) et favoriser la sphéricité, le quadrupole tend à former des paires alignées ( $J = 2$ ) plaçant dans une vision schématique les nucléons sur une même orbite et ainsi déformer le noyau. Même si le quadrupole est responsable de l'apparition de niveaux excités  $2^+$ , celui-ci joue un rôle dans l'apparition de  $0^+$  à basse énergie. En effet, le quadrupole proton et le quadrupole neutron interagissent (effet de polarisation quadrupolaire) pour former un état  $0^+$  ( $2^+_{\nu} \otimes 2^+_{\pi} = 0^+$ )

## 1.2 La région du $^{78}\text{Ni}$

Le  $^{78}\text{Ni}_{50}$  est un des noyaux prédits doublement magiques ayant le plus grand rapport  $\frac{N}{Z}$  (en considérant seulement les nombres magiques "classiques" issus du modèle de M. Goepfert-Mayer)<sup>2</sup>. Néanmoins, en raison de sa grande « exotocité », il est difficile à étudier car difficile à produire. Actuellement, RIKEN est la seule installation à pouvoir le produire en suffisamment grande quantité pour l'étudier. Cependant, on peut étudier les noyaux de la région afin d'obtenir des indices sur la double fermeture de couche  $Z = 28$ ,  $N = 50$ .

### 1.2.1 État de l'art de l'étude de l'effet de couche à $N = 50$

La première observable pour étudier l'évolution des gaps de nombres magiques est basée sur des systématiques de masses. On peut estimer le gap corrélié neutron selon deux prescriptions : la première correspond au théorème de Koopmans [28] (eq. 1.14). La seconde est celle adoptée par la communauté des masses [29] (eq. 1.15).

1. Le polynôme de Legendre d'ordre  $n$  est le polynôme  $P_n(x)$  solution de l'équation différentielle du second ordre :  $\frac{d}{dx} \left[ (1-x^2) \frac{d}{dx} P_n(x) \right] + n(n+1)P_n(x) = 0$ . Quelques exemples :  $P_0(x) = 1$ ,  $P_1(x) = x$  et  $P_2(x) = \frac{3}{2}x^2 - \frac{1}{2}$ .

2. Le  $^{78}\text{Ni}_{50}$  est considéré doublement magique et serait donc le noyau doublement magique le plus riches en neutron ( $\frac{N}{Z} = 2$ ) contre 1,79 pour  $^{78}\text{Ni}$

$$\Delta_{N_m} = S_n(Z, N_m) - S_n(Z, N_m + 1) \quad (1.14)$$

$$\Delta_{N_m} = S_{2n}(Z, N_m) - S_{2n}(Z, N_m + 2) \quad (1.15)$$

Ainsi, on observe une diminution du gap  $N = 50$  de la stabilité jusqu'au Ge ( $Z = 32$ ) puis une augmentation au Zn ( $Z = 30$ ), comme montré FIGURE 1.4. Le  $^{78}\text{Ni}$  est actuellement inaccessible pour une telle systématique (il faudrait les masses de  $^{78}\text{Ni}$  et  $^{79}\text{Ni}$ ).

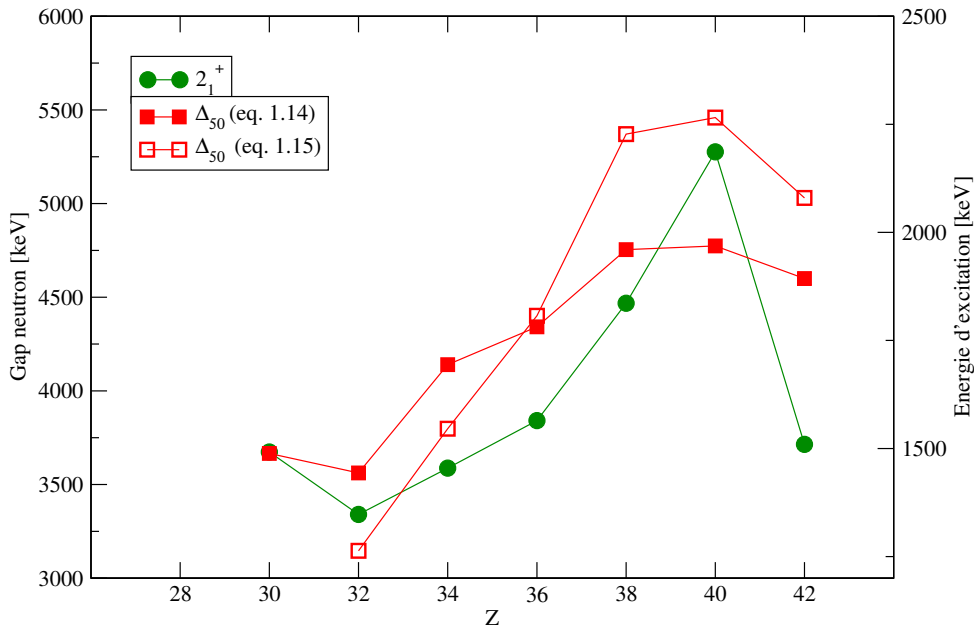


FIGURE 1.4 – Evolution du gap  $N = 50$  comme défini par l'éq 1.14 [11] et du premier état excité  $2_1^+$  [12] des isotones pairs  $N = 50$ .

Néanmoins, l'augmentation du gap et de l'énergie du premier état excité  $2_1^+$  de  $^{80}\text{Zn}$  comparé à  $^{82}\text{Ge}$  laisse présager une relative magicité neutron de  $^{78}\text{Ni}$  (voir FIGURE 1.4). L'énergie du gap issue des masses contient les effets des corrélations [30]. Mais comme vu dans le cas des gaps  $N = 20$  et  $N = 28$ , la persistance du gap entre états de particule individuelle sphérique n'est pas suffisante pour conserver la magicité si le gain en énergie de liaison dû aux corrélations devient plus important que ce gap.

En effet, récemment deux articles indépendants mettent en évidence la présence d'un état intrus  $0_2^+$  (état issu de la promotion d'un ou plusieurs nucléons sur des orbitales d'énergies supérieures, amené à basse énergie par les corrélations) dans  $^{80}\text{Ge}_{48}$  d'une part [31] et dans le  $^{79}\text{Zn}_{49}$  d'autre part [32]. Le premier, auquel j'ai participé au début de cette thèse, met en évidence une transition  $E0$  observée par spectroscopie des électrons de conversion venant d'un état excité  $0^+$  légèrement plus bas en énergie que le premier état excité  $2^+$ . Cet état est semble-t-il dû à la promotion de deux neutrons au-delà du gap  $N = 50$ . Cette configuration gagne ainsi en corrélations, appariement et quadrupole, lui conférant suffisamment d'énergie de liaison pour se

rapprocher de la configuration normale. Il s'agit ici d'un premier indice de coexistence de formes dans la région. Le second article, publié au même moment décrit l'étude de  $^{79}\text{Zn}$  par spectroscopie laser et plus spécialement l'isomère  $\beta$  de celui-ci (découvert par réaction de transfert [33] et fixé en énergie par l'étude de la décroissance  $\beta$  de  $^{79}\text{Cu}$  [34]). La mesure du moment magnétique  $\mu$  de cet isomère indique un spin  $\frac{1}{2}$  interprété comme l'état intrus  $2t - 1p [\nu g_{9/2}^{-2}]_{0+} \otimes s_{1/2}$ . De plus, la mesure de la différence de rayon carré moyen de charge  $\delta\langle r_c^2 \rangle^{79,79m} = +0.204(6) \text{ fm}^2$  entre les états isomérique et fondamental valide l'hypothèse d'une coexistence de formes dans ce noyau.

Afin de comprendre ce phénomène, il nous faut connaître l'ordre et les énergies des états de particules individuelles au-dessus du cœur de  $^{78}\text{Ni}$  qui restent à ce jour relativement flous. Afin d'avoir accès aux énergies de particules individuelles, la méthode expérimentale idéale est l'utilisation des réactions de transfert d'un nucléon telles que  $(d, p)$  et  $(\alpha, ^3\text{He})$  sur des noyaux pairs  $N = 50$ . Celles-ci offrent l'avantage d'avoir accès aux énergies d'excitation et aux facteurs spectroscopiques.

Cette technique nécessite des faisceaux très intenses ( $10^5 - 10^7$  pps) car il faut avoir accès aux distributions angulaires afin de pouvoir déterminer le moment orbital du nucléon transféré. L'étude des isotones à la stabilité  $N = 51$  par réaction de transfert a commencé très tôt (fin des années 60, début des années 70) avec l'avènement des accélérateurs de type tandem ( $^{92}\text{Mo}(d, p)^{93}\text{Mo}$  [35],  $^{90}\text{Zr}(d, p)^{91}\text{Zr}$  [36],  $^{88}\text{Sr}(d, p)^{89}\text{Sr}$  [37] et  $^{86}\text{Kr}(d, p)^{87}\text{Kr}$  [38]). Néanmoins,  $^{86}\text{Kr}$  est l'isotone  $N = 50$  le plus léger dont on puisse faire une cible. Il a fallu donc attendre l'avènement des faisceaux radioactifs réaccélérés auprès de machine ISOL pour effectuer ces études en cinématique dites inverse (le deutérium n'est plus le faisceau mais la cible et inversement pour le noyau d'intérêt). Ainsi, en 2007, J. S. Thomas *et al.* ont pu effectuer les premières réactions  $d(^{84}\text{Se}, p)^{85}\text{Se}$  et  $d(^{82}\text{Ge}, p)^{83}\text{Ge}$  [39].

En 2013, D. K. Sharp *et al.* publient une étude des états de particule individuelle par réactions de transfert  $(d, p)$  et  $(\alpha, ^3\text{He})$  sur les isotones pairs stables  $N = 50$  ( $36 \leq Z \leq 42$ ) [40]. Cette étude a l'avantage d'utiliser les mêmes hypothèses pour les calculs de réaction et ainsi rendre les résultats comparables dans une systématique, FIGURE 1.5.

En regardant cette systématique (FIGURE 1.5), plusieurs questions se posent. L'état  $1/2^+$  est de plus en plus proche de l'état fondamental  $5/2^+$  en allant vers  $Z = 28$ , ces deux états vont-ils s'inverser comme c'est le cas des états  $3/2^-$  et  $5/2^-$  comme état fondamental des cuivres entre  $^{73}\text{Cu}$  et  $^{75}\text{Cu}$  [41]? Malheureusement, l'étude par spectroscopie laser des isotopes de zinc s'arrête à  $A = 80$  mais une telle étude de  $^{81}\text{Zn}$  ( $Z = 30$ ) sera effectuée prochainement à l'aide du dispositif CRIS à ISOLDE.

Concernant les orbitales à plus hautes énergies, les connaissances actuelles sont limitées à la stabilité. Néanmoins, dans leur étude par réaction de transfert J. S. Thomas *et al.* proposent que l'état à 1115 keV de  $^{85}\text{Se}$  puisse être un état  $7/2^+$  ayant une forte composante de particule individuelle (correspondant à la promotion du neutron de valence dans l'état de particule individuelle  $\nu g_{7/2}$ ) [39] avec un facteur spectroscopique 0.77(27) mais une récente mesure des durées de vie des états Yrast dans les isotones  $N = 51$  attribue à cet état une durée de vie  $< 3(2)$  ps indiquant une origine collective à cet état [42].

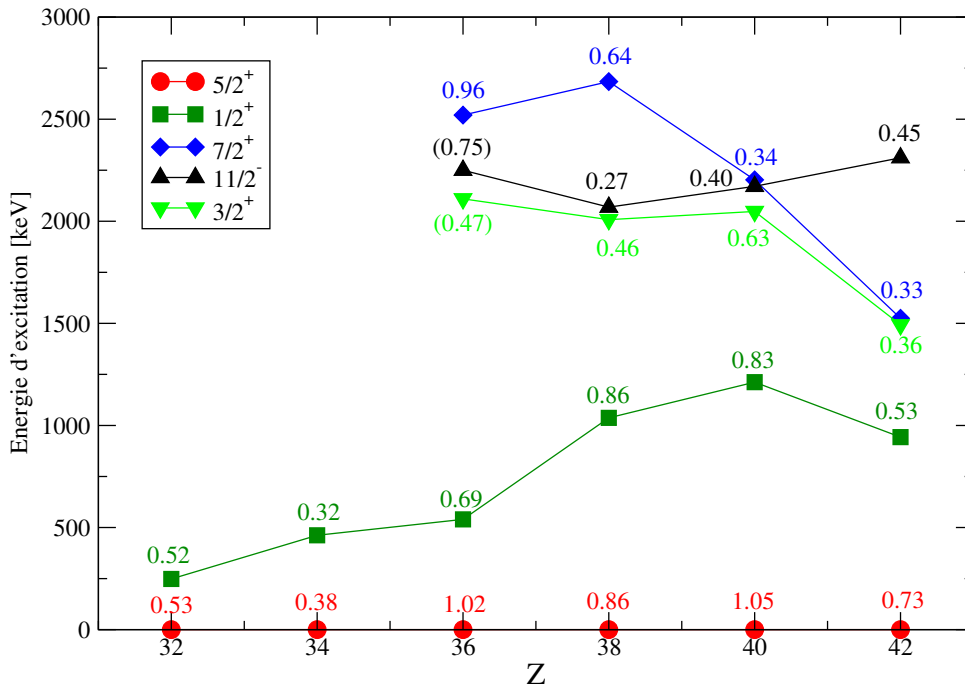


FIGURE 1.5 – Evolution en énergie des états peuplés par réaction de transfert d'un neutron ayant pour un spin donné le plus grand facteur spectroscopique. Les chiffres reportés sont les facteurs spectroscopiques obtenus expérimentalement. Les parenthèses indiquent une incertitude sur le spin. Les données sont tirées de [40] pour  $36 \leq Z \leq 42$  et de [39] pour  $32 \leq Z \leq 34$

En raison de la présence d'état intrus dans les isotones  $N = 49$  à basse énergie [32, 43] et comme on le verra FIGURE 1.16, les états intrus dans les isotones  $N = 51$  pourraient avoir une importance dans la spectroscopie à basse énergie. Une étude de la réaction de transfert de deux neutrons  $^{87}\text{Sr}(t, p)^{89}\text{Sr}$  a été réalisée par E. Cosman *et al.* [44] à la stabilité. L'état fondamental de  $^{87}\text{Sr}_{49}$  est un état  $9/2^+$  associé à une configuration trou dans la sous-couche  $\nu g_{9/2}$ . L'ajout de deux neutrons avec un moment orbital transféré égal à 0 indique un transfert de deux neutrons sur une même orbitale, la sous-couche  $g_{9/2}$  ayant un seul espace disponible, ces deux neutrons sont transférés sur une orbitale au-dessus du gap. On obtient alors un état intru  $2p - 1t$  dans l'isotone  $N = 51$   $^{89}\text{Sr}$  de spin-parité  $9/2^+$ .  $^{87}\text{Sr}$  étant le seul isotone  $N = 49$  stable, cette réaction n'a pas encore été utilisée sur d'autres isotones  $N = 51$  car elle oblige à faire une réaction faisceau radioactif sur une cible radioactive de tritium<sup>3</sup>.

### 1.2.2 Vers $Z = 28$

On remarque que nos connaissances de la séquence des états de particule individuelle de neutron au-delà de  $N = 50$  sont limitées à la stabilité. En raison de la non-disponibilité de faisceaux radioactifs  $N = 50$  suffisamment intenses proches de  $Z = 28$ , les études des dérives

3. Une telle expérience a déjà été réalisée (à ISOLDE notamment [45]) mais nécessite une intensité de faisceau importante en raison de la faible épaisseur des cibles de tritium

monopolaires au-delà de  $N = 50$  par réaction de transfert sont actuellement limitées. Mais d'autres observables peuvent être étudiées afin d'avoir des indices sur ces dérives. Commençons par estimer les énergies effectives de particules individuelles en utilisant l'équation 1.5. Pour cela, nous étudions les dérives monopolaires dans le cadre de deux hypothèses. La première est que la dérive monopolaire est uniquement due à la composante centrale de l'interaction nucléon-nucléon et la seconde avec une interaction purement tensorielle. Le calcul des éléments de matrice a été réalisé à l'aide d'un code développé par N. Smirnova *et al.*

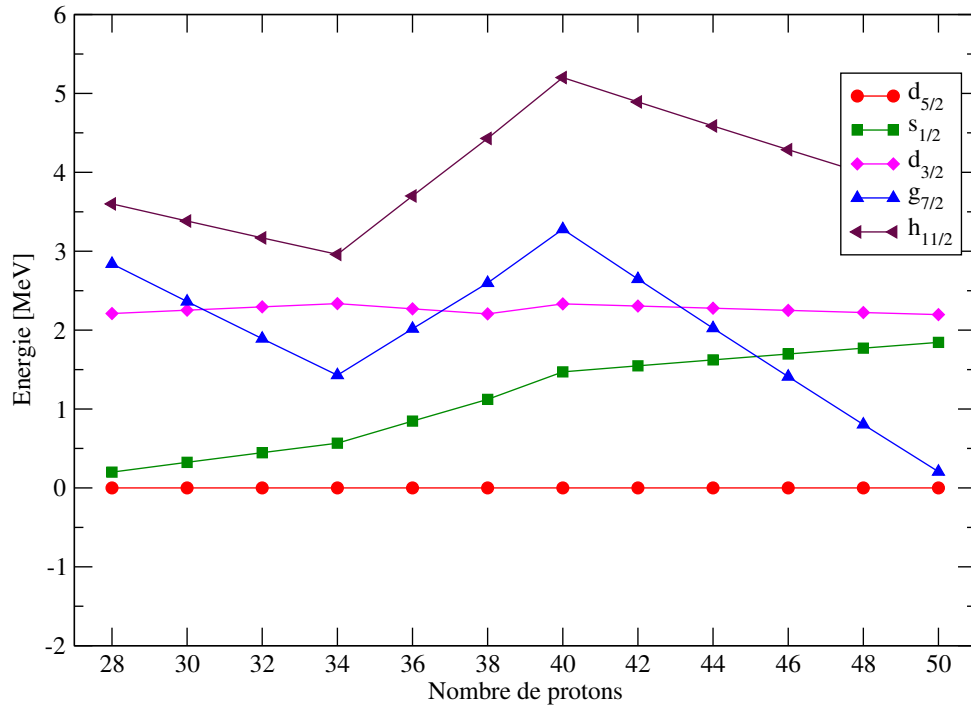


FIGURE 1.6 – Evolution des énergies effectives de particule individuelle au-dessus du gap  $N = 50$  en fonction de  $Z$  avec un remplissage abrupt des états de particule individuelle proton ( $\pi f_{5/2}$ ,  $\pi p_{3/2}$ ,  $\pi p_{1/2}$  et  $\pi p_{9/2}$ ) au dessus de  $Z = 28$  et une interaction nucléon-nucléon purement centrale (eq. 1.7). Pour la lisibilité, on fixe l'énergie effective de particule individuelle de l'orbitale  $\nu d_{5/2}$  à 0. Les paramètres ont été fixés pour reproduire la séquence obtenue expérimentalement pour  $^{89}\text{Sr}$  [37].

On remarque qu'avec une interaction purement centrale (voir FIGURE. 1.6), l'énergie effective de particule individuelle de l'orbitale  $\nu s_{1/2}$  a une évolution en fonction de  $Z$  similaire à celle des états  $1/2_1^+$  des isotones  $N = 51$  (voir FIGURE 1.5). Mais T. Otsuka *et al.* ont mis en évidence l'importance du terme tensoriel [25] dans l'interaction nucléon-nucléon pour expliquer les dérives monopolaires dans les isotones  $N = 51$  lourds (en allant vers  $^{101}\text{Sn}$ ).

L'évolution des énergies effectives de particule individuelle en fonction de  $Z$  avec une interaction nucléon-nucléon purement tensorielle est donnée FIGURE 1.7. Premièrement, l'orbitale  $s_{1/2}$  ayant un moment orbital nul, son énergie de liaison reste inchangée par la composante tensorielle comme attendu. Deuxièmement, les partenaires de spin-orbite  $d_{3/2}$  et  $d_{5/2}$  ont des comportements

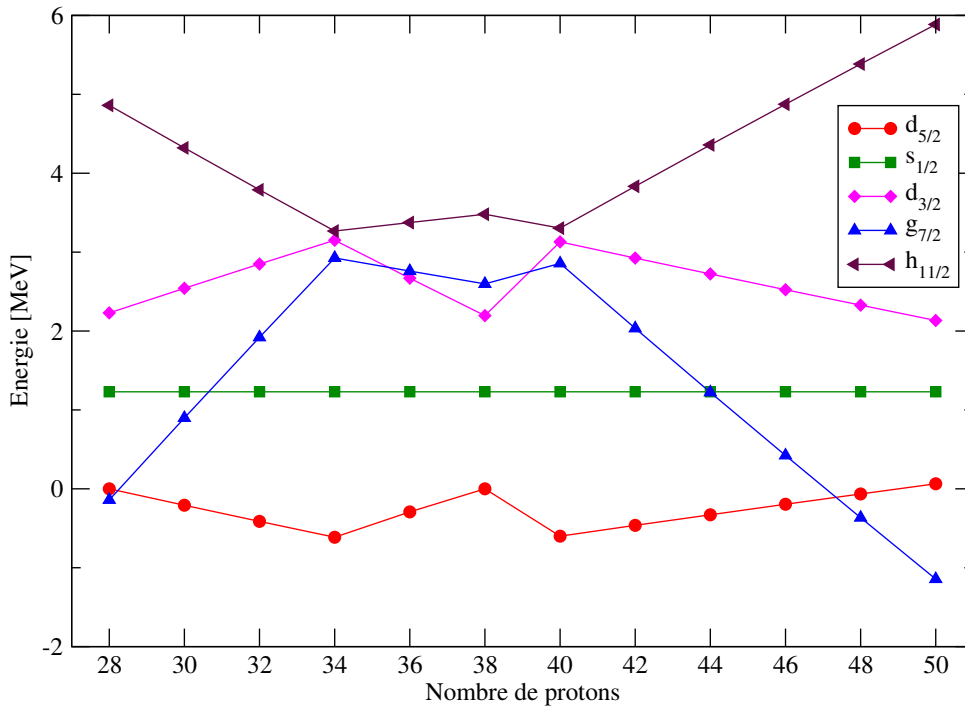


FIGURE 1.7 – Evolution des énergies effectives de particule individuelle au-dessus du gap  $N = 50$  en fonction de  $Z$  avec un remplissage abrupt des états de particule individuelle proton ( $\pi f_{5/2}$ ,  $\pi p_{3/2}$ ,  $\pi p_{1/2}$  et  $\pi p_{9/2}$ ) au dessus de  $Z = 28$  et une interaction nucléon-nucléon purement tensorielle (eq. 1.9).

opposés, de nouveau comme attendu.

Enfin, on remarque que pour les états ayant un grand moment orbital  $g_{7/2}$  et  $h_{11/2}$  l'effet de la composante tensorielle est très important et, dans le cas de l'orbitale  $g_{7/2}$  opposé à celui de la composante centrale de l'interaction nucléon-nucléon (FIGURE 1.6). En vidant l'orbitale proton  $\pi f_{5/2}$  (*i.e.* en allant de  $Z = 34$  à  $Z = 28$ ), l'orbitale  $\nu g_{7/2}$  est de plus en plus liée. Ainsi, l'état excité  $7/2^+$  formé par la promotion du neutron de valence depuis l'orbitale  $d_{5/2}$  sur l'orbitale  $g_{7/2}$  dans les isotones  $N = 51$  devrait apparaître de plus en plus bas dans le spectre en énergie d'excitation des isotones  $N = 51$  en allant vers  $^{79}\text{Ni}$ .

Néanmoins, la connaissance des états de spin-parité  $7/2^+$  dans les isotones  $N = 51$  n'est pas suffisante pour identifier ceux possédant une composante  $g_{7/2}$  importante. En particulier, un état  $7/2^+$  apparaît naturellement dans le multiplet formé par le couplage du neutron de valence dans l'orbitale  $d_{5/2}$  et l'état excité du cœur  $N = 50$   $2^+$  ( $2^+ \otimes d_{5/2} = 1, 3, 5, 7, 9/2^+$ ), on parle d'états collectifs. A la stabilité, les états  $7/2^+$  et  $9/2^+$  de ce multiplet sont Yrast<sup>4</sup> (voir FIGURE 1.8). On remarque que l'état  $9/2^+$  suit de très près l'état  $2^+$  du cœur pair-pair  $N = 50$  voisin.

Si le terme tensoriel de l'interaction proton-neutron domine l'évolution des énergies effectives de particule individuelle, l'état possédant une configuration majoritaire  $\nu g_{7/2}$  devrait devenir Yrast en allant vers  $^{79}\text{Ni}$ . On sait par la mesure de sa durée de vie qu'il ne l'est pas dans  $^{85}\text{Se}$

4. Tourbillonnant en suédois. État de plus basse énergie pour un moment angulaire donné

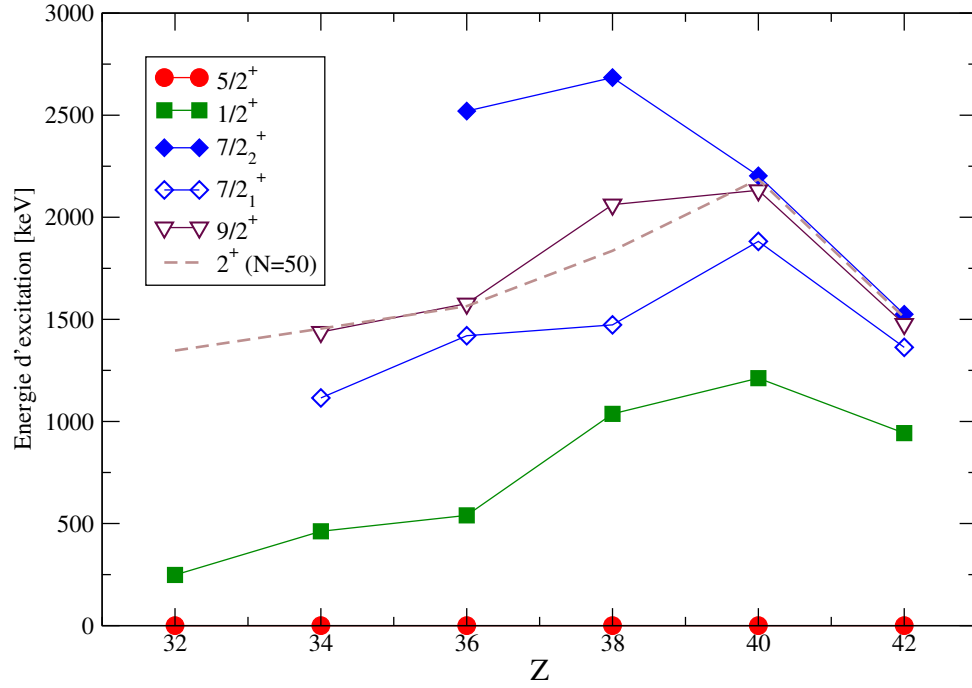


FIGURE 1.8 – Evolution des premiers états excités connus des isotones  $N = 51$  en fonction de  $Z$ . En symbole plein sont indiqués les états dits de particule individuelle et en symbole creux ceux dits collectifs. L'énergie de l'état excité  $2^+$  du cœur  $N = 50$  voisin est aussi reportée. Les énergies sont issues de [12].

[42]. La question posée dans ce travail de thèse est de le vérifier dans  $^{83}\text{Ge}$ .

De plus, on peut estimer l'énergie non-perturbée de l'état intru  $2p-1t$   $9/2^+$  dans les isotones  $N = 51$  à l'aide des valeurs de masse. En effet, cette énergie peut être évaluée [46] comme étant la différence d'énergie effective des orbitales  $d_{5/2}$  et  $g_{9/2}$ , *i.e.* l'énergie du gap effectif (eq. 1.14) auquel il faut ajouter l'énergie d'appariement due à la création d'une paire au-delà au gap 50 (eq. 1.16), où  $\Delta E_p$  est estimée d'après l'eq. 1.17.

$$E_{d_{5/2}^2 g_{9/2}^{-1}}^{\text{unp}} = \Delta_{50} + \Delta E_p \quad (1.16)$$

$$\Delta E_p = \underbrace{\frac{2S_n(Z, N+1)}{\text{Deux neutrons indépendants}} - \frac{S_{2n}(Z, N+2)}{\text{Paire de neutrons}}}_{\text{Appariement des deux neutrons}} \quad (1.17)$$

On obtient l'évolution de l'énergie de l'état intrus  $2p-1t$  non-perturbée donnée FIGURE 1.9<sup>5</sup>.

On remarque qu'en raison de l'affaiblissement du gap  $N = 50$ , l'état intrus  $2p-1t$  a une énergie non-perturbée proche de l'énergie de l'état  $2^+$  du cœur  $N = 50$   $^{82}\text{Ge}$  et donc de l'énergie supposée de l'état collectif  $9/2^+$  issu du multiplet  $2^+ \otimes d_{5/2}$ . Ainsi, en raison de l'interaction

5. A noter ici que la valeur du gap 50 utilisé ici est celle dite graphique, *i.e.*  $\Delta_{50} = S_n(50) - \lim_{N \rightarrow 50} S_n(N > 50)$  [46]



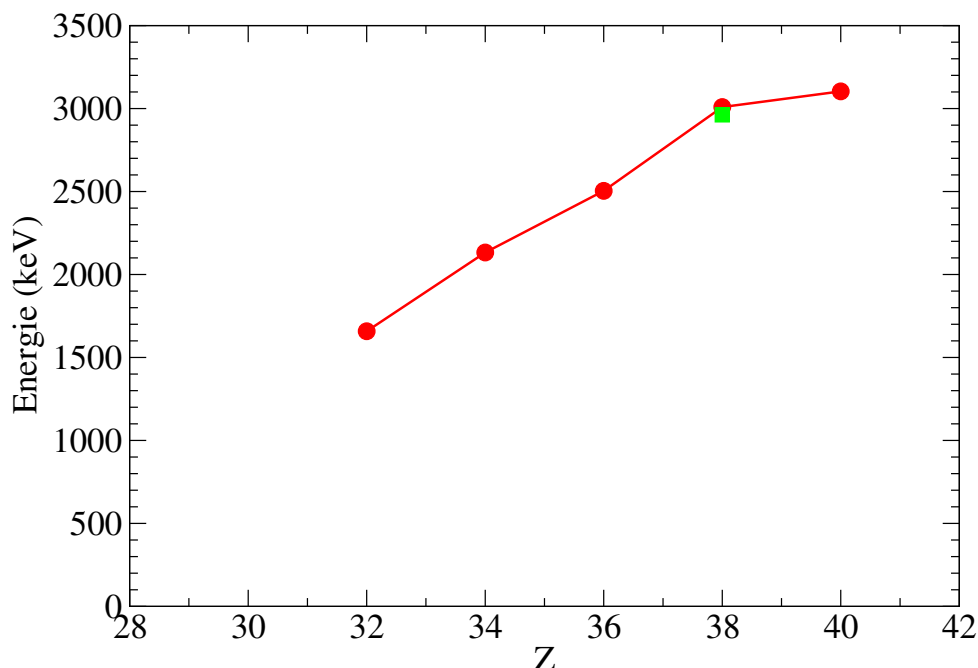


FIGURE 1.9 – Evolution de l'énergie non-perturbée de l'état  $9/2^+$  issu de la configuration intruse  $2p - 1t d_{5/2}^2 g_{9/2}^{-1}$  pour les isotones  $N = 51$  [46]. En vert est indiquée la seule valeur directement obtenue expérimentalement par réaction de transfert ( $t, p$ ) [44].

entre états de même spin-parité proche en énergie, cet état intrus peut devenir Yrast dans  $^{83}\text{Ge}$ . En effet, dans une systématique si deux états de même spin-parité se rapprochent en énergie, leur fonction d'onde ont tendance à se mélanger voire s'inverser.

### 1.3 Objectifs de la thèse

Dans le but d'améliorer nos connaissances des états de particule individuelle au-delà du  $^{78}\text{Ni}$ , la prochaine étape est donc d'étudier le  $^{83}\text{Ge}$ . Les faisceaux de  $^{82}\text{Ge}$  n'étant pas encore disponibles avec une intensité suffisante pour réaliser des réactions de transfert (en particulier pour peupler des états de particule individuelle avec un grand moment orbital  $\ell$ ), nous allons donc utiliser une approche similaire à celle de F. Didierjean *et al.* [42].

Le  $^{83}\text{Ge}$  n'est pas accessible par réactions profondément inélastiques en raison de son exotécité. Mais, il est accessible par réaction de fission de  $^{238}\text{U}$  induite par neutron, fusion ou transfert. C'est pourquoi nous avons proposé une expérience au GANIL afin de mesurer la durée de vie des états Yrast (et Yrare<sup>6</sup>) des produits de la réaction  $^{238}\text{U}(^9\text{Be}, f)$  dans la région  $N = 50$  et notamment  $^{85}\text{Se}$  afin de confirmer la nature collective de l'état  $7/2_1^+$  et  $^{83}\text{Ge}$  où les états  $7/2_1^+$  et  $9/2_1^+$  n'ont pas encore été identifiés expérimentalement. Cette expérience a été proposée au GANIL pour profiter de la grande qualité du faisceau de  $^{238}\text{U}$  à l'énergie de la barrière Coulombienne que le complexe d'accélérateur situé au GANIL peut fournir et de l'installation du spectromètre  $\gamma$  de

6. Second état ayant la plus basse énergie pour un spin-parité donné.

dernière génération AGATA couplé au spectromètre de masse VAMOS. Enfin, comme la fission se produit en vol, le plongeur d'Orsay OUPS a été utilisé pour la mesure des durées de vie des états excités (voir Chapitre ??). L'intérêt de mesurer la durée de vie est que celle-ci est directement liée à la probabilité réduite de transition qui est un indicateur de la collectivité de l'état. Dans le cas d'une transition  $E2$ , par exemple, si  $B(E2; 9/2^+ \rightarrow 5/2^+)_{N=51} \simeq B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)_{N=50}$  alors il s'agit d'un état de nature collective et si  $B(E2; 9/2^+ \rightarrow 5/2^+)_{N=51} \simeq 1W.u.$  (Unité Weisskopf) alors il s'agit d'un état avec une forte composante de particule individuelle (voir chapitre 2). Une description de cette expérience est faite chapitre 6, son analyse est décrite chapitre 7 et enfin l'obtention des résultats est reportée chapitre 8.

De plus, une étude par spectroscopie  $\gamma$   $\beta$ -retardée de  $^{83}\text{Ge}$  a été réalisée à ALTO avec la station d'étude BEDO. Cette expérience est une étude complémentaire permettant notamment d'avoir accès aux états non-Yrast et de pouvoir restreindre les spin-parité à l'aide des rapports d'embranchements  $\beta$  et notamment permettre d'attribuer un spin-parité aux états observés à la fois dans l'expérience précédente et celle-ci. Une description de cette expérience est faite chapitre 3, son analyse est décrite chapitre 4 et enfin l'obtention des résultats est reportée chapitre 5.

Enfin, une discussion des résultats avec une comparaison à un modèle semi-microscopique de couplage cœur-particule est faite chapitre 9.



« *Compte qui peut le temps perdu* »

Louis Aragon

# 2

## Observables d'intérêt

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>La décroissance <math>\beta^-</math></b> . . . . .	<b>36</b>
2.1.1	La décroissance $\beta$ : une sonde pour la structure nucléaire . . . . .	36
2.1.2	Émission de neutron $\beta$ -retardée . . . . .	40
2.1.3	Effet Pandémonium . . . . .	42
<b>2.2</b>	<b>Durée de vie</b> . . . . .	<b>43</b>
2.2.1	Notion de durée de vie en physique nucléaire . . . . .	43
2.2.2	Équation de Bateman . . . . .	44
2.2.3	Techniques expérimentales . . . . .	44
2.2.4	Probabilité de transition électromagnétique . . . . .	49

---

Dans cette partie, nous nous intéressons aux observables que nous allons mesurer à l'aide des deux expériences mentionnées à la fin du chapitre précédent. L'étude de la décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$  va nous permettre de faire des hypothèses sur les spin-parité des états excités de  $^{83}\text{Ge}$ . En effet, à l'aide des techniques de spectrométrie  $\gamma$ , on déduit les intensités absolues des transitions observées. De ces intensités et du schéma de niveaux construit à l'aide d'une étude des coïncidences  $\gamma - \gamma$ , on déduit les rapports d'embranchement  $\beta$  à partir desquels on peut déduire les valeurs de  $\log ft$  qui permettent de connaître la nature de la transition  $\beta$  ayant peuplé un état. La connaissance de la nature de la transition et du spin-parité de l'état fondamental du noyau père permet de faire des hypothèses sur les spin-parité des états excités du noyau fils.

Néanmoins, en raison de l'effet Pandémonium, une partie de la force  $\gamma$  n'est pas observée, qui a pour conséquence de n'avoir que des limites inférieures pour les valeurs de  $\log ft$ . Cet effet sera décrit et discuté plus loin dans ce chapitre. De plus, pour les noyaux riches en neutrons, le noyau fils peut se désexciter par émission neutron, la connaissance de la probabilité d'émission neutron après décroissance  $\beta$  est donc aussi nécessaire pour évaluer les rapports d'embranchement.

Enfin, le but de la seconde expérience est de mesurer les durées de vie des états excités des produits de fission. Une description des techniques de mesure de durée de vie et du lien entre durée de vie et probabilités de transition électromagnétique est donc également effectuée dans ce chapitre.

## 2.1 La décroissance $\beta^-$

### 2.1.1 La décroissance $\beta^-$ : une sonde pour la structure nucléaire

La décroissance  $\beta^-$  est un processus nucléaire déclenché par l'interaction faible. D'un point de vu élémentaire, la décroissance  $\beta^-$  est la conversion d'un quark  $d$  en un quark  $u$  par échange d'un boson  $W^-$  qui se désintègre en un électron  $e^-$  et un anti-neutrino électronique  $\bar{\nu}_e$  (eq. 2.1) intervenant dans un milieu régit par les interactions forte et électromagnétique (le noyau).

$$d \rightarrow u + W^- \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.1)$$

Dans le milieu nucléaire, cette décroissance consiste en un changement brusque de l'isospin d'un nucléon (un neutron devient subitement un proton).

Ce changement brusque de l'isospin d'un nucléon au sein du milieu nucléaire peut entraîner un grand changement de la fonction d'onde nucléaire totale : *Effet papillon*<sup>1</sup>. Mais, ces changements obéissent néanmoins à des règles.

#### Durée de vie comparative $ft$ et $B(\text{GT})$

Alors que la durée de vie typique de l'interaction faible dans le vide est de l'ordre de  $10^{-13}$  s, les durées de vie des noyaux s'étendent de quelques ms (*e.g.*  $^{31}\text{Ar}$ , 14.4(6)ms) à plusieurs millions

---

1. « Le battement d'ailes d'un papillon au Brésil peut-il provoquer une tornade au Texas ? »- Edward Lorentz

d'années (*e.g.*  $^{135}\text{Cs}$ , 2.3(3) millions d'années).

La différence de durée de vie entre deux noyaux a essentiellement deux origines. La première est la quantité d'énergie disponible  $Q_\beta$  définie comme la différence de masse entre le noyau fils et le noyaux père eq. 2.2 (voir FIGURE 2.1).

$$Q_\beta = (M(A, Z) - M(A, Z + 1))c^2 \quad (2.2)$$

La seconde vient de l'amplitude des fonctions d'onde de l'électron et de l'anti-neutrino dans le noyau (dépendant essentiellement de la quantité de moment orbital  $\ell$  emporté par ceux-ci et de  $Z$  au travers de l'interaction Coulombienne). Ici, interviennent les fonctions d'onde nucléaires du noyau père et du noyau fils. En effet, le moment orbital emporté par la paire électron-anti neutrino est la différence de moment orbital entre l'état décroissant du noyau père et l'état excité du noyau fils.

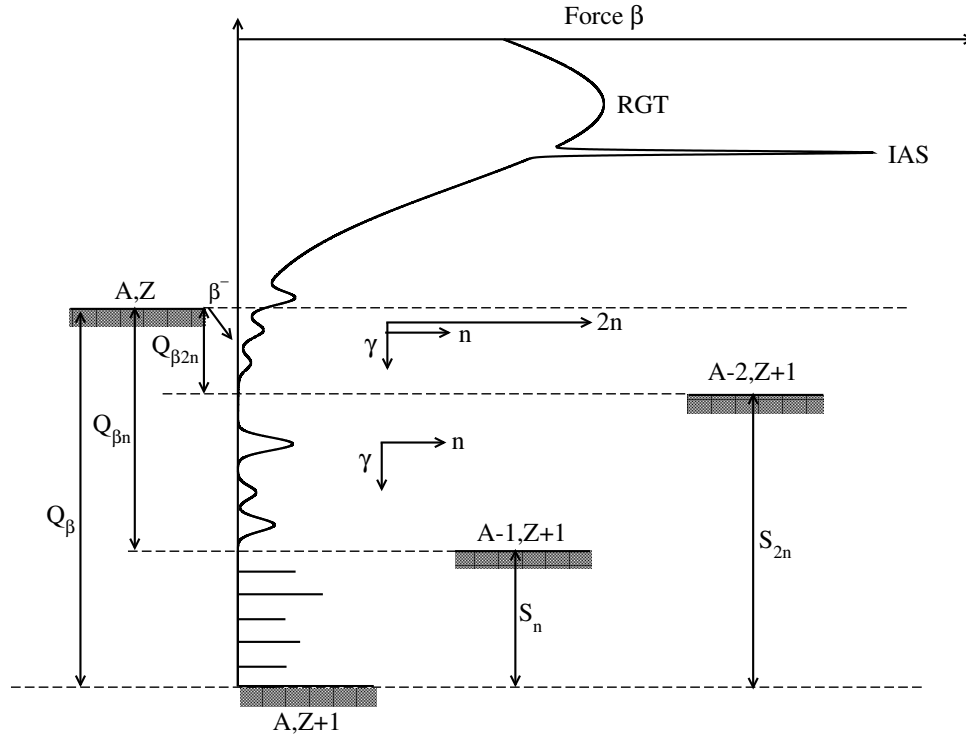


FIGURE 2.1 – Schéma générale de description de la décroissance  $\beta^-$ . RGT désigne la résonance Gamow-Teller et IAS, désigne l'état isobarique analogue (l'état ayant les mêmes spin et isospin que l'état fondamental du noyau père).

Dans le but de séparer l'influence de ces effets pour étudier les relations entre la probabilité de transition  $\beta$  et la fonction d'onde des états nucléaires impliqués dans la décroissance, on considère non pas la durée de vie  $t$  mais la durée de vie comparative  $ft$ . Celle-ci doit être égale pour deux transitions de même nature. La grandeur  $f$  (eq. 2.3) résume les effets cinématiques sur le temps de vie à l'aide de la fonction de Fermi  $F$  qui décrit l'influence du potentiel coulombien nucléaire sur la fonction d'onde de l'électron (voir Ref. [47] pour plus de détails).

$$f(Z, E_0) = \frac{1}{m_e c^3 (m_e c^2)^2} \int_0^{p_{e\max}} F(Z, p_e) p_e^2 (Q_\beta - E_e)^2 dp_e \quad (2.3)$$

Cette intégrale est insoluble analytiquement, mais en première approximation  $f \propto (Q_\beta - E_e)^5$ .

La probabilité de décroissance  $\beta$  par seconde est donnée par l'eq. 2.4.

$$w = \frac{1}{t} = \frac{m^5 c^4}{\hbar^7} \frac{g^2}{2\pi^3} |\mathcal{M}|^2 f \quad (2.4)$$

où  $|\mathcal{M}|^2 = |\langle f | \hat{O} | i \rangle|^2$  avec  $\hat{O}$  l'opérateur de la transition (eq. 2.5) où  $C_i$  sont les constantes de couplage respectives normalisées à la constante de couplage totale de l'interaction faible  $g$  et  $\pm$  pour dans le cas d'une décroissance  $\beta^\pm$ .

$$\begin{aligned} \hat{O} &= C_F \sum_{k=1}^A \hat{\tau}_k + C_{GT} \sum_{k=1}^A \hat{\sigma}_k \hat{\tau}_k^\pm \\ &= \underbrace{C_F \hat{1} \cdot \hat{\tau}}_{\text{Transition de Fermi}} + \underbrace{C_{GT} \hat{\sigma} \cdot \hat{\tau}}_{\text{Transition de Gamow-Teller}} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Étant donné la très large gamme sur laquelle peut s'étendre les valeurs de  $ft$ , on préfère utiliser une échelle logarithmique et utiliser la grandeur  $\log ft$ .

Je ne parlerai pas dans cette thèse des transitions de Fermi (ou superpermises) car celles-ci ne sont pas possibles d'un point de vu énergétique dans les noyaux riches en neutrons. En effet, cette transition peuple l'état isobarique analogue (Etat de même spin et isospin mais avec une différence en projection de l'isospin  $\Delta T_3 = \pm 1$ ) de l'état fondamental du père dans le noyau fils. Or, cet état est très haut en énergie dans les noyaux riches en neutron (14.51 MeV dans  $^{83}\text{Ge}$  d'après la formule empirique de [48]), en raison de la grande énergie d'asymétrie neutron-proton et coulombienne) bien au-delà de la fenêtre  $Q_\beta$  (11.72 MeV pour  $^{83}\text{Ga}$ ), voir FIGURE 2.1.

On peut alors réduire  $ft$  à l'eq. 2.6 où  $K = \frac{\hbar^7 2\pi^3}{m^5 c^4 g^2}$  et  $\langle \hat{\sigma} \cdot \hat{\tau} \rangle^2 = |\langle f | \hat{\sigma} \cdot \hat{\tau} | i \rangle|^2$ .

$$ft = \frac{\frac{K}{C_F^2}}{\left(\frac{C_{GT}}{C_F}\right)^2 \langle \hat{\sigma} \cdot \hat{\tau} \rangle^2} \quad (2.6)$$

Ce qui permet d'introduire la probabilité de transition Gamow-Teller réduite  $B(GT)$  donnée par l'équation 2.7.

$$B(GT) = \frac{1}{2j_i + 1} |\langle J_f | |C_{GT} \hat{\sigma} \cdot \hat{\tau}| |J_i \rangle|^2 \quad (2.7)$$

### Transition de Gamow-Teller

Les transitions les plus probables dans le cadre de décroissance  $\beta^-$  dans les noyaux riches en neutrons sont les transitions dites de Gamow-Teller. L'opérateur de Gamow-Teller est l'opérateur  $\hat{\sigma} \cdot \hat{\tau}$ , c'est-à-dire un changement d'isospin (un neutron devient un proton) et une inversion de spin. Par exemple, un neutron  $\nu g_{9/2}$  se désintègre en un proton  $\pi g_{7/2}$ . On obtient ainsi les règles de sélection suivantes :

1.  $\Delta J = |J_i - J_f| = 0, 1$  avec  $\Delta L = |L_i - L_f| = 0$  et  $\Delta S = |S_i - S_f| = 1$  ;
2.  $\Delta T = |T_i - T_f| = 0, 1$  ;
3.  $\pi_f \pi_i = +$ .

En raison du champs faible produit par le noyau, la fonction d'onde de l'électron et de l'anti-neutrino n'est pas identique en tout point du noyau. Ainsi, au second ordre apparait un terme permettant des transitions telles que  $\Delta L \neq 0$  et des possibles changement de parité. On parle de transition de Gamow-Teller  $\ell$ -interdite, on a alors  $\Delta S = 1$ ,  $\Delta L = \ell$  et  $\pi_f \pi_i = (-)^\ell$ . Celles-ci étant dues à un terme au second ordre dans l'opérateur, elles ont une probabilités plus faible que les autorisées ( $\log ft \sim 5.5$  pour les autorisées contre  $\log ft \sim 7.5$  pour les première interdites). Les règles de sélection dans le cas des premières interdites sont les suivantes (on a toujours  $\pi_f \pi_i = -$ ) :

- non-unique :  $\Delta J = |J_i - J_f| = 0, 1$  ( $\Delta L = |L_i - L_f| = 1$  et  $\Delta S = |S_i - S_f| = 1$ )
- unique :  $\Delta J = |J_i - J_f| = 2$  ( $\Delta L = |L_i - L_f| = 1$  et  $\Delta S = |S_i - S_f| = 1$ )

### Calcul des B(GT)

Dans une vision de particules individuelles, il y a quatre possibilités de transitions Gamow-Teller autorisées, les trois premières issues d'un couplage particule proton-trou neutron avec  $J_0 = 1$  et la dernière avec un couplage  $J_0 = 0$  (voir FIGURE 2.2) [49].

1. Transition vers un état de polarisation du cœur (CP) : le neutron d'une orbitale  $\nu \ell_j$  se transforme en un proton d'une orbitale  $\pi \ell_j$  (il n'y a pas changement du moment angulaire total) ;
2. Transition vers le "spin-slip" (SF) : le neutron d'une orbitale  $\nu \ell_j$  se transforme en un proton d'une orbitale  $\pi \ell_{j-1}$  (il s'agit du cas où  $j = \ell + \frac{1}{2}$ ) ;
3. Transition vers le "back spin-slip" (BSF) : le neutron d'une orbitale  $\nu \ell_j$  se transforme en un proton d'une orbitale  $\pi \ell_{j+1}$  (il s'agit du cas où  $j = \ell - \frac{1}{2}$ ).
4. l'État Anti-Isobarique Analogue, c'est-à-dire l'état perpendiculaire ( $\langle AIAS | IAS \rangle = 0$ ) à l'état isobarique analogue.

On obtient alors les éléments de matrice réduit  $\langle \hat{\sigma} \cdot \hat{\tau} \rangle^2$  pour ces quatre cas (eq. 2.8) [50].

$$\langle \hat{\sigma} \cdot \hat{\tau} \rangle^2 = 6(2j_i + 1)(2j_f + 1) \left\{ \begin{array}{ccc} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ j_i & j_f & \ell \end{array} \right\}^2 \quad (2.8)$$



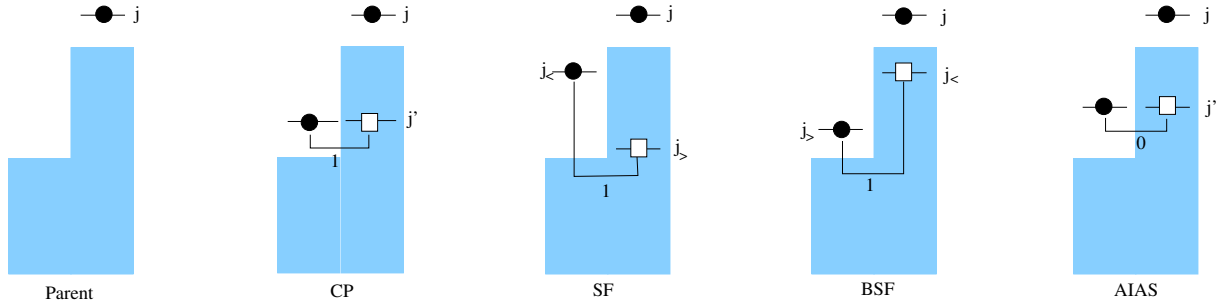


FIGURE 2.2 – Schéma représentant les différentes transitions Gamow-Teller.  $j_{>} = \ell + \frac{1}{2}$  et  $j_{<} = \ell - \frac{1}{2}$ . Le chiffre représente le couplage.

En raison du couplage de la paire particule-trou à  $1^+$  (CP, SF, BSF) ou  $0^+$  (AIAS) dans le noyau, on ajoute un terme de couplage de spin et d'isospin.

$$B(GT) = (2J_f + 1)(2T_i + 1) \langle T_i T_{zi} | 1 - 1 | T_f T_{zf} \rangle^2 \left\{ \begin{matrix} j_i & j_f & 1 \\ J_i & J_f & J_0 \end{matrix} \right\}^2 \left\{ \begin{matrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ T_i & T_f & T_0 \end{matrix} \right\}^2 \langle \hat{\sigma} \cdot \hat{\tau} \rangle^2 \quad (2.9)$$

On peut ainsi calculer la probabilité de transition réduite  $B(GT)$  à l'aide des éq. 2.9 et 2.8.

A titre d'exemple, dans le cas de la décroissance de  $^{83}\text{Ga}$ , on obtient [51] la distribution de  $B(GT)$  présentée FIGURE 2.3.

### log $ft$ et nature de transition

D'après l'équation 2.4, la durée de vie comparative ( $ft$  ou  $\log ft$ ) contient l'information sur la nature de la transition  $\beta$  (Gamow-Teller ou Fermi, autorisée ou interdite ...) au travers de  $|M|^2$ . Une étude systématique des décroissances  $\beta$  de différents noyaux a permis d'établir une correspondance empirique entre  $\log ft$  et nature de la transition [52], résumée par la FIGURE. 2.4

On peut voir que les distributions se superposent pour certaines valeurs de  $\log ft$  ce qui rend difficile l'identification de la nature de la transition dans certains cas particuliers. L'identification de la nature de la transition est d'un intérêt crucial pour l'étude de la structure nucléaire car connaissant le spin-parité de l'état fondamental du noyau père, on peut restreindre parfois drastiquement les spin-parités des états excités du noyau fils peuplés à partir des probabilités de transition  $\beta$  vers ces états.

#### 2.1.2 Émission de neutron $\beta$ -retardée

Dans les noyaux riches en neutrons, en s'éloignant de la stabilité la fenêtre  $Q_\beta$  devient de plus en plus grande alors que l'énergie de séparation neutron définie comme étant la différence de masse d'un noyau et de son isotope ayant un neutron de moins plus la masse d'un neutron libre (eq. 2.10), c'est-à-dire l'énergie nécessaire pour enlever un neutron au noyau, diminue.

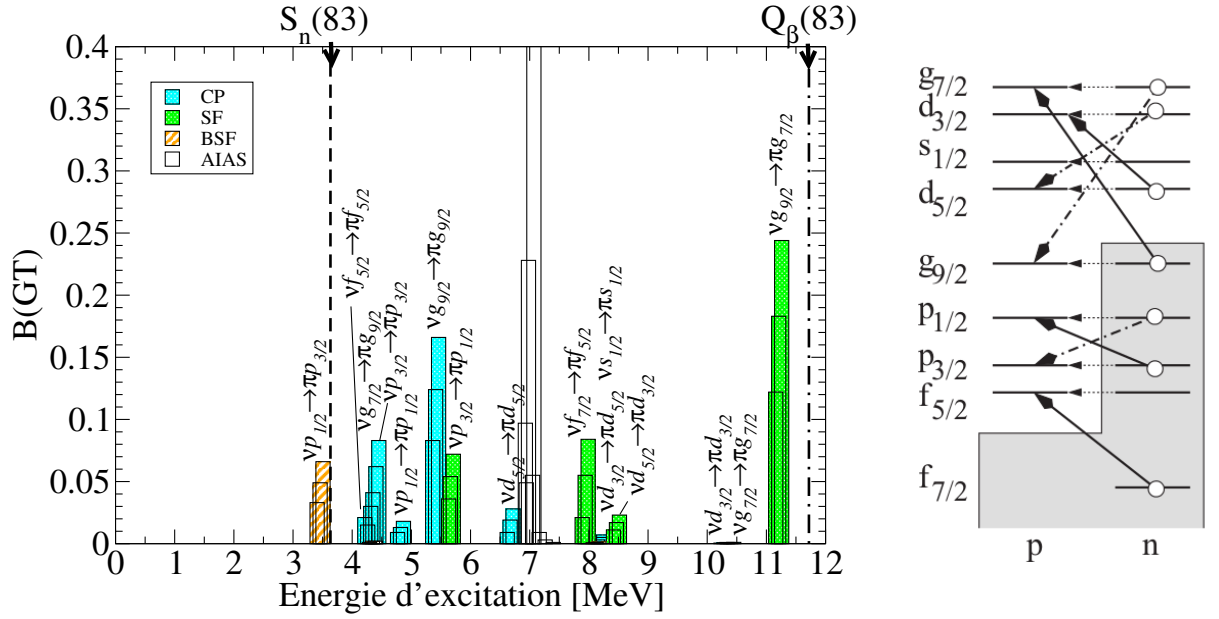


FIGURE 2.3 – À gauche, distribution de la probabilité réduite de transition Gamow-Teller  $B(GT)$  pour la décroissance de  $^{83}\text{Ga}$  [51], à droite, espace de valence et transitions de Gamow-Teller considérées dans le calcul de la figure de gauche. CP (*Core Polarization*) pour  $s_f = s_i$  (flèches pointillées), SF (*Spin Flip*) pour  $s_f = s_i - 1$  (flèches pleines), BSF (*Back Spin Flip*) pour  $s_f = s_i + 1$  (flèches trait-pointillées) et AIAS (*Anti Isobaric Analogue State*) est l'état tel que  $\langle AIAS | IAS \rangle = 0$ . La zone grisée indique le cœur doublément magique de  $^{78}\text{Ni}$ .

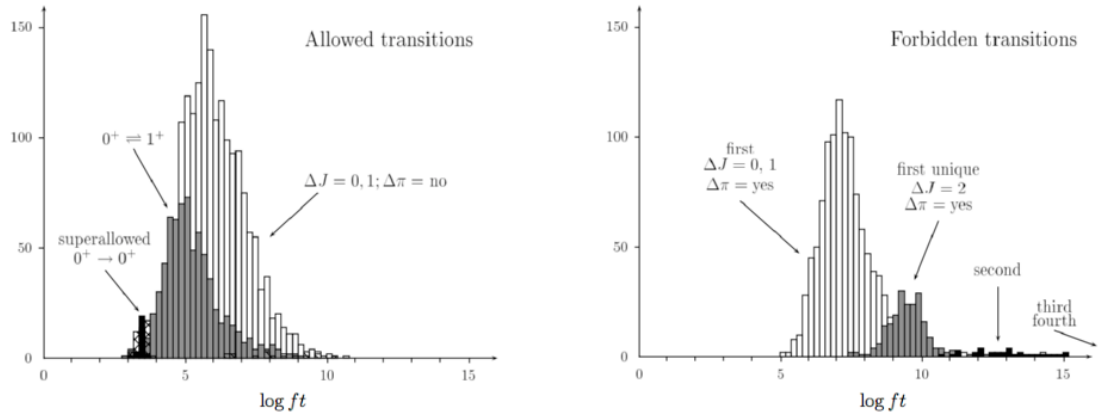


FIGURE 2.4 – Distribution des  $\log ft$  en fonction de la nature de la transition (Ref. [52])

$$S_n = (M(A-1, Z) + m_n - M(A, Z))c^2 \quad (2.10)$$

Quand le rapport  $\frac{N}{Z}$  augmente, la fenêtre  $Q_\beta$  du noyau père devient plus grande que le seuil d'émission neutron du noyau fils, rendant accessible énergétiquement des « états » au-dessus de ce seuil, le noyau se désexcite alors préférentiellement en émettant un neutron. On parle d'émission

neutron  $\beta$ -retardée, voir FIGURE 2.1. Comme les états émetteurs neutron sont à relativement haute énergie, il faut qu'ils soient peuplés par une transition de Gamow-Teller autorisée afin que le rapport d'embranchement  $\beta$  soit relativement important malgré la fonction de Fermi. De plus, en raison de la barrière centrifuge dont la hauteur est proportionnelle à  $\ell(\ell + 1)$ , les neutrons les plus probablement émis occupent les états de particule individuelle  $s$  ( $\ell = 0$ ) et  $p$  ( $\ell = 1$ ). Ainsi, les états peuplés par la décroissance  $\beta - n$  sont majoritairement les états tels que :

- $J_f^{\pi f} = J_i^{\pi i} \otimes 1^+ \otimes \frac{1}{2}^+$  si le neutron est un neutron  $\nu s_{1/2}$
- $J_f^{\pi f} = J_i^{\pi i} \otimes 1^+ \otimes \frac{1}{2}^-$  si le neutron est un neutron  $\nu p_{1/2}$
- $J_f^{\pi f} = J_i^{\pi i} \otimes 1^+ \otimes \frac{3}{2}^-$  si le neutron est un neutron  $\nu p_{3/2}$

### 2.1.3 Effet Pandémonium

#### Origines

Théorisé par J. Hardy en 1977 [53], l'effet Pandémonium est une surévaluation des probabilités de transition  $\beta$  vers les états de basse énergie (sous le seuil d'émission neutron) due à la présence de transitions statistiques non observées provenant d'un continuum d'états au-dessus du seuil de séparation neutron. Ces transitions étant statistiques, les émissions  $\gamma$  issues de celles-ci contribuent essentiellement au fond.

Hardy considère qu'au-dessus du seuil d'émission neutron, le noyau n'est pas structuré et est chaud formant un continuum d'états statistiques accessibles par la décroissance  $\beta$ . Ce continuum décroît statistiquement vers des états sous le seuil d'émission neutron. Comme les transitions  $\gamma$  correspondantes ne sont pas observées, la probabilité de transition  $\beta$  est surestimée. Ainsi, selon Hardy, on surestime les probabilités de transition d'environ 20%.

Malgré de fortes évidences de structures au-dessus du seuil neutron révélées par des études de spectroscopie des neutrons émis après décroissance  $\beta$  [54, 55] (présence de pics bien définis dans les spectres en énergie des neutrons), Hardy montre que le modèle statistique du Pandemonium produit malgré tout des spectres en énergie discrets pour les neutrons [56].

Cet effet entrainera la création de détecteurs ayant pour but d'avoir une efficacité de 100% pour la détection des photons  $\gamma$ , les TAS (*Total Absorbtion Spectrometer*).

#### Critiques et confusions

L'effet Pandémonium dans l'étude des décroissances  $\beta$  a été vivement critiqué dès son introduction.

Les premières critiques viennent de Prussin, Oliveira et Kratz [57], répondant à l'explication statistique [56] des spectres obtenus par spectroscopie neutron dans [54, 55]. Dans cette étude, ils réexaminent leurs données au travers du modèle statistique du Pandemonium en incluant tous les états connus à basse énergie (seul deux états à basse énergie ont été inclus dans [56]). Prussin *et al.* montrent alors que ce modèle statistique n'est pas capable d'expliquer les résultats expérimentaux (notamment la probabilité de transition  $\beta - n$ ). Leur conclusion est alors que

contrairement à ce que pense Hardy, il existe des états de structure bien définis au-delà du seuil d'émission neutron peuplés par la décroissance  $\beta$  car favorisés par les règles de sélection.

D'autres articles s'ajouteront à cette discussion entre la vision structure de K.-L. Kratz *et al.* [58, 59] et la vision de continuum-statistique de Hardy [60].

Malgré les évidences fortes de structures au-delà du seuil neutron suite aux expériences de spectroscopie neutron, l'effet Pandémonium n'a jamais été abandonné. Au fur et à mesure des années, une confusion est apparue à son sujet. L'effet Pandémonium a été, au fil des années, assimilé avec les transitions non-observées. En effet, dans le cas des premières études des noyaux très exotiques tels que la décroissance du  $^{82}\text{Ge}$  [61], en raison de la faible statistique, les auteurs ne mettent en évidence que peu d'états. Mais, avec l'amélioration des accélérateurs et des détecteurs, on a pu accéder à un schéma de niveau beaucoup plus complet [62]. L'ensemble des transitions nouvelles dans Ref. [62] étaient des transitions non-observées dans Ref. [61] mais celles-ci ne sont pas dues à l'effet Pandémonium, mais bien dues à des effets de structure et des règles de sélection de la décroissance  $\beta$ . Indépendamment de cette confusion, il demeure que les valeurs de  $\log ft$  issues de mesures de décroissance  $\beta$  n'offrent qu'une limite inférieure.

## 2.2 Durée de vie

### 2.2.1 Notion de durée de vie en physique nucléaire

La notion de durée de vie en physique nucléaire est une notion statistique. Il ne s'agit pas du temps au bout duquel une décroissance ( $\beta$  ou électromagnétique) a lieu mais bien une grandeur temporelle qui caractérise la décroissance au cours du temps d'une population donnée. Ainsi, un ensemble composé de  $N_0$  éléments à l'instant initial ayant une durée de vie  $\tau$  sera composé à un instant  $t > 0$  de  $N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$  éléments.

La notion de durée de vie est très utilisée dans le cas des transitions électromagnétiques (décroissance des états excités). Pour les décroissances de type  $\beta$  ou  $\alpha$  (celles changeant la nature du noyau), on lui préférera la notion de demi-vie  $\tau_{1/2}$  qui correspond au temps nécessaire pour voir le nombre d'éléments d'un ensemble divisé par deux.  $\tau$  et  $\tau_{1/2}$  sont reliées par la relation 2.11.

$$\tau_{1/2} = \tau \ln(2) \quad (2.11)$$

On définit la constante de décroissance  $\lambda$  comme étant la probabilité d'un élément de décroître par unité de temps, celle-ci est reliée à la durée de vie par la relation 2.12.

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{\ln(2)}{\tau_{1/2}} \quad (2.12)$$

### 2.2.2 Équation de Bateman

Soit une chaîne de décroissance (de noyaux ou d'états excités)  $1 \rightarrow 2 \rightarrow \dots \rightarrow n$  avec les constante de décroissance  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ . Leur population respective à  $t = 0$  est  $N_1(0), N_2(0), \dots, N_n(0)$ . Alors l'évolution de la population de tout les éléments de la décroissance au cours du temps est donnée par l'équation 2.13 appelée équation de Bateman.

$$N_n(t) = \sum_{i=1}^n \left[ N_i(0) \left( \prod_{j=1}^{n-1} \lambda_j \right) \left( \sum_{j=i}^n \left( \frac{e^{-\lambda_j t}}{\prod_{p=i, p \neq j}^n (\lambda_p - \lambda_j)} \right) \right) \right] \quad (2.13)$$

Dans un cas plus général avec par exemple une population continue de la source par faisceau ( $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_n$ ), on revient au système d'équations différentielles 2.14 donnant l'évolution des populations  $N_i(t)$  au cours du temps.

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = \phi_1 - \lambda_1 N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} = \phi_2 - \lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \\ \dots \\ \frac{dN_n}{dt} = \phi_n - \lambda_n N_n + \lambda_{n-1} N_{n-1} \end{cases} \quad (2.14)$$

Une méthode de résolution de ces équations par les transformées de Laplace est donnée en annexe B. Pour l'état ou noyau 2, on obtient l'équation 2.15.

$$\begin{aligned} N_2(t) = & N_2(0)e^{-\lambda_2 t} \\ & + \frac{\phi_2}{\lambda_2}(1 - e^{-\lambda_2 t}) \\ & + \frac{\lambda_1 N_1(0)}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \\ & + \frac{\phi_1}{\lambda_2} \left( 1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \right) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Dans cette équation (eq. 2.15), la première ligne correspond à la décroissance de la population de 2 à l'état initial, la seconde à l'apport de 2 par le faisceau et les deux dernières au peuplement de 2 par la décroissance de 1. On remarque de plus que dans le cas d'un temps infini (en pratique une dizaine de  $\tau_{1/2}$ ), il y a équilibre entre la population apportée par le faisceau et les décroissances.  $N_2$  devient constant  $N_2(\infty) = \frac{\phi_1 + \phi_2}{\lambda_2}$ .

### 2.2.3 Techniques expérimentales

Il existe principalement cinq techniques expérimentales pour mesurer des durées de vie :

- *Doppler Shift Attenuation Method* (DSAM) permettant de mesurer indirectement des durées de vie entre  $10^{-15}$  et  $10^{-13}$  s en mesurant l'élargissement des pics dans un spectre

$\gamma$  dû à l'émission des photons  $\gamma$  pendant le ralentissement des noyaux dans la cible de production.

- *Recoil Distance Doppler Shift* (RDDS) permettant de mesurer indirectement des durées de vie entre  $10^{-13}$  et  $10^{-10}$  s en mesurant l'évolution d'un rapport d'intensité entre les deux composantes issues de la présence d'une seconde cible après la cible de production appelé dégradeur ; cette technique est détaillée un peu plus loin dans ce chapitre.
- *Fast Timing* permettant de mesurer directement des durées de vie entre  $10^{-10}$  et  $10^{-3}$  s. Elle consiste à mesurer le temps entre par exemple l'évènement correspondant à la population d'un état et un évènement correspondant à la désexcitation de celui-ci à l'aide d'un TAC (Time Amplitude Converter).
- *Distribution Temporelle* permettant de mesurer directement des durées de vie entre  $10^{-3}$  et  $10^3$  s. On ajuste les équations de Bateman adéquates sur la distribution temporelle des évènements correspondant à l'émission  $\beta$  par exemple ;
- *Mesure de l'activité et de la masse* permet de mesurer les durées de vie extrêmement longues. On mesure l'activité, la masse et la concentration isotopique d'un échantillon afin de la remonter à la durée de vie selon l'équation  $A = \frac{\ln 2}{\tau_{1/2}} N = \frac{\ln 2}{\tau_{1/2}} \mathcal{N}_A \frac{m}{M}$  où  $A$  est l'activité de l'échantillon,  $m$  sa masse,  $M$  la masse molaire et  $\mathcal{N}_A$  est le nombre d'Avogadro.

Dans le cadre de cette thèse, on s'intéresse plus précisément à la technique RDDS afin de mesurer les durées de vie des états excités de noyau dans la réaction  $^{238}\text{U}(^9\text{Be},f)$  et à la technique de distribution temporelle pour mesurer les durées de vie  $\beta$ .

### Mesure de durée de vie directe : utilisation du cycle temporel de la bande dans BEDO

Cette technique consiste à utiliser l'évolution temporelle de l'activité de la source créée par la collection du faisceau radioactif et les différentes phases d'acquisition permises par le cycle de la bande utilisée sur le dispositif expérimental BEDO (voir chapitre 3). En effet, afin d'éviter l'accumulation de l'activité des descendants du faisceau, on utilise une bande nous permettant, à intervalles réguliers, de déplacer l'activité loin du centre du dispositif. On utilise ce cycle temporel pour pouvoir déduire la durée de vie  $\beta$  des noyaux composants la source implantée sur la bande.

A l'aide d'un automate, on obtient le cycle temporel suivant. A  $t = 0$ , on plante le faisceau sur la bande. A  $t = t_c$  (temps de collection), on dévie le faisceau puis on laisse décroître la source pendant un temps  $t_d$  (temps de décroissance). A  $t = t_c + t_d$ , l'automate fait dérouler la bande et réinitialise l'horloge de l'acquisition (voir FIGURE 2.5). Ces deux temps sont choisis en fonction du temps de vie du noyau du faisceau, le but étant d'atteindre l'équilibre des activités entre l'alimentation par le faisceau et les décroissances radioactives avant de dévier le faisceau ( $t_c \simeq 5 - 10\tau_{1/2}$ ) afin de maximiser le rapport activité du faisceau sur activité des descendants (qui ont une durée de vie généralement plus longue).

L'évolution de l'activité sur la bande est régie par les équations de Bateman (TABLE B.1 de l'annexe B) et donc par la durée de vie du noyau responsable de l'activité (l'intensité du faisceau

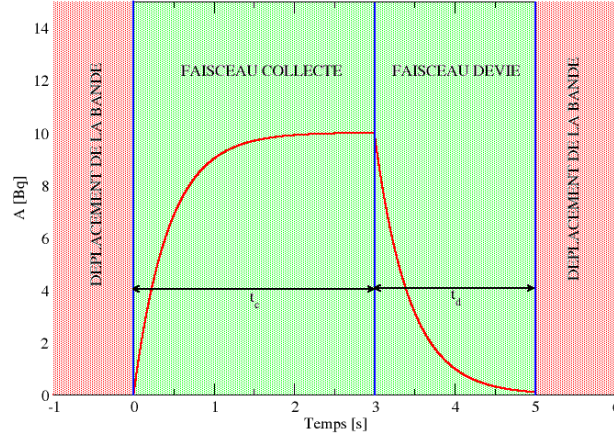


FIGURE 2.5 – Schéma représentant l'évolution de l'activité sur la bande en fonction du temps ( $\tau_{1/2} = 300$  ms et  $\phi = 10$  pps) avec les différentes phases d'acquisition. En rouge, l'acquisition est arrêté et en vert l'acquisition est autorisée.

n'est qu'un facteur d'échelle). La distribution temporelle des événements  $\gamma$  (à une énergie donnée) dans les détecteurs germanium est reliée à la durée de vie du noyau parent car les activités  $\gamma$  ont les durées de vie apparentes du noyau père puisque, en particulier, on peut négliger les durées de vie intrinsèques  $\gamma$  ( $\sim$  ps) des états peuplés par rapport à la durée de vie  $\beta$  ( $>$ ms). Ainsi, on peut mesurer la durée de vie  $\beta$  du noyau parent comme montré FIGURE 2.6 dans le cas de la décroissance de  $^{83}\text{Ga}$ .

Cette technique reste limitée par la résolution en temps des détecteurs (30 ns pour des détecteurs germanium) et par l'horodateur (en anglais *timestamp*) de l'acquisition (400 ps pour COMET), voir chapitre 3, qui ne permet pas d'être sensible aux durées de vie  $\gamma$  dans le noyau fils.

Afin de pouvoir mesurer les durées de vie des états excités (plus courtes), il faut alors utiliser une technique de mesure indirecte, la technique RDDS.

### Recoil Distance Doppler Shift (RDDS) Method

Cette technique mise au point par Dewald *et al.* [63] permet de mesurer des durées de vie très courtes (de 0.1 à 100 ps) mais n'est possible que par production dite en vol car on utilise le décalage Doppler subi par un photon émis par un noyau ayant une vitesse non nulle. L'énergie du photon mesurée est alors différente de l'énergie du photon dans le centre de masse (eq. 2.16 où  $\theta$  est l'angle entre la direction de propagation du noyau et la direction d'émission du photon,  $\beta$  la vitesse réduite du noyau et  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ).

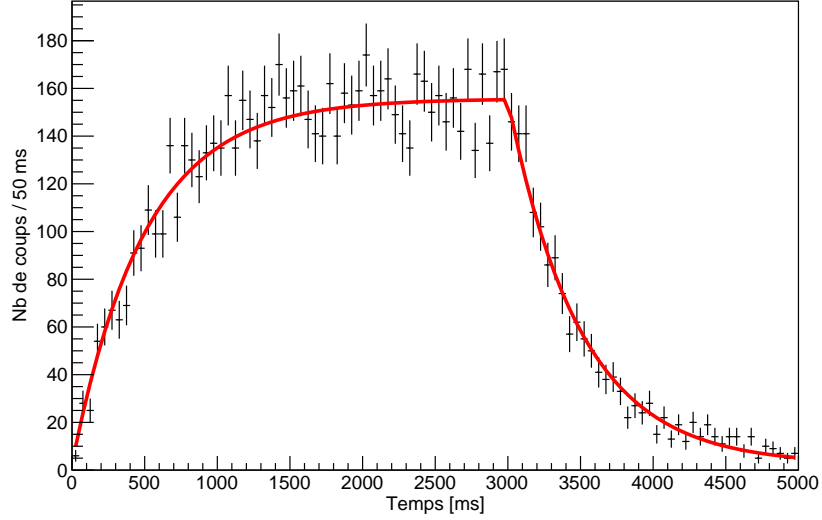


FIGURE 2.6 – Comportement temporel de la raie d'énergie 1348.43(1) keV (transition principale  $\gamma$  après la décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$ ). L'ajustement donne  $T_{1/2} = 333(26)$  ms compatible avec la durée de vie évaluée de  $^{83}\text{Ga}$  ( $T_{1/2} = 308.1(20)$  ms [12]). Ici,  $t_c = 3\text{ s}$  et  $t_d = 2\text{ s}$ . L'obtention de cette distribution temporelle est détaillée dans le chapitre 5.

$$E_{\text{mesurée}} = \frac{E_{\text{cm}}}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (2.16)$$

Dans le cadre de cette technique de mesure, on place un dégradeur à une distance fixe de la cible pour ralentir les produits de la réaction. Ainsi, si un rayonnement  $\gamma$  est émis avant ou après celui-ci, il subit un décalage Doppler différent. On mesure la vitesse du noyau après le dégradeur (à l'aide d'un spectromètre par exemple) (FIGURE 2.7). En corrigeant le décalage Doppler de l'énergie mesurée des photons à l'aide de la vitesse mesurée, l'énergie des photons émis avant le dégradeur est mal corrigée et on observe alors dans les spectres deux composantes pour une même transition (FIGURE 2.8).

La durée de vie apparente (ou effective) d'un état est mesurée selon l'équation 2.17

$$\tau^{\text{eff}} = -\frac{d}{v_{\text{avant}} \ln R} \quad (2.17)$$

où  $d$  est la distance entre la cible de production de l'ion et le dégradeur,  $v_{\text{avant}} = \beta c$  la vitesse de l'ion avant ralentissement et  $R(t) = \frac{I_U(t)}{I_U(t) + I_S(t)}$  (où  $I_{U(S)}(t)$  est le nombre de coups dans la composante non-décalée (décalée)) pour le temps de vol  $t$ .  $v_{\text{avant}}$  est estimée à partir de la vitesse mesurée dans le spectromètre  $v_{\text{après}} = \beta' c$  et de la perte de vitesse dans le dégradeur obtenue à l'aide du calculateur de perte d'énergie de LISE++ [64].

Cependant, la durée de vie effective n'est pas la durée de vie de l'état. En effet, dans le cas d'un état peuplé par la décroissance d'un autre état, la durée de vie de cet autre état influence la durée de vie apparente (ou effective) de l'état peuplé. C'est pourquoi on préfère normalement



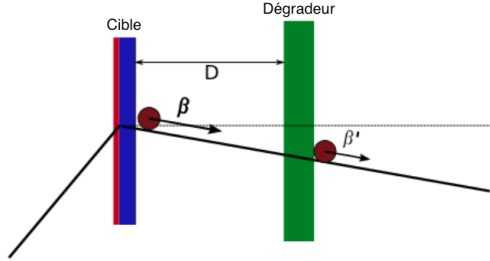
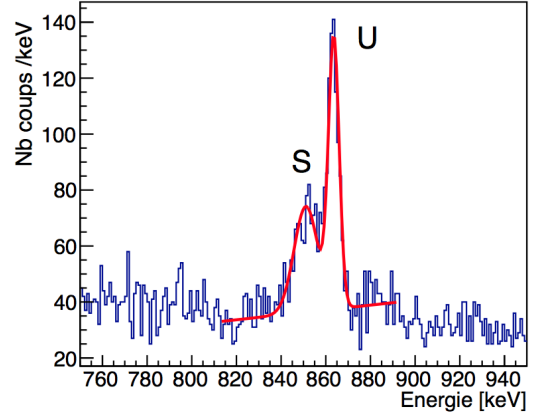


FIGURE 2.7 – Schéma de principe du plunger


 FIGURE 2.8 – Exemple montrant les deux composantes plunger d'une transition  $\gamma$ .  $U$  représente la partie bien corrigée Doppler (*Unshifted*) et  $S$  la partie mal-correctée Doppler (*Shifted*).

l'utilisation de la méthode de la dérivée de la courbe de décroissance (*Differential Decay Curve Method* (DDCM)) [63] dans le cas de schéma de décroissance complexe. Soit un niveau  $i$  alimenté par des niveaux  $j$ , alors la population de  $n_i$  évolue selon l'équation différentielle eq. 2.18.

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = -\lambda_i n_i(t) + \sum_j \lambda_j n_j(t) \quad (2.18)$$

En intégrant, on obtient l'équation 2.19.

$$-n_i(t) = -I_{U,i} + \sum_j I_{U,j} \quad (2.19)$$

En remarquant que  $\frac{dR_i(t)}{dt} = -\frac{n_i(t)}{v_{\text{avant}} \tau_i (I_{U,i}(t) + I_{S,i}(t))}$  et en utilisant l'équation 2.19, on obtient la durée de vie de l'état  $i$  grâce à l'équation 2.20.

$$\tau_i(t) = -\frac{R_i(t) - \sum_j b_{ij} R_j(t)}{v_{\text{avant}} \frac{dR_i(t)}{dt}} \quad (2.20)$$

où  $b_{ij} = \frac{I_{U,j}(t) + I_{S,j}(t)}{I_{U,i}(t) + I_{S,i}(t)}$  est le rapport des intensités des décroissances d'un état  $j$  vers l'état  $i$ .

$\tau_i$  étant indépendant de la distance entre le dégradeur et la cible, une variation de la mesure de  $\tau_i$  avec le temps de vol indique la présence de transitions non-observées. Mais, Dewald *et al.* ont développé cette technique dans le cas des grandes statistiques (proche de la stabilité) permettant d'éviter les transitions non-observées, FIGURE 2.9.

Dans le cas des faibles statistiques (étude des noyaux très exotiques), on ne peut pas appliquer la méthode DDCM. Pour résoudre ce problème, on modélise toutes les transitions non-observées comme provenant de la décroissance d'un unique état virtuel (*side feeding*) ayant une durée

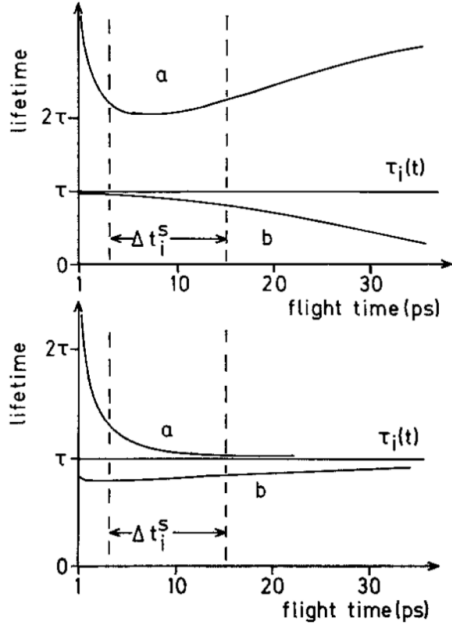


FIGURE 2.9 – Exemple d'évolution de  $\tau_i(t)$  obtenu si une transition peuplante ( $j \rightarrow i$ ) n'est pas incluse dans la somme des transitions peuplantes de l'état  $i$  (a) ou si à la place d'une transition peuplante, on considère une transition venant d'un état ayant une durée de vie plus longue (b). La ligne horizontale est obtenue si toutes les transitions peuplantes sont prises correctement en compte. En haut, le cas  $\tau_j \geq \tau_i$  et en bas  $\tau_j \leq \tau_i$ . Cette figure est extraite de [63].

de vie effective (FIGURE 2.10) [65, 42]. Ensuite, on effectue des mesures à différentes distances cible-dégradeur. On obtient ainsi différents temps de vol avec une valeur de  $R = \frac{I_U}{I_U + I_S}$  associée. Le lien entre ces deux grandeurs est l'équation de Bateman correspondant à la situation étudiée (eq. 2.21). L'évolution de la dépendance de  $R$  en fonction du temps de vol pour différentes durée de vie du *side feeding* est donnée FIGURE 2.11.

$$\begin{aligned}
 R &= 1 - \int \lambda_1 N_1(t) dt \\
 &= 1 - \left[ \left( (1 - I_{sf} - I_2) + \frac{\lambda_2 I_2}{\lambda_2 - \lambda_1} + \frac{\lambda_{sf} I_{sf}}{\lambda_{sf} - \lambda_1} \right) \frac{1 - e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_1} + \frac{I_2}{\lambda_1 - \lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t}) + \frac{I_{sf}}{\lambda_1 - \lambda_{sf}} (1 - e^{-\lambda_{sf} t}) \right]
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

## 2.2.4 Probabilité de transition électromagnétique

Cette partie est largement inspirée de [66].

### Lien entre durée de vie et probabilité de transition

Soit un état nucléaire initial  $|i\rangle = |J_i M_i\rangle$  et un état final  $|f\rangle = |J_f M_f\rangle$ . On considère une transition par émission de photon de l'état  $i$  à l'état  $f$ . La probabilité de cette transition est donnée par l'équation 2.22 où  $H_{int}$  est l'hamiltonien d'interaction entre le noyau et le champ électromagnétique créé par le noyau et  $g(E_f)$  est la densité d'états finaux par unité d'énergie.

$$T_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_{int} | i \rangle|^2 g(E_f) \tag{2.22}$$

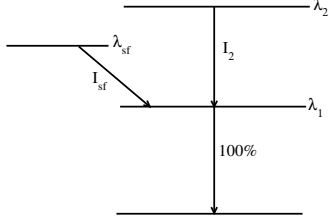


FIGURE 2.10 – Schéma de la décroissance utilisée pour l'exemple de l'équation 2.21.  $I_{sf}$  et  $I_2$  représentent les intensités normalisées à  $I_1$  des transitions  $sf \rightarrow 1$  et  $2 \rightarrow 1$  respectivement et  $\lambda_i$  les constantes de décroissance.

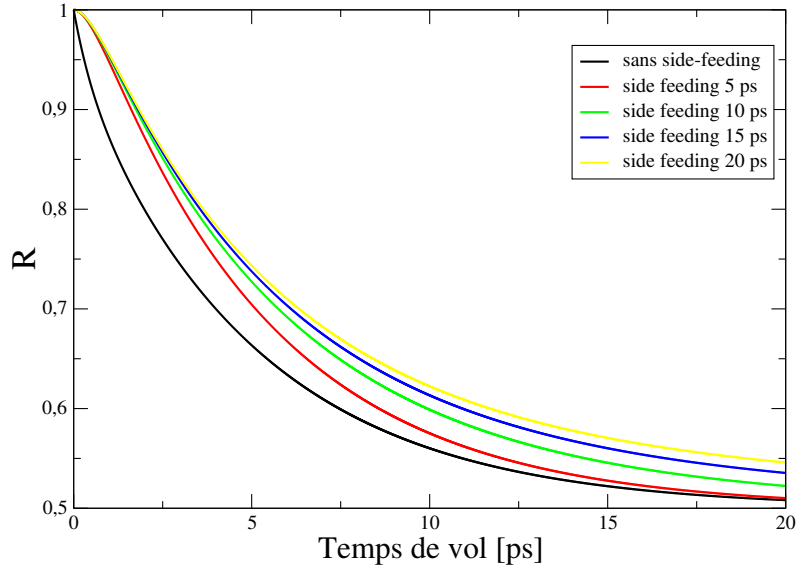


FIGURE 2.11 – Evolution de  $R = \frac{I_U}{I_U + I_S}$  en fonction de la durée de vie dans le cas exposé FIGURE 2.10.

La probabilité que le photon de nombre quantique  $\lambda$  (Électrique ou magnétique),  $k$  (vecteur d'onde),  $J$  (moment angulaire ou multipolarité),  $m$  (projection du moment angulaire) soit émis est alors donnée par l'expression 2.23 où  $\hat{\mathcal{M}}(\lambda k I m)$  est l'opérateur général de transition multipolaire.

$$T_{fi}(\lambda; k I m) = \frac{8\pi(J+1)}{\hbar J((2J+1)!!)^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2J+1} |\langle f | \hat{\mathcal{M}}(\lambda k I m) | i \rangle|^2 \quad (2.23)$$

Sans mesure de la polarisation du photon, on ne distingue pas les différentes valeurs de  $m$  donc on considère une distribution statistique dans l'état initial et on calcule la valeur moyenne des valeurs de  $m_i$ . On somme ensuite sur toutes les valeurs de  $m_f$  pour obtenir la probabilité totale pour une transition multipolaire donnée 2.24 dans la limite des longues ondes ( $kR \ll 1$ ).

$$T_{fi}(\lambda; J) = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{m_i, m_f, m} T_{fi}(\lambda; k I m) \quad (2.24)$$

En utilisant le théorème de Wigner-Eckart, on déduit l'expression 2.25 où  $B(\lambda J)$  sont appelées probabilités de transition réduites et s'expriment selon les équations 2.26.

$$T_{fi}(\lambda; J) = \frac{8\pi(J+1)}{\hbar J((2J+1)!!)^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2J+1} B(\lambda J; J_i \rightarrow J_f) \quad (2.25)$$

$$\begin{cases} B(EJ; J_i \rightarrow J_f) &= \frac{1}{2J_i+1} |\langle f | \hat{Q}_I | i \rangle|^2 \\ B(MJ; J_i \rightarrow J_f) &= \frac{1}{2J_i+1} |\langle f | \hat{M}_I | i \rangle|^2 \end{cases} \quad (2.26)$$

Le lien entre la durée de vie et la probabilité totale de transition est donné par la relation

2.27. Avec  $\alpha$  le coefficient de conversion électronique, qui dans les cas qui seront évoqués dans ce manuscrit, sont négligeables devant 1 ( $\alpha \ll 1$ ).

$$T_{if}(\lambda I) = \frac{1}{\tau(1 + \alpha)} \simeq \frac{1}{\tau} \quad (2.27)$$

Dans ce travail, les cas les plus observés sont des transitions électriques quadrupolaires ( $E2$ ) et magnétiques dipolaires ( $M1$ ). Les expressions explicites de  $B(E2)$  et  $B(M1)$  en fonction de la durée de vie sont données par l'équation 2.28.  $B(E2)$  s'exprime en  $e^2\text{fm}^4$ ,  $B(M1)$  en  $\mu_N^2$ ,  $\tau$  en seconde et  $E$  en MeV est l'énergie de la transition  $i \rightarrow j$ .

$$\begin{cases} B(E2; J_i \rightarrow J_j) &= \frac{1}{1.223 \cdot 10^9 E^5 \tau_i} \\ B(M1; J_i \rightarrow J_j) &= \frac{1}{1.779 \cdot 10^{13} E^3 \tau_i} \end{cases} \quad (2.28)$$

Néanmoins, les transitions M1 et E2 ne sont pas les plus rapides (eq. 2.29) mais les transitions  $E1$  nécessitent un changement de parité qui n'est pas possible dans les cas étudiés dans ce travail (il n'y a pas d'état de parité négative à basse énergie dans les isotones impairs neutron  $N = 51$ ).

$$\tau_{E1} < \tau_{M1} < \tau_{E2} < \tau_{M2} < \tau_{E3} < \tau_{M3} < \dots \quad (2.29)$$

### Unité Weisskopf

Les estimations de Weisskopf [67] sont des estimations des probabilités de transition réduites dans le cas d'un noyau sphérique et d'une transition impliquant un seul nucléon.

De plus, Weisskopf a considéré le cas  $j_f = I + \frac{1}{2}$  et  $j_i = \frac{1}{2}$ .

On obtient ainsi une estimation de  $B(E2)$  et  $B(M1)$  eq. 2.30 où  $A$  est le nombre de masse du noyau étudié.

$$\begin{cases} B_W(E2) &= 5.940 \cdot 10^{-2} A^{4/3} \quad [e^2\text{fm}^4] \\ B_W(M1) &= 1.790 \quad [\mu_N^2] \end{cases} \quad (2.30)$$

Ces estimations sont utilisées comme unité (unité Weisskopf) des probabilités de transition réduites afin d'avoir une estimation grossière du nombre de nucléons impliqués dans la transition et donc le degré de collectivité de la transition.



« L'idée de l'expérience ne remplace nullement l'expérience »

Alain - Propos

# 3

## Etude de la décroissance $\beta$ de $^{83}\text{Ga}$ : Dispositif expérimental

### Sommaire

---

3.1	ALTO - Faisceaux d'ions radioactifs . . . . .	54
3.2	BEDO : ensemble de détecteurs dédié à l'étude de la décroissance $\beta$	57
3.3	Électronique et système d'acquisition COMET-NARVAL . . . . .	58
3.4	Performances de BEDO : Gain en limite de détection et taux de production minimal détectable . . . . .	60

---

### 3.1 ALTO - Faisceaux d'ions radioactifs

ALTO<sup>1</sup> est un ensemble de deux accélérateurs. Le premier, historique, est un accélérateur Tandem de type Van de Graaf avec une tension maximale de 15MV et le second est un accélérateur linéaire d'électron. L'ensemble est installé sur le Campus d'Orsay de l'Université Paris-Sud. Il est exploité par l'IPNO<sup>2</sup>. A ALTO, les faisceaux d'ions radioactifs (RIB) sont produits par la technique ISOL<sup>3</sup> [68].

La technique ISOL[69] est une technique de production de faisceaux radioactifs très utilisée par différentes installations dans le monde (ISOLDE (CERN, Suisse), ISAAC à TRIUMF (Canada), SPIRAL (GANIL, France), ALTO (IPNO, France), CARIBU (ANL, Etats-Unis) ou encore IGISOL (Univ. Jyväskylä, Finlande)) et qui sera utilisée dans le futur par des installations telles que SPIRAL2 (GANIL, France), SPES (LNL, Italie) ou encore EURISOL.

Le but de la technique ISOL est de produire une grande quantité de noyaux radioactifs à un endroit et de les sélectionner (avec une grande résolution afin d'assurer une grande pureté) puis transporter à un autre endroit afin d'effectuer des mesures. Un historique de l'invention de la technique ISOL et notamment la nécessité de celle-ci est présenté Ref. [70]. On peut actuellement différencier 3 grandes méthodes d'exploitation de la technique ISOL dans le monde.

1. La première, utilisée à ALTO, SPIRAL1, ISOLDE ou encore ISAAC/TRIUMF consiste à bombarder une cible épaisse avec un faisceau primaire léger de forte intensité et peu couteux<sup>4</sup>. La cible est chauffée pour favoriser la diffusion et l'effusion des atomes radioactifs hors de celle-ci (ici, intervient la physique du solide et la chimie des matériaux afin de fabriquer des cibles à la fois poreuse (favoriser la diffusion/effusion) et dense (augmenter la luminosité) [71]). A noter, que contrairement aux techniques de production en vol, la cinématique de la réaction nucléaire n'est pas conservée (la totalité de l'énergie du faisceau primaire est déposée dans la cible<sup>5</sup> et les produits de la réaction sont thermalisés et neutralisés). Ces atomes sont ensuite ionisés puis accéléré afin de former un faisceau de quelques keV. Cette technique est très dépendante de la chimie entre les produits de la réaction et les atomes composants la cible, ainsi certains éléments sont impossibles à produire avec cette technique (C,O et F par exemple) ou les éléments réfractaires (élément à hautes température de vaporisation) tels que Pt par exemple ayant une température de vaporisation plus grande que celle des éléments de la cible.
2. La deuxième, utilisée à CARIBU consiste à placer une source de fission spontanée de très grande activité (1Ci de  $^{252}\text{Cf}$  dans le cas de CARIBU [72]) dans une cellule gazeuse de  $^4\text{He}$ . Les produits de fission sont thermalisés puis à l'aide d'une tension radio-fréquence et du flux de gaz, ils sont transportés jusqu'à la pointe d'un cône où il sont extraits. Cette

---

1. Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay

2. Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

3. Isotope Separation On Line

4. à ISOLDE le faisceau est couteux mais n'est pas dédié à produire des faisceaux radioactifs

5. Dans le cas d'ISOLDE, le faisceau primaire ayant un énergie de 1.4 GeV, il ne dépose qu'une partie de son énergie, le reste étant déposée dans un *beam dump*

technique est insensible à la chimie mais est limitée à des isotopes décroissants par fission spontanée et à la capacité du gaz à rester neutre et pur ;

3. La troisième consiste en un mélange de ces deux techniques, un faisceau primaire est envoyé sur une cible mince placée à l'entrée d'une cellule gazeuse où sont thermalisés les produits de la réaction induite dans la cible (IGISOL par exemple [73]). De nouveau, cette technique est peu sensible à la chimie et peut utiliser tout type de cible. Elle est néanmoins limitée en terme d'intensité de faisceau qui pourrait créer un plasma dans la cellule gazeuse.

A ALTO, afin de produire les atomes radioactifs, nous utilisons la photo-fission [68]. Pour cela, on commence par accélérer un faisceaux d'électrons à 50MeV avec une intensité de 10  $\mu\text{A}$  à l'aide de l'accélérateur linéaire (qui est la première section de l'ancien injecteur du LEP) [74]. Ce faisceau bombarde une cible de 70g d' $\text{UC}_x$  afin de produire des noyaux radioactifs par photofission [75] de l'uranium (des photons sont produits par rayonnement de freinage dans la cible et provoquent la fission de l'uranium). La cible est chauffée afin de provoquer la diffusion des produits de fission [76]. Ceux-ci sont ensuite ionisés par différentes techniques selon les besoins (ionisation de surface, laser, plasma) puis sélectionnés en masse par le spectromètre magnétique PARRNe<sup>6</sup> ( $\frac{M}{\Delta M} = 1500$ ) [68] et enfin guidés dans la ligne de faisceau jusqu'aux installations expérimentales par un ensemble de dipôles et quadripôles électrostatiques.

Le grand intérêt des machines reposant sur la technique ISOL est d'être capables de fournir des faisceaux ayant une faible émittance et à basse énergie (quelques eV à quelques dizaines de keV). Cette qualité optique permet d'atteindre le jeu d'observables d'intérêt selon trois grandes lignes :

1. Mesures par piégeage électromagnétique : ces techniques permettent de mesurer l'énergie de liaison totale (*i.e.* la masse) de l'état fondamental ou d'isomères de longues durées de vie (isomères  $\beta$  notamment).
2. Mesures exploitant l'interaction hyperfine : ce domaine recouvre les techniques exploitant l'interaction entre le noyau et le champ hyperfin du cortège électronique ou d'un cristal (*i.e.* la spectroscopie laser et l'orientation nucléaire). Ces techniques permettent de déterminer les propriétés statiques du noyau telles que le spin, le moment dipolaire magnétique, le moment quadrupolaire électrique ou encore la variation du rayon carré moyen de charge entre l'état fondamental et un isomère ou entre deux isotopes voisins.
3. Spectroscopie des produits d'émission de la radioactivité, assistée par purification et manipulation de faisceaux. Les objectifs de ces techniques sont d'étendre les possibilités de mesure :
  - de l'énergie de liaison des états nucléaires aux durées de vie beaucoup plus courtes que celles accessibles au piégeage électromagnétique (exploration du spectre d'excitation) ;
  - aux propriétés dynamiques du noyau : probabilité de transition entre états.

---

6. Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons



Ces techniques reposent sur l'utilisation de spectromètres  $\gamma$ , électrons, neutrons, protons et  $\alpha$  dont l'objectif est d'atteindre de grandes précisions (inférieures au keV) sur les énergies de transitions entre deux états (DéTECTEUR Ge pour les transitions électromagnétiques), en faisceau arrêté pour s'affranchir de l'effet Doppler. De plus, ces spectromètres  $\gamma$  de haute résolution en énergie sont complétés de détecteurs possédant d'excellente résolution en temps donnant accès aux probabilités de transition au travers des mesures de durées de vie des états nucléaires.

ALTO regroupe (ou regroupera dans un futur proche) en salle 110 (FIGURE 3.1) tout les instruments nécessaires pour effectuer des mesures reposant sur ces trois grandes lignes :

- BEDO [62, 77] : un ensemble de détecteurs dédié à la spectroscopie après décroissance  $\beta$  à l'aide de spectroscopie  $\gamma$  (et Fast Timing) ou électrons (ou encore neutrons avec l'accueil du spectromètre neutron MONSTER [78].);
- TETRA [79] : Compteur à  $^3\text{He}$  pour les mesures de probabilités d'émission neutron(s)  $\beta$ -retardée ;
- PolarEx [80] : Orientation nucléaire à basse température et résonance magnétique nucléaire ;
- LINO : Spectroscopie laser et orientation nucléaire assistée par laser ;
- MLLTRAP [81] : double piège de Penning pour des mesures de masses et des études de décroissances assistées par piège.

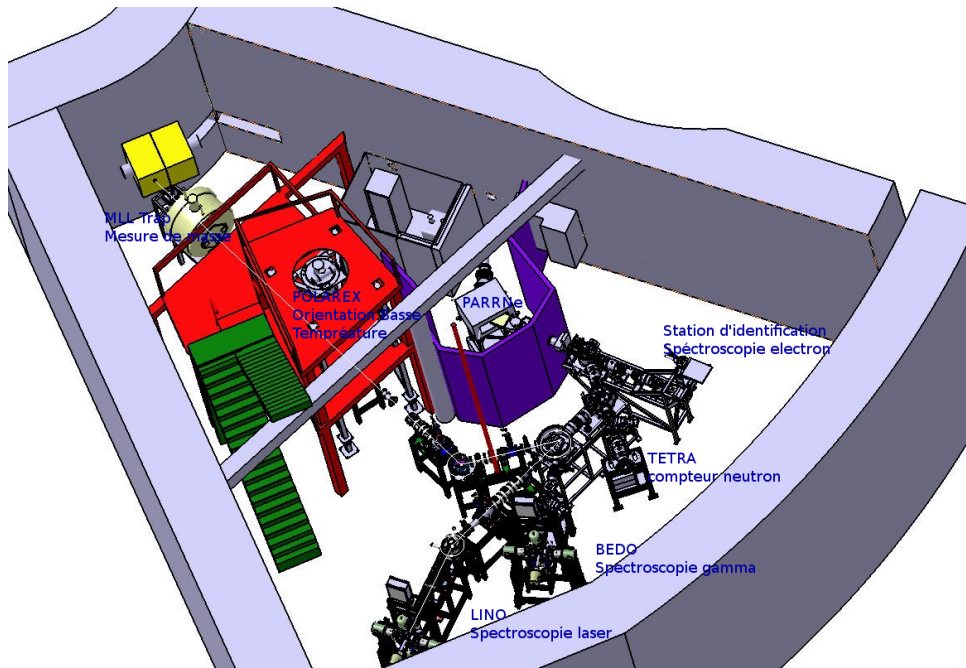


FIGURE 3.1 – Vue d'ensemble de l'installation ISOL à ALTO

### 3.2 BEDO : ensemble de détecteurs dédié à l'étude de la décroissance $\beta$

BEDO<sup>7</sup>, FIGURE 3.2, est un ensemble de détecteurs dédié à l'étude des noyaux exotiques riches en neutrons par décroissance  $\beta$  [80]. Il est composé de plusieurs détecteurs assemblés pour optimiser la sélectivité  $\gamma$  *i.e.* détecter les voies  $\gamma$  les plus faibles et réduire les fonds de toutes origines.

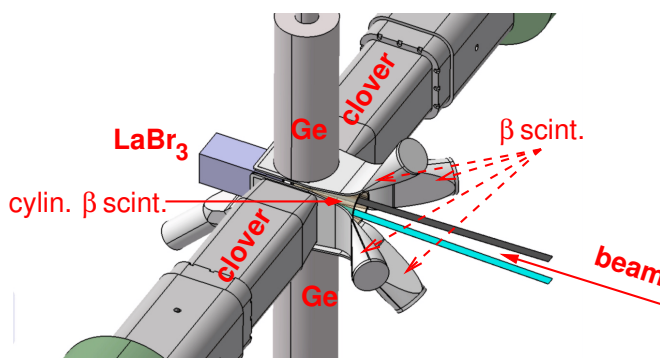
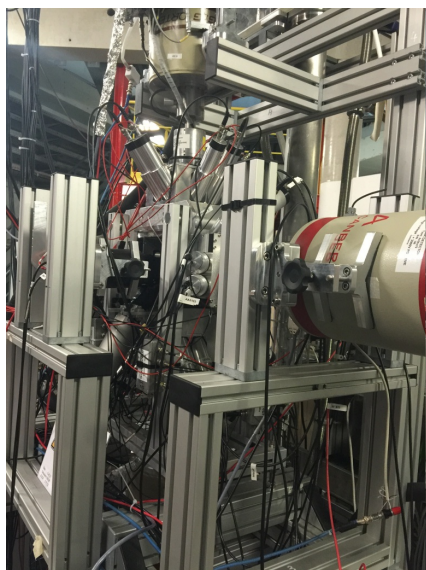


FIGURE 3.2 – Photographie (gauche) et dessin d'ensemble (droite) de la station BEDO dans la configuration de l'expérience.

Afin d'éviter l'accumulation des activités de longues durées de vie des descendants, le faisceau est collecté sur une bande en mylar aluminisé reliée à la masse formant ainsi la source radioactive d'intérêt qui est périodiquement déplacée à l'aide d'un dérouleur de bande afin qu'une nouvelle source soit constituée et que la précédente soit éloignée du point de mesure. Pendant le déplacement de la bande, le faisceau est dévié pour éviter d'implanter des noyaux radioactifs sur la longueur de la bande.

La source ainsi formée est entourée d'un détecteur plastique (BC408) cylindrique couvrant environ 70% de l'angle solide (nommé  $4\pi\beta$ ) placé sous vide ayant pour but de détecter l'électron signant la décroissance  $\beta$  du noyau étudié. L'épaisseur de ce détecteur est de 3 mm afin d'être quasi-insensible aux rayonnements  $\gamma$ .

Afin de détecter les rayonnements  $\gamma$  issus de la désexcitation électromagnétique suivant la décroissance  $\beta$ , le détecteur plastique est entouré (en forme de croix, FIGURE 3.2) de 4 détecteurs HPGe<sup>8</sup> refroidis à l'azote liquide (77K) afin de profiter de leurs propriétés de semi-conducteurs. Dans le cas de l'expérience de juin 2015, les 4 détecteurs étaient deux CLOVERS de l'IFIN-HH

7. BEta Decay studies at Orsay

8. High Purity Germanium

(Bucarest, Roumanie) composés chacun de quatre cristaux de germanium et deux germanium co-axiaux de type EUROGAM-1. Le fait de disposer de CLOVERs permet d'appliquer la procédure d'AddBack, celle-ci consiste à sommer l'énergie reçue par les quatre cristaux dans une fenêtre de temps correspondant au temps de réponse du détecteur. Cette énergie sommée correspond à l'énergie d'un photon  $\gamma$  ayant déposé de l'énergie par effet Compton dans au moins deux cristaux différents.

Ces quatre détecteurs sont entourés d'enceinte de BGO<sup>9</sup> servant de boucliers actifs contre les photons issus de la salle et de bouclier anti-Compton. Chaque bouclier est composé de quatre cristaux de BGO, formant un cube entourant chaque détecteur germanium.

Ensuite, chaque détecteur germanium est équipé d'un détecteur plastique (BC408) de 3 mm d'épaisseur disposé entre son capot d'entrée et la source appelé VETO permettant la détection d'un électron entrant dans le cristal de germanium. En effet, un électron  $\beta^-$  énergétique peut déposer son énergie par rayonnement de freinage dans le cristal de Ge et ainsi contribuer au fond à basse énergie des spectres  $\gamma$  observés. Par anti-coïncidence entre un événement VETO et un événement dans le détecteur Ge auquel il est associé, on supprime une partie du fond à basse énergie.

Enfin, un "gros" ( $2 \times 2 \times 2$  pouces) détecteur scintillant de bromure de lanthane ( $\text{LaBr}_3$ ) est disposé dans l'axe du faisceau pour détecter les photons de hautes énergies.

Un schéma de l'ensemble de détection pour un détecteur germanium est montré FIGURE 3.3.

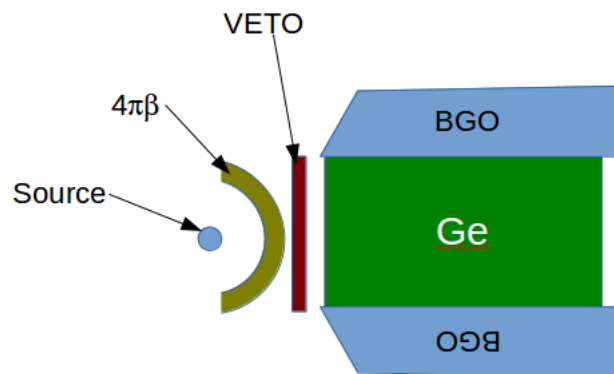


FIGURE 3.3 – Schéma de l'ensemble de détection pour un détecteur germanium sur BEDO

### 3.3 Électronique et système d'acquisition COMET-NARVAL

L'électronique de BEDO est une électronique analogique. Pour l'acquisition, on utilise quatre cartes ADC du type COMET possédant chacune 6 voies, elles-mêmes comportant trois entrées (énergie, temps et marquage). L'avantage de l'acquisition COMET est que chaque voie possède sa propre condition de déclenchement (*trigger*). Ainsi, elle permet d'obtenir une acquisition "sans *trigger*" ou *triggerless*. Les quatre cartes sont synchronisées en temps à l'aide d'un signal TTL<sup>10</sup>

9. Germanate de bismuth  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$

10. Transistor-Transistor Logic

appliqué sur l'entrée CODEN<sup>11</sup> de la carte. Le signal TTL est généré par l'automate de pilotage de la bande. Il permet d'inhiber l'enregistrement des données pendant le déplacement de la bande et remet l'ensemble des horloges des cartes à zéro en fin de déroulement *i.e.* début de cycle (voir FIGURE 2.5).

Les signaux énergie, temps et marquage forment un événement codé sur 15 bits pour l'énergie, 47 pour le temps et 1 pour le marquage (étant donné qu'il s'agit d'un signal logique (0 ou 1)) avec un pas de codage de 400 ps.

Chaque signal des détecteurs de BEDO est envoyé dans une chaîne électronique. La chaîne électronique a pour but d'amplifier les signaux des détecteurs en gardant une grandeur mesurée proportionnelle à l'énergie déposée dans le cas d'une mesure en énergie et en gardant les coïncidences temporelles (deux signaux en coïncidence à la sortie des détecteurs doivent le rester à la fin de la chaîne électronique).

Premièrement, chaque cristal de germanium (ou de LaBr<sub>3</sub>) donne deux signaux (2 pour un coaxial et 8 pour un CLOVER). Le premier sera utilisé pour mesurer l'énergie, le second pour générer un signal temps. Le signal énergie (négatif ou positif) est un signal en charge de forme typique d'un circuit RC, l'intégrale de ce signal est proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal. Ce signal est envoyé dans un amplificateur spectroscopique composé d'un circuit dérivateur et d'un circuit intégrateur [82] avec un temps de mise en forme (*i.e.* temps de collecte des charges) de  $3\mu s$  pour avoir la meilleure résolution possible au taux de comptage attendu (faible) qui amplifie le signal en lui donnant une forme quasi-gaussienne ayant une amplitude proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur. Le signal sortant de l'amplificateur est ensuite envoyé dans l'entrée énergie de la voie COMET correspondant au détecteur. La carte COMET lit l'amplitude du signal grâce à un convertisseur digital analogue de Wilkinson [82] avec une fenêtre de codage de  $16\mu s$  (qui est la principale cause de temps mort de l'acquisition) et enregistre le bit obtenu.

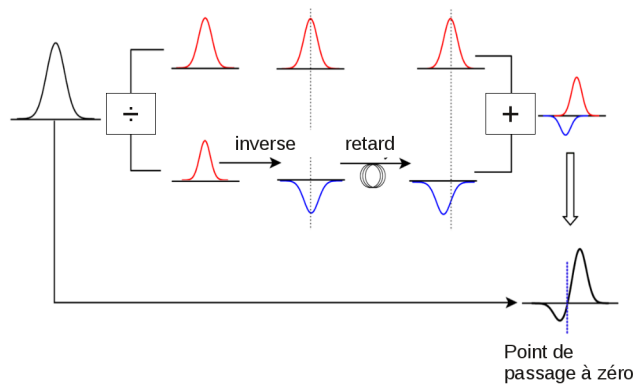


FIGURE 3.4 – Principe de fonctionnement d'un discriminateur à fraction constante (CFD). Figure prise dans Ref. [80].

11. CODing ENable

Le signal « temps » quant à lui est envoyé dans un amplificateur rapide (FTA) composé lui aussi d'un dérivateur et d'un intégrateur très rapide ce qui permet de garder une bonne résolution temporelle mais l'information sur l'énergie est fortement dégradée. Ce signal est ensuite envoyé dans un discriminateur à fraction constante (CFD) : le signal est divisé en deux parties, le ratio étant déterminé par l'utilisateur. L'un des deux est changé de signe puis retardé puis additionné au premier comme montré sur la FIGURE 3.4. Ceci permet d'avoir une réponse temporelle indépendante de l'énergie déposée dans le détecteur. Le passage par 0 du signal résultant génère un signal NIM<sup>12</sup> négatif de valeur  $-0.8\text{V}$  sur une impédance de  $50\Omega$  [80], qui est envoyé dans l'entrée temps de la voie COMET correspondante. Pour coder le temps, la carte COMET incrémente un bit toutes les 400 ps (0 étant l'arrivée du CODEN). La valeur du bit obtenue à l'arrivée du signal NIM est enregistrée et associée à la valeur de l'énergie.

Les BGO sont équipés de deux photo-multiplieurs par cristal donc pour une enceinte BGO, il y a huit signaux, ceux-ci sont envoyés dans un sommateur qui les ajoute et renvoie le signal total. Ce signal est ensuite traité pour permettre de générer un bit de marquage. Le bit de marquage est 1 si le signal NIM en voie marquage encadre (commence avant et fini après) le signal en voie temps. Le signal somme des BGO est alors envoyé dans un discriminateur à fraction constante dont le signal NIM est retardé et élargi en temps à l'aide d'un REDUV (ce module permet d'élargir la durée du signal NIM et de retarder celui-ci), permettant d'assurer l'encadrement du signal temps du détecteur Ge correspondant.

Les signaux des VETO et du  $4\pi\beta$  sont envoyés dans un discriminateur à fraction constante puis les signaux NIM sont envoyés dans l'entrée temps de la voie COMET qui leur est attribuée. L'information énergie n'est pas conservée.

### 3.4 Performances de BEDO : Gain en limite de détection et taux de production minimal détectable

On se propose dans cette partie de quantifier l'amélioration du spectre à l'aide de la réjection Compton, de l'AddBack (reconstruction de l'énergie d'un photon déposant son énergie dans plusieurs cristaux d'un CLOVER, voir Chapitre 4). Pour cela, nous calculons le Gain en limite de détection et le Gain en taux en production minimale détectable à partir des spectres obtenus pour les décroissances du  $^{80,83}\text{Ga}$  avec ou sans les différentes conditions (l'obtention des spectres est expliquée dans le chapitre 4).

#### Quantification du gain en limite de détection et en taux de production minimale mesurable

On définit la limite de détection  $L_D$  comme étant le nombre minimum de coups nécessaires pour considérer qu'un pic est réel et non une fluctuation statistique [82].

Pour une confiance de 95%, la limite de détection  $L_D$  est donné par la relation 3.1 [83].

---

12. Nuclear Instrumentation Module modular format

$$L_D = 2,71 + 3,29\sigma_0 \quad (3.1)$$

où  $\sigma_0$  est la déviation standard de la distribution pour un nombre moyen de coup net égal à zero [62]. Dans le pratique,  $\sigma_0 = \sqrt{2B}$  où  $B$  est l'estimation du fond sous le pic.

On peut ensuite définir une activité minimale détectable (AMD)  $a_D$  telle que

$$L_D = K a_D \quad (3.2)$$

où  $K$  est une constante dépendant du temps de mesure, de l'efficacité du détecteur et de la probabilité que le photon  $\gamma$  en question soit émis par décroissance [62].

On définit ensuite le taux de production minimal détectable  $y_D$  (qui est le taux de production le plus faible qu'il est possible d'exploiter pour la spectroscopie au cours d'une expérience) par

$$L_D \propto \epsilon_\gamma P_\gamma y_D \quad (3.3)$$

La constante de proportionnalité dépend du moyen d'obtention de la source et du temps de mesure [83]. Dans notre cas, cette formule n'est valable que pendant la phase où la source est à l'équilibre avec le faisceau (autant de noyaux sont apportés par le faisceau qu'il n'y en a qui décroissent par seconde). Afin de montrer l'utilité des éléments de BEDO, nous utiliserons les grandeurs suivantes :

— le gain en limite de détection :

$$G_{L_D} = 1 - \frac{L_{D\oplus}}{L_{D\beta}} \quad (3.4)$$

— le gain en taux de production minimal détectable :

$$G_{y_D} = 1 - \frac{y_{D\oplus}}{y_{D\beta}} = 1 - \frac{L_{D\oplus} \epsilon_\beta}{L_{D\beta} \epsilon_\oplus} \quad (3.5)$$

où  $\oplus$  désigne les effets ajoutés (réjection Compton ou Addback ou les deux dans notre cas) et le  $\beta$  désigne la grandeur mesurée dans le spectre de référence (pour nous le spectre conditionné  $\beta$ ). Le fait d'utiliser les grandeurs mesurées sous la forme de rapport permet de s'affranchir des constantes de proportionnalité difficiles à déterminer.

### Gains en limite de détection $L_D$ et taux de production minimal détectable $y_D$ dus à la réjection Compton pour un détecteur germanium

On remarque que, dans les cas d'un détecteur Ge de type CLOVER (FIGURE 3.5) ou coaxial (FIGURE 3.6), la réjection n'est pas parfaite. En effet, malgré un gain en  $L_D$  d'environ 0.3 dans les deux cas, le gain en  $y_D$  est bien plus bas (voire négatif à certaines énergies).

Un gain en  $y_D$  plus bas que le gain en  $L_D$  signifie que la réjection Compton supprime des événements dans le photopic, pouvant être dus à des coïncidences fortuites avec du fond de la salle d'expérience ou des coïncidences vraies entre deux photons  $\gamma$  d'une cascade de décroissance (l'un

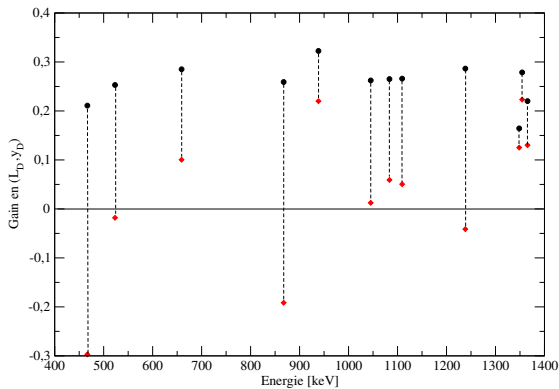


FIGURE 3.5 – Evolution du gain en  $L_D$  (cercle noir) et  $y_D$  (losange rouge) par suppression Compton en fonction de l'énergie pour un détecteur Ge de type CLOVER

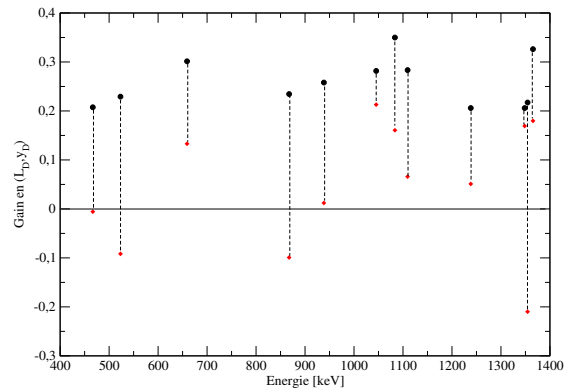


FIGURE 3.6 – Evolution du gain en  $L_D$  (cercle noir) et  $y_D$  (losange rouge) par suppression Compton en fonction de l'énergie pour un détecteur Ge de type coaxial

interagit dans le détecteur, l'autre dans le bouclier correspondant), par exemple, les rayonnements  $\gamma$  d'énergie 867, 938, 1354, 1365 keV sont en coïncidence avec la transition électromagnétique principale de la décroissance du  $^{83}\text{Ga}$  (1348 keV) (en rouge sur la FIGURE 3.7).

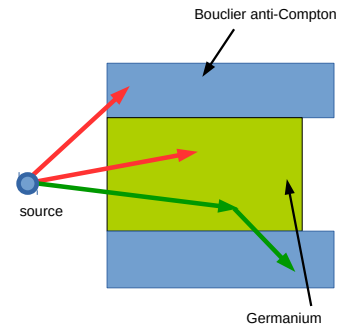


FIGURE 3.7 – Schéma d'explication d'une bonne réjection Compton (vert) et d'une mauvaise réjection (rouge).

### Gains en limite de détection $L_D$ et taux de production minimal détectable $y_D$ dus à la procédure d'AddBack pour un CLOVER

Comme montré sur la FIGURE 3.8, on constate un gain à basse énergie et une perte à plus haute énergie en limite de détection en utilisant la procédure d'AddBack seule, en effet, la procédure d'AddBack consiste en la sommation des énergies d'événements en coïncidence dans un même CLOVER. Or, si après une succession de diffusions Compton, le photon résiduel sort du cristal et déclenche le bouclier anti-Compton (FIGURE 3.10) alors la sommation est incomplète. Cette procédure retire donc du fond à basse énergie et en ajoute à haute énergie dans ce cas. On voit qu'en ajoutant la suppression Compton (FIGURE 3.9), on retrouve un gain en limite de

### 3.4. Performances de BEDO : Gain en limite de détection et taux de production minimal détectable

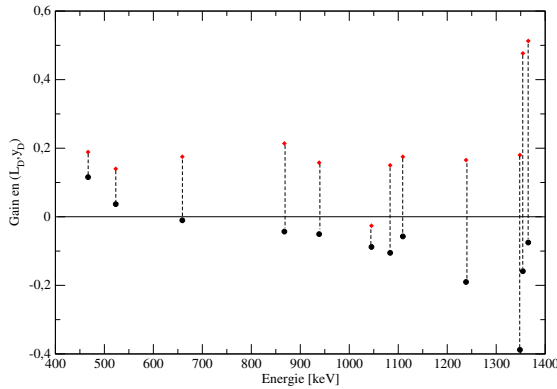


FIGURE 3.8 – Evolution du gain en  $L_D$  (cercle noir) et  $y_D$  (losange rouge) par utilisation de l'AddBack en fonction de l'énergie pour un détecteur Ge de type CLOVER

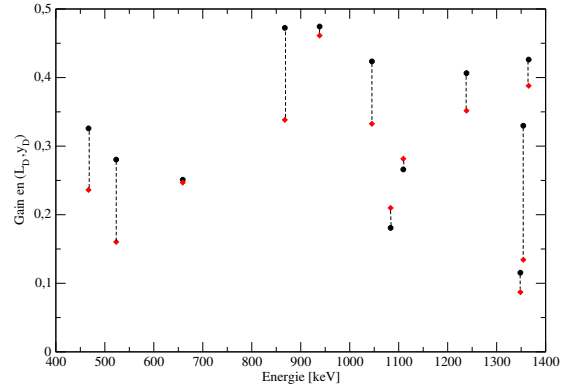


FIGURE 3.9 – Evolution du gain en  $L_D$  (cercle noir) et  $y_D$  (losange rouge) par utilisation de l'AddBack et la suppression Compton en fonction de l'énergie pour un détecteur Ge de type CLOVER

détection plus grand en moyenne que dans le cas de la suppression Compton seule (FIGURE 3.5). Néanmoins, on remarque qu'en ayant recours à la fois à la suppression Compton et à la procédure d'AddBack, les gains en  $y_D$  et  $L_D$  sont positifs (0.3 en moyenne). Ainsi l'utilisation d'un détecteur Ge de type CLOVER avec un bouclier anti-Compton permet de détecter des activités plus faibles dans un temps plus court. Le cas de la ligne à 1348 keV est particulier car cette transition étant très forte, le fond est quasiment négligeable devant le pic donc une augmentation du fond ou une réduction ne change pas énormément la limite de détection.

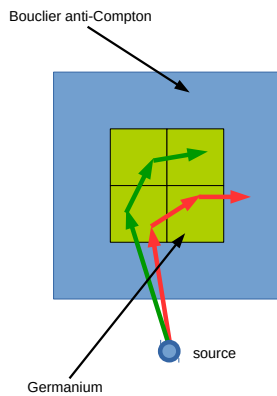


FIGURE 3.10 – Schéma d'explication d'un événement bien reconstruit (vert) et mal reconstruit (rouge) par AddBack.

On peut noter ensuite sur la FIGURE 3.8, que les gains en  $y_D$  sont plus grands que les  $L_D$ . En effet, contrairement à la suppression Compton, la procédure d'AddBack ne vise pas à supprimer de mauvais événements (et fortuitement supprimer de bons événements, *i.e* la suppression Compton supprime les événements en coïncidence avec un événement BGO venant d'un photon résiduel d'une diffusion Compton dans le Ge ou d'un photon venant de la source) mais à ajouter



de bons événements (et fortuitement en ajouter des mauvais, *i.e.* que la procédure d'AddBack somme tous les événements dans un même CLOVER et si la somme est incomplète alors ces événements sont déplacés du fond à basse énergie vers le fond à haute énergie). Le gain en  $y_D$  est plus important à plus haute énergie car l'effet Compton  $y$  est plus important (Le rapport probabilité de faire un effet photoélectrique sur probabilité de faire une diffusion Compton diminue avec l'énergie).

### Gains en limite de détection $L_D$ et taux de production minimal détectable $y_D$ dus à la suppression Compton et à l'AddBack pour le système de détection

On s'intéresse maintenant aux gains observés dans la réponse globale du multidétecteur Ge dans la configuration de cette expérience.

On constate sur la FIGURE 3.11 que le gain en  $L_D$  est d'environ 0.2 au lieu de 0.3 pour un seul détecteur par suppression Compton mais on rencontre toujours le problème d'une quasi-absence de gain ou d'une perte en  $y_D$  dépendant de la multiplicité  $\gamma$  *i.e.* dépendant de l'appartenance ou non de la transition  $\gamma$  utilisée à une cascade, et de son intensité relative au sein de cette cascade.

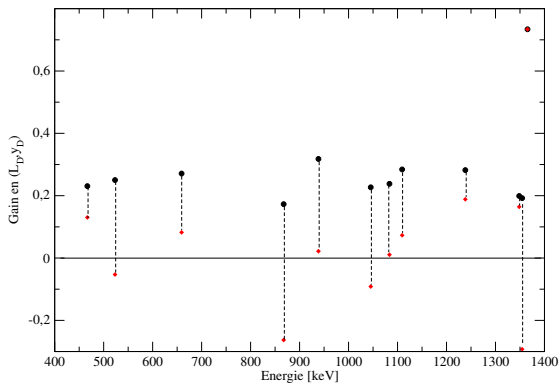


FIGURE 3.11 – Evolution du gain en  $L_D$  (cercle noir) et  $y_D$  (losange rouge) par suppression Compton en fonction de l'énergie pour la réponse globale du système.

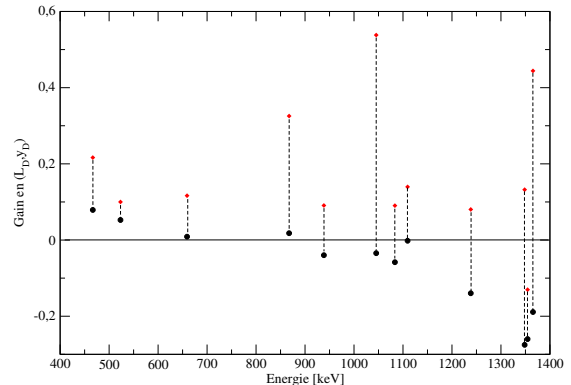


FIGURE 3.12 – Evolution du gain en  $L_D$  (cercle noir) et  $y_D$  (losange rouge) par utilisation de l'AddBack en fonction de l'énergie pour la réponse globale du système.

Concernant l'utilisation de la procédure d'AddBack seule (FIGURE 3.12), le comportement en gain de limite de détection est le même que pour un CLOVER seul. Le gain en  $y_D$  est quant à lui légèrement plus bas, ce qui s'explique par le fait que les CLOVERs ne représentent que la moitié de l'efficacité photopic totale donc le gain amené par la procédure d'AddBack est proportionnellement plus faible.

Si on utilise les deux effets à la fois (FIGURE 3.13), la perte en  $L_D$  due à l'utilisation de la procédure d'AddBack est fortement compensée par le gain dû à la suppression Compton, donc les mauvais événements créés fortuitement sont majoritairement supprimés par l'action des boucliers anti-Compton. Cependant, le gain en  $y_D$  reste à haute énergie plus grand que le gain en  $L_D$ , donc les bons événements créés ne sont pas supprimés par l'action des boucliers anti-Compton, ce qui

### 3.4. Performances de BEDO : Gain en limite de détection et taux de production minimal détectable

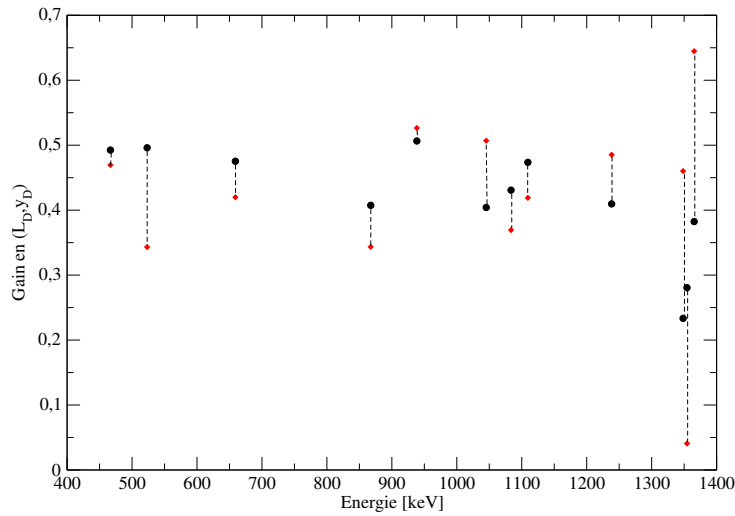


FIGURE 3.13 – Evolution du gain en  $L_D$  (cercle noir) et  $y_D$  (losange rouge) par suppression Compton et par utilisation de l'AddBack en fonction de l'énergie pour BEDO complet.

valide l'explication schématique des effets observés illustrée par les FIGURE 3.7 et FIGURE 3.10.

En conclusion, on constate que ces deux effets (suppression Compton et utilisation de la procédure d'AddBack) permettent de gagner en limite de détection et en taux de production minimal observable.

Donc, afin de parfaire le pouvoir sélectif du dispositif de détection  $\gamma$  sur BEDO, il conviendrait de :

- ajouter des blocs de matériaux très efficaces (NaI, BGO ou Pb) devant les boucliers afin d'éviter les réjections dues aux coïncidences vraies entre deux photons  $\gamma$  d'une cascade pour améliorer la réjection Compton ;
- utiliser un système composé uniquement de détecteur de type CLOVER afin de pouvoir exploiter la procédure d'AddBack sur les quatre faces disponibles dans la géométrie compacte du dispositif BEDO.



« La science est du savoir organisé »

Herbert Spencer

# 4

## Etude de la décroissance $\beta$ de $^{83}\text{Ga}$ : Organisation des données

### Sommaire

---

4.1	Construction du spectre en énergie $\gamma$ de la décroissance du $^{83}\text{Ga}$ . .	68
4.2	Matrice de coïncidence . . . . .	73

---

## 4.1 Construction du spectre en énergie $\gamma$ de la décroissance du $^{83}\text{Ga}$

Le faisceau de  $^{83}\text{Ga}$  a été obtenu à ALTO par ionisation de surface. Ce faisceau est pur (en Z car à la masse 83, garantie par le séparateur PARRNe, il n’y a pas d’alcalin produit par la photofission donc pas de composante parasite possible dans le faisceau) avec un taux de production de 16(9) ions par seconde.

### Conversion des données

L’acquisition NARVAL-COMET retourne des données binaires. Afin de pouvoir les ordonner et analyser dans un format plus adéquate, Matthieu Lebois [84] a développé un programme pendant sa thèse permettant de convertir les données issues de COMET sous la forme d’un arbre ROOT contenant les informations Numéro du détecteur, Energie (en canaux), Temps (en picoseconde), Marquage (0 ou 1), CODEN (0 ou 1) : *Convert\_Narval*. La description de ce programme se trouve aux pages 26-28 de son manuscrit de thèse [84].

### Étalonnage en énergie et en efficacité des détecteurs Germanium et $\text{LaBr}_3$

#### *Étalonnage en énergie*

Afin d’étalonner les détecteurs Ge en énergie, on a utilisé une source de  $^{152}\text{Eu}$  placée au point de collection. Les signaux enregistrés sont des tensions en Volt. Ils sont enregistrés à l’aide de l’ADC COMET sur 32767 canaux avec une résolution de 0.3mV/canal. A l’aide du spectre de la source de  $^{152}\text{Eu}$  bien connu, on effectue une correspondance entre canaux et énergie. La réponse de la chaîne électronique est bien linéaire avec l’énergie et ainsi l’étalonnage peut être fait sans coefficient quadratique. On vérifie l’alignement des différents détecteurs en traçant les spectres obtenus par les différents détecteurs sur un même histogramme comme montré sur la FIGURE 4.1. On obtient une résolution (largeur à mi-hauteur) en énergie des détecteurs de  $\sim 1.8$  keV pour les voies des clovers et  $\sim 2.1$  keV pour les voies coaxiaux pour le photopic à 1.3 MeV ( $^{60}\text{Co}$ ).

#### *Mesure de l’efficacité*

Pour la mesure de l’efficacité des détecteurs  $\gamma$ , on utilise une source de  $^{152}\text{Eu}$  placée au point de collection ayant une activité à sa création (15/11/2005) de 3,999 kBq.

L’efficacité d’un détecteur à une énergie  $\gamma$  donnée  $\varepsilon(E_\gamma)$  est donnée par l’équation 4.1.

$$\varepsilon(E_\gamma) = \frac{N(E_\gamma)}{A(t_{\text{mesure}})T_{\text{mesure}}I_\gamma} \quad (4.1)$$

où

—  $N(E_\gamma)$  est la surface du photopic à l’énergie  $E_\gamma$  au dessus du fond ;

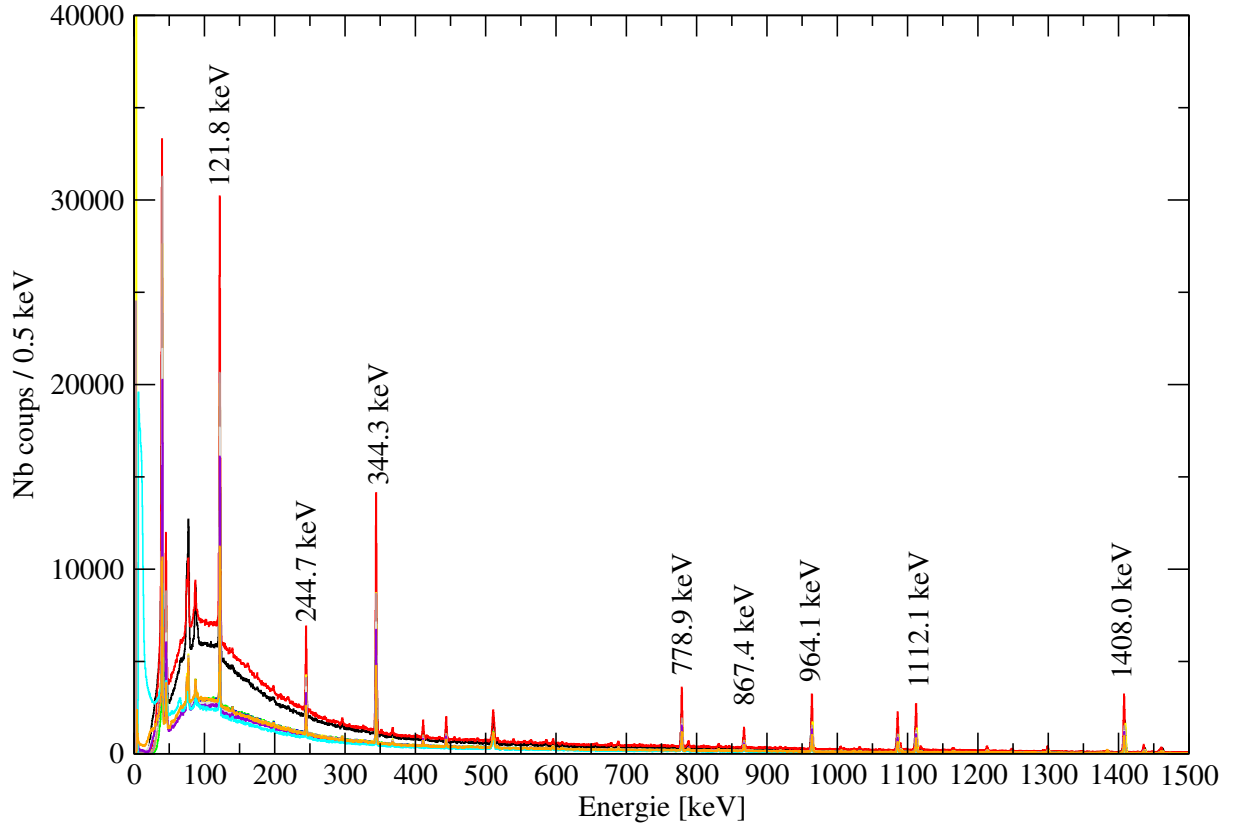


FIGURE 4.1 – Spectres d’une source de  $^{152}\text{Eu}$  obtenus par les 10 cristaux de Germanium composant BEDO après calibration en énergie, chaque couleur représente un cristal. Sont reportées sur le spectre les énergies des raies du spectre de  $^{152}\text{Eu}$  utilisées pour la calibration

- $A(t_{\text{mesure}})$  est l’activité de la source au moment de la mesure ;
- $T_{\text{mesure}}$  la durée de la mesure ;
- $I_{\gamma}$  le rapport d’embranchement absolu de la transition considérée.

Les mesures sont reportés sur la FIGURE 4.2. L’extrapolation est faite par une régression linéaire entre  $\ln \varepsilon(E_{\gamma})$  et  $\ln E_{\gamma}$ , c’est-à-dire  $\ln \varepsilon(E_{\gamma}) = \alpha \ln E_{\gamma} + \beta$

Donc (en prenant  $\varepsilon_0 = e^{\beta}$ ), on a :

$$\varepsilon(E_{\gamma}) = \varepsilon_0 E_{\gamma}^{\alpha}$$

L’ensemble des coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  sont données dans la TABLE 4.1.

	$CL1_1$	$CL1_2$	$CL1_3$	$CL2_1$	$CL2_2$	$CL2_3$	$CL2_4$	$COAXH$	$COAXB$
$\alpha$	-0.6388	-0.5909	-0.7238	-0.7771	-0.7332	-0.6543	-0.6543	-0.6049	-0.6239
$\beta$	-2.1472	-2.8090	-1.1838	-0.6238	-0.8968	-1.7977	-1.7977	-0.9769	-1.2889

TABLE 4.1 – Coefficients de la droite d’extrapolation de l’efficacité en fonction du détecteur

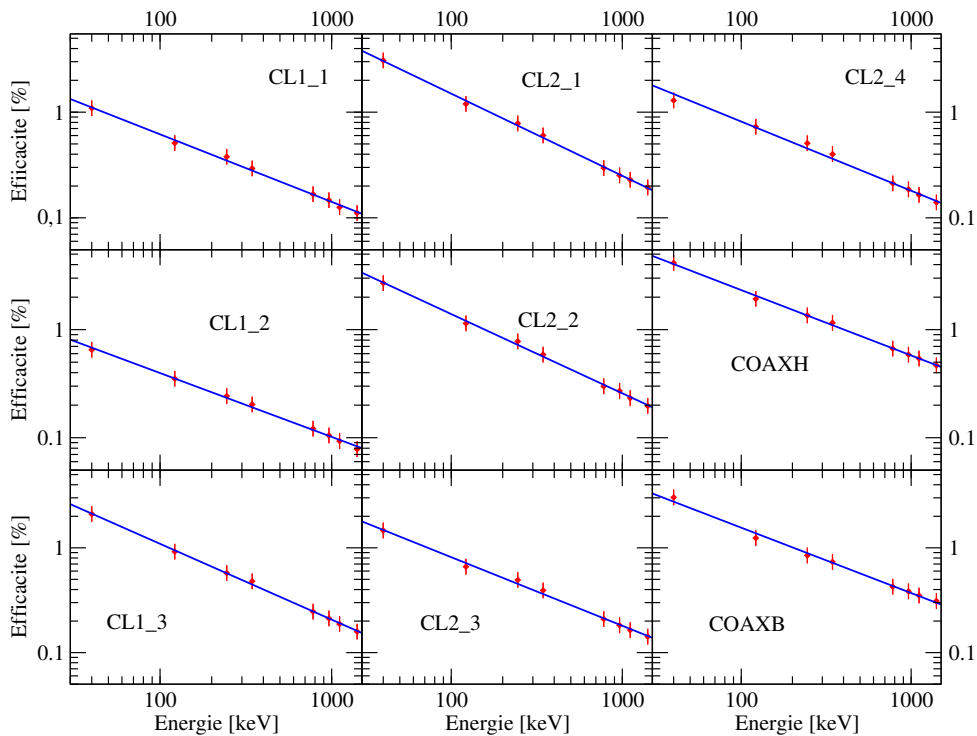


FIGURE 4.2 – Courbes d’efficacité des 9 cristaux de germanium présents sur BEDO (CL1-4 ayant un problème de double pics) obtenues à l’aide d’une source de  $^{152}\text{Eu}$  (en rouge les points issus de la mesure, en bleu l’extrapolation)

### Spectre $\gamma$ conditionné $\beta$

Afin d’obtenir un premier spectre, je commence par construire un spectre calibré en énergie et en coïncidence avec un événement dans le détecteur  $4\pi\beta$ . Pour cela, j’ai utilisé le programme "OnlineAnalysis.C" créé par Alain Goasduff et Asénath Etilé lors des travaux de thèse de cette dernière [80].

Ce programme cherche les événements dans le détecteur  $\beta$ , puis regarde tout les événements  $\gamma$  avant et après dans une certaine fenêtre de temps ( $3 \mu\text{s}$  pour commencer).

Ensuite, une sélection plus précise de la fenêtre de coïncidence est faite en regardant l’histogramme représentant  $\Delta T_{\beta\gamma}$  (FIGURE 4.3). Cette condition permet de ne garder que les événements  $\gamma$  issus de la désexcitation électromagnétique d’un noyau après une décroissance  $\beta$ , et ainsi de supprimer fortement le fond dans le spectre FIGURE 4.4. Les fonds aléatoires deviennent alors négligeables, cela est dû à la quasi insensibilité du détecteur plastique  $4\pi\beta$  au photon  $\gamma$  et à la lumière de la salle et le fait que le détecteur BEDO n’est pas dans l’axe du séparateur PARRNe et ainsi est protégé du fond  $\gamma$  issu de l’arrêt du faisceau au niveau du séparateur par le mur placé entre le séparateur et le reste de la salle.

En comparant l’aire des pics entre le spectre non conditionné et le spectre conditionné  $\beta$ , on obtient une efficacité de détection  $\beta$  de  $52 \pm 3\%$ . On considère que l’efficacité  $\beta$  ne dépend pas de l’énergie de l’électron ce qui n’est pas tout à fait exact mais reste une bonne approximation.

#### 4.1. Construction du spectre en énergie $\gamma$ de la décroissance du $^{83}\text{Ga}$

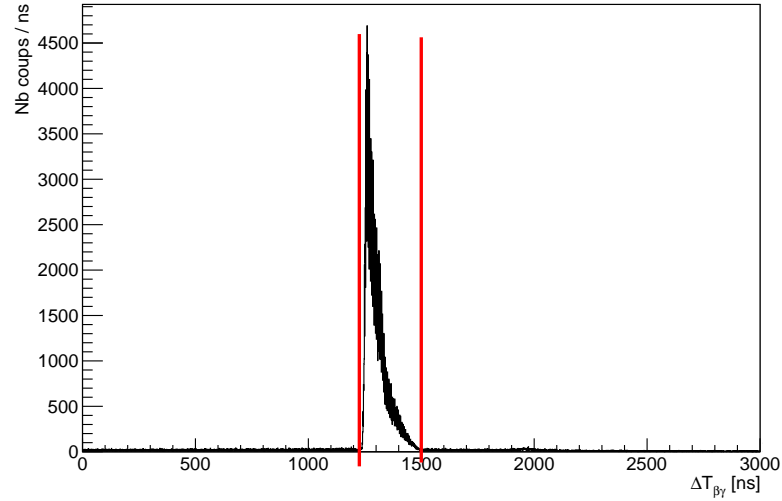


FIGURE 4.3 – Distribution des différences en temps entre la détection d'un événement dans le détecteur  $4\pi\beta$  et d'un événement dans une voie Ge. Les lignes rouges indiquent la sélection des événements prompts.

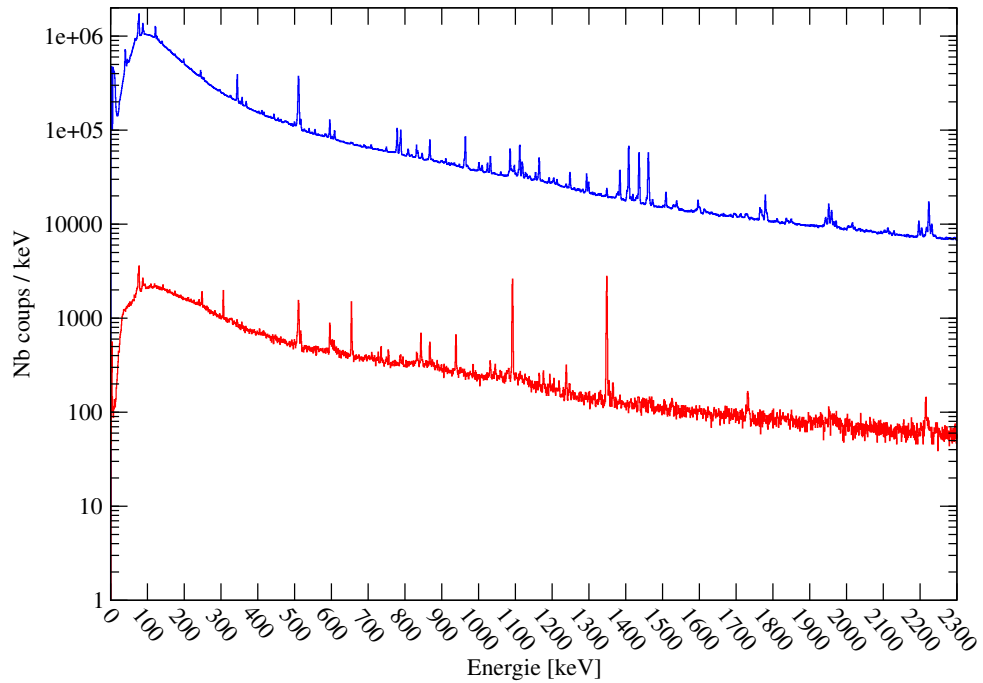


FIGURE 4.4 – Spectre  $\gamma$  de la décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$  obtenu avec BEDO (bleu), conditionné  $\beta$  (rouge)

La variation en fonction de l'énergie est prise en compte dans l'erreur.

Les trois procédures suivantes ne s'appliquent qu'aux détecteurs HPGe. Il n'y a pas d'autre condition utile sur la sélection des événements  $\text{LaBr}_3$ .



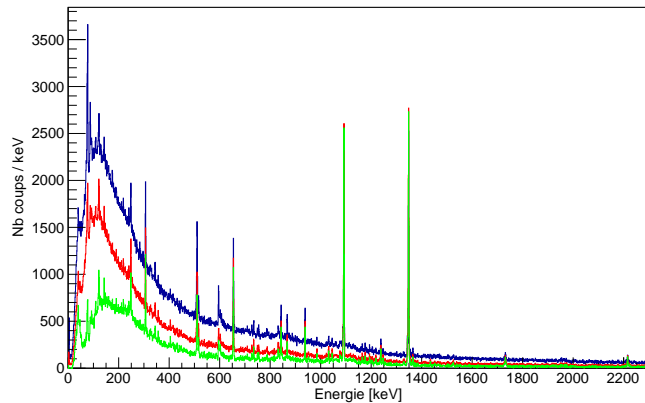
### Suppression du fond Compton

On supprime une partie du fond Compton en supprimant les événements dans le détecteur germanium en coïncidence avec un événement dans le bouclier Anti-Compton (BGO) correspondant. La géométrie de BEDO fait que les boucliers anti-Compton ne couvrent pas les angles avants et arrières des détecteurs germanium donc la réjection Compton est peu efficace à très basse énergie et à haute énergie.

### AddBack

La procédure dite d'"AddBack" consiste à reconstruire l'énergie d'un photon ayant déposé une partie de son énergie dans un des quatre cristaux d'un CLOVER par diffusion Compton et le reste dans son cristal voisin. Pour cela, on somme l'énergie déposée dans le premier cristal avec l'énergie déposée dans le second cristal si ces énergies sont déposées dans les cristaux dans une fenêtre de temps compatible correspondant au temps de réponse des détecteurs ( $\Delta T_{\gamma\gamma} \leq 50\text{ns}$ ). Cette procédure a pour effet de réduire le fond Compton à basse énergie et d'augmenter le nombre de coups dans les pics à haute énergie comme montré sur la FIGURE 4.5.

FIGURE 4.5 – Spectre  $\gamma$  obtenu avec les détecteurs Ge, conditionné  $\beta$  et après suppression Compton (bleu), après reconstruction de l'énergie dans les CLOVER par le processus d'AddBack (rouge), avec rejet du rayonnement de freinage des électrons dans les cristaux de Ge (vert)



### Réjection des événements correspondant au rayonnement de freinage des particules $\beta$ dans les cristaux de Ge

La dernière étape de suppression de fond dans les spectres  $\gamma$  est la réjection des événements associés à la perte d'énergie des particules  $\beta$  dans les cristaux de Ge. Pour cela, on retire du spectre les événements en coïncidence temporelle avec une particule  $\beta$  détectée dans le VETO associé au détecteur Ge dans lequel est détecté le photon. Cet effet est surtout visible à basse énergie. On obtient alors le spectre final (en vert sur la FIGURE 4.5).

## 4.2 Matrice de coïncidence

Afin de pouvoir attribuer toutes les transitions observées dans le spectre  $\gamma$  à la désexcitation d'un noyau, on a deux possibilités. La première est de pouvoir le relier à une transition connue par l'étude des coïncidences  $\gamma-\gamma$ . La seconde est de regarder l'évolution de l'activité  $\gamma$   $\beta$ -retardée caractéristique au cours du temps car cette distribution temporelle dépend du temps de vie du noyau parent au travers des équations de Bateman (Chapitre 2). Afin d'étudier les coïncidences, on construit des matrices ayant en abscisse l'énergie déposée dans un détecteur Ge lors d'un événement 1 et en ordonnées celles déposées dans les autres détecteur Ge lors d'événements en coïncidence avec l'événement 1, c'est-à-dire en coïncidence avec le même événement  $\beta$  et dans une fenêtre temporelle dite de coïncidence (pour les coïncidence  $\gamma-\gamma$ ) ou le temps (pour les distributions temporelles). Une projection sur l'axe des ordonnées d'une tranche de la matrice centrée en  $E_1$  donnera toutes les énergies  $E_i$  déposée par des événements en coïncidence avec l'événement 1 ou la distribution temporelle des événements ayant déposé une énergie  $E_1$  dans un détecteur Ge.

**Matrice  $\beta-\gamma-\gamma$**

**Matrice  $\beta-\gamma_{Ge}-\gamma_{Ge}$**

Il s'agit de la matrice qui a pour abscisse l'énergie déposée par un événement 1 dans un détecteur Ge et en ordonnées celles déposées par tous les événements en coïncidence avec l'événement 1 ( $|\Delta T| < 100\text{ns}$ ), ces deux événements étant en coïncidence avec un même événement  $\beta$ . Cette matrice est symétrique (si événement 1 est en coïncidence avec événement 2 alors événement 2 est en coïncidence avec événement 1).

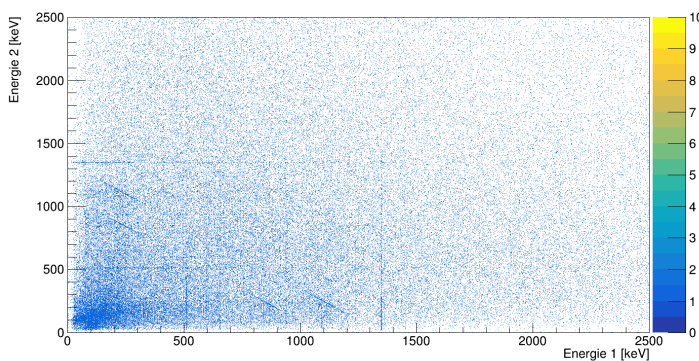


FIGURE 4.6 – Matrice  $\gamma_{Ge}-\gamma_{Ge}$  obtenue par décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$

Pour la décroissance  $\beta$  du  $^{83}\text{Ga}$ , on obtient la matrice représentée sur la FIGURE 4.6. Cette matrice possède des anti-diagonales dues aux coïncidences venant de la diffusion Compton, *i.e.* le photon résiduel issu d'une diffusion Compton dépose son énergie dans un autre détecteur Ge, il y a coïncidence et la somme des deux énergies déposée est égale à l'énergie du photon incident  $E_i$  quelque soit l'énergie déposée dans le premier cristal, on a donc une anti-diagonale passant par les points  $(0, E_i)$  et  $(E_i, 0)$  de la matrice de coïncidence. Ces anti-diagonales s'évanouissent aux

énergies intermédiaires car cela correspond à un angle de diffusion couvert par les boucliers anti-Compton entourant les détecteurs Ge. Les morceaux d'anti-diagonale restant correspondent à un petit premier dépôt d'énergie correspondant un grand angle de diffusion ( $\sim 180^\circ$ , *backscattering*) et un grand second dépôt d'énergie dans un autre détecteur..

**Matrice  $\beta - \gamma_{\text{LaBr}_3} - \gamma_{\text{Ge}}$**

Cette matrice (FIGURE 4.7) est comme la précédente, une matrice de coïncidence entre deux événement  $\gamma$  mais cette fois le premier est détecté par un détecteur germanium (CLOVER ou coaxial) et le second par le détecteur  $\text{LaBr}_3$ , ainsi la matrice n'est pas symétrique. Cette matrice permet d'avoir accès aux possibles cascades de transitions de hautes énergies ( $E_\gamma > 4 \text{ MeV}$ ) avec celles observées à plus basse énergie d'excitation.

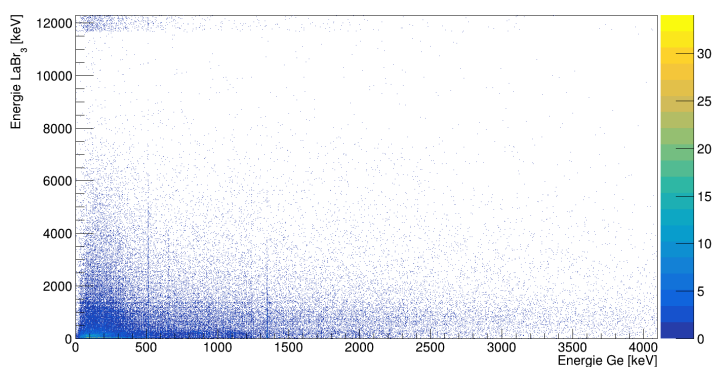


FIGURE 4.7 – Matrice  $\gamma_{\text{LaBr}_3} - \gamma_{\text{Ge}}$  obtenue par décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$

**Matrice  $\gamma_{\text{Ge}} - T$**

Cette matrice ayant pour abscisse le temps attribué par l'acquisition à l'événement Ge (*i.e.*, le temps écoulé pour chaque cycle après le début de collection du faisceau sur la bande) et en ordonnée l'énergie déposée dans le détecteur Ge comme montré sur la FIGURE 4.8.

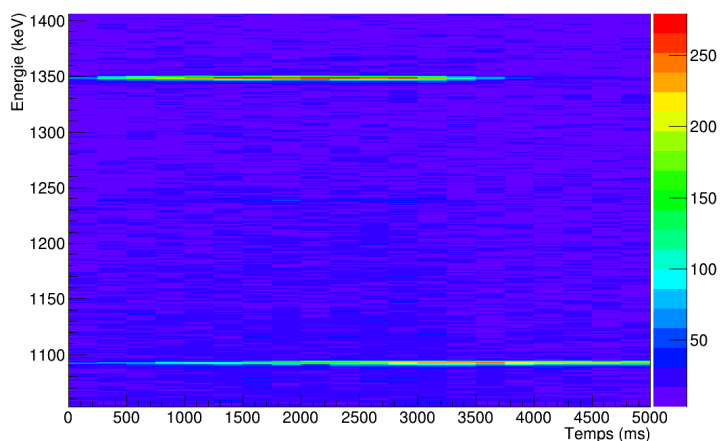


FIGURE 4.8 – Portion de la matrice  $\gamma_{\text{Ge}} - T$  obtenue par décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$ . On aperçoit la distribution temporelle différente des lignes correspondants au  $\gamma$  d'énergie 1092 keV (décroissance de  $^{82}\text{Ge}$ ) et 1348 keV (décroissance de  $^{83}\text{Ga}$ )

Comme mentionné précédemment, l'évolution temporelle de l'activité  $\gamma$   $\beta$ -retardée dépend

de la durée de vie du noyau parent. (Exemple : un rayonnement  $\gamma$  issu de la désexcitation du  $^{83}\text{Ge}$  a un comportement temporelle dépendant de la durée de vie du  $^{83}\text{Ga}$ ). Toutes ces matrices vont nous être utiles pour établir le schéma de niveau de la décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$ .



« La science dans ces résultats est plus magique que la magie : c'est une magie à preuves ! »

Jean-Marie Adiaffi - La Carte d'Identité

# 5

## Etude de la décroissance $\beta$ de $^{83}\text{Ga}$ : Résultats

### Sommaire

---

5.1	Analyse du spectre $\gamma$ . . . . .	78
5.2	Coïncidence $\gamma - \gamma$ . . . . .	78
5.3	États au delà du seuil de séparation neutron . . . . .	82
5.3.1	Déconvolution du spectre . . . . .	83
5.3.2	Coïncidence LaBr <sub>3</sub> -Ge . . . . .	84
5.4	Comportement temporel et durée de vie . . . . .	85
5.5	Schéma de niveau de la décroissance $\beta$ du $^{83}\text{Ga}$ . . . . .	87

---

Une fois les données organisées comme expliqué dans le chapitre précédent, il faut maintenant les analyser afin de pouvoir en extraire la physique d'intérêt. Pour cela, on va chercher à construire le schéma de niveaux peuplés par la décroissance  $\beta$  à partir du jeu de coïncidences  $\gamma - \gamma$  et des distributions temporelles des activités  $\gamma$ . Ensuite, les probabilités de transition  $\beta$  et les valeurs de  $\log ft$  associées seront déduites.

## 5.1 Analyse du spectre $\gamma$

La spectroscopie  $\gamma$  du noyau  $^{83}\text{Ge}$  a essentiellement été étudiée auprès de l'installation ALTO et auprès de HRIBF de l'ORNL au travers de la décroissance  $\beta$  du  $^{83}\text{Ga}$  [51, 85, 86, 87] et de la décroissance  $\beta n$  du  $^{84}\text{Ga}$  [51, 86, 88, 89].

De plus, dans le spectre  $\gamma$  sont présentes les différentes activités  $\gamma$  issues des différentes générations de descendants du  $^{83}\text{Ga}$  jusqu'au Se ( $^{82}\text{Se}$  est stable et l'activité de  $^{83}\text{Se}$  est trop faible pour être observable). Pour cela, j'ai utilisé les travaux décrits dans les références [62] ( $^{82}\text{As}$ ), [90] ( $^{83}\text{As}$ ) et [91] ( $^{82}\text{Se}$  et  $^{83}\text{Se}$ ).

Ces différents travaux ont permis d'identifier les différentes lignes du spectre présenté en FIGURE 5.1.

## 5.2 Coïncidence $\gamma - \gamma$

L'étude la plus récente étant celle de D. Verney, D. Testov *et al.* [51], j'ai utilisé leur tableau récapitulatif comme base pour ce travail. On fait donc une tranche dans la matrice  $\gamma - \gamma$  (FIGURE 4.6) pour chaque transition répertoriée (248, 1045, 1238 et 1248 keV) dans [51] afin de construire notre schéma de niveau.

### Coïncidence avec la transition de 248 keV

On sélectionne une tranche dans les événements de la matrice  $\gamma - \gamma$  autour de la raie centrée à l'énergie 247.8(8) keV, avec une soustraction des tranches de fond autour du pic, on obtient le spectre de la FIGURE 5.2. On constate la présence de la raie à 1204.9(3) keV déjà connue comme appartenant au spectre de désexcitation de  $^{83}\text{Ge}$  [87, 89]. Une tranche inverse *i.e.* une tranche autour de la raie observée (ici à 1204.9(3) keV) dans la tranche précédente, (FIGURE 5.3) permet d'établir la coïncidence. Celle-ci permet d'établir l'existence d'un état à 1452 keV, une transition directe de cet état à l'état fondamental n'est pas observé dans le spectre.

Il s'agit de la seule coïncidence observée avec la transition à 247.8(8) keV. La coïncidence avec une transition à 798 keV (observée dans [89]) n'est pas observée (sûrement en raison du manque de statistique ( $\frac{I_{\gamma(1205)}}{I_{\gamma(798)}} \simeq 3.5$  d'après [87] c'est-à-dire moins de deux coup dans le spectre de coïncidence.)).

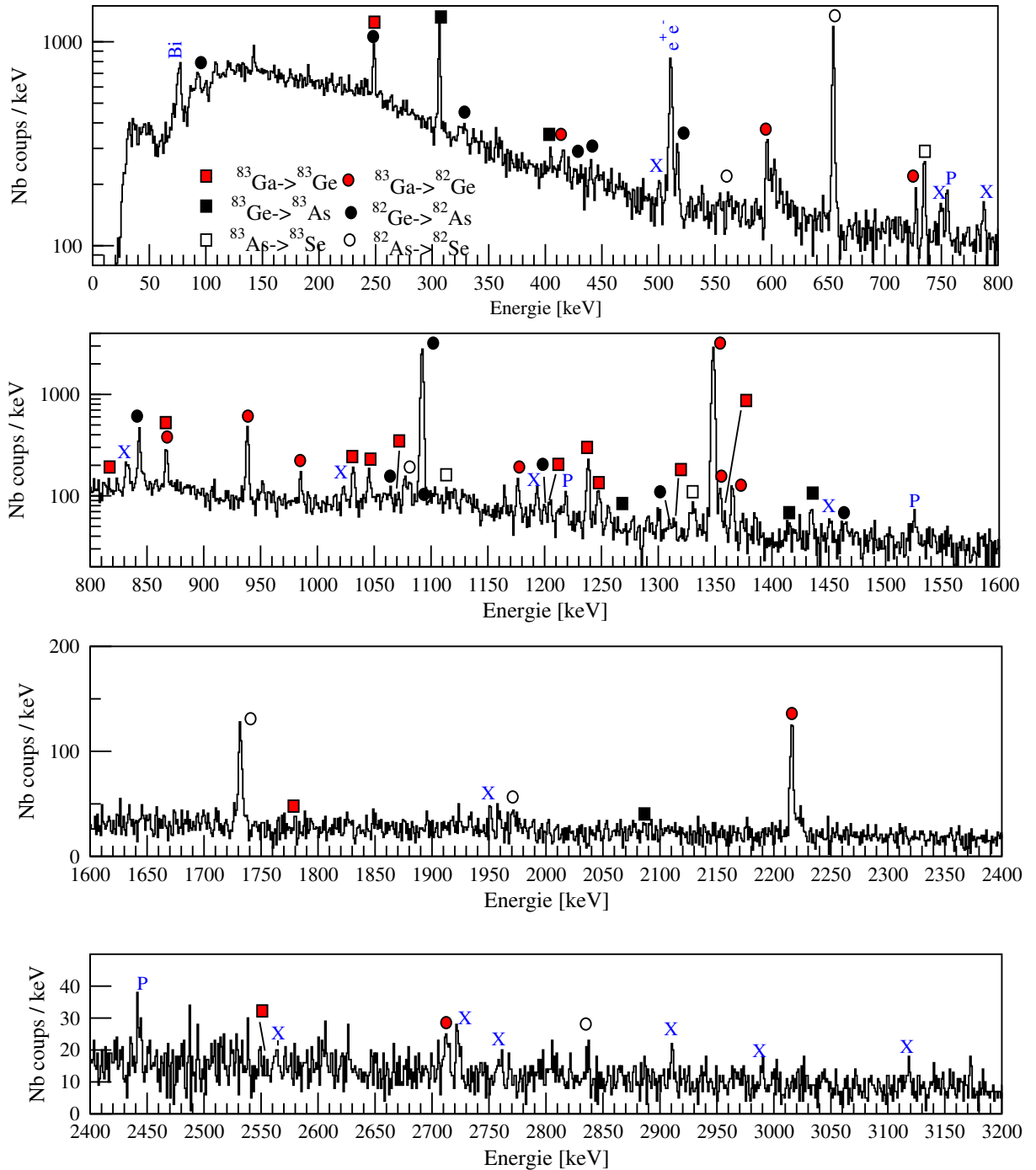


FIGURE 5.1 – Spectre  $\gamma$  conditionné  $\beta$  issu de la décroissance de  $^{83}\text{Ga}$ . Les pics observés sont associés aux différentes activités à l’aide des symboles indiqués dans le panneau du haut. X représente les raies non identifiées et P les polluants (distribution temporelle indépendante du faisceau)



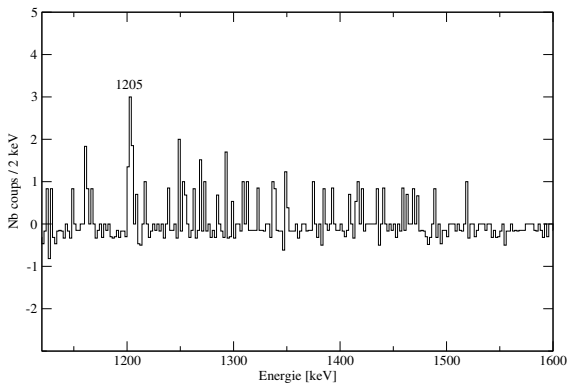


FIGURE 5.2 – Projection de la tranche centrée autour de la raie à l'énergie 247.8(8) keV des événements de la matrice  $\gamma - \gamma$ .

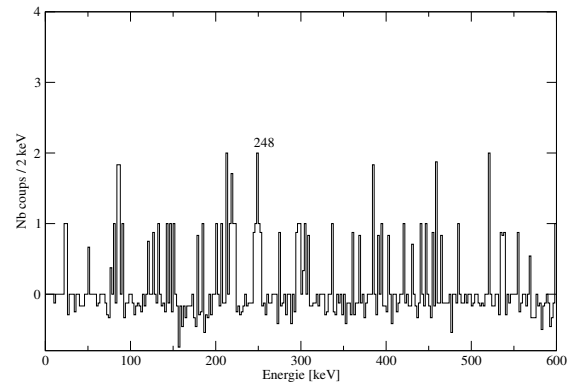


FIGURE 5.3 – Projection de la tranche centrée autour de la raie à l'énergie 1204.9(3) keV des événements de la matrice  $\gamma - \gamma$ .

### Coïncidence avec la transition de 1045 keV

Une tranche sur la matrice  $\gamma - \gamma$  dans la région d'énergie correspondant à la raie centrée sur l'énergie 1045.5(2) keV, ne permet pas de distinguer de coïncidence claire, on peut supposer que cet état est donc directement peuplé par une transition  $\beta$ , comme observé par les précédentes études.

### Coïncidence avec la transition de 1238 keV

Un spectre conditionné par l'énergie 1238.4(1) keV montre des événements à l'énergie 1316.2(2) keV (FIGURE 5.4). La coïncidence est établie par la condition inverse (FIGURE 5.5). Cette coïncidence permet d'établir l'existence d'un état localisé à l'énergie somme de 2554.6(3) keV, or sur le spectre on observe une transition d'énergie 2555.0(6) keV pouvant être une transition dépeuplant cet état vers l'état fondamental. Je propose d'attribuer cette transition au schéma de décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$  pour la première fois.

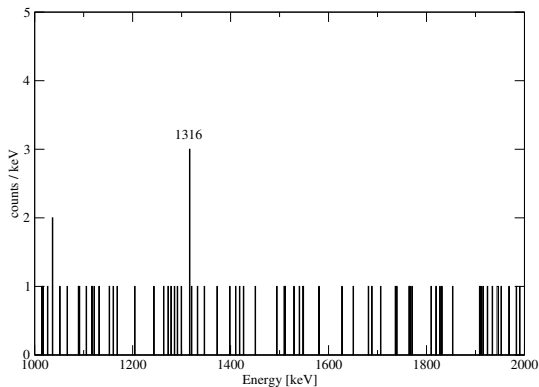


FIGURE 5.4 – Projection des gammas en coïncidences avec la raie d'énergie 1238.4(1) keV des événements de la matrice  $\gamma - \gamma$ .

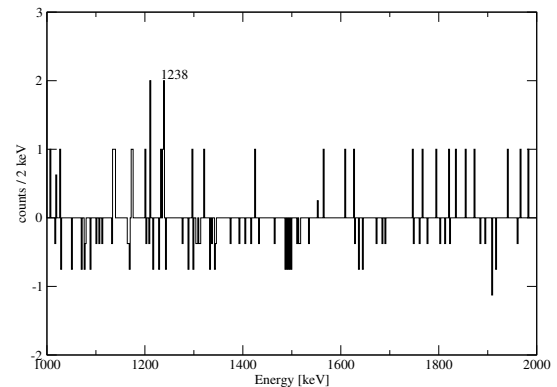


FIGURE 5.5 – Projection de la tranche centrée autour de la raie à l'énergie 1316.2(2) keV des événements de la matrice  $\gamma - \gamma$ .

Je ne confirme pas la transition à 703 keV observée (en coïncidence avec la transition à 1238 keV) par M.F. Alshudifat *et al.* [87], non observée dans le spectre conditionné  $\beta$  malgré la forte intensité relative mesurée (33% relativement à la transition à 1238 keV [87]).

### Coïncidence avec a transition de 1247 keV

En sélectionnant une tranche dans les événements de la matrice  $\gamma - \gamma$  autour de la raie centrée à l'énergie 1247.5(3) keV, on observe deux raies dans le spectre  $\gamma$  obtenu, une à 1031.8(2) keV (FIGURE 5.6) et l'autre à 2277.5(7) keV (FIGURE 5.8). La tranche inverse valide la coïncidence dans les deux cas (FIGURE 5.7 et 5.9).

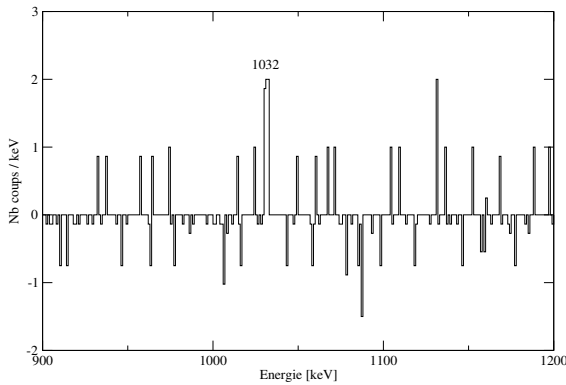


FIGURE 5.6 – Projection de la tranche centrée autour de la raie à l'énergie 1247.5(3) keV des événements de la matrice  $\gamma - \gamma$ .

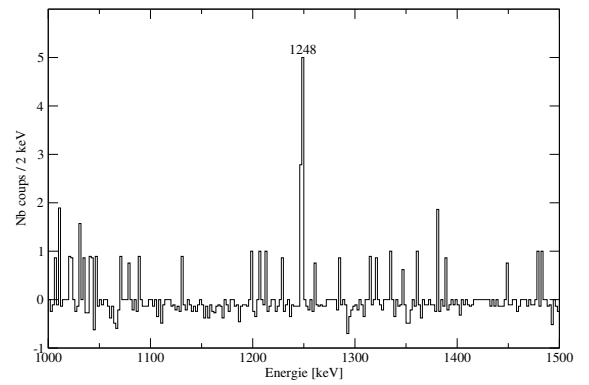


FIGURE 5.7 – Projection de la tranche centrée autour de la raie à l'énergie 1031.8(2) keV des événements de la matrice  $\gamma - \gamma$ .

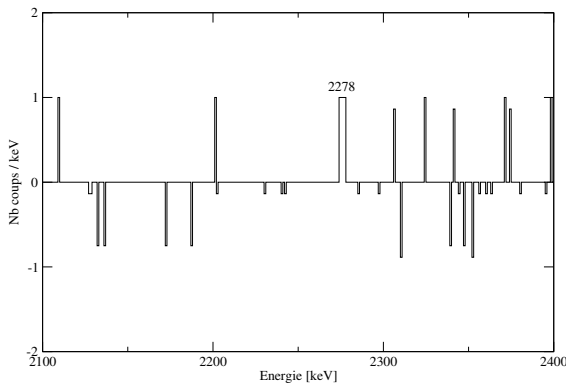


FIGURE 5.8 – Projection de la tranche centrée autour de la raie à l'énergie 1247.5(3) keV des événements de la matrice  $\gamma - \gamma$ .

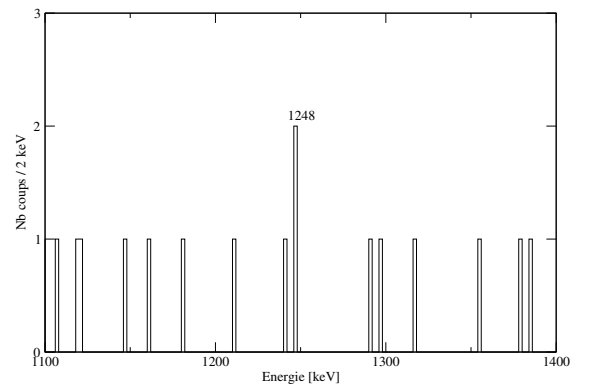


FIGURE 5.9 – Projection de la tranche centrée autour de la raie à l'énergie 2277.5(7) keV des événements de la matrice  $\gamma - \gamma$ .

Je propose d'attribuer ces deux nouvelles transitions au schéma de décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$ .

Ensuite, grâce à ma participation à l'expérience E680 au GANIL (G. Duchêne *et al.*), j'ai eu la

connaissance de deux raies identifiées comme issues du schéma de décroissance des états Yrast de  $^{83}\text{Ge}$  observées aussi dans le spectre issu de la décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$ , la première correspondant à la transition 1247 keV et une à 1359 keV signant une nouvelle transition observée et attribuée au schéma de niveaux de la décroissance de  $^{83}\text{Ga}$ . Ces deux transitions sont confirmées par la seconde expérience de cette thèse, voir Chapitre 8.

### Coïncidence avec a transition de 1359 keV

Un spectre conditionné par l'énergie 1359.1(3) keV, montre une raie à 821(2) keV (FIGURE 5.10). Cette coïncidence est validée par la tranche inverse (FIGURE 5.11).

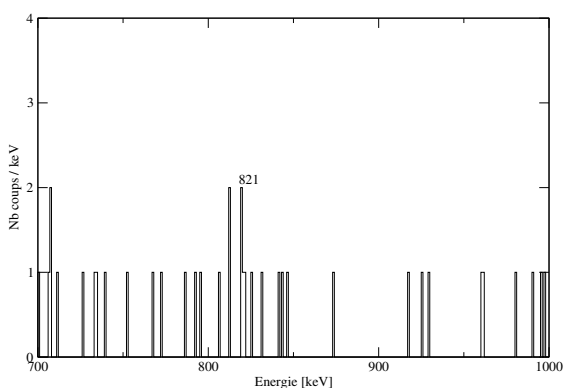


FIGURE 5.10 – Projection de la tranche centrée autour de la raie à l'énergie 1359.1(3) keV des événements de la matrice  $\gamma - \gamma$ .

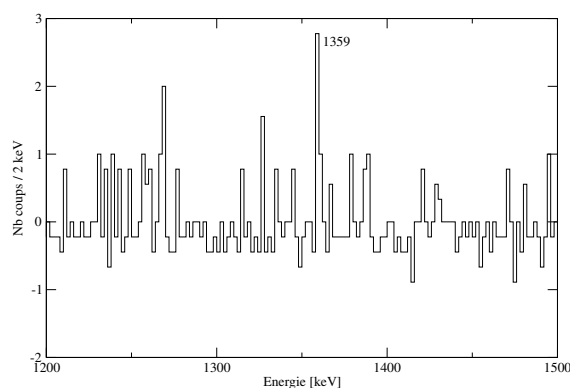


FIGURE 5.11 – Projection de la tranche centrée autour de la raie à l'énergie 821(2) keV des événements de la matrice  $\gamma - \gamma$ .

## 5.3 États au delà du seuil de séparation neutron

On se concentre ici sur l'étude du spectre obtenu avec le cristal de  $\text{LaBr}_3$ . Cette étude a été menée par A. Gottardo [77] et j'en résume les résultats principaux car elle contient des résultats complémentaires à mon analyse permettant la construction du schéma de niveaux de  $^{83}\text{Ge}$  alimenté par la décroissance de  $^{83}\text{Ga}$ .

En comparant les spectres conditionnés  $\beta$  de  $^{80,83}\text{Ga}$  (FIGURE 5.12) obtenus dans les mêmes conditions par un simple changement de masse sélectionnée par le séparateur de masse PARRNe, on constate dans le cas de  $^{80}\text{Ga}$  que l'intensité d'émission  $\gamma$  diminue fortement à partir de 5 MeV pour devenir proche de zéro (à hauteur du fond) après le seuil de séparation neutron de  $^{80}\text{Ge}$  (8.1 MeV), en bleu sur la FIGURE 5.12. Par contre, dans le cas de  $^{83}\text{Ga}$ , l'intensité d'émission  $\gamma$  reste très importante (jusqu'à 9 MeV) après le le seuil de séparation neutron de  $^{83}\text{Ge}$  (3.6 MeV), en rouge sur la FIGURE 5.12. On note que dans la région de 6 à 8 MeV (soit au-delà du seuil d'émission neutron de  $^{83}\text{Ge}$ , le rapport d'intensité entre les deux spectres est d'un ordre de grandeur.

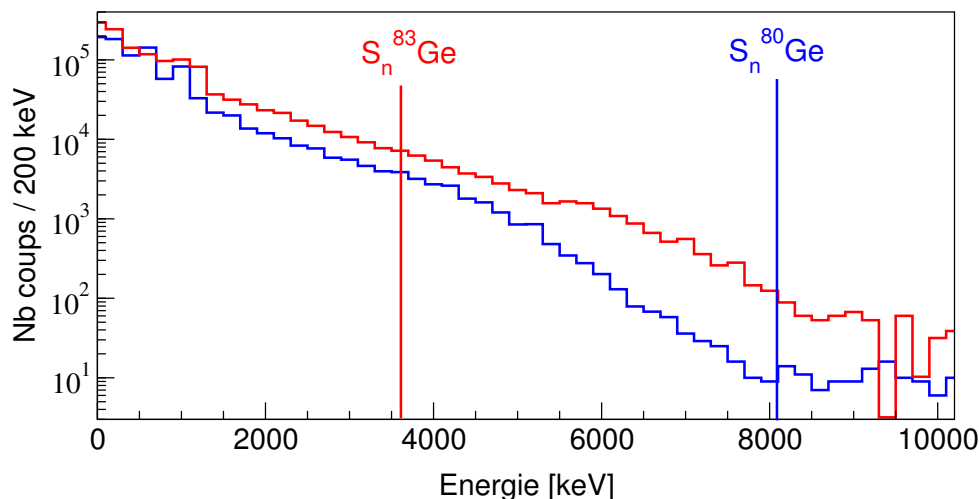


FIGURE 5.12 – Spectres en énergie  $\gamma$  obtenus par décroissance du  $^{83}\text{Ga}$  (rouge) et  $^{80}\text{Ga}$  (bleu) à l'aide du cristal de  $\text{LaBr}_3$

### 5.3.1 Déconvolution du spectre

En raison de la résolution du détecteur et du processus d'interaction  $\gamma$ -matière à ce régime d'énergie (création de paire électron-positron avec échappement d'un ou des deux photons d'énergie 511 keV venant de l'annihilation du positron ...), on ne distingue pas de photopic clair dans le spectre de la FIGURE 5.12. Pour reconstruire le spectre de pleine énergie, on a effectué une déconvolution du spectre à l'aide de la fonction de réponse du détecteur.

Une simulation a été réalisée en utilisant Geant4 pour un  $\gamma$  entre 0.5 et 11 MeV par pas de 10 keV. Ainsi, on effectue une déconvolution du spectre obtenu à l'aide de la fonction *unfolding* de ROOT, qui va considérer que le contenu de chaque bin du spectre est une combinaison linéaire du contenu du même bin des différents spectres simulés.

Pour mesurer précisément la fonction de réponse du détecteur  $\text{LaBr}_3$  (et la comparer aux simulation), nous avons réalisé une expérience avec les protons de 5 MeV auprès de l'accélérateur ARAMIS<sup>1</sup>[92] du CSNSM<sup>2</sup> avec la réaction  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$  permettant, de plus, de vérifier la linéarité (en énergie) et mesurer l'efficacité du détecteur jusqu'à 11 MeV.

On obtient alors un coefficient pour chaque spectre simulé (beaucoup sont égaux à zéro), on peut représenter ce coefficient en fonction de l'énergie du  $\gamma$  ayant permis la simulation et on obtient le spectre montré FIGURE 5.13.

A l'aide de l'efficacité mesurée, l'intensité  $\gamma$  absolue a pu être déterminée et est de 16(6)% pour l'ensemble des transitions ayant une énergie  $\geq 4$  MeV.

1. Accelerator for Research in Astrophysics, Microanalysis and Implantation in Solids  
2. Centre de Sciences Nucléaires et de Sciences de la Matière

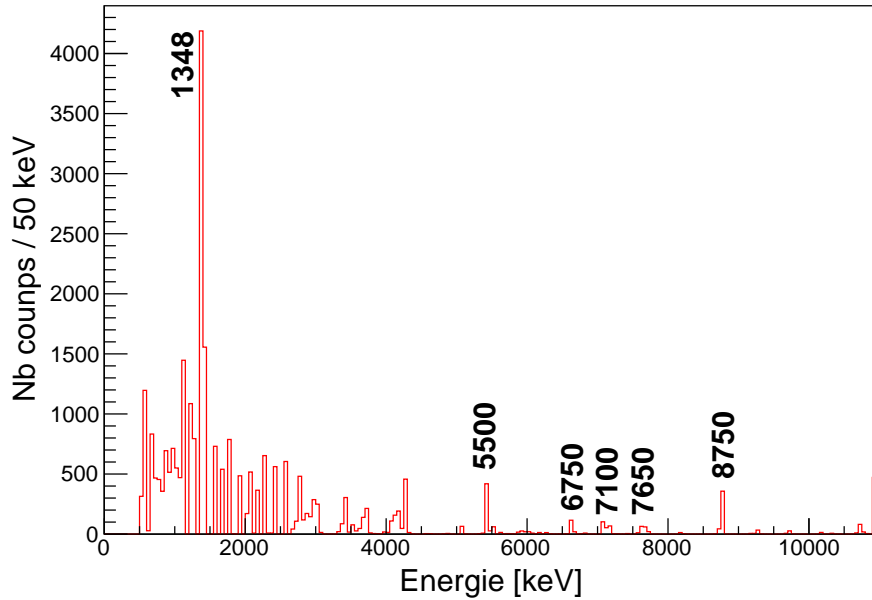


FIGURE 5.13 – Spectre obtenu après déconvolution du spectre de la décroissance de  $^{83}\text{Ga}$  montré FIGURE 5.12.

### 5.3.2 Coïncidence LaBr<sub>3</sub>-Ge

En effectuant une sélection dans la matrice  $\gamma_{\text{LaBr}_3}\text{-}\gamma_{\text{Ge}}$  (FIGURE 4.7) pour des événements d'énergie supérieure à 5 MeV, on constate l'absence d'événement à 1348 keV (rassurant car il s'agit de la transition la plus importante de la voie  $\beta - n$ ) et la présence de la transition à 1238 keV (transition la plus intense de la voie  $\beta$ ). Une recherche des coïncidences plus précise sur cette transition montre une coïncidence très claire (avec un niveau de confiance supérieur à 99% [77]) avec une transition de 5.5 MeV (FIGURE 5.14). Cela pourrait venir d'un état à environ 6750 keV décroissant aussi vers l'état fondamental par la transition observée à cette énergie.

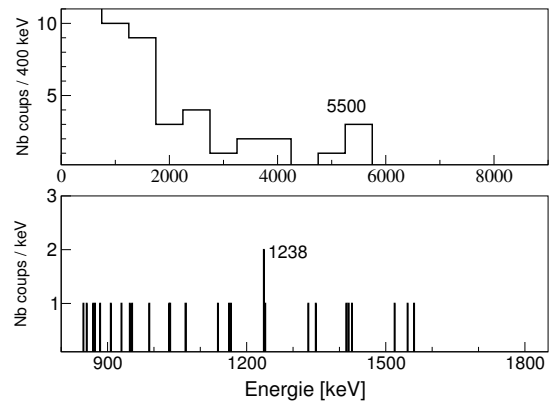


FIGURE 5.14 – Tranches dans la matrice FIGURE 4.7 centrée sur la raie à 1238.2(1) keV (haut) et centrée sur la bosse à 5500(500) keV (bas).

En raison de la faible statistique présente dans le jeu de donnée en coïncidence entre événements Ge et LaBr<sub>3</sub>, des coïncidences avec d'autres transitions à basse énergie n'ont pu être

établies. Néanmoins, par des considérations de probabilités de transition ( $\sum I_\beta = 100\%$ ), on peut raisonnablement penser qu'elles existent.

## 5.4 Comportement temporel et durée de vie

A l'aide la matrice 4.8, en effectuant des tranches centrée sur les raies d'énergies données, on peut étudier le comportement temporel des événements constituant les différents photopics. La décroissance du père alimente les transitions  $\gamma$  dans le noyau fils ainsi, les états excités du noyau fils ont une durée de vie apparente égale à la durée de vie  $\beta$  du noyau père. Pour effectuer cette mesure, on utilise les équations de Bateman dont le calcul dans notre cas est décrit dans l'annexe B.

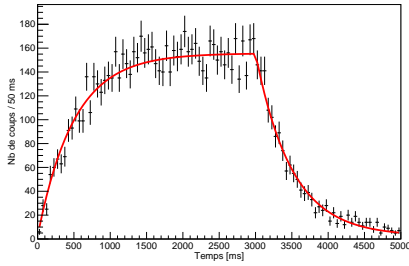


FIGURE 5.15 – Comportement temporel de la raie d'énergie 1348.43(1) keV. Le fit donne  $T_{1/2} = 333(26)$  ms

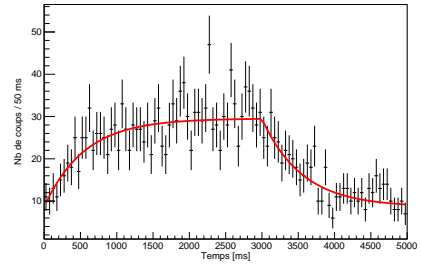


FIGURE 5.16 – Comportement temporel de la raie d'énergie 938.47(6) keV. Le fit donne  $T_{1/2} = 321(37)$  ms

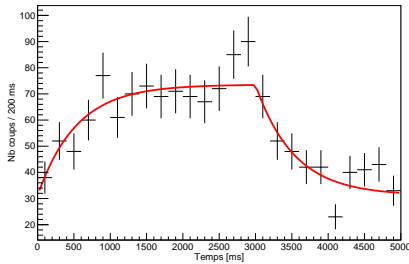


FIGURE 5.17 – Comportement temporel de la raie d'énergie 1045.5(2) keV. Le fit donne  $T_{1/2} = 330(54)$  ms

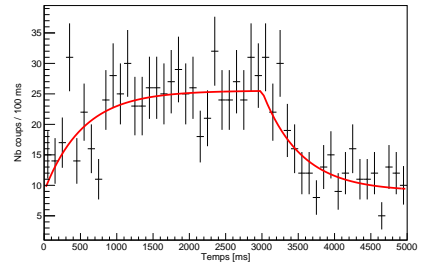


FIGURE 5.18 – Comportement temporel de la raie d'énergie 1176.3(2) keV. Le fit donne  $T_{1/2} = 333(65)$  ms

Plusieurs mesures de temps de demi-vie des transitions  $\gamma$   $\beta$ -retardée dans  $^{83}\text{Ge}$  ont été faites (FIGURES 5.15 à 5.24) dont la moyenne pondérée (eq. 5.1) donne 322(15) ms ce qui légèrement supérieur à la valeur évaluée (308.1(10) ms) qui peut être expliquée par la présence d'un fond dont la durée de vie est supérieure (descendants, fond ambiant ...) et par le fait que le cycle a ici été choisi dans le but de maximiser le rapport activité du faisceau sur activité des descendants et non pour mesurer la durée de vie de  $^{83}\text{Ga}$ . Cela est néanmoins suffisant pour valider l'attribution

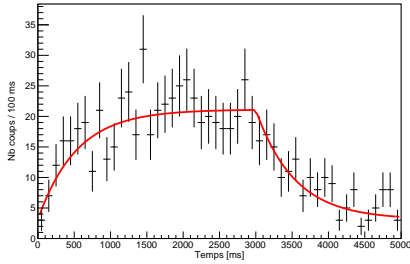


FIGURE 5.19 – Comportement temporel de la raie d'énergie 1354.5(2) keV. Le fit donne  $T_{1/2} = 370(52)$  ms

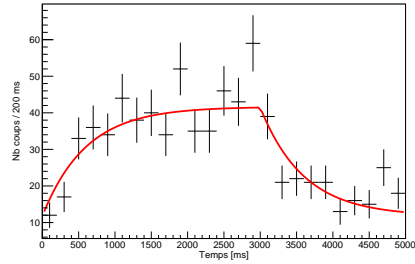


FIGURE 5.20 – Comportement temporel de la raie d'énergie 2215.7(2) keV. Le fit donne  $T_{1/2} = 325(50)$  ms

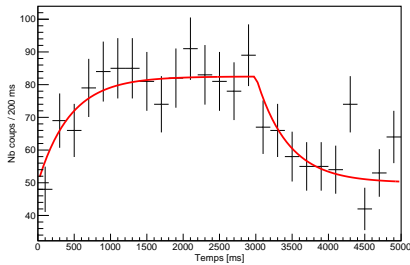


FIGURE 5.21 – Comportement temporel de la raie d'énergie 596.94(6) keV. Le fit donne  $T_{1/2} = 307(78)$  ms

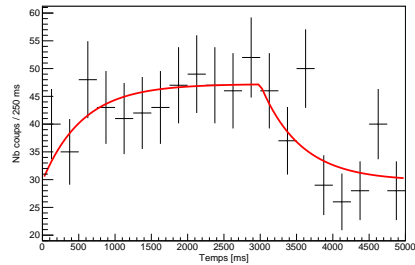


FIGURE 5.22 – Comportement temporel de la raie d'énergie 1204.9(3) keV. Le fit donne  $T_{1/2} = 384(158)$  ms

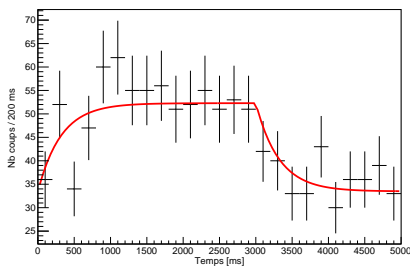


FIGURE 5.23 – Comportement temporel de la raie d'énergie 1247.5(3) keV. Le fit donne  $T_{1/2} = 221(92)$  ms

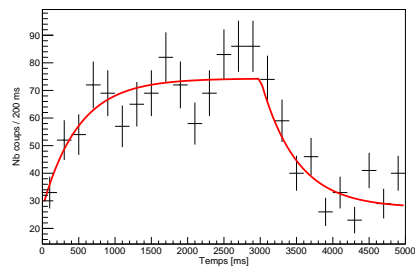


FIGURE 5.24 – Comportement temporel de la raie d'énergie 1238.2(1) keV. Le fit donne  $T_{1/2} = 282(54)$  ms

de ces transitions à la décroissance de  $^{83}\text{Ga}$  (FIGURE 5.25).

$$\bar{T}_{1/2} = \frac{\sum \frac{T_{1/2}}{\sigma^2}}{\sum \frac{1}{\sigma^2}} \text{ et } \bar{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{\sum \frac{1}{\sigma^2}}} \quad (5.1)$$

Toutes les coïncidences sont résumées dans la TABLE 5.1, les intensités relatives des différentes transitions par rapport à la transition d'énergie 1348.43(1) keV du  $^{82}\text{Ge}$ , ainsi que les durées de vie mesurées à l'aide de ces transitions sont aussi reportées.

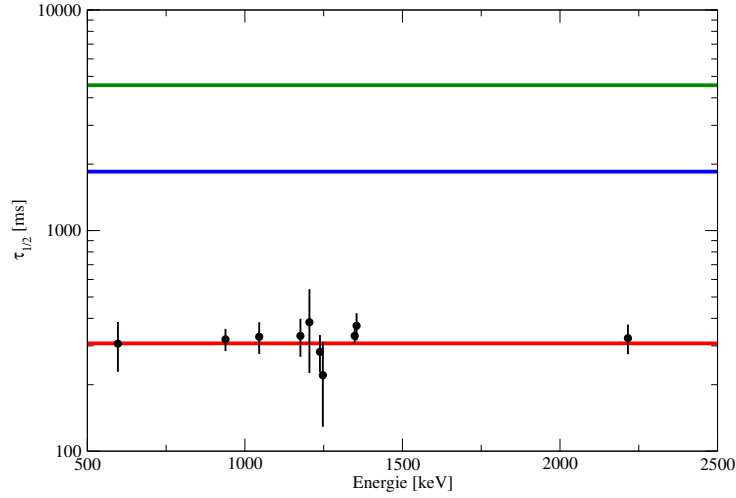


FIGURE 5.25 – Temps de demi-vie mesuré en fonction de l'énergie de la raie  $\gamma$  considérée (noir). En rouge est représentée la durée de vie évaluée de  $^{83}\text{Ga}$ , en bleu, celle de  $^{83}\text{Ge}$  et en vert celle de  $^{82}\text{Ge}$ .

$E_\gamma$ [keV]	$I_{\text{rel}}$	$\gamma - \gamma$	$T_{1/2}$ [ms]
247.8(8)	2.8(6)	1204.9	--
821(2)	< 0.1	1359.1	--
1031.8(2)	4.1(6)	1247.5	--
1045.5(2)	3.5(7)	--	330(54)
1204.9(3)	2.4(5)	247.8	384(158)
1238.2(1)	7.1(8)	1316.2, 5500	282(54)
1247.5(3)	3.4(6)	1031.8, 2277.5	221(92)
1316.2(2)	0.7(3)	1238.2	--
1359.1(3)	1.6(4)	821	--
2277.5(7)	0.7(4)	1247.5	--
2555.0(6)	0.6(3)	--	--
5500(500)	1.0(6)	1238.2	--
415.6(7)	1.5(4)	938.5, 1348.4	--
596.94(6)	4.9(6)	938.5, 1348.4	307(78)
727.6(2)	2.1(5)	938.5, 1348.4	--
867.04(7)	7.2(7)	1348.4	--
938.47(6)	11.8(10)	415.6, 596.9, 727.6, 1348.4	321(37)
985.0(1)	2.1(5)	1348.4	--
1176.3(2)	4.8(7)	1348.4	333(65)
1348.43(1)	100.0(44)	415.6, 596.9, 727.6, 867.0, 938.5, 985.1, 1176.3, 1354.5, 1365.4	333(26)
1354.5(2)	3.4(5)	1348.4	370(52)
1365.4(2)	3.9(5)	1348.4	--
2215.7(2)	7.5(8)	--	325(50)
2713.1(3)	1.6(6)	--	--

TABLE 5.1 – Listes des raies  $\gamma$  observées dans la décroissance  $\beta$ (haut)/ $\beta n$ (bas) du  $^{83}\text{Ga}$  assignées à la désexcitation du  $^{83}\text{Ge}$  (haut) et  $^{82}\text{Ge}$  (bas), avec leur intensité relative à la raie la plus intense et leurs coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$ .

## 5.5 Schéma de niveau de la décroissance $\beta$ du $^{83}\text{Ga}$

A l'aide de la TABLE 5.1, on construit le schéma de niveau présenté en FIGURE 5.26. Pour cela, on considère que deux transitions  $\gamma$  en coïncidence sont en cascade et que la plus intense



est forcément celle qui est le plus près de l'état fondamental.

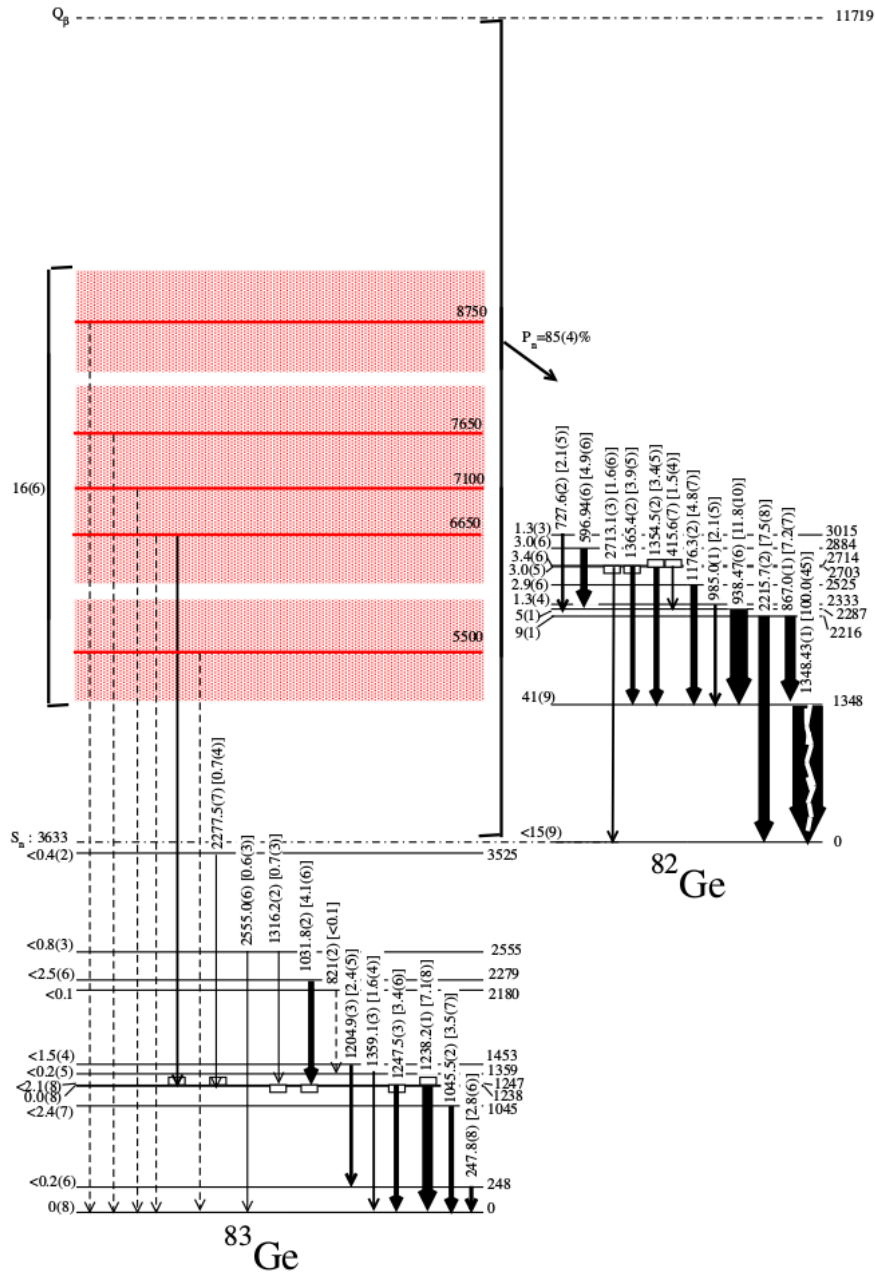


FIGURE 5.26 – Schéma de niveau de la décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$ . A gauche sont reportées les probabilités de transition  $\beta$ ,  $I_\beta$  (respectivement  $\beta - n$ ,  $I_{\beta-n}$ ) et à droite les énergies des états. En rouge sont représentés les possibles résonances neutron émettrices  $\gamma$  dans  $^{83}\text{Ge}$ .

De plus, on calcule le rapport d'embranchement  $I_\beta$  comme étant la somme des intensités absolues des transitions dépeuplant un état à laquelle on soustrait la somme des intensités absolues peuplant ce même état (Les intensités absolues sont calculées en considérant que la raie à 1092 keV de  $^{82}\text{As}$  a une intensité absolue de 90(10)% et avec l'aide des équations de Bateman

5.5. Schéma de niveau de la décroissance  $\beta$  du  $^{83}\text{Ga}$ 

Energy[keV]	$J^\pi$	$B(\%)$	$\log ft$
0	$5/2^+$	$< 0(8)$	$> 7.3$
247.8(8)	$1/2^+$	$< 0.2(6)$	$> 10.4(5)^u$
1045.5(2)	$(1/, 3/2^+)$	$< 2.4(7)$	6.7(1)
1238.2(1)	$(3/, 5/2^+)$	2.1(8)	6.69(17)
1247.5(3)	--	0.0(8)	$> 7.1$
1359.1(3)	--	0.2(5)	10.1(5) <sup>u</sup>
1452.7(9)	$(1/, 3/, 5/2^+)$	1.5(4)	9.2(1)
2180(2)	--	$< 0.1$	$> 7.8$
2279.3(4)	--	2.5(6)	6.4(1)
2554.4(2)	--	0.8(3)	6.8(2)
3525.0(8)	--	0.4(2)	6.9(2)
6750(500)	--	1.0(6)	5.5(4)
0	$0^+$	$< 15(9)$	
1348.43(1)	$2^+$	41(9)	
2215.7(2)	$(2^+)$	9(1)	
2286.9(1)	$(4^+)$	5(1)	
2333.4(1)	--	1.3(4)	
2524.7(2)	--	2.9(6)	
2702.5(7)	--	3.0(5)	
2713.8(2)	--	3.4(6)	
2883.8(1)	--	3.0(6)	
3014.5(2)	--	1.3(3)	

TABLE 5.2 – Listes des états excités dans le  $^{83}\text{Ge}$  (haut) et le  $^{82}\text{Ge}$  (bas) avec les assignations de spin-parité proposées dans Ref. [86, 89].

(Annexe B)), *i.e.* l'intégrale du photopic à 1092 keV permet de remonter à la quantité de  $^{82}\text{Ge}$  ayant décru et donc à la quantité de  $^{83}\text{Ga}$  ayant déçu (on connaît le taux d'émission de neutron  $\beta$  retardée avec précision [51] et ainsi en normalisant les intégrales des photopics corrigées de l'efficacité au nombre de noyaux de  $^{83}\text{Ga}$  ayant déçu, on obtient les intensités absolues. Les valeurs de  $\log ft$  sont ensuite calculées à l'aide du calculateur du site NNDC [12]. Toutes ces valeurs sont reportées dans la TABLE 5.2.



« Une expérience scientifique est alors une expérience qui contredit l'expérience commune. »

Gaston Bachelard

# 6

## Mesure de durées de vie : Dispositif expérimental

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Méthode expérimentale . . . . .</b>	<b>92</b>
<b>6.2</b>	<b>Le GANIL . . . . .</b>	<b>93</b>
<b>6.3</b>	<b>Plunger OUPS . . . . .</b>	<b>94</b>
<b>6.4</b>	<b>Le spectromètre de masse VAMOS . . . . .</b>	<b>95</b>
6.4.1	Chambre à fils d'entrée (TMW) . . . . .	95
6.4.2	Chambre à fils du plan focal (MWPPAC) . . . . .	96
6.4.3	Chambre à dérive (DC) . . . . .	97
6.4.4	Chambres à ionisation (IC) . . . . .	97
<b>6.5</b>	<b>Le spectromètre AGATA . . . . .</b>	<b>98</b>
<b>6.6</b>	<b>Disposition géométrique du dispositif . . . . .</b>	<b>99</b>
<b>6.7</b>	<b>Acquisition et <i>trigger</i> . . . . .</b>	<b>100</b>

---

Afin de mesurer les durées de vie des états excités dans les isotones riches en neutrons  $N = 51$ , une expérience (E669) a été réalisée au GANIL utilisant le spectromètre de masse VAMOS, le détecteur germanium de dernière génération AGATA et le plongeur OUPS pour mettre en œuvre la technique RDDS présentée au chapitre 2.

Cette expérience est la deuxième de la première campagne AGATA au GANIL [93]. AGATA est en phase de construction dans le but d'atteindre  $1\pi$  sr de couverture d'angle solide avant la fin de la campagne au GANIL.

## 6.1 Méthode expérimentale

Comme on l'a vu dans le cas de la technique ISOL (voir Chapitre 3), la réaction permettant de produire des noyaux riches en neutrons est la fission d'actinides lourds ( $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{235,238}\text{U}$ ). En effet, la fission tend à conserver le rapport  $N/Z$  et celui-ci augmente avec  $A$  donc plus  $A$  est élevé plus les produits de fission auront un rapport  $N/Z$  élevé.

La fission peut être spontanée ( $^{252}\text{Cf}$ ) ou induite par une réaction avec des noyaux ou particules légères (proton, neutron, fusion avec un noyau léger tel que le  $^9\text{Be}$ ). De plus, la fission permet de couvrir une large partie de la carte des noyaux mais une identification en  $A$  et  $Z$  à l'aide d'un spectromètre est nécessaire<sup>1</sup> pour attribuer les transitions observées à l'aide d'un spectromètre  $\gamma$ .

Afin d'augmenter l'angle solide couvert par le spectromètre de masse dans le référentiel de centre de masse, il convient d'utiliser la cinématique inverse. Ainsi, grâce au boost de Lorentz, les produits de la réaction sont focalisés vers les angles avant dans le référentiel du laboratoire.

Il devient alors tout naturel d'utiliser la réaction en cinématique inverse de fusion/transfert-fission  $^{238}\text{U}(^9\text{Be},f)$  afin de produire les noyaux riches en neutrons proches de  $^{78}\text{Ni}$ . En effet, on préfère utiliser le  $^9\text{Be}$  ( $N/Z=2.25$ ) au  $^7\text{Li}$  ( $N/Z=2.33$ ) car celui-ci à une température de fusion très basse et donc résiste peu à un apport énergétique important par le faisceau et celui-là est facilement étirable sur un cadre de porte-cible permettant d'avoir une cible la plus plane possible nécessaire dans le cas de l'utilisation d'un plongeur (voir section 6.3).

Enfin, l'énergie du faisceau est choisie pour être 6.2 AMeV qui permet d'avoir une énergie dans le centre de masse légèrement supérieure à celle de la barrière coulombienne que la réaction ait lieu en entrée ou en sortie de la cible ( $E \sim 5$  AMeV après passage dans la cible) [94].

---

1. Des expériences sont aussi réalisées sans spectromètre de masse mais nécessite une statistique plus importante et une grande multiplicité

## 6.2 Le GANIL

Le GANIL<sup>2</sup> est un laboratoire de physique nucléaire situé à Caen (Normandie, France). Il est issu d'un GIE<sup>3</sup> entre le CEA-DSM<sup>4</sup> et le CNRS-IN2P3<sup>5</sup>. Il possède au sein de son campus une INB<sup>6</sup> dans laquelle se trouve un complexe d'accélérateurs et de détecteurs dédiés à la physique nucléaire.

Actuellement, le GANIL possède 5 cyclotrons. Les deux premiers (C0) permettent (l'un ou l'autre) de donner aux ions issus de la source l'énergie minimale nécessaire pour être guidés au travers des lignes de faisceaux. Les deux suivants (CSS<sup>7</sup>) placés en cascade permettent d'accélérer les ions jusqu'à une énergie allant de 6 à 95 MeV par nucléons. Le faisceau peut ensuite être envoyé vers les aires expérimentales ou être envoyé dans une cible épaisse afin de former un faisceau radioactif par technique ISOL (voir chapitre 3) puis ré-accélééré avec le cyclotron CIME (FIGURE 6.1).

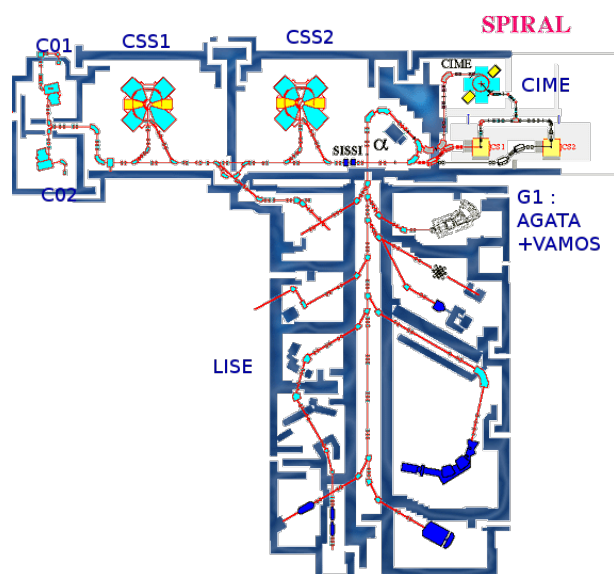


FIGURE 6.1 – Accélérateurs et salles d'expérience du GANIL

Dans le cas de notre expérience, on utilise un faisceau de  $^{238}\text{U}$  ayant une intensité de 0.3 pA (c'est-à-dire  $1.9 \times 10^9$  pps) et une énergie de 6.2 MeV par nucléon. Ce faisceau est créé dans une source à plasma puis successivement accéléré à l'aide du cyclotron C01 et du cyclotron à secteurs séparés CSS1 avant d'être envoyé dans la salle G1 où se trouve le dispositif expérimental.

- 
2. Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
  3. Groupement d'Intérêt Économique
  4. Commissariat de l'Énergie Atomique et des Énergies Alternatives-Division des Sciences de la Matière
  5. Centre National de Recherche Scientifique-Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules
  6. Installation Nucléaire de Base
  7. Cyclotrons à Secteurs Séparés

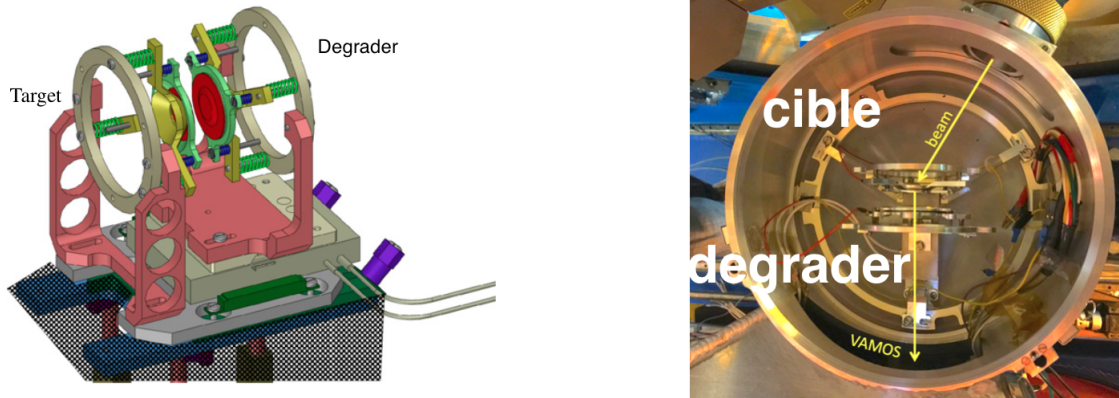


FIGURE 6.2 – Schéma du plongeur OUPS (gauche) et photo du plongeur OUPS dans la chambre de réaction d’AGATA pour l’expérience E669 (droite).

### 6.3 Plunger OUPS

Afin de mesurer des durées de vie d’états excités de noyaux, on utilise la technique RDDS présentée au chapitre 2. Pour cela, on utilise le plongeur OUPS<sup>8</sup> développé au CSNSM à Orsay [95].

Un plongeur est un appareil placé dans la chambre de réaction supportant une première cible (où se produit la réaction nucléaire avec le faisceau) et une seconde cible (appelée dégradeur) dont le but est de ralentir les produits de la réaction qui s’opère dans la première (FIGURE 6.2). Le but du plongeur est de maintenir la distance entre le cible et le dégradeur fixe et de garder les deux cibles parallèles.

Cela n’est pas trivial car en raison du dépôt d’énergie du faisceau sur les deux cibles, celles-ci se déforment. Ainsi, afin de maintenir la distance constante, le support du dégradeur est placé sur un rail et peut être déplacé par un moteur piézoélectrique. Un asservissement en distance est alors possible en mesurant la capacité du condensateur formé par les deux cibles (la capacité d’un condensateur plan est proportionnelle à la distance entre les deux plans).

Le matériau constituant le dégradeur est choisi de manière à limiter les réactions nucléaires avec les produits de la réaction ( $B_c > \overline{E}_{\text{produit}}$ ). De plus, celui-ci doit être suffisamment épais pour permettre un ralentissement suffisant des ions pour distinguer convenablement les deux composantes dans le spectre  $\gamma$  (voir Chapitre 2), mais suffisamment fin pour limiter le *straggling* qui tend à élargir les distributions en vitesse et à conserver une vitesse suffisamment élevée pour permettre une identification en  $Z$  (voir Chapitre 7). Le dégradeur choisi est composé de magnésium naturel (majoritairement  $^{24}\text{Mg}$  ( $B_c = 61 \text{ MeV}$  pour  $\overline{E}_{\text{produit}} = 55 \text{ MeV}$ ). L’épaisseur a été choisie de  $5 \text{ mg.cm}^{-2}$  à l’aide de simulation Geant4 afin de conserver une bonne séparation entre les deux composantes (voir Annexe A).

La cible de  $^9\text{Be}$  utilisée a une épaisseur de  $2.07 \text{ mg.cm}^{-2}$  afin de coller au plus près d’une expérience similaire [94] et la cible de  $2.3 \text{ mg.cm}^{-2}$  ayant cassé pendant l’opération d’étirage

8. Orsay Universal Plunger System

(*stretching*) sur le cadre du plunger. Le choix de l'épaisseur a pour but de faire un compromis entre une grande luminosité et une faible dispersion en vitesse.

Afin d'identifier les produits de la réaction et mesurer leur vitesse, on utilise le spectromètre de masse VAMOS. Trois distances cible-dégradeur ont été utilisées ; 120(10), 270(10) et 520(10)  $\mu\text{m}$  ce qui correspond, avec une vitesse moyenne  $\beta = 10\%$  à des temps de vol de 3.4, 8 et 15 ps.

## 6.4 Le spectromètre de masse VAMOS

VAMOS<sup>9</sup> (FIGURE 6.3) est un spectromètre de masse de grande acceptation [96]. Il s'agit d'un spectromètre magnétique composé de deux quadrupoles et d'un dipôle permettant de sélectionner et d'identifier les produits de la réaction à l'aide d'un ensemble de détection au plan focal.

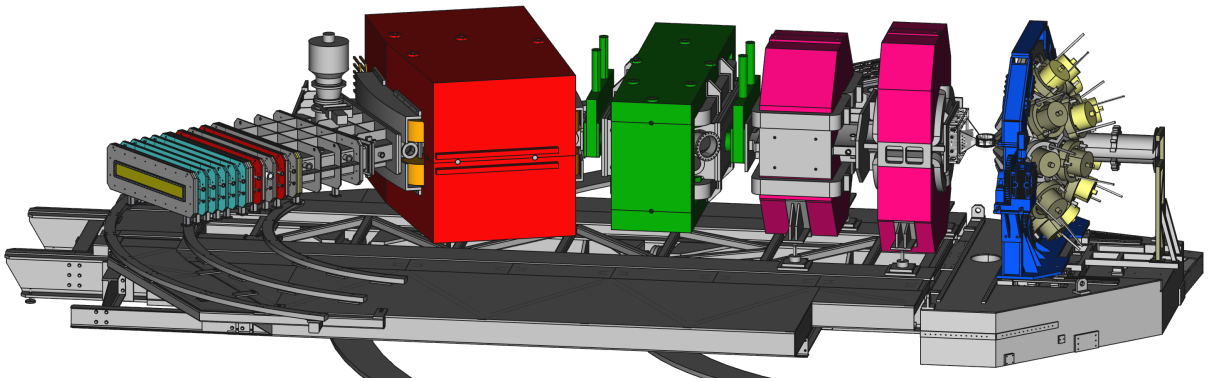


FIGURE 6.3 – Vue d'ensemble du spectromètre VAMOS associé à un spectromètre  $\gamma$ .

VAMOS peut être divisé en 5 grands ensembles (FIGURE 6.4) :

1. Une chambre à fils (TMW) située à l'entrée du spectromètre qui permet de reconstruire la direction et le point de départ des ions. Elle sert de plus de start pour la mesure de temps de vol des ions dans le spectromètre ;
2. Un ensemble de deux quadrupoles (pour augmenter l'acceptance) et un dipôle magnétique afin de disperser les ions en fonction de leur masse, charge et quantité de mouvement ;
3. Une chambre à fils (MWPPAC) utilisée comme stop pour la mesure du temps de vol dans le spectromètre ;
4. Deux chambres à dérives pour mesurer la position et la direction des ions au plan focal ;
5. Quatre chambres à ionisation pour mesurer l'énergie cinétique totale de l'ion.

### 6.4.1 Chambre à fils d'entrée (TMW)

La chambre à fils d'entrée est un détecteur gazeux de 105 mm d'épaisseur dont l'entrée et la sortie sont composées de 3 plans de fils (horizontaux ou verticaux) afin de mesurer la position

9. Variable MOde Spectrometer



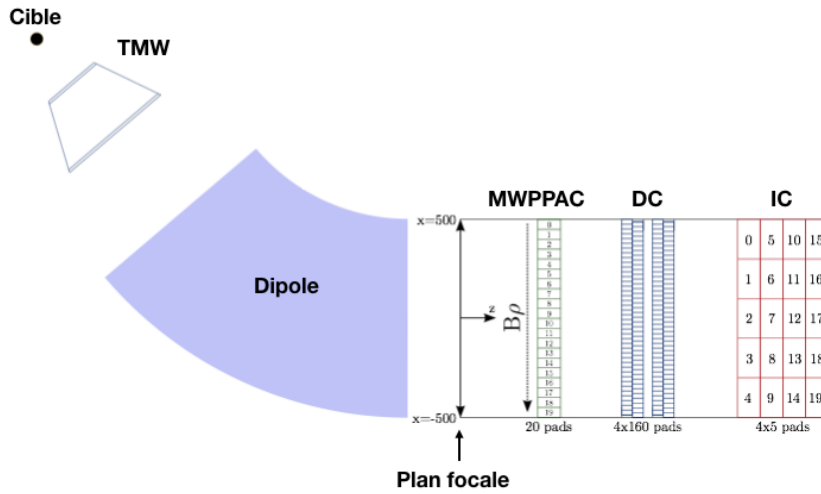


FIGURE 6.4 – Schéma de principe de VAMOS réalisé par J. Dudouet. Sur ce schéma sont représentés les différents détecteurs du plan focal.

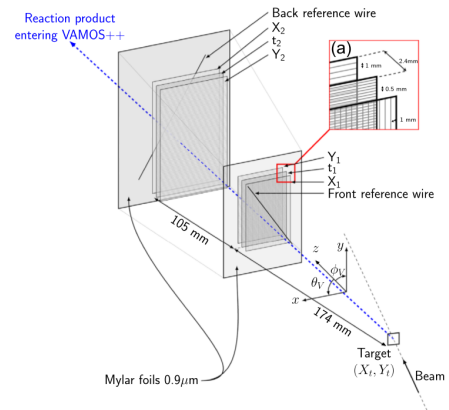


FIGURE 6.5 – Vue schématique du détecteur de type chambre à fils d'entrée de VAMOS. Figure tirée de [97].

( $X_{i,12}$  et  $Y_{i,12}$ ) de l'ion à la position  $Z_{i,12}$  de ces plans, FIGURE 6.5. De ces deux mesures, on reconstruit (en supposant une trajectoire linéaire) le point d'émission de l'ion sur la cible ( $X_t$  et  $Y_t$ ) avec une résolution de  $239(30)\ \mu\text{m}$  et la direction des ces ions  $\theta_V$  et  $\phi_V$  avec une résolution de  $1.1(1)\ \text{mrad}$  [97].

De plus, le plan intercalé entre les plans  $X_1$  et  $Y_1$  est utilisé comme start pour les TAC<sup>10</sup> (au nombre de 20, voir description du MWPPAC) mesurant le temps de vol des ions dans VAMOS. Il possède une résolution de  $130(5)\ \text{ps}$  [97].

#### 6.4.2 Chambre à fils du plan focal (MWPPAC)

Placée juste après le dipôle de VAMOS, cette chambre à fils gazeuse divisée en 20 sections indépendantes (FIGURE 6.4) permet de donner le stop au TAC auquel elle est rattachée dont le

10. Convertisseur Temps-Amplitude : délivre un signal porte dont l'amplitude est proportionnelle au temps écoulé entre le start et le stop.

start est donné par la TMW décrite précédemment. Les TAC sont calibrés en temps à l'aide de ligne à retard. On obtient pour le temps de vol une résolution de 305(11) ps [97].

A chaque événement, on associe donc un temps de vol et un numéro de section. Une correction de l'alignement en temps est nécessaire et sera présentée au Chapitre 7.

### 6.4.3 Chambre à dérive (DC)

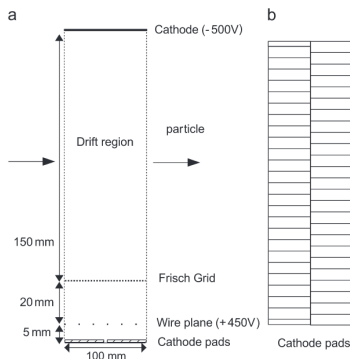


FIGURE 6.6 – Vue schématique d'une chambre à dérive (a) Disposition des pads en quinconce de la cathode (b). Figure tirée de Ref. [98].

Un ensemble de deux chambres à dérives (l'une derrière l'autre) permet de mesurer l'abscisse et l'ordonnée de l'ion les traversant. Il s'agit de détecteurs gazeux. La traversée de la chambre par l'ion ionise le gaz sur sa trajectoire. Les électrons dérivent en raison du champ électrique créé par les potentiels appliqués à la cathode et au plan de fils, entraînant une multiplication des électrons sous forme d'avalanche. La charge est alors collectée par les deux rangées de 64 pistes disposées en quinconce FIGURE 6.6. On obtient alors, en mesurant le centroïde du dépôt de charge sur les pistes, l'abscisse pour chaque rangée de pistes pour chaque chambre  $X_{1,2,3,4}$ .

L'ordonnée est quant à elle obtenue en mesurant le temps entre l'interaction de l'ion dans la chambre et la mesure de la charge sur les pistes. On utilise de nouveau un TAC avec comme start la détection de l'ion par la chambre à fils décrite précédemment (MWPPAC) et le stop (signal rapide créé par induction dans le plan de fils). On remonte ensuite pour chaque rangée et pour chaque chambre à l'ordonnée  $Y_{1,2,3,4}$  grâce à la vitesse de dérive des électrons dans le gaz  $v = 5.3 \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$  [98].

En supposant de nouveau la trajectoire de l'ion linéaire, on reconstruit l'abscisse et l'ordonnée de l'ion au plan focal (plan non-physique placé à l'origine de l'axe  $z$ ) avec une résolution respective de 0.3 mm en abscisse et 1 mm en ordonnées [98]. On reconstruit de plus la direction de l'ion  $\theta_f$  et  $\phi_f$ .

### 6.4.4 Chambres à ionisation (IC)

Comme le montre la FIGURE 6.4, après avoir traversé la chambre à fils (MWPPAC) et les chambres à dérives (DC), l'ion s'arrête dans l'une des quatre chambres à ionisation (IC). La pression du gaz dans ces chambres est de 40 mbar afin de s'assurer que les ions y déposent toute leur énergie cinétique.

Chacune de ces chambres possèdent cinq pistes pour la collection de charge. Contrairement aux chambres à dérives, la différence de potentiel entre la cathode et l'anode est faible n'entraînant pas de phénomène d'avalanche. Ainsi, le nombre d'électrons collectés est directement égal au nombre de paires ion-électron créées par le passage de l'ion dans le gaz [99]. On obtient ainsi l'énergie cinétique déposée par l'ion dans chacune des chambres de 125 mm d'épaisseur.

Tous les détecteurs gazeux possèdent en entrée et en sortie une fenêtre de mylar de  $2.5\mu\text{m}$  d'épaisseur permettant de placer ces détecteurs dans le vide de la ligne de faisceau. Néanmoins, celles-ci se déforment sous l'effet de la pression du gaz obligeant à des corrections sur le dépôt d'énergie en fonction de la position de l'ion. En effet, en raison des déformations, l'épaisseur de gaz traversé varie en fonction des coordonnées dans le plan focal.

## 6.5 Le spectromètre AGATA

Habituellement, afin d'améliorer le rapport pic sur total, on utilise des boucliers Anti-Compton (comme pour BEDO, chapitre 3) afin de supprimer les événements issus d'un photon  $\gamma$  n'ayant pas déposé toute son énergie dans un détecteur. On a alors une partie de l'angle solide qui ne peut être utilisé pour la détection utile (pour le spectromètre Gammasphere, couvrant  $4\pi$  sr, seul  $2\pi$  sr sont couverts par des détecteurs Ge [100]).

La première innovation technologique ayant permis d'augmenter l'angle solide couvert par des détecteurs Ge est l'encapsulation. Cela consiste à placer chaque cristal de Ge sous vide dans une capsule d'aluminium (isolant chaque cristal électriquement) autorisant à placer plusieurs cristaux très proches les uns des autres sous la forme de clusters, ce qui permet une isolation thermique et de faciliter les réparations (chaque cristal est indépendant). Le premier spectromètre  $\gamma$  à en bénéficier est EUROBALL [101]. Mais en raison de la large ouverture angulaire disponible en ayant un seul bouclier anti-Compton pour sept cristaux, la procédure d'AddBack sommat des événements indépendants créant du fond à haute énergie et une réduction du photopic à basse énergie entraînant une diminution du rapport pic sur total.

Afin de couvrir l'ensemble de l'angle solide tout en améliorant le rapport pic sur total sont nés deux projets, un européen AGATA<sup>11</sup> [102] et un américain GRETA<sup>12</sup> [103]. Le principe de ces deux détecteurs est de couvrir l'ensemble de l'angle solide ( $4\pi$  sr) de cristaux de germanium hautement segmentés. La grande segmentation des détecteurs permet d'avoir accès aux points d'interaction des photons  $\gamma$  dans le détecteur et de pouvoir ensuite, au lieu de supprimer les événements n'ayant pas déposés toute leur énergie, chercher à reconstruire l'ensemble des interactions au travers de l'algorithme dit de *tracking* (voir Chapitre 7).

Dans le cas d'AGATA, chaque cristal est électroniquement segmenté, six fois sur la longueur et en six parts autour de l'axe de rotation soit 36 segments, comme montré FIGURE 6.7.

L'utilisation de la segmentation seule permet d'obtenir une résolution spatiale de plusieurs centimètres. On analyse alors la forme des signaux (PSA) afin d'améliorer la résolution ( $\sim 5$

---

11. Advanced GAMMA Tracking Array

12. Gamma-Ray Energy Tracking Array

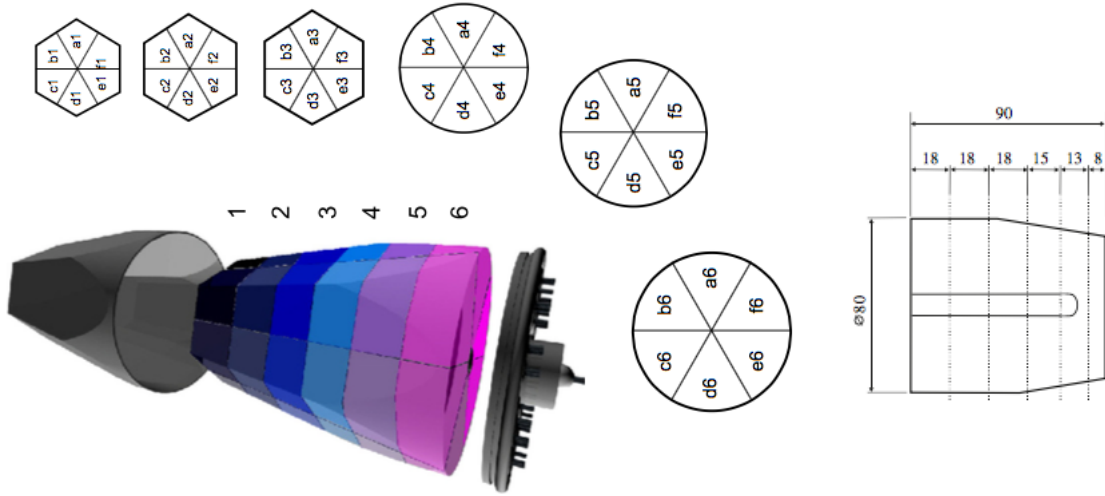


FIGURE 6.7 – Schéma de la segmentation et encapsulation (gauche) et des dimensions (en mm) de la segmentation (droite) d’un cristal de germanium d’AGATA. Figures tirées de Ref. [102].

mm). En effet, lors d’un dépôt d’énergie par un photon dans un segment, une partie des charges est collectée par les segments voisins (la segmentation n’est qu’électronique). Ainsi, à l’aide de bases donnant la réponse des segments voisins en fonction du point d’interaction (bases simulées ou mesurées à l’aide d’une table de scan [104]), on peut déduire par récurrence, la position du point d’interaction dans le segment et *a fortiori* dans le détecteur, voir FIGURE 6.8.

Ensuite, on applique un algorithme dit de *tracking* (voir Chapitre 7). Cet algorithme nous permet d’obtenir l’énergie du photon incident ainsi que le premier point d’interaction, et c’est dans ce dernier point que le spectromètre AGATA prend tout son sens pour les mesures de durées de vie avec la méthode RDDS. En effet, cette technique est basée sur des techniques de spectrométrie  $\gamma$  en vol, en particulier sur l’effet Doppler (voir chapitre 2). Ainsi, en connaissant très précisément le premier point d’interaction (FWHM $\sim$ 5mm) du photon dans le détecteur, on a accès avec une grande précision (FWHM $\sim$ 1 $^\circ$ ) à l’angle entre ce photon et la direction de l’ion émetteur (mesurée avec une grande précision par le détecteur d’entrée de VAMOS). Ainsi, on obtient une très bonne correction Doppler (Resolution de  $\sim$  5keV à 1 MeV contre  $\sim$  7 keV pour un détecteur plus classique tel qu’EXOGAM [105]).

## 6.6 Disposition géométrique du dispositif

La réaction étant en cinématique inverse (faisceau lourd sur cible légère), les produits de fission sont émis vers l’avant. Afin de sélectionner les produits de fission autour de la fermeture de couche  $N = 50$ , le spectromètre VAMOS a été placé à 28 $^\circ$  par rapport à l’axe du faisceau afin d’éviter l’entrée dans VAMOS des produits de fission les plus probables ( $A \sim 100$  et  $Z \sim 50$ ) pour diminuer le temps mort de VAMOS et améliorer le taux d’acceptation des événements d’intérêt [106].

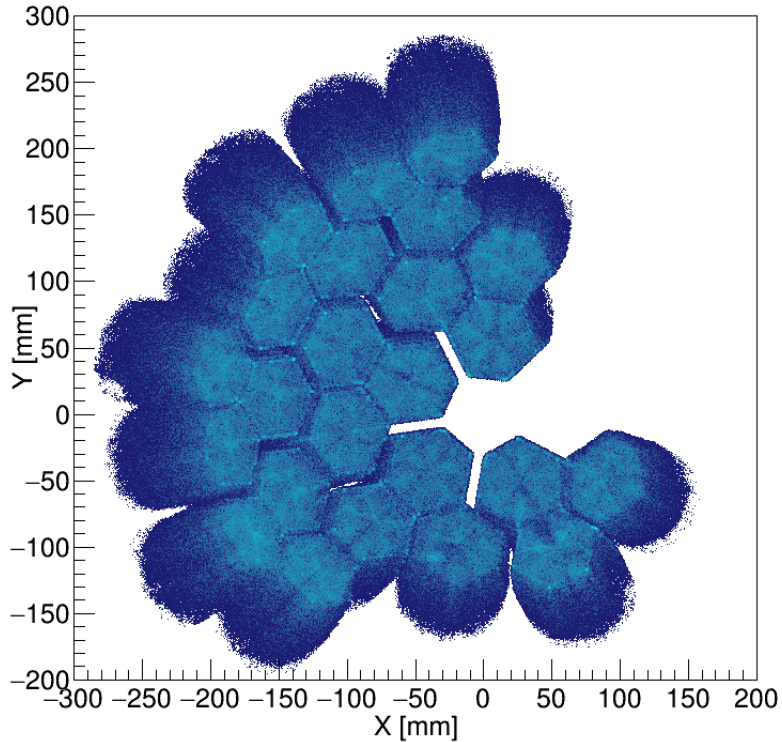


FIGURE 6.8 – Distribution des points d’interaction dans AGATA reconstruits à l’aide de la PSA en regardant face au faisceau passant par le point (0,0).

De plus, afin d’éviter au maximum le *pile-up* du magnésium du dégradeur dans le plan focal (Dépôt d’énergie issu du magnésium émis par le dégradeur après diffusion élastique du faisceau dans le dégradeur dans le plan focal simultané avec celui d’un ion lourd), le champ magnétique du dipôle de VAMOS était réglé tel que la rigidité magnétique soit  $B\rho_0 = 1.1 \text{ T.m}$  ( $B\rho(^{24}\text{Mg}) < 1.1 \text{ T.m}$  si  $q > 5e$ ).

Le dispositif AGATA comportait pour cette expérience 24 cristaux instrumentés soit environ  $\frac{\pi}{2}$  sr (32 cristaux maintenant). Ceux-ci étaient placés aux angles arrières afin de maximiser la séparation entre les composantes  $\gamma$  décalée et non-décalée dues au plunger. De plus, AGATA était placé en configuration semi-proche, c’est-à-dire à 18cm de la cible (la distance focale nominale d’AGATA est de 23 cm), dans le but de maximiser l’efficacité tout en conservant une bonne séparation des deux composantes (voir Annexe A).

## 6.7 Acquisition et *trigger*

En raison du grand nombre de détecteurs et du fait que l’on enregistre sur disque les traces de chaque segment de chaque cristal d’AGATA, il est important de faire une sélection des données avant de les enregistrer sur disque. Pour cela, un ensemble de *trigger* est mis en place afin

de sélectionner les informations pertinentes. Par exemple, on va sélectionner grâce à ce *trigger* seulement les rayonnements  $\gamma$  issus de la désexcitation des produits de fission.

La première étape consiste à valider les événements ion dans VAMOS. Un événement ion détecté dans VAMOS est validé si à la fois la chambre à fils près de la cible et celle du plan focale sont déclenchées.

Ensuite, chaque cristal d'AGATA possède une sortie CFD (voir chapitre 3), un OU de tous les cristaux permet de savoir si au moins un photon  $\gamma$  a été détecté.

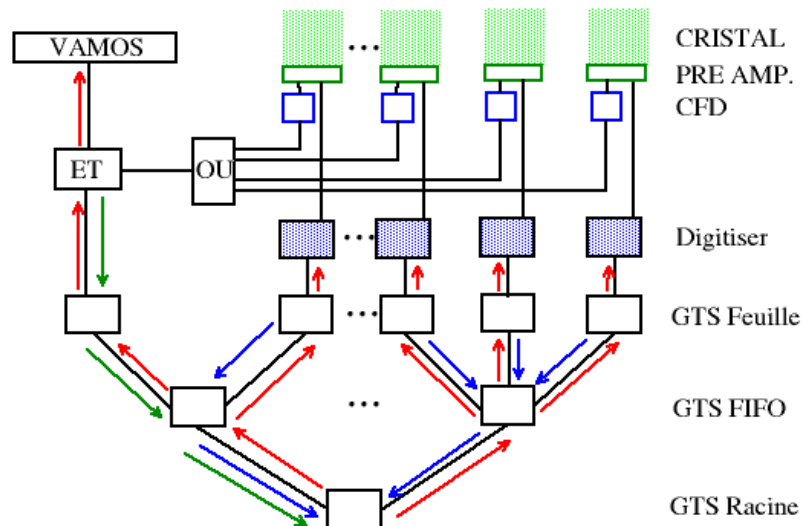


FIGURE 6.9 – Schéma résumant la fonction de *trigger* pour l'acquisition de données AGATA+VAMOS. Les flèches représentent une requête auprès du *trigger processeur* (en vert), l'information "le signal a dépassé le seuil" (en bleu), événement validé ou rejeté (en rouge). Schéma inspiré de [107].

La coïncidence temporelle de ces deux événements (*i.e.* dans un intervalle de  $3\mu s$ ) va, si le système d'acquisition est libre (c'est-à-dire qu'il n'est pas occupé par des événements précédents, en temps mort), déclencher l'écriture sur disque de l'ensemble des voies VAMOS (charge déposée sur les différents fils/pistes, temps de vol, ...) et envoyer une requête auprès du *trigger processor*.

Afin de gérer le flux de données d'AGATA, on utilise le GTS (*Global trigger system*). Le GTS est composé à l'image d'un arbre dont la racine est connectée au *trigger processeur* et chaque

feuille correspond à un cristal d'AGATA ou à VAMOS. Le GTS a pour but de distribuer une horloge commune aux différents détecteurs.

Chaque cristal est relié à une feuille du GTS. On utilise ici une discrimination à seuil, *i.e.* que si le signal au niveau du cœur d'un cristal dépasse une certaine tension alors on valide l'évènement. Dans ce cas, une requête est envoyée au *trigger processeur* au travers de l'arbre GTS. Si le *trigger processeur* reçoit une requête de la part d'un GTS relié à un cristal et une venant du GTS relié à VAMOS alors il valide ces requêtes et les données (traces, énergie déposée et temps) des cristaux touchés sont alors sauvées sur disque. Dans le cas contraire, les données sont effacées (FIGURE 6.9).

« Pour atteindre la vérité, il faut une fois dans la vie se défaire de toutes les opinions qu'on a reçues, et reconstruire de nouveau tout le système de ses connaissances »

René Descartes

# 7

## Mesure de durées de vie : Reconstruction des données

### Sommaire

---

<b>7.1</b>	<b>Obtention des spectres <math>\gamma</math></b>	<b>104</b>
7.1.1	Preprocessing	104
7.1.2	Analyse de forme de signaux (PSA)	105
7.1.3	Post PSA et tracking	108
7.1.4	Correction Doppler	110
<b>7.2</b>	<b>Identification des fragments de fission avec VAMOS</b>	<b>111</b>
7.2.1	Obtention des coordonnées à l'entrée et au plan focal	111
7.2.2	Reconstruction de $\frac{A}{Q}$	113
7.2.3	Reconstruction de l'énergie cinétique $E$	114
7.2.4	Reconstruction de l'état de charge $Q$	114
7.2.5	Reconstruction du nombre de masse $A$	116
7.2.6	Identification du numéro atomique $Z$	117
7.2.7	Sélection des événements $\gamma$ prompts et identification	118

---



## 7.1 Obtention des spectres $\gamma$

Le traitement des données AGATA est essentiellement effectué en ligne. Celui-ci est effectué en quatre étapes principales :

1. Preprocessing : Il s'applique indépendamment à chaque cristal. Elle consiste à un étalonnage grossier en énergie, à l'application des procédures de correction des segments défectueux, à la correction de la diaphonie et à l'alignement des segments en temps ;
2. PSA : Elle s'applique indépendamment à chaque cristal. Le but est d'obtenir la position des points d'interaction et ainsi de corriger les effets dus aux dommages neutron ;
3. Post-PSA : les données de chaque cristal sont ensuite regroupées et les cristaux sont alignés en temps et un étalonnage en énergie fin est réalisé ;
4. Tracking : les énergies de photons incidents sont reconstruites et leur point d'interaction initial est déterminé.

Ces étapes sont résumées dans le schéma de principe du processus de traitement des données AGATA donné en FIGURE 7.1.

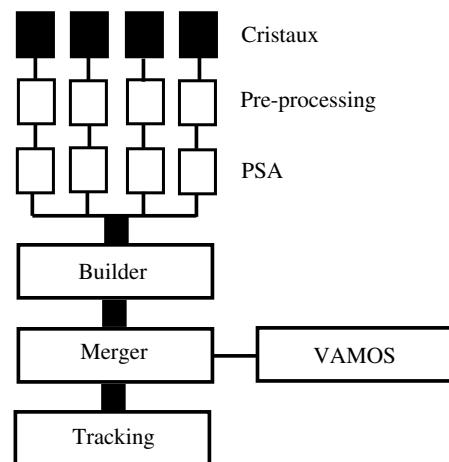


FIGURE 7.1 – Schéma de principe du processus de traitement des données

### 7.1.1 Preprocessing

#### Étalonnage en énergie

L'étalonnage en énergie est effectué à l'aide d'une source de  $^{60}\text{Co}$  (seulement 2 points). Dans le cas d'AGATA chaque segment doit être étalonné indépendamment. Ainsi, pour chaque cristal, on obtient 38 (36 segments + cœur haut gain + cœur bas gain) courbes d'étalonnage. Cet étalonnage reste grossier mais permet de faire toutes les corrections suivantes. Un second étalonnage plus précis sera fait suite à toutes les corrections avec une source de  $^{152}\text{Eu}$  (environ 10 points).

### Correction des segments défectueux

Pour certains cristaux, il apparaît qu'ils possèdent un ou plusieurs segments défectueux. Le défaut peut être de trois types :

- Perdu : la charge est collectée mais n'est pas transmise jusqu'à la carte d'acquisition ;
- Cassé : la charge n'est pas collectée et est transmise aux segments voisins ;
- Instable : le gain du segment change au cours du temps.

Si un segment est défectueux, on peut reconstruire le signal de celui-ci par différence entre la somme des signaux des autres segments et le signal du cœur (dans le cas d'un segment instable, on commence par le "casser" en mettant ses coefficients de calibration à zéro). Dans le cas de plusieurs segments défectueux dans un même cristal, seul un segment peut être récupéré ; dans ce cas, on privilégie les segments les plus près de la source.

### Correction de la diaphonie

La diaphonie (*crosstalk* en anglais) est, dans le cas d'AGATA, d'origine électronique et intervient dans le cas d'une multiplicité au moins égale à deux. Lorsqu'un photon est détecté dans un segment, la charge est collectée par celui-ci et induit des signaux sur les segments voisins (négatifs) permettant d'effectuer la PSA. Mais, si un autre photon est détecté dans un des voisins (très probable dans le cas d'une diffusion Compton), sa charge totale sera réduite pas la charge induite du précédent : il y a diaphonie. Cela entraîne un décalage du pic dans le spectre vers la basse énergie et donc une perte de résolution. Pour corriger cela, pour chaque couple de segments, on sélectionne la raie à 1332.5 keV d'une source de  $^{60}\text{Co}$  et trace le spectre en coïncidence dans le second. Un pic est présent dans le spectre correspondant à la transition à 1172.4 keV. On obtient le coefficient de correction de la diaphonie pour ce couple de segment par un rapport entre le centroïde de ce pic et 1172.4 keV.

### Alignement en temps des segments

Afin de garantir un bon fonctionnement de l'algorithme de PSA, il faut que les signaux soient bien corrélés en temps, pour cela on commence par aligner les segments d'un cristal en temps avec le contact central. Une seconde étape consistera à aligner en temps les différents cristaux.

#### 7.1.2 Analyse de forme de signaux (PSA)

Le but de l'analyse de forme est de permettre de déterminer le point d'interaction du photon  $\gamma$  avec précision à l'intérieur du segment ( $< 5$  mm). Un dépôt d'énergie dans un segment provoque un dépôt de charge sur l'électrode correspondante et induit un signal dans les électrodes des segments voisins (voir FIGURE 7.2).

On compare alors la forme des signaux (traces) obtenus par simulation ou par mesure à l'aide d'une table de scan [104] pour différentes positions dans le segment. La position qui donne

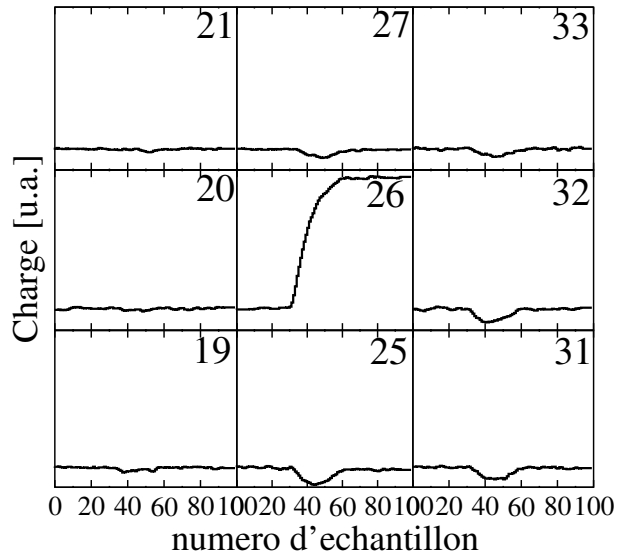


FIGURE 7.2 – Trace obtenue expérimentalement dans le cas d’une interaction dans le segment 26 ainsi que les traces induites dans ses voisins.

la meilleure adéquation avec les traces mesurées est considérée comme la position du point d’interaction pour la suite.

### Correction des dommages neutron

En raison d’une exposition inévitable aux neutrons énergétiques issus de réactions nucléaires, la structure cristalline des cristaux de germanium est endommagée (les neutrons entrent en collision avec des atomes du réseau cristallin entraînant un déplacement de ceux-ci). Ces dommages créent des pièges pour les électrons ce qui empêche une collection complète de la charge issue de l’interaction d’un photon dans le cristal. On observe cet effet par la présence d’une queue de distribution à basse énergie des pics d’un spectre  $\gamma$ . Ainsi, la résolution du détecteur s’en trouve dégradée et dans notre cas spécifique de mesure de durée de vie par méthode plunger, des événements non-décalés Doppler ont une énergie mesurée comparable à ceux décalés Doppler.

Pour corriger cet effet, on regarde le spectre d’une source de  $^{60}\text{Co}$  obtenu par chaque segment, FIGURE 7.3.

A l’aide de la position de l’interaction obtenu grâce à la PSA, on peut reconstruire un parcours moyen pour les différents porteurs de charge (électron ou trou) tenant compte du piégeage de ceux-ci. Ainsi, on peut utiliser un coefficient de calibration dépendant de la position d’interaction et ainsi améliorer la résolution des différents cristaux comme montré dans la TABLE 7.1. Le résultat incluant les correction obtenues est montré FIGURE 7.3.

### Recalibration

Suite à toutes les corrections, la forme des pics a été modifiée. Un nouvel étalonnage est donc nécessaire. Pour cela, on applique toutes les corrections à nos données obtenues avec une source de  $^{152}\text{Eu}$  puis on calibre à nouveau tous les segments et détecteurs.

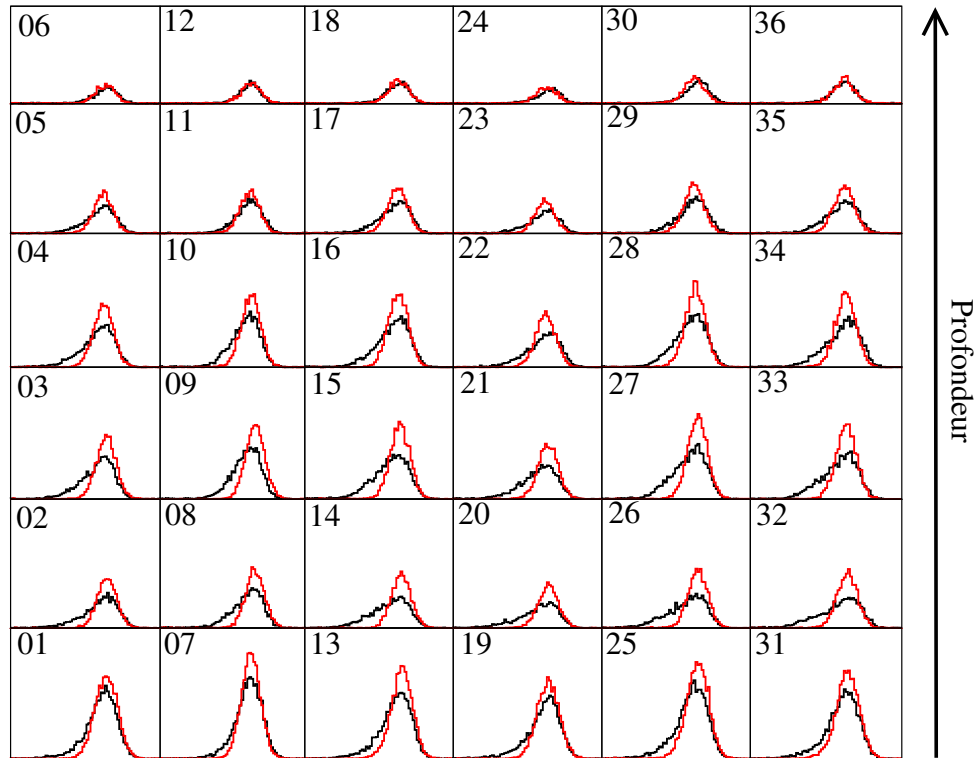


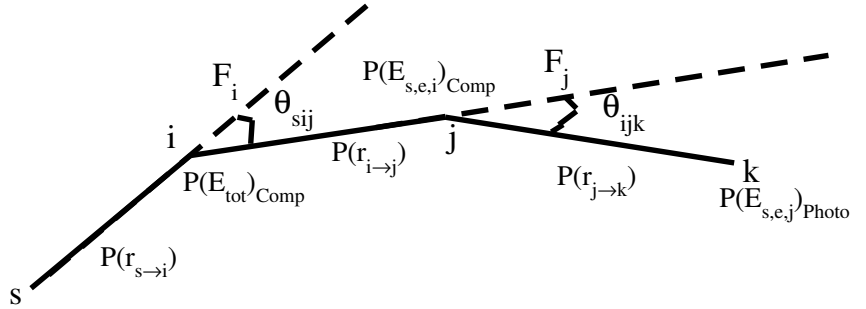
FIGURE 7.3 – Comparaison de la forme du pic à 1332 keV d’une source de  $^{60}\text{Co}$  avant (noir) et après (rouge) utilisation de l’algorithme de correction des dommages neutron pour chaque segment du cristal 03B.

Cristal	00A	00B	00C	02A	02B	02C
FWHM avant [keV]	2.51	2.05	2.03	2.13	1.99	2.85
FWHM après [keV]	2.09	1.97	1.96	2.08	1.95	2.13
Cristal	03A	03B	03C	04A	04B	04C
FWHM avant [keV]	2.05	3.35	2.51	2.30	4.06	3.93
FWHM après [keV]	1.97	2.21	2.01	1.97	2.32	2.31
Cristal	10A	10B	10C	11A	11B	11C
FWHM avant [keV]	2.93	2.83	3.10	2.20	1.99	3.44
FWHM après [keV]	2.17	2.09	2.08	2.03	1.95	2.27
Cristal	12A	12B	12C	13A	13B	13C
FWHM avant [keV]	4.11	2.37	6.07	2.73	2.23	2.12
FWHM après [keV]	2.43	2.01	2.88	2.05	1.90	1.97

TABLE 7.1 – Comparaison de la résolution (FWHM) avant et après la correction des dommages neutron pour chaque cristal.

On peut alors appliquer à nouveau l’algorithme de PSA sur toutes les données de physique et ainsi obtenir l’ensemble des points d’interaction.

FIGURE 7.4 – Exemple de cascade de diffusions Compton dans AGATA. Les différentes probabilités utiles à l’algorithme de *tracking* sont indiquées (voir texte).



### 7.1.3 Post PSA et tracking

Cette étape va permettre à partir des points d’interaction de reconstruire l’énergie du photon incident ainsi que le premier point d’interaction afin de pouvoir effectuer la correction Doppler.

#### Alignement en temps des détecteurs

On commence par aligner en temps les détecteurs. Pour cela, on trace les différents histogrammes de différences en temps entre les différents cristaux deux à deux. Puis, on ajoute un petit  $\delta T$  au temps de chaque détecteur afin que les gaussiennes de ces histogrammes soient centrées sur 0 ( $t = 0$  est garanti identique pour tous les cristaux grâce au GTS).

#### Tracking

Le tracking est une étape cruciale dans l’élaboration des spectres avec AGATA. Elle consiste à reconstruire l’énergie totale des photons incidents ainsi que la direction de ceux-ci afin de pouvoir faire une correction Doppler précise par la suite. Dans notre cas, l’algorithme utilisé est le *Orsay Forward Tracking* (OFT) qui consiste à reconstruire le parcours du photon en allant de la première interaction à la dernière [108].

On commence par regrouper les points d’interaction obtenus à l’aide l’algorithme de PSA en groupes considérés comme issu d’une succession de diffusions Compton du même photon  $\gamma$ . Deux points sont considérés appartenant à un même groupe s’ils sont contenus dans un même cône d’ouverture angulaire  $\alpha$ . Considérons deux points  $i (\theta_i, \phi_i)$  et  $j (\theta_j, \phi_j)$ , ces points appartiennent au même groupe s’ils respectent la condition donnée par l’eq. 7.1.

$$|\cos^{-1} [\sin \theta_j \sin \theta_i \cos(\phi_j - \phi_i) + \cos \theta_i \cos \theta_j]| \leq \alpha \quad (7.1)$$

Cette étape est répétée pour différentes valeurs de  $\alpha$ ,  $\alpha$  étant compris entre 0.15 et 1.0 rad avec un pas de 0.1 rad.

C’est ensuite que *Forward* prend tout son sens. Pour chaque groupe de points, on calcule une figure de mérite de la façon itérative suivante (par exemple un groupe de 3 points  $i, j$  et  $k$ ), voir FIGURE 7.4 :

1. On choisit un ordre arbitraire (tous les ordres possibles seront testés)  $s \rightarrow i \rightarrow j \rightarrow k$  (où  $s$  est la source), l'énergie du photon incident donnant ce groupe est :  $E_{\text{tot}} = e(i) + e(j) + e(k)$
2. On décompose la séquence en plus petites séquences que l'on traite l'une après l'autre  $s \rightarrow i$ ,  $s \rightarrow i \rightarrow j$  et enfin  $s \rightarrow i \rightarrow j \rightarrow k$ .
3. Pour la première interaction, l'énergie du photon réémis peut être estimée de deux façons différentes : comme étant la différence de l'énergie totale et l'énergie déposée lors de la première diffusion Compton  $E_{d,e,i} = E_{\text{tot}} - e(i) = e(j) + e(k)$  ( $d$  pour diffusion et  $e$  pour énergie) ou selon la formule de diffusion Compton 7.2 ( $p$  pour position).

$$E_{d,p,i} = \frac{E_{\text{tot}}}{1 + \frac{E_{\text{tot}}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_{sij})} \quad (7.2)$$

où  $\theta$  est l'angle de diffusion entre les deux photons. Cela permet ensuite de calculer la figure de mérite  $F_i = \exp\left(-2 \frac{(E_{d,p,i} - E_{d,e,i})^2}{\sigma_e^2}\right)$  où  $\sigma_e$  est l'incertitude sur les énergies diffusées due à l'incertitude sur la position des points d'interaction. Il s'agit d'une figure de mérite de la diffusion Compton ayant lieu en  $i$  d'un photon venant de  $s$  et donnant un photon allant vers  $j$ .

4. Le facteur de mérite pour la séquence  $s \rightarrow i \rightarrow j$  est donné par l'équation 7.3 où  $P(E)_{\text{Comp}}$  désigne la probabilité d'avoir une diffusion Compton avec un photon incident d'énergie  $E$  et  $P(r_{s \rightarrow i})$  est la probabilité de parcourir la distance  $r_{s \rightarrow i}$  pour le photon interagissant en  $i$ .

$$F_{s \rightarrow i \rightarrow j} = P(r_{s \rightarrow i}) P(E_{\text{tot}})_{\text{Comp}} P(r_{i \rightarrow j}) P(E_{d,e,i})_{\text{Comp}} F_i \quad (7.3)$$

5. On calcule  $F_j$ , la figure de mérite de la diffusion Compton ayant lieu en  $j$  d'un photon venant de  $i$  et donnant un photon allant vers  $k$ . On a alors  $F_j = \exp\left(-\frac{(E_{d,p,j} - E_{d,e,j})^2}{\sigma_e^2}\right)$  où l'énergie du photon réémis est  $E_{d,e,j} = e(k)$  et  $E_{d,p,j}$  est calculée avec l'eq. 7.2 avec  $E_{\text{tot}}$  remplacée par  $E_{d,e,i}$ , l'énergie du photon incident au point  $j$  (le facteur 2 a, ici, disparu car la position de la source est connue avec une plus grande précision que les points d'interaction).
6. Comme le point  $k$ , est le dernier point de la séquence, l'interaction à ce point est considérée comme un effet photoélectrique, donc la figure de mérite pour la séquence totale  $s \rightarrow i \rightarrow j \rightarrow k$  est donnée par l'équation 7.4.

$$F_{s \rightarrow i \rightarrow j \rightarrow k} = F_{s \rightarrow i \rightarrow j} P(E_{d,e,j})_{\text{Photo}} P(r_{j \rightarrow k}) F_j \quad (7.4)$$

Cette itération est rapidement adaptable pour un nombre de points plus grand que 3 ou égal à 2. On effectue cette itération pour toute les séquences possibles ( $n!$ , où  $n$  est le nombre de points d'interaction dans le groupe) dans un groupe donné. La séquence retenue est celle qui maximise la figure de mérite totale donnée par l'équation 7.5.

$$F_{\text{tot}} = (F_{s \rightarrow i \rightarrow j \rightarrow \dots \rightarrow n})^{\frac{1}{2n+1}} \quad (7.5)$$

Il reste à traiter les interactions seules, c'est-à-dire les groupes de points n'ayant qu'un seul point. On leur attribue une figure de mérite  $F_1 = P(e(1))_{\text{Photo}}P(r_{s \rightarrow 1})$ . On impose de plus que l'unique point d'interaction de ce groupe soit à au moins 4 cm d'un autre point d'interaction.

C'est maintenant qu'interviennent les paramètres de cet algorithme. Dans le cas de l'OFT, ils sont au nombre de trois :  $F_{\text{track,min}}$ ,  $F_{\text{sing,min}}$  et  $\sigma_e$ .

- $F_{\text{track,min}}$  est la valeur minimale que la figure de mérite totale de la séquence retenue d'un groupe  $F_{\text{tot}}$  (eq. 7.5) doit avoir pour valider une trace ;
- $F_{\text{sing,min}}$  est la valeur minimale que doit avoir  $F_1$  pour un groupe ayant une interaction unique ;
- $\sigma_e$  est la valeur de l'incertitude sur l'énergie reconstruite avec la formule de diffusion Compton (eq. 7.2) due à l'incertitude sur les positions des points d'interaction. Elle est utilisée dans la détermination de  $F_i$  (et  $F_j$ ).

Pour cette expérience, les valeurs des paramètres sont les suivants :

- $F_{\text{track,min}} = 0.05$  (Valeur supprimant une majorité des absorptions partielles en conservant la quasi-totalité des absorptions totales (Fig. 3 de Ref [108])
- $F_{\text{sing,min}} = 0.02$  (permet d'optimiser le rapport pic/total notamment à basse énergie)
- $\sigma_e = 0.8$  keV (valeur obtenue en tenant compte de l'incertitude sur la position (largeur à mi-hauteur : 5 mm)

#### 7.1.4 Correction Doppler

La correction Doppler de l'énergie des photons détectés par AGATA est d'une grande importance dans cette expérience. En effet, les photons sont émis par des noyaux en mouvement donc ils subissent un décalage Doppler. Afin de distinguer les deux composantes dues à la présence du plunger, il est nécessaire d'obtenir une très bonne résolution. On attend d'après les simulations une séparation entre les deux composantes d'environ 10 keV pour un photon de 850 keV émis dans le centre de masse. Il est donc nécessaire d'avoir une largeur à mi-hauteur pour le pic non-décalé inférieur à 5 keV à cette énergie.

Les mesures résultant de la *pulse shape analysis* et du *tracking* sont le vecteur position du premier point d'interaction dans AGATA  $(x, y, z)$ , la position de la cible dans le référentiel du laboratoire  $(x_0, y_0, z_0)$ , l'angle de rotation d'AGATA autour de l'axe du faisceau  $Ag$  et l'énergie du photon dans le référentiel du laboratoire  $E_{\text{lab}}$ . De la reconstruction dans VAMOS, on retire les angles de direction de l'ion  $(\theta_V, \phi_V)$ ,  $(\theta_0, \phi_0)$  les angles de rotations de VAMOS par rapport au faisceau (vertical et horizontal), la vitesse réduite de l'ion  $\beta$  et  $dE$  la perte d'énergie dans la première chambre à ionisation.

Enfin, les référentiels intrinsèques de VAMOS et d'AGATA n'étant pas les mêmes, il est nécessaire d'effectuer différentes transformations afin d'avoir une bonne mesure de l'angle relatif entre la direction de l'ion et celui du photon dans le référentiel du laboratoire.

$$\begin{aligned}
 E_{\text{cm}} &= E_{\text{lab}} \gamma (1 - \beta \cos \theta_{\gamma\text{-ion}}) \\
 &= E_{\text{lab}} \frac{1 - \beta \frac{\vec{r}_{\text{ion}} \cdot \vec{r}_{\gamma}}{|\vec{r}_{\text{ion}}| |\vec{r}_{\gamma}|}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\
 &= E_{\text{lab}} \frac{1 - \beta (1 + \kappa d E) \frac{\vec{r}_{\text{ion}} \cdot \vec{r}_{\gamma}}{|\vec{r}_{\text{ion}}| |\vec{r}_{\gamma}|}}{\sqrt{1 - [\beta (1 + \kappa d E)]^2}}
 \end{aligned} \tag{7.6}$$

avec

$$\frac{\vec{r}_{\text{ion}} \cdot \vec{r}_{\gamma}}{|\vec{r}_{\text{ion}}| |\vec{r}_{\gamma}|} = \frac{[x \sin Ag + y \cos Ag - x_0] \sin(\phi_V - \phi_0) \cos(\theta_V - \theta_0) + [y \sin Ag - x \cos Ag - y_0] \sin(\phi_V - \phi_0) \sin(\theta_V - \theta_0) + (z - z_0) \cos(\phi_V - \phi_0)}{\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}}$$

Pour cela, il nous faut donc ajuster les valeurs des paramètres ( $Ag, \phi_0, \theta_0, x_0, y_0, z_0, \kappa$ ) dans les équations 7.6.

## 7.2 Identification des fragments de fission avec VAMOS

Détecteur	Mesurée	→				Identification
MWPPAC	T			V	$\frac{A}{Q}$	Q
TMW	$X_{i,12} \ Y_{i,12}$	$X_t, Y_t, \theta_V, \phi_V$	D	V	$\frac{A}{Q}$	
DC	$X_{f,1234} \ Y_{f,1234}$	$X_f, Y_f, \theta_f, \phi_f$	$B\rho$			A
IC	$\Delta E_1$		$\Delta E$	E	Z	E
	$\Delta E_2$		$E_{res}$			$\Delta E$
	$\Delta E_3$					
	$\Delta E_4$					

TABLE 7.2 – Résumé du procédé de reconstruction des événements avec le spectromètre de masse VAMOS. Tableau inspiré par C. Portail [109].

Dans le cas de notre expérience, le spectromètre VAMOS est utilisé dans le but d'identifier les ions issus de la réaction de fusion-fission. Afin de les identifier, on cherche à connaître leur nombre de masse ( $A$ ) et leur nombre de proton ( $Z$ ). De plus, afin d'avoir la meilleure correction Doppler possible pour les spectres  $\gamma$ , on cherche à mesurer la vitesse réduite des ions  $\beta$  et la direction des ions à la sortie de la cible  $\theta_V$  et  $\phi_V$ . Pour ce faire, on utilise la méthode de reconstruction résumée dans la TABLE 7.2.

### 7.2.1 Obtention des coordonnées à l'entrée et au plan focal

Afin d'obtenir les positions de l'ion sur la cible et dans le plan focal, on doit aligner en gain et corriger les piédestaux des différents fils/pistes du TMW et des DC (voir Chapitre 6). Nous allons nous concentrer sur le cas des DC mais le principe est identique pour le cas du TMW. Les corrections à effectuer sur la charge collectée tiennent en trois paramètres ( $a_0, a_1$  et  $a_2$ ) selon les équations 7.7 et 7.8.



$$Q = Q_{\text{Brut}} + \text{random} \quad (7.7)$$

$$E = a_0 + a_1 Q + a_2 Q^2 \quad (7.8)$$

- le premier paramètre  $a_0$  correspond au piédestal, *i.e.* la charge qui correspond au 0 électronique. On remarque en effet, FIGURE 7.5, que le minimum de charge collectée pour les différentes pistes n'est pas 0. Le coefficient  $a_0$  est alors l'opposé de ce minimum ;

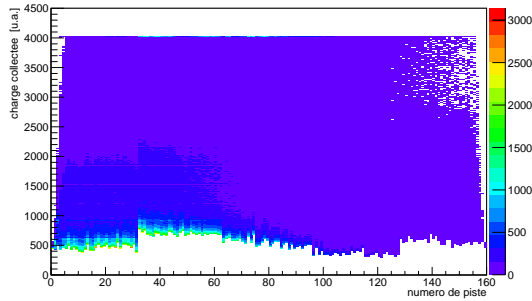


FIGURE 7.5 – Charge déposée en fonction du numéro de piste sur le plan 3 de la chambre à dérive avant correction du piédestal et alignement en gain.

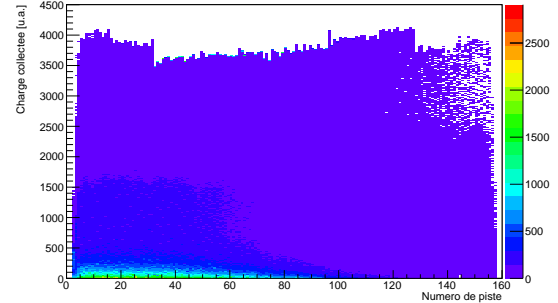


FIGURE 7.6 – Charge déposée en fonction du numéro de piste sur le plan 3 de la chambre à dérive après correction du piédestal et alignement en gain.

- Le deuxième coefficient  $a_1$  est le gain, il est choisi égal à 1 pour la piste numéro 0 et les gains des autres pistes sont ajustés pour faire coïncider les maximum de charges déposées pour chaque piste. Comme un étalonnage en énergie n'est pas nécessaire, ces coefficients sont proches de 1 ;
- Le troisième coefficient  $a_2$  est un coefficient tenant compte d'éventuelle correction d'ordre 2 nécessaire pour aligner les gains. Dans les faits, il est relativement faible  $\simeq 1 \times 10^{-6}$ .

On obtient à l'aide de ces corrections la distribution de charge alignée en gain et corrigée des piédestaux montrée FIGURE 7.6.

On peut désormais déterminer les coordonnées  $(X_f, Y_f)$  et la direction  $(\theta_f, \phi_f)$  de l'ion dans le plan focal. En faisant de même avec la TMW, on obtient les coordonnées  $(X_t, Y_t)$  et la direction  $(\theta_V, \phi_V)$  de l'ion en sortie de cible.

A l'aide de l'algorithme de reconstruction des trajectoires dans VAMOS, on déduit la rigidité magnétique  $B\rho$  et la distance parcourue dans le spectromètre  $D$  des positions et directions à l'entrée et au plan focal [99, 109]. Nous avons désormais tous les éléments nécessaires pour déduire les informations concernant la nature de l'ion, voir TABLE 7.2.

### 7.2.2 Reconstruction de $\frac{A}{Q}$

Le rapport  $\frac{A}{Q}$  est directement déductible de la rigidité magnétique  $B\rho$ , la distance parcourue dans le spectromètre  $D$ , le temps de vol pour parcourir cette distance  $T$  (mesuré grâce aux chambres à fils d'entrée et du plan focal, Chapitre 6), au travers de la formule de la rigidité magnétique donnée équation 7.9 où  $\beta = \frac{V}{c}$  est la vitesse réduite,  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  le facteur de Lorentz,  $c = 299792458\text{m.s}^{-1}$  la célérité de la lumière dans le vide,  $u = \frac{1}{12}m(^{12}\text{C}) = 1.66 \times 10^{-27}\text{kg}$  l'unité de masse atomique et  $e = 1,6 \times 10^{-19}\text{C}$  la charge élémentaire.

$$B\rho = \frac{p}{q} = \frac{m\gamma\beta c}{q} = \frac{AuV \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}}{Qe} = \frac{A}{Q} \frac{Du}{Te\sqrt{1-\frac{D^2}{T^2}}} \Rightarrow \frac{A}{Q} = \frac{B\rho Te\sqrt{1-\frac{D^2}{T^2}}}{Du} \quad (7.9)$$

Il faut maintenant aligner les différents TAC en temps. Pour cela, on cherche les 20  $\delta T_i$  dans l'équation 7.10 afin de faire coïncider pour chaque section du MWPPAC un maximum local de la distribution de  $\frac{A}{Q}$  avec les valeurs 4 et 5 (voir FIGURE 7.7).

$$T_i = T_{i\text{mes}} + \delta T_i \quad (7.10)$$

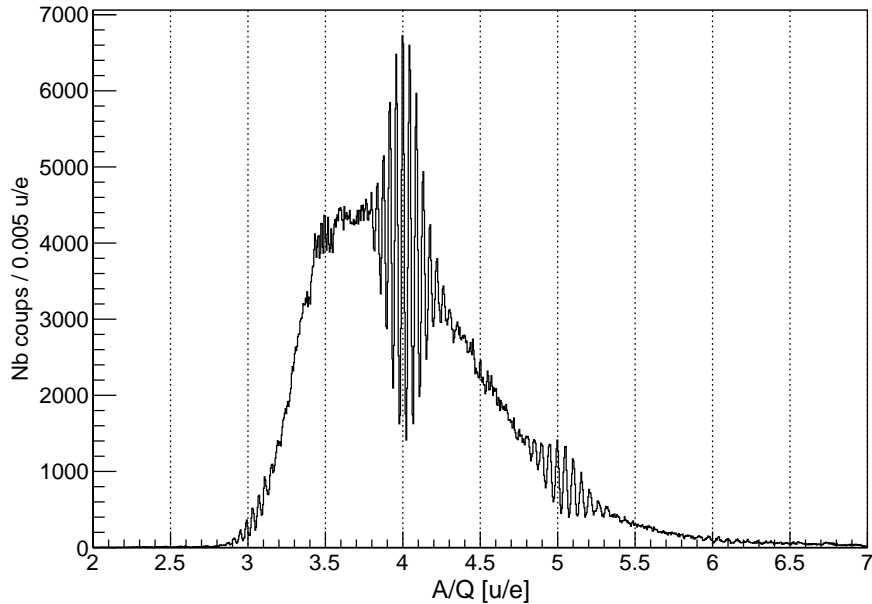


FIGURE 7.7 – Rapport  $\frac{A}{Q}$  bien reconstruit pour le segment n° 7 du MWPPAC

En effet,  $A$  et  $Q$  étant entiers, la distribution du rapport  $\frac{A}{Q}$  pour  $74 \leq A \leq 100$  et  $21 \leq Q \leq 30$  donne un maximum local en 4 et en 5 (et même en 3 pour des cas moins probables). De plus, une correction polynomiale d'ordre 2 en fonction de  $X_f$  et  $Y_f$  a été appliquée afin de tenir compte de l'influence de la longueur de fils à parcourir pour le signal sur la production du signal stop des

TAC. On obtient alors une résolution en  $\frac{A}{Q}$  égale à 0.6%.

### 7.2.3 Reconstruction de l'énergie cinétique $E$

Dans le but de reconstruire la masse de l'ion au travers de la formule de l'énergie cinétique relativiste 7.11, on cherche à reconstruire  $E$ .

$$E = (\gamma - 1)mc^2 = (\gamma - 1)Auc^2 \quad (7.11)$$

A l'aide des pertes d'énergie dans les différentes chambres à ionisation  $(\Delta E_i)_{1 \leq i \leq 4}$ , on cherche les coefficients  $(\alpha_i)_{1 \leq i \leq 4}$  tels que :

$$E = \alpha_1 \Delta E_1 + \alpha_2 \Delta E_2 + \alpha_3 \Delta E_3 + \alpha_4 \Delta E_4 \quad (7.12)$$

Ces coefficients ont pour but de prendre en compte les pertes d'énergie non-mesurées dans les différents détecteurs gazeux traversés auparavant. Mais, la première étape est de reconstruire les  $(\Delta E_i)_{1 \leq i \leq 4}$ . En effet, chaque chambre à ionisation possédant cinq pistes, il faut commencer par corriger les piédestaux pour chacune d'entre elle puis les aligner en gain (eq 7.13) où  $\delta E_{ij}$  est le piédestal pour la section  $j$  de la chambre à ionisation  $i$ .

$$\Delta E_i = \sum_{j=0}^5 \beta_{ij} (\Delta E_{ij} - \delta E_{ij}) \quad (7.13)$$

Pour chaque piste de chaque chambre, on commence par supprimer les piédestaux et faire une coupure en  $X_f$  (voir FIGURE 7.8). La coupure en  $X_f$  permet de supprimer une partie du phénomène d'empilement dû à l'entrée de Mg provenant du dégradeur dans VAMOS. En effet, si un ion issu de la fission et un ion de Mg arrivent en même temps dans le plan focal, l'abscisse de l'ion (plus grand  $Z$ , donc plus grand dépôt d'énergie) est considéré comme  $X_f$  mais le Mg dépose de l'énergie dans la chambre à ionisation là où il passe (FIGURE 7.9). Cela explique le dépôt d'énergie à 20 MeV couvrant tout le plan focal (FIGURE 7.8) quand on regarde le dépôt d'énergie dans la section rouge du schéma FIGURE 7.9. En effet, tout les événements déposant de l'énergie dans cette section devrait avoir  $0 \leq X_f \leq 200$  ce qui est le cas des produits de la fission.

Ensuite, on somme l'énergie mesurée par chaque piste pour chaque chambre (voir FIGURE 7.10). On observe des discontinuités de l'énergie mesurée au passage d'une piste à l'autre ( $X_f \simeq 150$  mm de la première chambre). On ajuste alors les coefficients  $\beta_{ij}$  de l'équation 7.13 afin de supprimer les discontinuités (voir FIGURE 7.11).

Maintenant, afin de déterminer les coefficients  $\alpha_i$  de l'équation 7.12, il faut s'intéresser à l'état de charge  $Q$ .

### 7.2.4 Reconstruction de l'état de charge $Q$

En utilisant l'équation 7.11, on obtient l'équation 7.14 donnant l'état de charge  $Q$ .

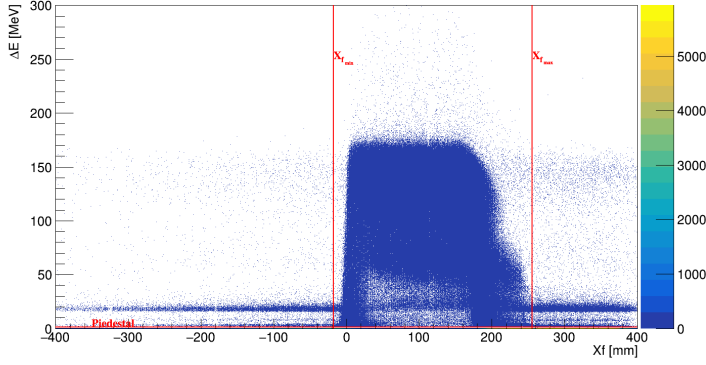


FIGURE 7.8 – Représentation de l'énergie perdue dans la 2ème section de la première chambre à ionisation en fonction de l'abscisse dans la plan focal. Les lignes rouges indiquent les coupures en  $X_f$  et le piédestal à supprimer. La perte d'énergie due au  $^{24}\text{Mg}$  du dégradeur est visible (ligne couvrant tout le plan focal à  $\Delta E \simeq 20\text{MeV}$ ).

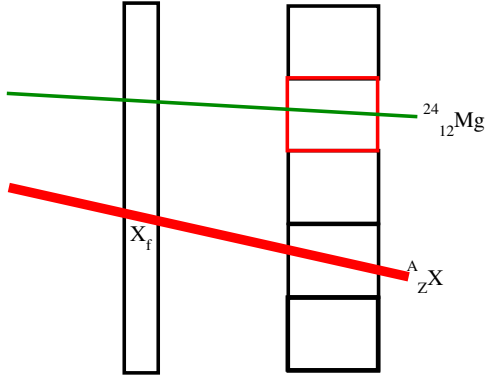


FIGURE 7.9 – Explication schématique de la présence de dépôt d'énergie de Mg du dégradeur à une abscisse ne correspondant pas à l'abscisse couverte par la piste considérée (carré rouge)

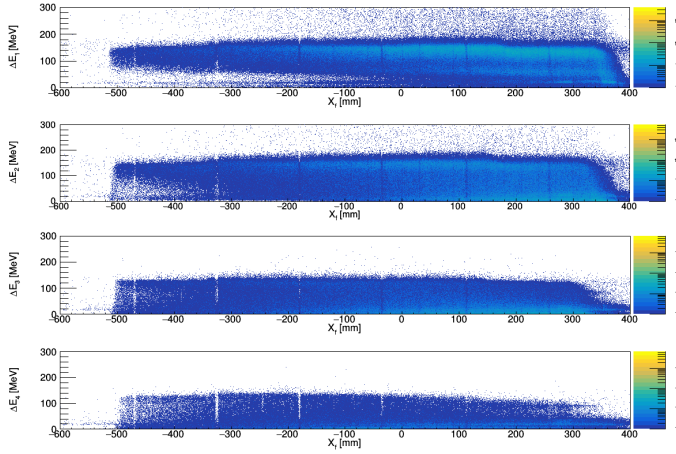
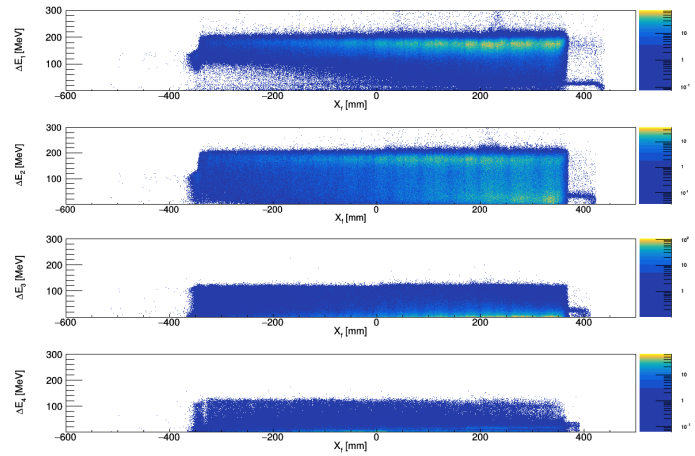


FIGURE 7.10 – Energie déposée dans chaque chambre à ionisation en fonction de  $X_f$  avant alignement en gain des pistes

$$Q = \frac{A}{\frac{A}{Q}} = \frac{E}{(\gamma-1)uc^2} \frac{A}{Q} \quad (7.14)$$

On cherche alors les coefficients  $\alpha_i$  de l'équation 7.12 tels que  $Q$  soit indépendant de  $\frac{A}{Q}$ , *i.e.* en observant la matrice  $Q$  en fonction de  $\frac{A}{Q}$ , on obtient des « bulles » formant des lignes parallèles à l'axe des abscisses. La dépendance de  $Q$  avec  $\frac{A}{Q}$  observée sans correction est due à la perte d'énergie non-mesurée dans les détecteurs gazeux précédant les chambres à ionisation et qui représente jusqu'à 20% de l'énergie cinétique totale.

FIGURE 7.11 – Energie déposée dans chaque chambre à ionisation en fonction de  $X_f$  après alignement des sections. Les parties  $X_f < -350$  mm ne sont plus représentées suite à la suppression des dernières sections du MWPPAC ayant trop peu de statistique pour être calibrées (alignement en temps).



### 7.2.5 Reconstruction du nombre de masse A

En raison de la faible résolution en énergie des chambres à ionisation, la résolution en  $A$  obtenue par l'équation 7.11 est insuffisante pour identifier avec certitude les noyaux.

C'est pourquoi après avoir reconstruit l'état de charge, on utilise le fait que l'état de charge  $Q$  est un nombre entier. Pour cela, on fait une sélection graphique comme montrée FIGURE 7.12. On associe alors à chaque ligne de « bulles » un nombre entier  $n$ .

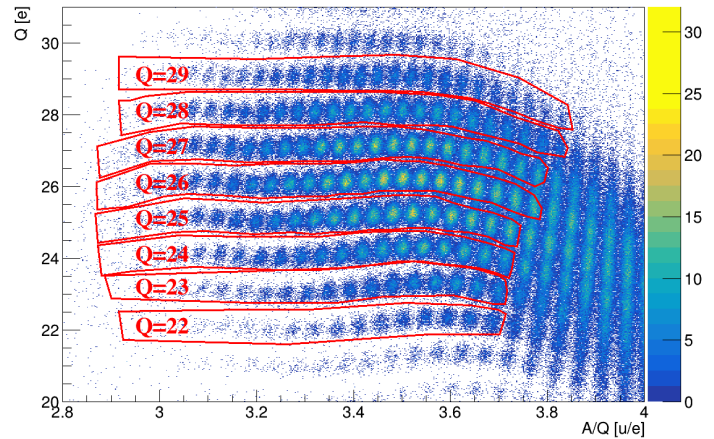


FIGURE 7.12 – Sélection graphique des états de charge  $Q$  afin de leur assigner un nombre entier pour la section 7 du MWPPAC.

On déduit alors le nombre de masse  $A$  en utilisant  $\frac{A}{Q}$  (eq. 7.15).

$$A = \frac{A}{Q} \times n \quad (7.15)$$

Ainsi, la résolution en  $A$  est identique à la résolution en  $\frac{A}{Q}$ , *i.e.* 0.6%, voir FIGURE 7.13.

Il nous reste maintenant à identifier les isobares, *i.e.* identifier le numéro atomique  $Z$ .

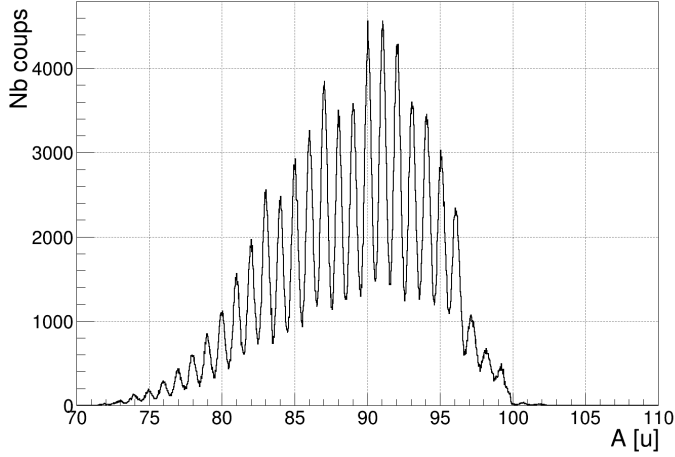


FIGURE 7.13 – Distribution en masse des ions détectés dans le plan focal de VAMOS.

### 7.2.6 Identification du numéro atomique $Z$

L'identification en  $Z$  se fait au travers de la perte d'énergie dans les chambres à ionisation. Cette perte d'énergie est de type Bethe-Block [110], *i.e.* le rapport de l'énergie déposée par un ion dans un gaz sur l'énergie totale est proportionnelle au carré du numéro atomique de l'ion (eq 7.16 ).

$$\frac{\Delta E}{E} \propto Z^2 \quad (7.16)$$

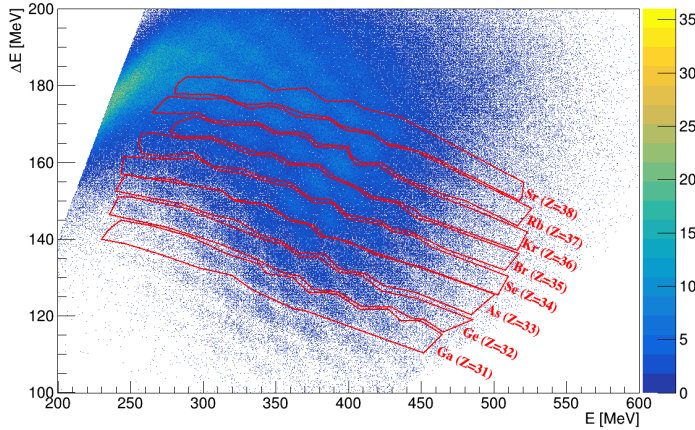


FIGURE 7.14 – Sélection graphique des différents éléments pour la section 7 du MWPPAC.

Ainsi, en choisissant  $\Delta E = \Delta E_1$ , et en traçant  $\Delta E$  en fonction de  $E$ , on obtient une séparation en  $Z$  des ions. Une partie de ces ions s'étant arrêtée dans la première chambre à ionisation en raison du pic de Bragg, on obtient une grande statistique pour  $\Delta E = E$  ; il est alors impossible d'identifier le numéro atomique de ces événements. La sélection en  $Z$  se fait graphiquement pour chaque section de MWPPAC comme montré FIGURE 7.14. L'identification en  $Z$  est alors effectuée en regardant les spectres  $\gamma$  en coïncidence ou si une sélection graphique a déjà été attribuée à

un numéro atomique en comptant les « bananes » qui séparent le  $Z$  connu du  $Z$  inconnu.

On obtient alors une distribution en masse des produits de la réaction pour chaque numéro atomique  $Z$  identifié, FIGURE 7.15.

### 7.2.7 Sélection des événements $\gamma$ prompts et identification

Afin de terminer l'identification, il nous faut regarder les spectres  $\gamma$  en coïncidence avec des ions identifiés à l'aide de VAMOS. On doit de plus sélectionner les événements dits prompts. En effet, la haute-fréquence des cyclotrons du GANIL (*i.e.* la fréquence des paquets d'ions  $^{238}\text{U}$  sur cible) est suffisamment grande pour que plusieurs paquets arrivent sur la cible en  $3 \mu\text{s}$  (fenêtre temporelle de coïncidence entre VAMOS et AGATA, voir Chapitre 6).

En observant la différence en temps entre les événements VAMOS ( $T_V$ ) et AGATA  $T_A$  en fonction du temps de vol  $T$  des ions dans VAMOS, on observe la haute fréquence, voir FIGURE 7.16 ( $T_V = t_{MWPPAC}$ ) et FIGURE 7.16 ( $T_V = T_{TMW}$ ). On observe une dépendance en temps de vol dans la FIGURE 7.16 due à l'utilisation du MWPPAC (plan focal) comme détecteur pour la mesure du temps des événements VAMOS.

Une sélection graphique (en rouge sur les FIGURE 7.16 et 7.17) permet la sélection des événements prompts. On peut alors vérifier l'identification des ions dans VAMOS. On s'intéresse aux cas simples et bien connus, les noyaux pair-pair les plus produits. Ainsi, on va regarder les spectres obtenus avec AGATA en coïncidence avec un ion identifié dans VAMOS comme étant les isotopes pairs les plus produits à  $Z = 30, 32, 34, 36, 38$ . Ces spectres sont reportés FIGURE 7.18.

## 7.2. Identification des fragments de fission avec VAMOS

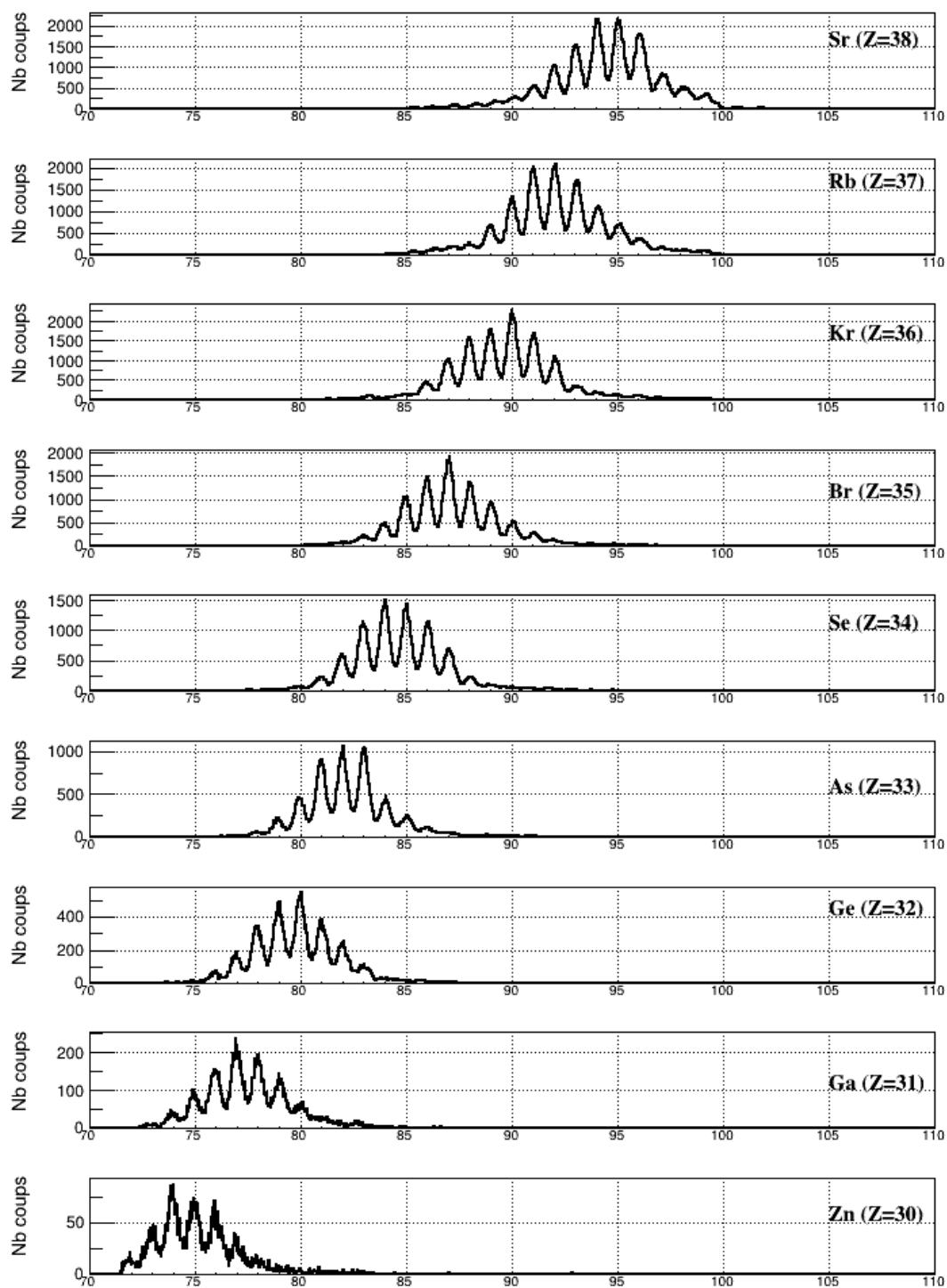


FIGURE 7.15 – Distribution en masse pour les différents éléments identifiés dans le plan focal de VAMOS.



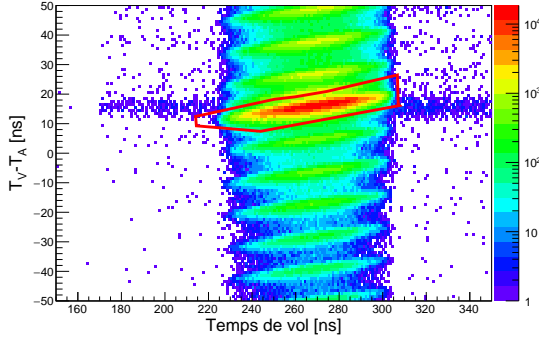


FIGURE 7.16 – Sélection graphique des événements prompts avant le changement de *trigger* (début de l'expérience).

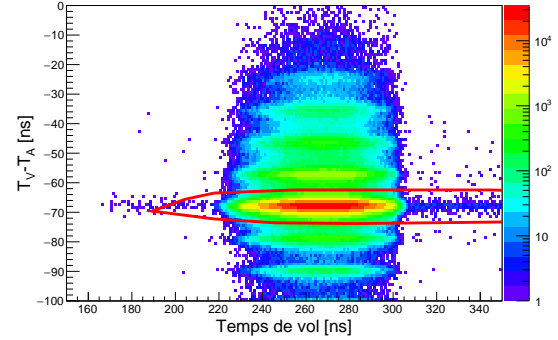


FIGURE 7.17 – Sélection graphique des événements prompts après le changement de *trigger* (fin de l'expérience)

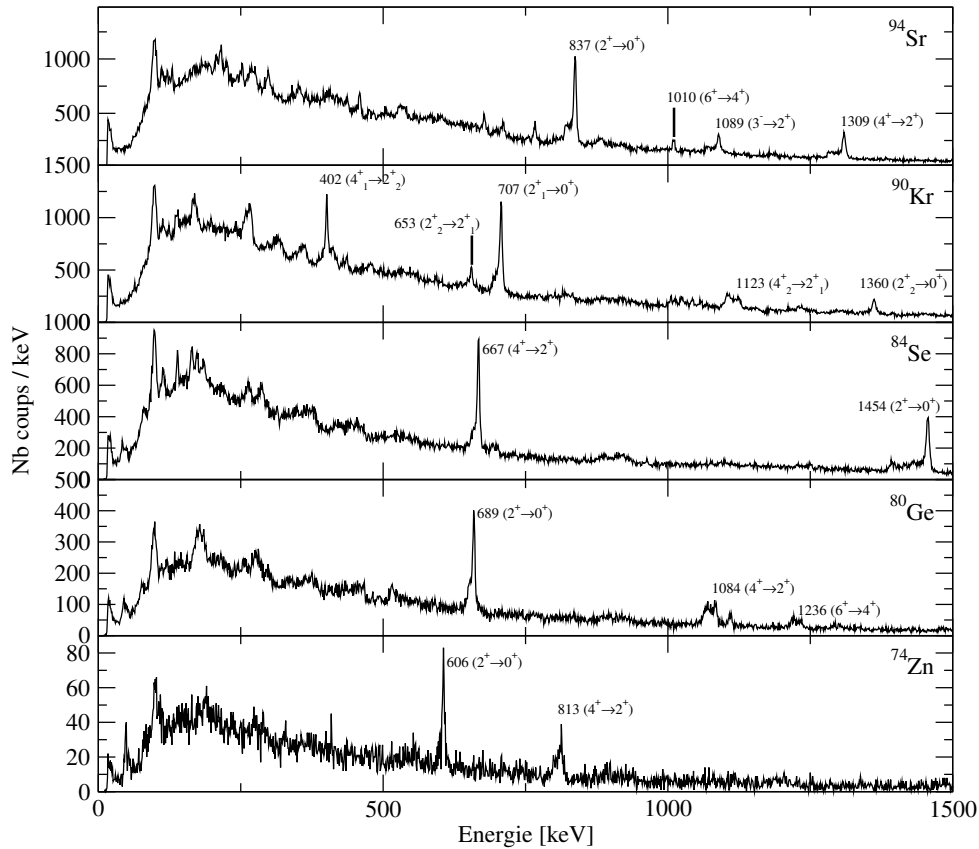


FIGURE 7.18 – Spectres obtenus avec AGATA en coïncidence avec de haut en bas les ions de  $^{94}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Se}$ ,  $^{80}\text{Ge}$  et  $^{74}\text{Zn}$  identifiés dans VAMOS. Les principales transitions de ces noyaux sont reportées [12]. On rappelle la présence d'un plunger expliquant l'apparence large des pics.

« Pour un esprit scientifique, toute connaissance est une réponse à une question »

Gaston Bachelard

# 8

## Mesure de durées de vie : Résultats

### Sommaire

---

8.1	Exemple avec le cas du ${}_{34}^{86}\text{Se}_{52}$ . . . . .	122
8.2	Mesure de durée de vie des états excités des isotones $N = 51$ . . . . .	128
8.2.1	Cas de ${}_{34}^{85}\text{Se}$ . . . . .	128
8.2.2	Cas de ${}_{32}^{83}\text{Ge}$ . . . . .	131

---

Ayant maintenant accès au spectre  $\gamma$  pour chaque isotope identifié avec VAMOS, on cherche à déduire les durées de vie des états excités de ces isotopes. Pour cela, on cherche à mesurer le rapport  $R = \frac{I_U}{I_U + I_S}$  (voir Chapitre 2) pour les différentes distances cible-dégradeur utilisées pendant cette expérience.

En raison de la faible statistique, la technique originelle basée sur la DDCM (Chapitre 2) ne sera pas utilisée [63, 94], nous préférons la technique développée par J. Litzinger *et al.* [65] et F. Didierjean *et al.* [42] (voir Chapitre 2).

## 8.1 Exemple avec le cas du $^{86}_{34}\text{Se}_{52}$

Le  $^{86}\text{Se}$  ( $Z = 34$ ,  $N = 52$ ) sert ici d'exemple pour présenter la technique de mesure de durées de vie avec faible statistique. En effet, les durées de vie des deux premiers états excités ont déjà été mesurées à l'aide d'un plongeur avec le démonstrateur d'AGATA à LNL (Legnaro, Italie) [65]. De plus, une excitation coulombienne de  $^{86}\text{Se}$  a été réalisée et les probabilités réduites de transitions  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2_n^+)$  ont été mesurées à NSCL (East Lansing, USA) [111].

Le spectre  $\gamma$  corrigé Doppler obtenu avec AGATA en coïncidence avec des événements identifiés à  $^{86}\text{Se}$  par VAMOS est montré en noir sur la FIGURE 8.1. Sur ce spectre  $\gamma$ , on observe des pics correspondant aux transitions connues [112, 113] de  $^{86}\text{Se}$  (marqueurs bleu) reportées dans le schéma de niveaux associé FIGURE 8.2. On observe, de plus, à basse énergie, des pics plus larges car appartenant aux partenaires de fission de  $^{86}\text{Se}$  :  $^{157,158}\text{Sm}$  et donc mal corrigés Doppler.

Afin de pouvoir observer les transitions les moins intenses ayant une part importante émise avant le dégradeur (courte durée de vie), il devient essentiel d'améliorer la résolution. En raison de l'élargissement Doppler, la composante décalée est plus large que la composante non-décalée. On cherche donc à construire le spectre corrigé Doppler avec la vitesse avant le dégradeur (en rouge sur FIGURE 8.1) en considérant les deux hypothèses suivantes :

1. La perte de vitesse dans le dégradeur est indépendante de la vitesse :  $\beta_{\text{après}} = \alpha\beta_{\text{avant}}$  où  $\alpha$  est le coefficient de perte et est indépendant de  $\beta$ . Ainsi,  $\alpha = \frac{\bar{\beta}_{\text{après}}}{\bar{\beta}_{\text{avant}}}$  où  $\bar{\beta}_{\text{avant}}$  est déduit de  $\bar{\beta}_{\text{après}}$  (mesuré à l'aide de VAMOS) à l'aide du logiciel LISE++[64] ;
2. La trajectoire de l'ion n'est pas modifiée par la traversée du dégradeur  $\theta_{\gamma, \text{ion}_{\text{avant}}} = \theta_{\gamma, \text{ion}_{\text{après}}}$  (on néglige le phénomène de *straggling* dans le dégradeur).

Ces hypothèses permettent une bonne reconstruction des énergies des photons émis avant le passage de l'ion dans le dégradeur. Mais, dans le cas où la durée de vie est du même ordre de grandeur que le temps de vol dans la feuille du dégradeur, cette reconstruction reste très approximative car la probabilité qu'un photon soit émis pendant le ralentissement dans la cible est grande. Ainsi, la vitesse à laquelle l'ion émet le photon n'est ni  $\beta_{\text{après}}$ , ni  $\beta_{\text{avant}}$ .

Cette comparaison permet de donner immédiatement une idée qualitative de la durée de vie apparente. En effet, le marqueur bleu est placé dans le spectre  $\gamma$  de la FIGURE 8.1 à la valeur de l'énergie de la transition dans le centre de masse, la composante rouge représentant la composante décalée ( $I_S$ ) et la composante noire la composante bien corrigée ( $I_U$ ) (voir Chapitre 2) ainsi

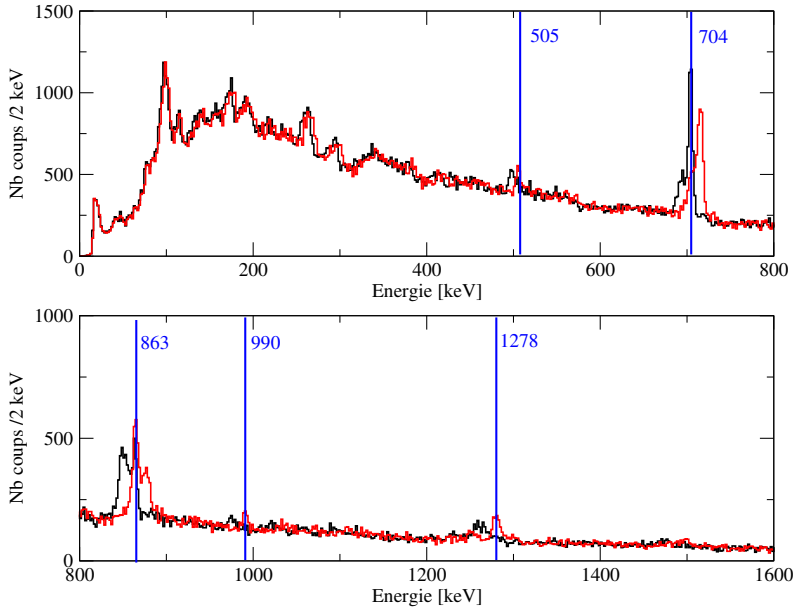


FIGURE 8.1 – Spectre  $\gamma$  obtenu avec AGATA en coïncidence avec les événements associés à  $^{86}\text{Se}$  à l’aide de VAMOS, toutes distances plunger confondues. En noir, le spectre corrigé Doppler avec la vitesse mesurée avec VAMOS, en rouge, celui obtenu en reconstruisant la vitesse avant le dégradateur. Les marqueurs bleus indiquent l’énergies des transitions observées dans  $^{86}\text{Se}$  [112, 113].

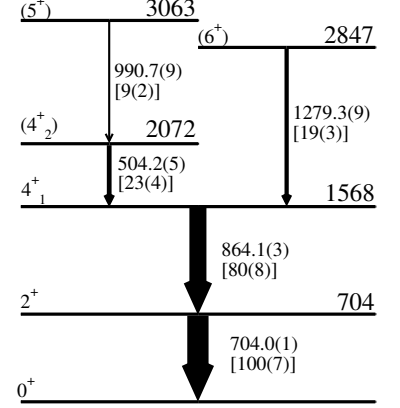


FIGURE 8.2 – Schéma de niveau observé de  $^{86}\text{Se}$  [112, 113]. Les énergies et intensités relatives issues de cette mesure sont indiquées. Les intensités sont déduites de la somme des intégrales des deux composantes.

suivant la relation entre le rapport  $R = \frac{I_U}{I_U + I_S}$  et la durée de vie effective  $\tau_{\text{eff}}$  présentée eq. 8.1 (où  $d$  est la distance cible dégradateur,  $v$  la vitesse avant le dégradateur et donc  $t$  le temps de vol entre la cible et le dégradateur), plus la composante rouge est grande par rapport à la composante noire plus  $R$  est petit donc plus la durée de vie est petite.

$$\tau_{\text{eff}} = -\frac{d}{v \ln R} = -\frac{t}{\ln R} \quad (8.1)$$

Remarquons que dans le cas des durées de vie très courtes et des faibles statistiques, on observe (FIGURE 8.1) seulement la composante décalée élargie par l’effet Doppler relativement noyée dans le fond et qu’en corrigeant avec la vitesse avant le dégradateur, on corrige bien en partie l’élargissement Doppler subi par cette composante et ainsi elle apparaît plus clairement dans le spectre FIGURE 8.1. En effet, par exemple, on observe seulement en noir la composante décalée de la transition à 990 keV.

On mesure les rapports  $R$  pour toutes les transitions observées FIGURE 8.3. Celle-ci sont reportées dans TABLE 8.1. Les incertitudes sur les distances plunger m’ont été communiquées par J. Ljungvall suite à l’expérience et les incertitudes sur les rapports  $R$  sont déduites des incertitudes sur les intégrales des pics.

Dans le but de déduire la durée de vie intrinsèque des états excités de  $^{86}\text{Se}$ , on commence

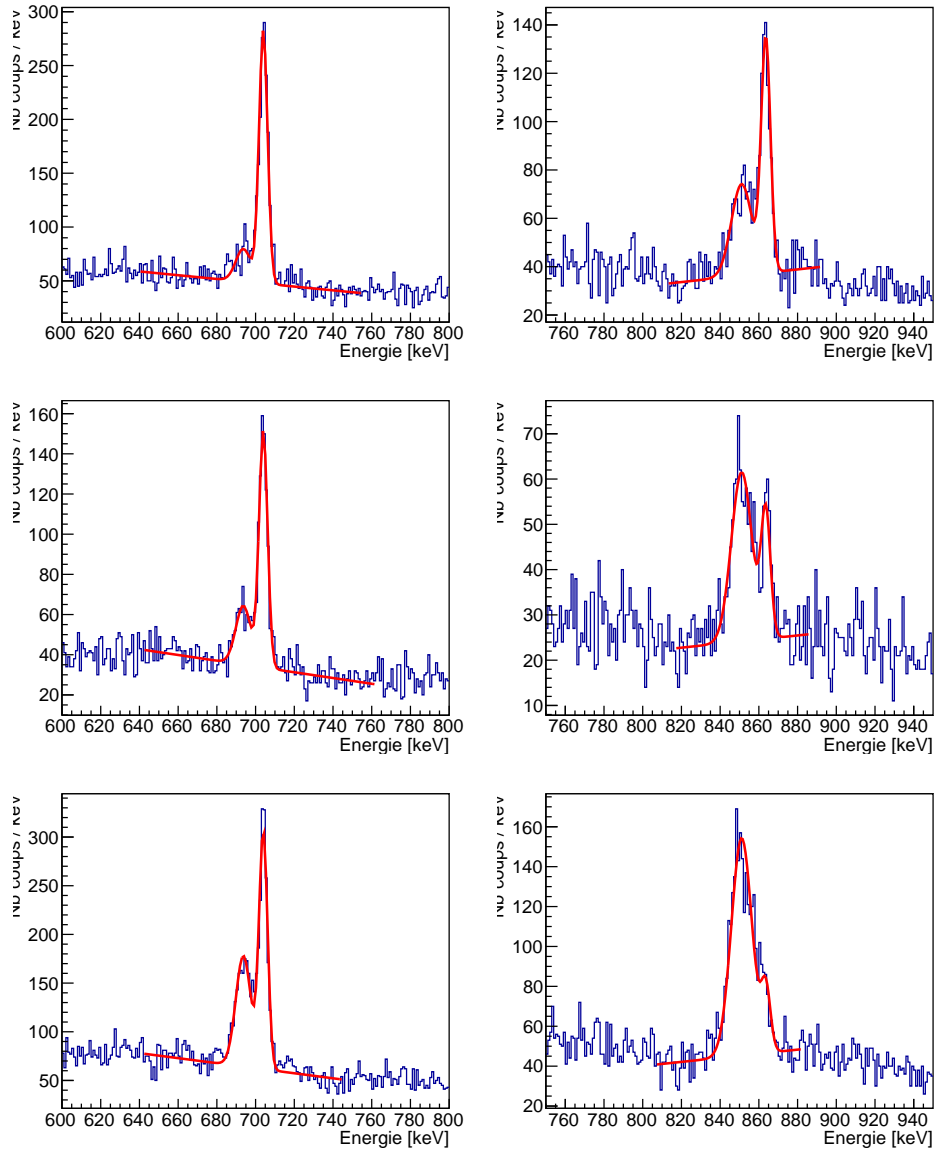


FIGURE 8.3 – Ajustement des courbes double gaussiennes plus fond linéaire pour les les transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  (gauche) et  $4^+ \rightarrow 2^+$  (droite) pour les distances cible-dégradeur 120  $\mu\text{m}$  (haut), 270  $\mu\text{m}$  (milieu) et 520  $\mu\text{m}$  (bas)

par l'état le plus haut en énergie en allant vers l'état fondamental (voir Chapitre 2).

#### Cas de la transition à 990 keV ( $5^+ \rightarrow 4_2^+$ )

Le cas de la transition à 990 keV est relativement simple, en effet, en utilisant la plus courte des distances, le rapport  $R$  est déjà compatible avec 0. Ainsi, la durée de vie de l'état à 2847 keV est trop courte pour en donner une valeur précise, on se contentera donc de donner une valeur maximale de la durée de vie en utilisant l'eq. 8.1 :  $\tau_{(5^+)} \leq 1.6$  ps, c'est-à-dire une probabilité de

Énergie [keV]	504.2(5)	704.0(1)	864.1(3)	990.7(9)	1279.3(9)	
Intensité [%]	23(4)	100(7)	80(8)	9(2)	19(3)	
d [ $\mu\text{m}$ ]	t [ps]	R				
120(10)	3.4(5)	0.34(10)	0.84(5)	0.57(6)	0.04(4)	0.28(9)
270(10)	7.7(9)	0.15(4)	0.66(6)	0.28(4)	–	0.04(4)
520(10)	14.9(17)	0.03(3)	0.50(3)	0.15(3)	–	–

TABLE 8.1 – Tableau récapitulatif des rapports  $R = \frac{I_U}{I_U + I_S}$  pour le  $^{86}\text{Se}$ . Dans ce tableau est aussi donné la correspondance entre la distance et le temps de vol entre la cible et le dégradeur ( $v_{\text{avant}} = 34.9(40) \mu\text{m.ps}^{-1}$ ) et les intensités relatives à celle de la transition de 704.0(1) keV des différentes transitions observées.

transition réduite  $B(M1; (5^+) \rightarrow (4_2^+)) \geq 0.03 \mu_N^2$ .

#### Cas de la transition à 1279 keV ( $6^+ \rightarrow 4_1^+$ )

Ce cas est comparable au cas précédent, mis à part que cette fois, on a un rapport non-compatible avec 0 ( $R_{120}$ ) et un autre ( $R_{270}$ ) qui l'est (voir TABLE 8.1). On va déduire la durée de vie de l'état à 2847 keV à partir de  $R_{120}$  et vérifier son accord avec  $R_{270}$ . Cette valeur reste une limite supérieure car nous n'avons pas d'indice sur le peuplement de cet état.

D'après l'eq. 8.1, on obtient  $\tau_{(6^+)} \leq 2.7_{-0.9}^{+1.2}$  ps. Ce qui donne un rapport attendu pour la distance 270  $\mu\text{m}$   $R_{270} = 0.06_{-0.01}^{+0.11}$  ce qui est entièrement compatible avec le rapport mesuré  $R_{270,\text{mes}} = 0.04(4)$ . Ainsi, en terme de probabilité de transition réduite, on obtient  $B(E2; (6^+) \rightarrow 4_1^+) \geq 88_{-17}^{+44} e^2.\text{fm}^4$ .

#### Cas de la transition à 504 keV ( $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ )

L'état à 2072 keV est peuplé par la transition à 990 keV. Il faut donc prendre en compte ce peuplement dans l'estimation de sa durée de vie. Cela est fait grâce aux équations de Bateman. Comme la transition à 504 keV a une intensité relative à l'intensité observée de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  de 23(4)% et celle à 990 keV est de 9(2)% alors l'état est peuplé à 39(11)% par la transition à 990 keV et donc à 61(11)% directement par la fission et/ou par des transitions non observées.

$$R(t) = 1 - \left[ (1 - I_{\gamma,990})(1 - e^{-\lambda_{(4_2^+)} t}) + \frac{\lambda_{(4_2^+)} I_{\gamma,990}}{\lambda_{(4_2^+)} - \lambda_{(5^+)}} (e^{\lambda_{(4_2^+)} t} - e^{\lambda_{(5^+)} t}) \right] \quad (8.2)$$

En considérant que les 61(11)% restant proviennent d'une alimentation directe par la réaction de fission (alimentation considérée comme instantanée), on obtient l'ajustement de la fonction  $R(t)$  à l'aide l'équation de Bateman eq. 8.2 présenté FIGURE 8.4(a).

La propagation des incertitudes sur la mesure est ici complexe. En effet, il faut prendre en compte diverses origines d'incertitudes : rapports d'embranchement, distances, intensités des

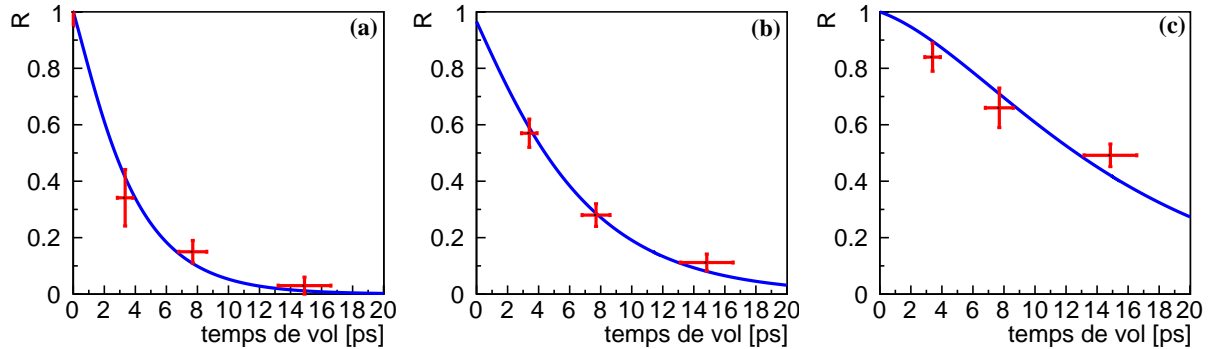


FIGURE 8.4 – Evolution de  $R$  en fonction du temps de vol (en rouge) et ajustement de l'équation de Bateman (en bleu) pour la transition à 504 keV (a), 863 keV (b) et 704 keV (c).

composantes ... au travers des équations de Bateman. Une manière communément employée [65] pour propager les différentes incertitudes consiste à effectuer un tirage Monte-Carlo de chaque variable avec une probabilité gaussienne centrée sur la valeur mesurée expérimentalement avec un écart type égal à l'incertitude sur cette grandeur. On obtient une durée de vie pour chacun de ces tirages. La largeur à mi-hauteur de la distribution des durées de vie nous donne l'erreur sur la durée de vie, voir FIGURE 8.5(a).

On obtient une durée de vie  $\tau_{(4_2^+)} = 3.2_{-0.8}^{+0.6}$  ps, c'est-à-dire en terme de probabilité réduite de transition  $B(M1; (4_2^+) \rightarrow 4_1^+) = 0.13_{-0.01}^{+0.05} \mu_N^2$ . De plus, cette durée de vie est compatible avec la durée de vie effective  $\tau_{(4_2^+),\text{eff}} = 3.9(6)$  ps. La durée de vie des états dont les transitions à 1278 et 990 keV sont issues sont négligeables devant la durée de vie de l'état à 2072 keV. Ainsi, seule la transition à 504 keV sera considérée pour évaluer les durées de vie suivantes. De plus, si en tenait compte l'ajustement des équations de Bateman aux données deviendrait impossible car on aurait plus de paramètres que de points (distances cible-dégradeur).

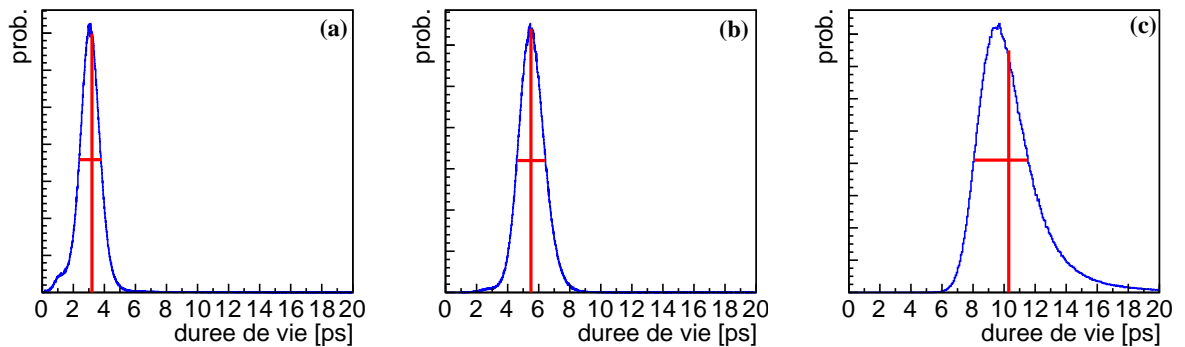


FIGURE 8.5 – Distribution des durées de vie obtenue par des calculs Monte Carlo incluant toutes les incertitudes expérimentales pour la transition à 504 keV (a), 864 keV (b) et 704 keV (c).

**Cas de la transition à 864 keV  $4_1^+ \rightarrow 2^+$** 

L'état à 1568 keV qui décroît par cette transition, est peuplé par deux transitions (504 et 1278 keV) qu'il faudrait prendre en compte dans l'estimation de sa durée de vie.

Comme la transition à 864 keV à une intensité relative à l'intensité observée de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  de 80(8)%, celle à 1278 keV de 19(3)% et celle à 504 keV de 23(4)% alors l'état à 1567 keV est peuplé à 24(4)% par la transition à 1278 keV et à 29(6)% par la transition à 504 keV. Ainsi, 47(7)% de la population de cet état provient directement de la fission et/ou de transitions non-observées. Comme on néglige la durée de vie de l'état à 2847 keV, on ajoute l'intensité relative de la transition à 1278 keV à celle des transitions non-observées. L'équation de Bateman décrivant la dépendance en temps de  $R$  est directement déductible de eq. 8.2.

L'ajustement de la fonction  $R(t)$  aux points expérimentaux FIGURE 8.4(b) donne  $\tau_{4_1^+} = 5.5_{-0.9}^{+0.9}$  ps soit en terme de probabilité réduite de transition  $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2^+) = 307_{-44}^{+59} e^2 \text{ fm}^4$ . Les erreurs sont obtenues comme précédemment FIGURE 8.5(b).

**Cas de la transition à 704 keV  $2^+ \rightarrow 0^+$** 

L'état à 704 keV est peuplé par la transition à 864 keV dépeuplant un état lui-même alimenté par une transition à 504 keV. Cette chaîne de décroissance doit être prise entièrement en compte afin d'estimer la durée de vie de l'état  $2^+$  (eq. 8.3).

$$R(t) = 1 - \left\{ \lambda_{2^+} \left[ \frac{\lambda_{4_1^+} I_{\gamma,504}}{(\lambda_{2^+} - \lambda_{(4_2^+)}) (\lambda_{4_1^+} - \lambda_{(4_2^+)})} (1 - e^{-\lambda_{(4_2^+)}}) \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{\lambda_{2^+} - \lambda_{4_1^+}} \left( \frac{\lambda_{(4_2^+)}}{\lambda_{(4_2^+)}} I_{\gamma,504} + I_{\gamma,864} \right) (1 - e^{-\lambda_{4_1^+}}) \right] \right. \\ \left. + \frac{1}{\lambda_{2^+}} \left( \frac{\lambda_{(4_2^+)}}{(\lambda_{(4_2^+)}} \frac{\lambda_{4_1^+}}{(\lambda_{(4_2^+)}} I_{\gamma,504} + \frac{\lambda_{4_1^+}}{\lambda_{4_1^+} - \lambda_{2^+}} I_{\gamma,864} + I_{\gamma,704} \right) (1 - e^{-\lambda_{2^+} t}) \right] \right\} \quad (8.3)$$

En ajustant cette équation aux points expérimentaux FIGURE 8.4(c), on obtient  $\tau_{2^+} = 10.3_{-2.2}^{+1.2}$  ps, soit en terme de probabilité réduite de transition  $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = 456_{-48}^{+124} e^2 \text{ fm}^4$ .

Tous les résultats concernant les durées de vie des états excités de  $^{86}\text{Se}$  sont résumés dans la TABLE 8.2, ainsi que les probabilités réduites de transition associées. On observe une bonne adéquation entre ces mesures et celles disponibles dans la littérature.



$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	Ce travail			Littérature	
		$\tau$ [ps]	B(E2) $\downarrow$ [ $e^2\text{fm}^4$ ]	B(M1) $\downarrow$ [ $\mu_N^2$ ]	$\tau$ [ps]	B(E2) $\downarrow$ [ $e^2\text{fm}^4$ ]
$2^+ \rightarrow 0^+$	704.0(1)	$10.3^{+1.2}_{-2.2}$	$456^{+124}_{-48}$	-	$10.8^{+6.9}_{-3.7-0.3}$ [65]	422(64) [111]
$4_1^+ \rightarrow 2^+$	864.1(3)	$5.5^{+0.9}_{-0.9}$	$306^{+61}_{-42}$	-	$<9.9^{+3.3}_{-2.2}$ [65]	-
$(4_2^+) \rightarrow 4_1^+$	504.2(5)	$3.2^{+0.6}_{-0.8}$	-	$0.13^{+0.05}_{-0.01}$	-	-
$(6^+) \rightarrow 4_1^+$	1279.3(9)	$\leq 3.9^{+1.2}_{-0.9}$	$\geq 88^{+44}_{-17}$	-	-	-
$(5^+) \rightarrow (4_2^+)$	990.7(9)	$\leq 1.6$	-	$\geq 0.03$	-	-

TABLE 8.2 – Résumé des valeurs de durée de vie obtenues pour les états excités de  $^{86}\text{Se}$  et probabilités réduites de transition associées. Les valeurs obtenues dans la littérature sont aussi reportées. Les temps de vie sont obtenus par la même méthode (RDDS) et les  $B(E2) \downarrow$  par excitation coulombienne.

## 8.2 Mesure de durée de vie des états excités des isotones $N = 51$

### 8.2.1 Cas de $^{85}_{34}\text{Se}$

Une tentative de mesure de durée de vie d'états excités de  $^{85}\text{Se}$  a déjà été réalisée [42] mais en raison d'une faible statistique seules des limites supérieures ont été obtenues pour les deux premiers niveaux  $\left(\frac{7^+}{2}\right)$ ,  $\left(\frac{9^+}{2}\right)$  à 1116 keV et 1438 keV,  $\tau \leq 3(2)$  ps, voir TABLE 8.4.

Le spectre  $\gamma$  obtenu en coïncidence avec des événements identifiés à  $^{85}\text{Se}$  par VAMOS est montré FIGURE. 8.6, le schéma de niveau obtenu [42, 114] est montré FIGURE 8.7.

L'état à 2376 keV possède une durée de vie trop courte pour qu'elle puisse être mesurée avec les temps de vol (distances) utilisés dans cette expérience (On observe en noir seulement la composante décalée de la raie à 398 keV). Pour les autres états, seule la première distance (120  $\mu\text{m}$ ) est utilisable en raison des faibles durées de vie apparentes de ces états. Les rapports  $R$  sont donc obtenus par un ajustement double gaussien avec fond linéaire pour la distance 120  $\mu\text{m}$  et sont montrés FIGURE 8.8.

Les rapports obtenus sont résumés dans la TABLE 8.3, ainsi que la correspondance distance-temps de vol.

Énergie [keV]	540.0(6)	1116(1)	1437.8(5)
Intensité [%]	43(7)	61(7)	100(8)
d [ $\mu\text{m}$ ]	t [ps]	R	
120(10)	3.4(4)	0.30(9)	0.11(3) 0.19(3)

TABLE 8.3 – Tableau récapitulatif des rapports  $R = \frac{I_U}{I_U + I_S}$  pour le  $^{85}\text{Se}$ . Dans ce tableau est aussi donné la correspondance entre la distance et le temps de vol entre la cible et le dégradeur ( $v_{\text{avant}} = 35.2(40) \mu\text{m.ps}^{-1}$ ). Sont aussi reportées les intensités relatives à la plus intense, les incertitudes indiquées sont déduites des incertitudes statistiques.

### Cas de l'état à 1978 keV

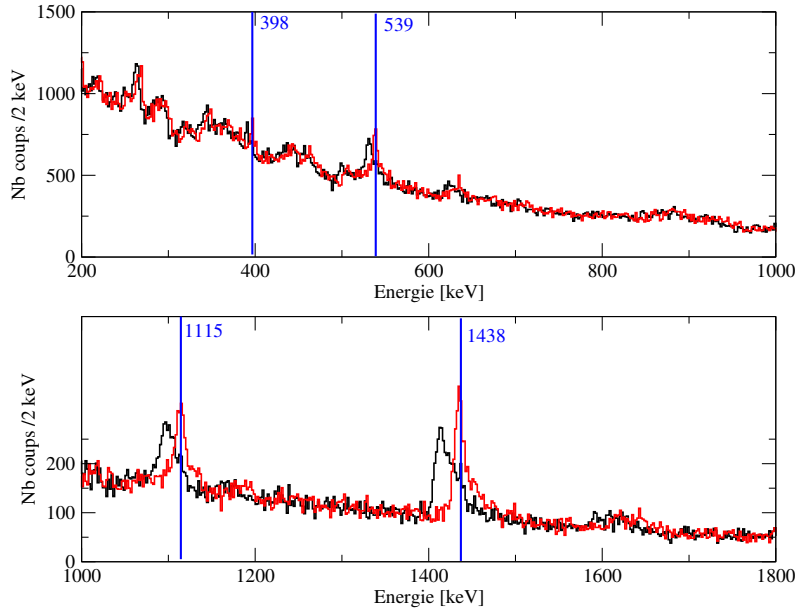


FIGURE 8.6 – Spectre  $\gamma$  obtenu avec AGATA en coïncidence avec les événements  $^{85}\text{Se}$  identifiés par VAMOS, toutes distances plunger confondues. En noir, le spectre corrigé Doppler avec la vitesse mesurée avec VAMOS, en rouge, celui obtenu en calculant la vitesse avant le dégradeur. Les marqueurs bleus indiquent l'énergie des transitions déjà connues dans  $^{85}\text{Se}$  [115, 116, 114]

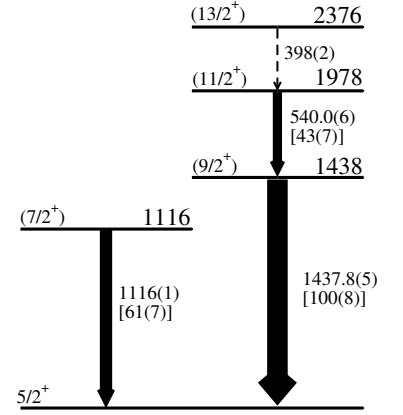


FIGURE 8.7 – Schéma de niveaux observé [115, 116, 114] de  $^{85}\text{Se}$ . Les énergies et intensités relatives issues de ce travail sont indiquées.

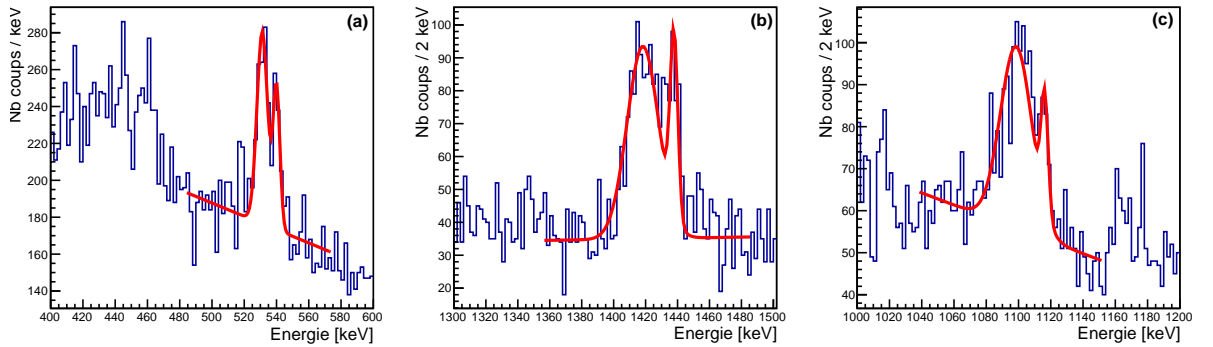


FIGURE 8.8 – Ajustement double gaussien avec fond linéaire pour les raies à 539 keV (a), 1436 keV (b) et 1116 keV (c) pour la distance 120(10)  $\mu\text{m}$ .

Cet état identifié comme possible  $\left(\frac{11}{2}^+\right)$  par [116] se désexcite par une transition à 540 keV vers l'état  $\left(\frac{9}{2}^+\right)$  à 1438 keV; il s'agirait donc d'une transition de type  $M1$ . En utilisant l'équation 8.1, on obtient une durée de vie  $\tau_{(11/2^+)} = 2.8^{+0.8}_{-0.9}$  ps. L'évolution du rapport  $R$  en fonction de la durée de vie à cette distance de plunger est représentée FIGURE 8.9(a). En terme de probabilité de transition, on a alors  $B\left(M1; \left(\frac{11}{2}^+\right) \rightarrow \left(\frac{9}{2}^+\right)\right) = 0.12^{+0.06}_{-0.03} \mu_N^2$ . On confirme

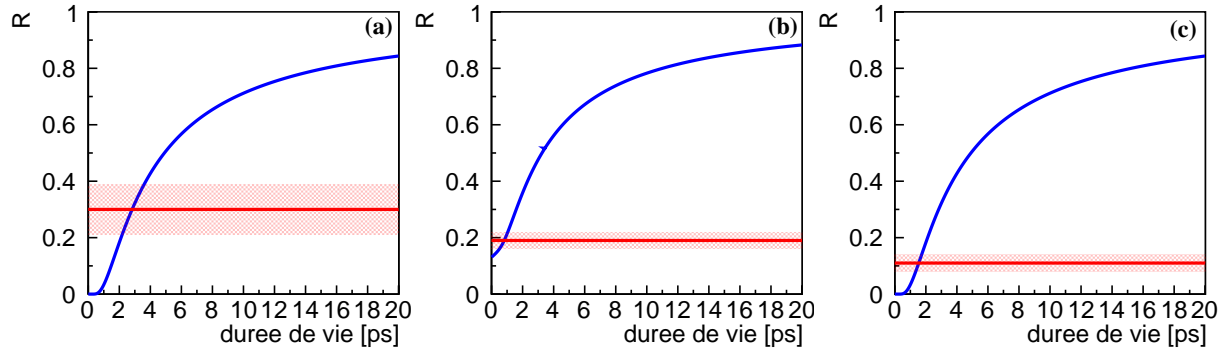


FIGURE 8.9 – En bleu, évolution du rapport  $R$  en fonction de la durée de vie de l'état à 1978 keV (a), 1436 keV (b) et 1116 keV (c) pour la distance 120(10)  $\mu\text{m}$ . En rouge est indiquée le rapport  $R$  mesuré expérimentalement avec son incertitude.

ici la nature  $M1$  de la transition, car le cas d'une transition  $E2$  donnerait avec cette durée de vie une valeur de  $B(E2)$  non physique.

### Cas de l'état à 1438 keV

Cet état est peuplé par une transition à 540 keV et dépeuplé par une transition à 1438 keV vers l'état fondamental  $\frac{5}{2}^+$  [39]. Cette transition a été supposée de nature  $E2$  dans [116] d'où l'assignation  $\left(\frac{9}{2}^+\right)$  pour cet état faite dans [115]. En utilisant l'équation 8.2, on obtient l'évolution du rapport  $R$  en fonction de la durée de vie pour une distance de cible-dégradeur de 120  $\mu\text{m}$  représentée FIGURE 8.9(b). En utilisant le rapport mesuré, on obtient une durée de vie  $\tau_{(9/2^+)} = 0.7_{-0.3}^{+1.3}$  ps. En terme de probabilité de transition  $E2$ , on a alors  $B\left(E2; \left(\frac{9}{2}^+\right) \rightarrow \left(\frac{5}{2}^+\right)\right) = 189_{-122}^{+141} e^2 \cdot \text{fm}^4$ , on note que  $B(M1)$  déduit de cette durée de vie est non physique (temps de vie trop long pour cette énergie).

### Cas de l'état à 1116 keV

Cet état a d'abord été identifié dans la décroissance  $\beta$  de  $^{85}\text{As}$  [117], puis placé dans le schéma de niveaux [116] alors qu'il n'avait pas été peuplé dans la réaction de fusion-fission. Il a néanmoins par la suite été observé par réactions profondément inélastiques à LNL [42]. Les spin-parité ont été proposés par l'étude de la radioactivité de  $^{85}\text{As}$  [117]. Il se désexcite par une transition à 1116 keV vers l'état fondamental. En utilisant l'équation 8.1, on obtient une durée de vie  $\tau_{(7/2^+)} = 1.2_{-0.3}^{+0.4}$  ps. L'évolution du rapport  $R$  en fonction de la durée de vie à la distance cible-dégradeur de 120  $\mu\text{m}$  est représentée FIGURE 8.9(c). En terme de probabilité de transition, on obtient alors  $B\left(E2; \left(\frac{7}{2}^+\right) \rightarrow \left(\frac{5}{2}^+\right)\right) = 391_{-98}^{+130} e^2 \cdot \text{fm}^4$  ou  $B\left(M1; \left(\frac{7}{2}^+\right) \rightarrow \left(\frac{5}{2}^+\right)\right) = 0.03_{-0.01}^{+0.02} \mu_N^2$ . Il s'agit probablement ici d'un mélange  $M1/E2$ .

L'ensemble des valeurs de durées de vie des états excités de  $^{85}\text{Se}$  obtenues sont résumées dans

la TABLE 8.4.

$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$E_\gamma$ [keV]	Ce travail			Littérature
		$\tau$ [ps]	B(E2) $\downarrow$ [ $e^2\text{fm}^4$ ]	B(M1) $\downarrow$ [ $\mu_N^2$ ]	$\tau$ [ps]
$\left(\frac{7}{2}^+\right) \rightarrow \left(\frac{5}{2}^+\right)$	1116(1)	$1.2^{+0.4}_{-0.3}$	$391^{+130}_{-98}$	$0.03^{+0.02}_{-0.01}$	<3(2) [42]
$\left(\frac{9}{2}^+\right) \rightarrow \left(\frac{5}{2}^+\right)$	1437.8(5)	$0.7^{+1.3}_{-0.3}$	$189^{+141}_{-122}$	-	<3(2) [42]
$\left(\frac{11}{2}^+\right) \rightarrow \left(\frac{9}{2}^+\right)$	540.0(6)	$2.8^{+0.8}_{-0.9}$	-	$0.12^{+0.06}_{-0.03}$	-

TABLE 8.4 – Résumé des valeurs de durée de vie obtenues pour des états excités de  $^{85}\text{Se}$  avec les probabilités réduites de transition associées. Les valeurs déjà disponibles dans la littérature sont aussi reportées.

### 8.2.2 Cas de $^{83}_{32}\text{Ge}$

En raison de la faible statistique, nous avons utilisé la technique développée par J. Litzinger *et al.* [65] qui consiste à utiliser les spectres sommés pour plusieurs distances cible-dégradeur et à considérer que l'évolution du rapport  $R_{\text{somme}}$  en fonction de la durée de vie  $\tau$  est la somme pondérée par le nombre de noyaux produits et identifiés ( $n_d$ ) pour chaque distance cible-dégradeur ( $d$ ) des rapport  $R_d(\tau)$  (eq 8.4).  $R_d(\tau)$  est exprimé à l'aide des équations de Bateman.

$$R_{\text{somme}}(\tau) = \sum_d n_d R_d(\tau) \quad (8.4)$$

On mesure une vitesse réduite moyenne dans VAMOS  $\bar{\beta}_{\text{après}} = 0.096(11)$  soit une vitesse reconstruite avec LISE++[64] avant le dégradeur  $\bar{v}_{\text{avant}} = 34.7(40)\mu\text{m.ps}^{-1}$ . Les correspondances distance-temps de vol sont résumées dans la TABLE 8.5.

d[ $\mu\text{m}$ ]	t[ps]	$n_d$ [%]
120(10)	3.5(4)	33
270(10)	7.8(9)	19
520(10)	15.0(17)	47

TABLE 8.5 – Correspondance distance temps de vol et population relative de  $^{83}\text{Ge}$  à chaque distance cible-dégradeur  $d$  :  $n_d$ .

Le spectre obtenu pour  $^{83}\text{Ge}$  est présenté FIGURE 8.10. On observe les transitions présentées dans le schéma de niveaux donné FIGURE 8.11.

#### Cas des états à 1238, 1248 et 1990 keV

Les états à 1238 et 1248 keV ont été observés par décroissance  $\beta$  [89, 51] mais aucun spin-parité n'a été assigné pour le moment. Ils ont de plus été observés pendant l'expérience décrite précédemment (voir Chapitre 5). L'état à 1990 keV, ainsi que les états à 1238 et 1248 keV, voir

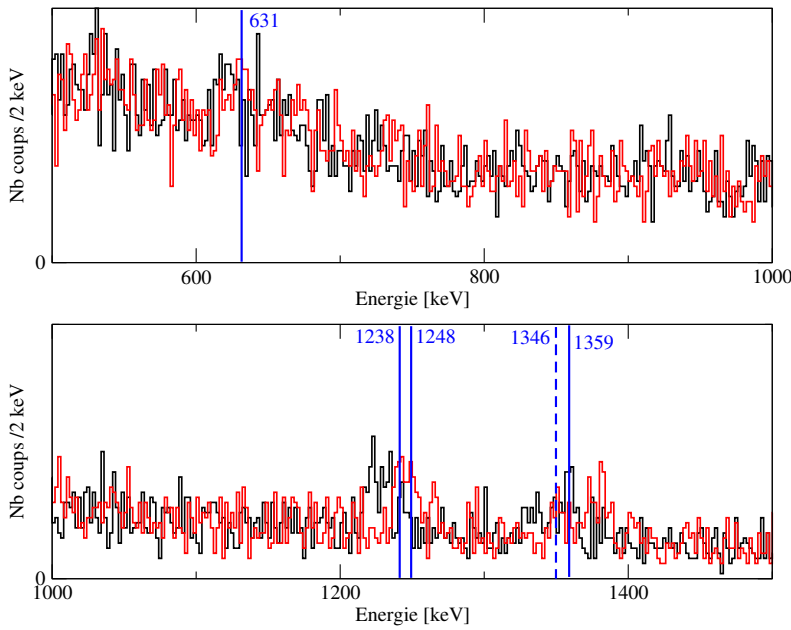


FIGURE 8.10 – Spectre somme  $\gamma$  obtenu avec AGATA en coïncidence avec  $^{83}\text{Ge}$  identifiés par VAMOS. En noir, le spectre corrigé Doppler avec la vitesse mesurée dans VAMOS, en rouge, celui obtenu en simulant la vitesse avant le dégradeur. Les marqueurs bleus indiquent les centroïdes des énergies des transitions observées dans  $^{83}\text{Ge}$  dans l'expérience de décroissance  $\beta$  décrite précédemment et par G. Duchêne, F. Didierjean, J. Dudouet *et al.* [118].

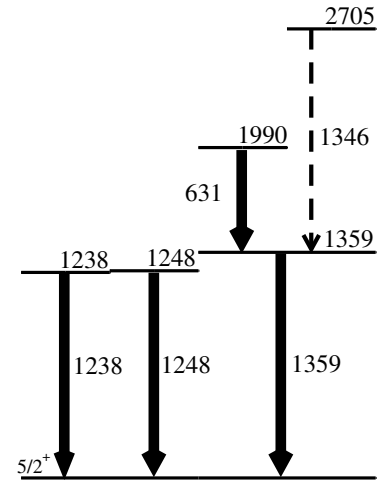


FIGURE 8.11 – Schéma de niveaux obtenus de  $^{83}\text{Ge}$ . Les coïncidences ont pu être établies à l'aide des données de l'expérience E680 au GANIL (G. Duchêne, F. Didierjean, J. Dudouet *et al.* [118]).

FIGURE 8.11, ont de plus été alimentés lors d'une expérience similaire à celle présentée ici mais sans plunger (Expérience E680, G. Duchêne *et al.* [118]).

En raison de la faible statistique et de leur proximité en énergie, il n'est pas possible d'obtenir une durée de vie précise pour ces états. Néanmoins, on remarque que le pic rouge (correction Doppler avec la vitesse avant le dégradeur reconstruite avec LISE++[64]) a une plus grande amplitude que le pic noir (correction Doppler avec la vitesse mesurée avec VAMOS) au niveau du centroïde indiqué par le marqueur bleu (FIGURE 8.10). En rouge, la correction Doppler est moins performante que celle effectuée en noir ( $2.7(3) = \sigma_{\text{rouge}} > \sigma_{\text{noir}} = 2.2(1)$  à 900 keV), étant donné les hypothèses faites pour réaliser cette correction. De ce fait, on a la relation suivant sur les intensité  $I_S = I_{\text{rouge}} \geq I_{\text{noir}} = I_U$  donc  $R \leq 0.5$ . On peut alors donner une limite supérieur à ces états,  $R = e^{-\frac{t}{\tau}} \leq 0.5$  où  $t$  est le temps de vol de la plus courte des distances. Ainsi,  $\tau = \frac{t}{\ln 2} \leq 5.0(6)$  ps.

### Cas de l'état à 1359 keV

L'existence de cet état a été révélée pour la première fois par l'étude de la décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$  (voir Chapitre 5) par l'observation d'une transition à 1359 keV. Il a également été peuplé par

fusion-fission comme les données de l'expérience E680 de G. Duchêne *et al.* [118] le montrent. En comparant le spectre  $\gamma$  rouge (correction Doppler avec la vitesse avant le dégradeur reconstruite avec LISE++[64]) et le spectre  $\gamma$  noir (correction Doppler avec la vitesse mesurée avec VAMOS) au niveau du centroïde indiqué par le marqueur bleu (FIGURE 8.10), on observe que contrairement aux transition précédentes, la durée de vie de l'état dépeuplé par cette transition est longue car il y a une majorité de coups dans le spectre noir au niveau de l'énergie correcte de la transition (marqueur bleu).

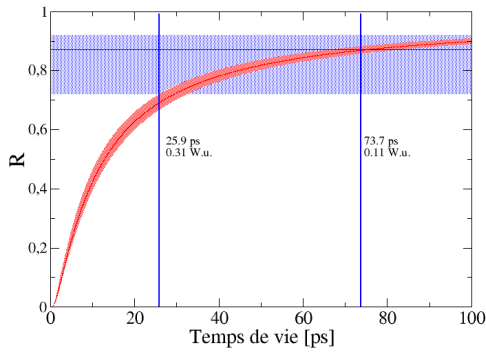


FIGURE 8.12 – En rouge est représentée l'évolution du rapport  $R$  en fonction de la durée de vie dans le cas de la première hypothèse (les zones rouges représentent l'erreur systématique due aux erreurs sur la distance cible-dégradeur et sur la vitesse). En bleu, le rapport  $R$  mesurée avec l'erreur statistique associée.

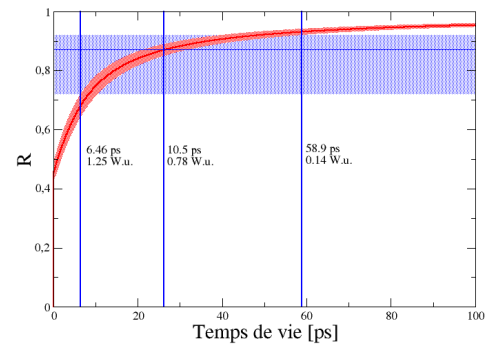


FIGURE 8.13 – En rouge est représentée l'évolution du rapport  $R$  en fonction de la durée de vie dans le cas de la seconde hypothèse (les zones rouges représentent l'erreur systématique due aux erreurs sur la distance cible-dégradeur et sur la vitesse). En bleu, le rapport  $R$  mesurée avec l'erreur statistique associée.

En raison de la faible statistique, une étude des coïncidences  $\gamma - \gamma$  n'a pas été possible et donc on ne sait pas si cette longue durée de vie apparente est due à une population venant d'un état lent plus haut en énergie.

On va donc étudier sa durée de vie sous deux hypothèses extrêmes, dans la première, on va considérer le cas où l'état à 1359 keV est directement peuplée par la fission et dans la seconde, *a contrario*, on va considérer que cet état est peuplé par la transition qui apparait comme la plus lente de toutes les transitions observées. La première hypothèse nous donnera une valeur maximale de la durée de vie, et la seconde une valeur minimale.

En raison de la présence d'une raie à 1346 keV (observée faiblement dans ce travail et dans l'expérience E680 de G. Duchêne *et al.*) dans le spectre (qui correspond aussi à l'énergie décalée de la raie à 1359 keV), l'évaluation du rapport  $R$  devient difficile. En négligeant la contribution de cette raie à la composante décalée de la transition à 1359 keV ; on obtient un rapport minimal  $R = 0.87_{-0.15}^{+0.05}$  dans le cas du spectre sommé des trois distances (la limite supérieure étant donnée par l'incertitude sur le fond dans un intervalle de confiance de 95%). Cette hypothèse va dans

le sens de donner une durée de vie maximale donc peut être faite dans notre cas. Ce rapport donne une durée de vie effective supérieure de l'état à 1359 keV  $\tau = 74_{-47}^{+73}$  ps comme montré FIGURE 8.12.

$E_\gamma$ [keV]	Ce travail		
	$\tau$ [ps]	B(E2) $\downarrow$ [ $e^2\text{fm}^4$ ]	B(M1) $\downarrow$ [ $\mu_N^2$ ]
1359	$74_{-67}^{+73}$	$2_{-1}^{+25}$	-
1238	$< 5.0(6)$	$> 56(8)$	$> 0.006(1)$
1248	$< 5.0(6)$	$> 54(7)$	$> 0.006(1)$
631	$< 5.0(6)$	$> 1625(222)$	$> 0.051(6)$

TABLE 8.6 – Résumé des des valeurs de durée de vie pour états excités de  $^{83}\text{Ge}$  avec les probabilités réduites de transition associées.

Dans le cas de la seconde hypothèse, on considère que l'état à 1359 keV est peuplé à 100% par la transition apparaissant la plus longue du spectre : 1346 keV. Cette fois, la composante à 1346 keV est considérée comme entièrement la composante non décalée de cette transition, on obtient une durée de vie d'environ 11 ps. On considère donc que l'état à 1359 keV est peuplé par un état ayant une durée de vie de 11 ps. On obtient une durée de vie effective minimale pour l'état à 1359 keV  $\tau = 10.5_{-4.0}^{+48.4}$  ps comme montré FIGURE 8.12.

Comme ces deux hypothèses représentent les deux cas idéaux de peuplement de l'état (aucun ou totale), on peut alors affirmer que  $6.5 \leq \tau \leq 147$  ps. C'est-à-dire en terme de probabilité de transition réduite  $1 \leq B(E2 : \frac{9}{2}^+ \rightarrow \frac{5}{2}^+) \leq 27 e^2.\text{fm}^4$ .

Toutes les valeurs obtenues dans le  $^{83}\text{Ge}$  sont résumées dans la TABLE 8.6.

« Le critère de la scientificité d'une théorie réside dans la possibilité de l'invalider, de la réfuter ou encore de la tester »

Karl Popper

# 9

## Discussion et interprétation des résultats

### Sommaire

---

<b>9.1</b>	<b>Discussion générale des résultats pour <math>^{83}\text{Ge}</math></b>	<b>136</b>
<b>9.2</b>	<b>Modèle de couplage à deux cœurs</b>	<b>138</b>
9.2.1	Hamiltonien et procédure en deux étapes	139
9.2.2	Introduction des anharmonicités	141
9.2.3	Paramètres du modèle	141
9.2.4	Calcul des grandeurs physiques comparables avec l'expérience	145
<b>9.3</b>	<b>Comparaison avec le modèle</b>	<b>146</b>
9.3.1	Cas de $^{85}\text{Se}$	147
9.3.2	Cas de $^{83}\text{Ge}$	149

---



TABLE 9.1 – Assignations possibles de spin-parité des états excités de  $^{83}\text{Ge}$ , proposées sur la base de leurs rapports d'embranchement  $\beta$ -n (Ref. [89]).

Énergie [keV]	$J^\pi$	$I_{\beta n}$ [%]
0.0	$5/2^+$	<61
247.7(3)	$1/2^+$	8.4(18)
1045.9(4)	$(1/, 3/2^+)$	5.2(11)
1238.4(8)	$(3/, 5/2^+)$	1.1(3)
1452.7(4)	$(1/, 3/, 5/2^+)$	0.8(3)
2026.4(5)	$(1/, 3/, 5/2^+)$	1.1(4)
3238(1)	$(1/, 3/, 5/2^+)$	0.8(3)

## 9.1 Discussion générale des résultats pour $^{83}\text{Ge}$

Nous allons dans cette partie, essayer d'attribuer à chaque état de  $^{83}\text{Ge}$  un spin et une parité. Dans le cas de la spectroscopie  $\gamma$   $\beta$  retardée de  $^{83}\text{Ge}$ , mis à part l'état au delà du seuil neutron (6750(500) keV), toutes les valeurs de durées de vie comparatives  $\log ft$  (voir Chapitre 2) sont supérieures à 6 (voir TABLE 5.2) et laissent donc penser que les transitions  $\beta$  vers ces états sont des transitions Gamow-Teller premières interdites ( $\Delta L = 1$ ,  $\Delta S = 1$ ) donc  $\Delta J = 0, 1$ (non unique) ou 2(unique) avec changement de parité.

On supposera pour l'ensemble de cette discussion que l'état fondamental de  $^{83}\text{Ga}$  a un spin-parité égal à  $(\frac{5}{2}^-)$  [12] (cette assignation n'a pas été directement établie expérimentalement mais à l'aide de la systématique des isotones  $N = 52$  impairs), donc je considérerai dans la suite que les états du  $^{83}\text{Ge}$  situé en dessous du seuil d'émission neutron  $S_n$  ont pour spin parité possibles dans l'hypothèse des transitions 1-interdites :

- non unique :  $\frac{3}{2}^+$ ,  $\frac{5}{2}^+$  et  $\frac{7}{2}^+$
- unique :  $\frac{1}{2}^+$  et  $\frac{9}{2}^+$

On sait déjà que l'état fondamental et le premier état excité ont respectivement un spin-parité  $\frac{5}{2}^+$  et  $\frac{1}{2}^+$  suite à l'étude du  $^{83}\text{Ge}$  par réaction de transfert  $^{82}\text{Ge}(d, p)$  [39]. Cette assignation est en adéquation avec leur valeur de  $\log ft$  mesurée par la décroissance  $\beta$  du  $^{83}\text{Ga}$  (voir TABLE 5.2).

On partira dans cette discussion des assignations effectuées par spectroscopie  $\gamma$  après émission neutron  $\beta$  retardée de  $^{84}\text{Ge}$  telles que proposées dans Ref. [89]; celles-ci sont résumées dans la TABLE 9.1. On peut maintenant tenter de réduire le nombre de possibilités d'assignation des spin-parité. L'état à 1046 keV est proposé  $J^\pi = \frac{1}{2}^+$  ou  $\frac{3}{2}^+$ . Néanmoins, cet état est observé dans la spectroscopie  $\gamma$   $\beta$ -retardée de  $^{83}\text{Ge}$  avec une alimentation correspondant à  $\log ft = 6.7(1)$ , il s'agit donc d'une transition de Gamow-Teller 1-interdite non-unique. On peut donc réfuter l'hypothèse  $\frac{1}{2}^+$  et restreindre les spin-parité à  $\frac{3}{2}^+$ .

De même, pour l'état à 1238 keV, le fait que celui-ci ait été alimenté par la réaction  $^{238}\text{U}(^9\text{Be}, f)$  montre qu'il s'agit d'un état Yrast ou Yrare et donc retire la possibilité  $\frac{3}{2}^+$ . Ainsi, on propose pour cet état un spin-parité  $\frac{5}{2}^+$  (même si logiquement un état Yrast ou Yrare est  $\frac{7}{2}^+$  minimum). Cela est cohérent avec le fait qu'en partant d'un état de spin-parité  $(0^-)$  pour  $^{84}\text{Ga}$ , on peuple alors des états de spin-parité  $(0^-, 1^-)$  par transitions Gamow-Teller au-dessus du seuil neutron.

		$\xrightarrow{\nu p_{1/2}}$	$1/2^+$
	$0^-$	$\xrightarrow{\nu p_{3/2}}$	$3/2^+$
		$\xrightarrow{\nu p_{1/2}}$	$1/2^+$
$(0^-)$	$\xrightarrow{\beta}$	$\xrightarrow{\nu p_{3/2}}$	$3/2^+$
	$1^-$		$1/2^+$
		$\xrightarrow{\nu p_{3/2}}$	$3/2^+$
			$5/2^+$

 TABLE 9.2 – Calcul schématique des spin atteignable par décroissance  $\beta_n$  de  $^{84}\text{Ga}$ .

Le neutron émis possède un faible moment orbital  $\ell = 0, 1$ . Les neutrons émis sont alors des neutrons  $p_{1/2}$  ou  $p_{3/2}$ , ce qui donne comme état possible  $\frac{1}{2}^+$ ,  $\frac{3}{2}^+$  et  $\frac{5}{2}^+$  avec les probabilités relatives 3, 3 et 1 (voir TABLE 9.2). Ainsi, un état  $\frac{3}{2}^+$  a trois fois plus de chance qu'un état  $\frac{5}{2}^+$  d'être peuplé ce qui explique que  $\frac{I_{\beta_n(1045)}}{I_{\beta_n(1238)}} = 4.7(16)$  (la différence avec 3 pouvant s'expliquer par la différence en énergie). Cela va à l'encontre des assignations faites par M. F. Alshudifat *et al.* [87] qui attribuent à cet état  $\frac{3}{2}^+$ , mais l'incohérence des résultats présentés dans ce papier laisse supposer un travail non abouti<sup>1</sup>.

Ensuite, l'état à 1359.1(3) keV possède un  $\log ft$  de transition unique donc il possède un spin-parité  $\frac{1}{2}^+$  ou  $\frac{9}{2}^+$ . De plus, cet état est observé par la réaction de fusion-fission  $^{238}\text{U}(^9\text{Be}, f)$ , ainsi, il s'agit d'un état Yrast ou Yrare. Je suggère donc un spin-parité  $\frac{9}{2}^+$ . De plus, cet état possède une longue durée de vie ( $74_{-6}^{+73}$  ps). Celle-ci laisse à penser à un état de particule individuelle ( $B(E2) \sim 1$  W.u.) mais dans cette région de la carte des noyaux le seul moyen d'obtenir des états de particule individuelle ayant un spin-parité  $\frac{9}{2}^+$  est la configuration intruse  $2p - 1t \nu d_{5/2}^2 \nu g_{9/2}^{-1}$ .

L'état à 1990 keV n'est peuplé que par la réaction de fusion-fission  $^{238}\text{U}(^9\text{Be}, f)$ , il s'agit donc probablement d'un état Yrast. Il décroît par transition  $M1$  ou  $E2$  de 631 keV ( $\tau < 5.0(6)$  ps) vers l'état à 1359 keV proposé ( $\frac{9}{2}^+$ ) ainsi on peut proposer que ses spin-parité sont soit  $\frac{11}{2}^+$ , soit  $\frac{13}{2}^+$ .

L'état à 1247 keV est alimenté à la fois par fusion-fission et par décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$  avec un  $\log ft > 7.1$ , c'est donc un état  $\frac{7}{2}^+$  ou  $\frac{9}{2}^+$ . En effet, ces deux spins sont compatibles avec la nature Yrast/Yrare de l'état et la valeur inférieure de  $\log ft$  est compatible avec une 1-interdite non-unique ou unique.

Concernant l'état à 1452.7(9) keV, celui-ci décroît seulement vers le premier état excité mais pas vers l'état fondamental. Le premier état excité étant connu comme portant la majorité de la force de l'état de particule individuelle  $\nu s_{1/2}$  [39], on peut supposer que la transition d'énergie 1204.9 keV (proche de l'énergie de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  dans  $^{82}\text{Ge}$ ) est une désexcitation du coeur et donc que cet état résulte du couplage faible  $2^+ \otimes \nu s_{1/2}$  et je propose des spin-parité  $\frac{3}{2}^+$  ou  $\frac{5}{2}^+$ , ce qui est compatible avec la valeur du  $\log ft$ . De plus, le fait que cet état ait été observé dans la décroissance  $\beta - n$  de  $^{84}\text{Ga}$  [89] renforce cette hypothèse. Nous n'avons pas d'élément

1.  $\log ft$  correspondant à des transitions autorisées (mais spins assignés avec changement de parité), rapports d'embranchement calculés sans tenir compte de la voie  $\beta_n$  alors que  $P_n = 85(4)\%$  [51]

supplémentaire pour discriminer entre ces deux possibilités.

L'état à 2026 keV vu par la décroissance  $\beta$  de  $^{84}\text{Ga}$  n'a pas été observé par décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$ , cela laisse supposer que la valeur  $\frac{1}{2}^+$  pour son spin-parité est la plus probable.

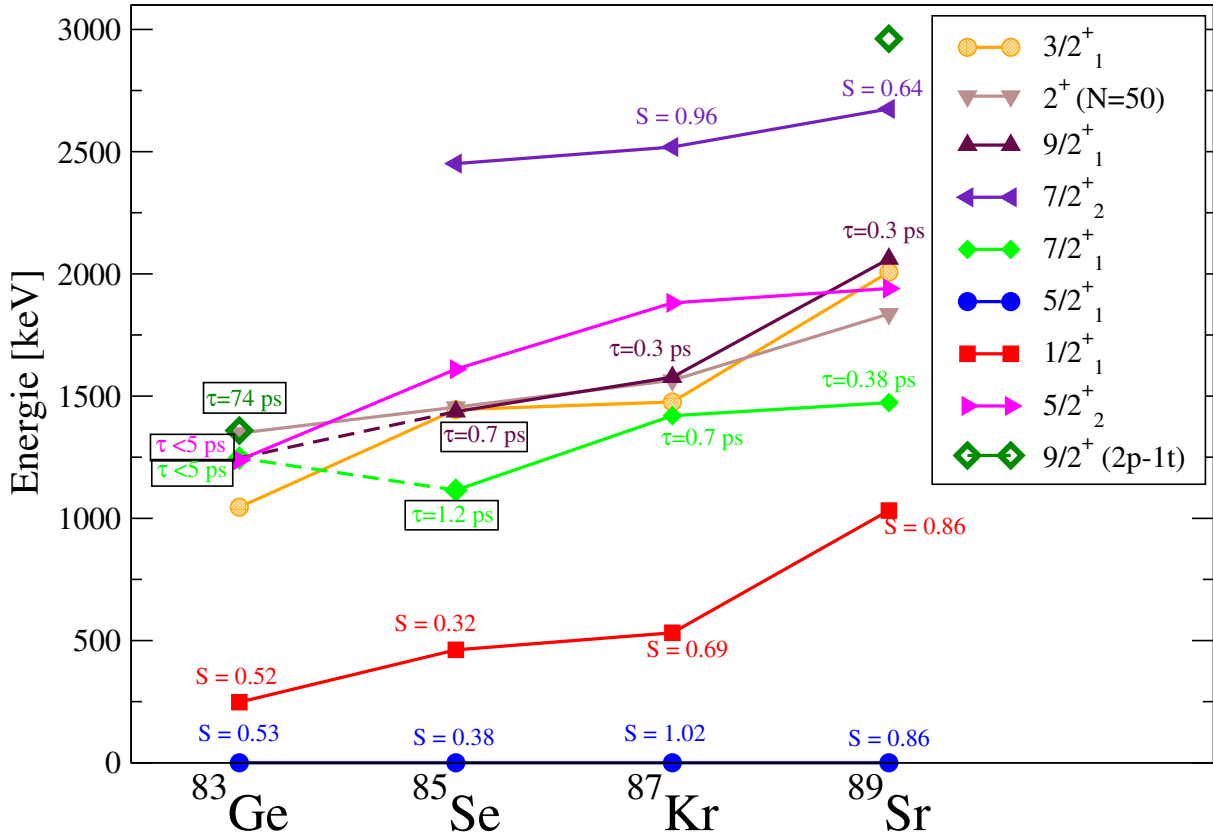


FIGURE 9.1 – Systématique des états dans les isotones  $N=51$  riches en neutrons. Les facteurs spectroscopiques  $S$  sont issus de [39] pour  $^{83}\text{Ge}$  et  $^{85}\text{Se}$ , de [40] pour  $^{87}\text{Kr}$  et  $^{89}\text{Sr}$  (et [44] pour l'état  $2p - 1t$  dans  $^{89}\text{Sr}$ ). Les valeurs de durée de vie pour  $^{89}\text{Sr}$  sont issues de [12] et pour  $^{87}\text{Kr}$  de [42]. Les valeurs de durées de vie encadrées sont issues de ce travail.

Enfin, les états peuplés au-dessus du seuil de séparation neutron doivent être des états peuplés par transition de Gamow-Teller autorisée (ils ne seraient pas peuplés autrement en raison de la fonction de Fermi). Ils ont donc un spin-parité  $\frac{3}{2}^-$ ,  $\frac{5}{2}^-$  ou  $\frac{7}{2}^-$ .

Les assignations de spin-parité sont résumées dans la TABLE 9.3. On peut alors les ajouter aux systématiques présentées au début de ce manuscrit (FIGURE 1.5 et 1.8), voir FIGURE 9.1.

## 9.2 Modèle de couplage à deux cœurs

Maintenant qu'on a une idée plus claire des spin-parité les plus probables des états excités de  $^{83}\text{Ge}$ , il me revient d'en interpréter l'origine. En raison de la difficulté d'utiliser le modèle en couche dans cette région car cela nécessiterait un espace de valence très important pour à la fois expliquer les états naturels et intrus observés dans  $^{83}\text{Ge}$ , on va interpréter les résultats à l'aide

Energie[keV]	$J^\pi$	$\log ft$	$I_{\beta n}$	$^{238}\text{U}(^9\text{Be},f)$
0.0	$5/2^+$	$> 7.3$	$< 61$	–
247.8(8)	$1/2^+$	$> 10.4(5)^u$	8.4(18)	non
1045.5(2)	$(3/2^+)$	6.7(1)	5.2(11)	non
1238.2(1)	$(5/2^+, 7/2^+)$	6.69(17)	1.1(3)	oui
1247.5(3)	$(7/2^+, 9/2^+)$	$> 7.1$	–	oui
1359.1(3)	$(9/2^+)$	$10.1(5)^u$	–	oui
1452.7(9)	$(3/2^+, 5/2^+)$	9.2(1)	0.8(3)	non
1990(1)	$(11/2^+, 13/2^+)$	–	–	oui

TABLE 9.3 – Assignment des spin-parité des états de  $^{83}\text{Ge}$  proposée sur la base des  $\log ft$  dans la décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$  (ce travail), leur rapport d'embranchement  $\beta n$  de  $^{84}\text{Ga}$  [89] et leur population ou non par la réaction  $^{238}\text{U}(^9\text{Be},f)$ .

d'un modèle de couplage à deux cœurs développé par K. Heyde *et al.* [119].

Dans le cadre de ce modèle, on considère à la fois les états issus du couplage du cœur pair-pair  $N = 50$  avec une particule neutron ( $\nu d_{5/2}$ ,  $\nu s_{1/2}$ ,  $\nu d_{3/2}$  et  $\nu g_{7/2}$ ) et ceux issus du couplage du cœur pair-pair  $N = 52$  avec un trou neutron ( $\nu g_{9/2}^{-1}$ ) (equation 9.1). [119].

$${}^A_Z X_{51} = \left( {}^A_{-1} X_{50} \otimes \nu \right) \otimes \left( {}^A_{+1} X_{52} \otimes \nu^{-1} \right) \quad (9.1)$$

Plus précisément, on tient compte des configurations  $1p$  couplées avec les excitations collectives du cœur  $N = 50$ , ainsi que les excitations  $2p - 1t$  avec ce même cœur ( $(2p - 1t) \otimes C_{50} \equiv 1t \otimes C_{52}$ ), où  $C_{50(52)}$  représentent respectivement les cœurs  $N = 50, 52$ . On note  $|\tilde{0}\rangle$  l'état fondamental de  $C_{50}$ .

### 9.2.1 Hamiltonien et procédure en deux étapes

L'hamiltonien de ce système peut être écrit de la manière suivante :

$$H = H_c + H_{s.p.} + H_{s.t.} + H_{p\text{core}} + H_{t\text{core}} + H_{pt\text{core}} + V_{pp} + V_{pt} \quad (9.2)$$

où

- $H_c$  décrit les excitations collectives à basse énergie du cœur pair-pair  $C_{50}$  ;
- $H_{s.p.(s.t.)}$  décrivent respectivement les états de particule (trou) individuel(le) neutron ;
- $H_{p(t)(pt)\text{core}}$  décrivent respectivement l'interaction de la particule (trou) (particule-trou) avec les vibrations de la surface du cœur ;
- $V_{pp(pt)}$  décrivent respectivement l'interaction résiduelle particule-particule (particule-trou).

#### Première étape

On diagonalise une partie de l'hamiltonien (eq. 9.2), pour décrire les états à basse énergie du cœur  $N = 52$  selon l'eq. 9.3 où les états propres sont données par eq. 9.4.

$$(H_c + H_{s.p.} + H_{pcore} + V_{pp}) |C_{52}; I^{(i)} M\rangle = \omega(I, i) |C_{52}; I^{(i)} M\rangle \quad (9.3)$$

$$|C_{52}; I^{(i)} M\rangle \equiv \Omega_{I,i}^\dagger(C_{52}) |\tilde{0}\rangle = \sum_{p_1, p_2, J, R} d^{(i)} [(p_1 p_2) J, R; I] \left[ (c_{p_1}^\dagger c_{p_2}^\dagger)_J \otimes \Omega_R^\dagger(C_{50}) \right]_{IM} |\tilde{0}\rangle \quad (9.4)$$

Cela revient à considérer le cœur  $N = 52$  comme un cœur  $N = 50$  ( $\Omega_R^\dagger(C_{50})$ ) plus deux particules ( $c_{p_1}^\dagger c_{p_2}^\dagger$ ).

### Seconde étape

Maintenant que l'on a décrit  $C_{52}$  en fonction de l'état fondamental de  $C_{50}$ , on peut décrire l'isotone  $N = 51$  en faisant un trou (eq. 9.5).

$$|j_t^{-1}, C_{52}(I, i); JM\rangle = c_t \otimes \Omega_{I,i}^\dagger(C_{52}) |\tilde{0}\rangle \quad (9.5)$$

De plus, l'isotone  $N = 51$  est décrit comme étant l'ajout d'une particule à  $C_{50}$  (eq 9.6).

$$|j_p, C_{50}(R); JM\rangle = c_p^\dagger \otimes \Omega_R^\dagger(C_{50}) |\tilde{0}\rangle \quad (9.6)$$

Alors, la fonction d'onde d'un état excité de l'isotone  $N = 51$  est une combinaison linéaire des ces deux configurations (eq 9.7).

$$|J^\alpha M\rangle = \sum_{p,R} p^\alpha(pR; J) |j_p, C_{50}(R); JM\rangle + \sum_{t,I,i} t^\alpha(tIi; J) |j_t^{-1}, C_{52}(I, i); JM\rangle \quad (9.7)$$

Il faut ensuite résoudre l'équation de Schrödinger présentée sous forme matricielle eq. 9.8.

$$\begin{bmatrix} H(pR, p'R'; J) + \varepsilon_p + \sum_{\lambda} \hbar\omega_{\lambda} N_{\lambda} & L(pR, t'I'i'; J) \\ L(p'R', tIi; J) & K(tIi, t'I'i'; J) + \omega(I, i) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p^\alpha(p'R'; J) \\ t^\alpha(t'I'i'; J) \end{bmatrix} = E(J^\alpha) \begin{bmatrix} p^\alpha(p'R'; J) \\ t^\alpha(t'I'i'; J) \end{bmatrix} \quad (9.8)$$

Décrivons maintenant chaque élément de cette équation.

- $H(pR, p'R'; J) \equiv \langle j_p, C_{50}(R); J | H_{pcore} | j_{p'}, C_{50}(R'); J \rangle$  représente l'interaction de la particule avec le cœur  $C_{50}$  ;
- $\varepsilon_p$  est l'énergie de particule individuelle du neutron ajouté au cœur  $C_{50}$  ;
- $\hbar\omega_{\lambda}$  et  $N_{\lambda}$  sont respectivement l'énergie et le nombre de phonons de multipolarité  $\lambda$  ;
- $L(pR, t'I'i'; J) \equiv \langle j_p, C_{50}(R); J | V_{pt} + H_{ptcore} | j_{t'}^{-1}, C_{52}(I', i'); J \rangle$  représente le couplage des deux systèmes  $C_{50} \otimes \nu$  et  $C_{52} \otimes \nu^{-1}$  ;

- $K(tIi, t'I'i'; J) \equiv \langle j_t^{-1}, C_{52}(I, i); J | V_{pt} + H_{tcore} | j_{t'}^{-1}, C_{52}(I', i'); J \rangle$  représente l'interaction du trou avec le cœur  $C_{52}$ ;
- $\omega(I, i)$  est l'énergie de l'état de spin-parité  $I$  du cœur  $C_{52}$  (eq. 9.3).

### 9.2.2 Introduction des anharmonicités

La présence de l'état  $3/2_1^+$  comme état le plus favorisé énergétiquement du multiplet  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$  (voir FIGURE 9.1) laisse supposer que l'anharmonicité ( *i.e.* un moment quadrupolaire non nulle pour les phonons) [120] du cœur pair-pair joue un grand rôle dans la spectroscopie des isotones  $N = 51$ .

Pour cela, on ajoute à l'hamiltonien 9.2, le terme suivant :

$$\hbar\omega A_{21} [[b_2^\dagger b_2^\dagger] b_2]_0 \quad (9.9)$$

où  $A_{21}$  est le paramètre d'anharmonicité et est relié au moment quadrupolaire du noyau pair-pair voisin par la relation 9.10 [121].

$$Q(2_1) = -16 \left( \frac{2}{175} \pi \right)^{\frac{1}{2}} A_{21} B(E2; 2_1 \rightarrow 0_1)_{\text{harmonique}}^{\frac{1}{2}} \quad (9.10)$$

Les éléments de matrice de l'hamiltonien d'interaction entre le phonon et la particule (ou trou) s'exprime alors selon l'équation 9.11 où  $Y_2$  est l'opérateur harmonique sphérique de rang 2,  $\alpha_2$  est l'amplitude de vibration et  $|\langle k \rangle| = 40 \text{ MeV}$  [122] est la force de couplage phonon-particule.

$$\langle j', N'R'; I | H_{\text{int}} | j, NR; I \rangle = -(-1)^{j+R'+I} \begin{Bmatrix} j & R & I \\ R' & j' & 2 \end{Bmatrix} \langle j' | |Y_2| | j \rangle |\langle k \rangle| \langle N'R' | | \alpha_2 | | NR \rangle \quad (9.11)$$

De l'équation 9.11, on dérive la dispersion en énergie des états du multiplets [120] (eq. 9.12) avec  $a = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} |\langle k \rangle| \left( \frac{\hbar\omega_2}{2c} \right)^{\frac{1}{2}}$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E(I)}{\hbar\omega_2} = & 4\pi \left( \frac{a}{\hbar\omega_2} \right)^2 \langle j | |Y_2| | j \rangle^2 \left[ \frac{\delta_{jI}}{2j+1} + \begin{Bmatrix} 2 & j & I \\ 2 & j & j \end{Bmatrix} \right] \\ & - (-1)^{j+I} \frac{5}{2} \left( \frac{7}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{a}{\hbar\omega_2} \langle j | |Y_2| | j \rangle \frac{Q(2_1)_{\text{vib}}}{\sqrt{B(E2; 2_1 \rightarrow 0_1)_{\text{vib}}}} \begin{Bmatrix} j & 2 & j \\ 2 & I & 2 \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (9.12)$$

### 9.2.3 Paramètres du modèle

Dans ce modèle interviennent différents paramètres pouvant être déduits des données expérimentales.

### Énergie de particule individuelle

Les premiers paramètres du modèles sont les énergies de particules individuelle neutrons  $\varepsilon_p$ . On considère dans ce calcul les orbitales neutron  $2d_{5/2}$ ,  $3s_{1/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $1g_{7/2}$  et  $\nu h_{11/2}$ . Leurs valeurs sont tirées des ajustements d'un modèle plus simple d'un seul cœur plus neutron [123] utilisé par F. Didierjean *et al.* [42] avec l'hamiltonien suivant :

$$H = H_c + H_n \underbrace{-\xi \hat{J}_c^{(1)} \cdot \hat{j}_n^{(1)} - \eta \hat{Q}_c^{(2)} \cdot \hat{Q}_n^{(2)}}_{=H_{\text{int}}} \quad (9.13)$$

Les seuls paramètres de ce modèle sont alors :

- $\xi$  ;
- $\chi_1 = \langle 0^+ || \hat{Q}_c^{(2)} || 2^+ \rangle$  directement relié à  $B(E2; 2_1 \rightarrow 0_1)$  ;
- $\chi_2 = \langle 2^+ || \hat{Q}_c^{(2)} || 2^+ \rangle$  directement relié à  $Q(2_1)$  (on note que ce modèle prend en compte directement les anharmonicités).

La méthode d'obtention de ces paramètres est décrite dans les détails dans la thèse de M.-C. Delattre [34].

On obtient alors les énergies d'états de particule individuelle données TABLE 9.4.

TABLE 9.4 – Résumé des énergies des états de particule individuelle (en MeV) utilisées dans le calcul.

Isotones N=51	$E_{sp}$				
	$\nu d_{5/2}$	$\nu s_{1/2}$	$\nu d_{3/2}$	$\nu g_{7/2}$	$h_{11/2}$
$^{87}\text{Kr}$	0.0	1.2	2.7	2.55	2.47
$^{85}\text{Se}$	0.0	1.3	2.7	3.4	2.75
$^{83}\text{Ge}$	0.0	1.3	2.9	3.7	3.2

### Énergie $2p - 1t$ non perturbée

Les orbitales neutron correspondant à un trou dans la couche  $N = 50$  considérées sont les orbitales intruses  $\nu g_{9/2}^{-1}$ ,  $\nu p_{1/2}^{-1}$  et  $\nu p_{3/2}^{-1}$ . L'énergie non perturbée de la configuration  $2p - 1t$   $\varepsilon_t$  peut être approximée à partir des mesures de masse (eq. 9.14) où  $\Delta E_p = 2S_n(Z, N = 51) - S_{2n}(Z, N = 52)$  est le gain d'appariement dû à la formation d'une paire au-delà du gap  $N = 50$  [46].

$$\begin{aligned} \varepsilon_t &= \varepsilon_{2d_{5/2}} - \varepsilon_{1g_{9/2}} + \Delta E_p \\ &= S_n(Z, N = 50) - S_n(Z, N = 51) + 2S_n(Z, N = 51) - S_{2n}(Z, N = 52) \\ &= S_n(Z, N = 50) - S_n(Z, N = 52) \end{aligned} \quad (9.14)$$

On déduit ensuite les énergie de  $\nu p_{1/2}^{-1}$  et  $\nu p_{3/2}^{-1}$  avec un modèle similaire à celui utilisé pour les états de particule individuelle mais dans les isotones  $N = 49$ . On obtient alors les énergies d'états de trou individuel donnés TABLE 9.5. Dans cette table, les valeurs pour  $^{87}\text{Kr}$  et  $^{85}\text{Se}$

sont celles obtenues par l'équation 9.14. Pour  $^{83}\text{Ge}$ , il existe un « accident » bien connu dans la systématique des masses [29]. Cet accident trouve probablement son origine dans les corrélations quadrupolaires (comme suggéré par [124]). La prescription 9.14 ne permet pas de s'en affranchir. Le paramètre  $\varepsilon_t$  est dans un premier temps laissé identique à celui obtenu pour  $^{85}\text{Se}$ .

Isotones N=51	$E_t$		
	$\nu g_{9/2}^{-1}$	$\nu p_{1/2}^{-1}$	$\nu p_{3/2}^{-1}$
$^{87}\text{Kr}$	2.504	2.679	3.954
$^{85}\text{Se}$	2.132	2.682	4.032
$^{83}\text{Ge}$	2.132	3.132	4.782

TABLE 9.5 – Résumé des énergies non perturbées de la configuration  $2p-1t$  (en MeV) utilisées dans le calcul.

### Obtention du paramètre d'anharmonicité

D'après la relation 9.10, le paramètre d'anharmonicité  $A_{21}$  est relié au moment statique quadrupolaire électrique  $Q(2_1)$  et à la probabilité réduite de transition  $B(E2; 2_1 \rightarrow 0_1)$ . Néanmoins, dans le cas des noyaux très exotiques que nous étudions, l'un des deux ou les deux n'ont pas encore été mesurés. En effet, le premier est mesurable seulement par excitation coulombienne en plusieurs étapes et nécessite un faisceau intense radioactif (les faisceaux de Ge restent difficiles à produire par exemple) et le second est mesurable soit par excitation coulombienne, soit comme on l'a vu avec l'expérience AGATA-VAMOS par mesure de la durée de vie avec un plongeur. Dans les cas étudiés ici, toutes les probabilités réduites de transition  $B(E2; 2_1 \rightarrow 0_1)$  des  $C_{52}$  utiles pour les calculs (TABLE 9.8) ont été mesurées à l'aide de l'expérience AGATA-VAMOS décrite dans ce manuscrit [125].

Isotones $N = 51$	$C_{50}$	$C_{52}$
	$^{87}\text{Kr}$	256(20) [12]
$^{85}\text{Se}$	210(30) [126]	$456_{-48}^{+124}$ (Chapitre 8)
$^{83}\text{Ge}$	256(44) [126]	$621_{-226}^{+1522}$ (Annexe C)

TABLE 9.6 – Ensemble des valeurs de  $B(E2; 2_1 \rightarrow 0_1)$  [ $\text{e}^2 \cdot \text{fm}^4$ ] des cœurs  $N = 50$  et  $N = 52$  utilisées dans ce calcul.

Afin de déterminer la valeur de  $Q(2_1)$ , nous avons utilisé la méthode décrite par E. Walander *et al.* [127] qui consiste à calculer les énergies des états du multiplet  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$  pour différentes valeurs de  $Q(2_1)$ . On utilise dans le calcul la valeur de  $Q(2_1)$  donnant le plus petit écart quadratique moyen par rapport aux données expérimentales (voir FIGURE 9.2).

On obtient les valeurs du paramètre d'anharmonicité présentées TABLE 9.7.

Isotones $N = 51$	$A_{21}$
$^{87}\text{Kr}$	-0.175
$^{85}\text{Se}$	-0.4
$^{83}\text{Ge}$	-0.2

TABLE 9.7 – Valeurs du paramètre d'anharmonicité utilisées dans le calcul



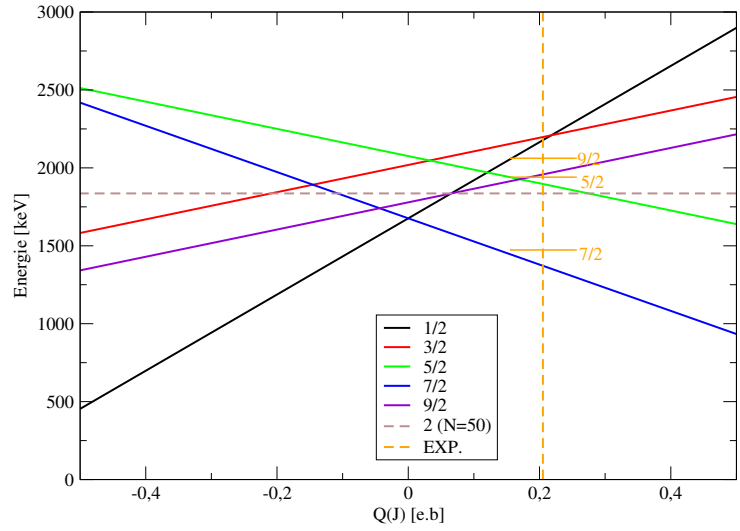


FIGURE 9.2 – Evolution en énergie des états du multiplet  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$  pour  $^{89}\text{Sr}$  en fonction du moment quadropolaire électrique  $2^+$  obtenue à l'aide de l'équation 9.12.

### Énergie de phonons et paramètre de couplage

Dans la diagonalisation de  $H_{pcore}$ ,  $H_{tcore}$  et  $H_{ptcore}$  interviennent des paramètres de couplage  $\xi_\lambda$  entre la particule (trou) et les phonons du cœur d'énergie  $\hbar\omega_\lambda$ .

Les valeurs de l'énergie des phonons sont tirées des énergies expérimentales des états excités  $2_1^+$  et  $3_1^-$  pour les phonons respectivement quadropolaire et octupolaire. Dans le cas des excitations  $3^-$ , rien n'est connu pour  $^{82}\text{Ge}$ ; on prend donc les valeurs de  $^{84}\text{Se}$ .

On peut estimer le paramètre de couplage  $\xi_\lambda$  à partir des valeurs de  $B(E\lambda; \lambda_1^{(-)\lambda} \rightarrow 0_1^+)$  et par la relation dans le cas quadropolaire par l'eq. 9.15.

$$\xi_2 \hbar\omega_2 = \langle k \rangle \frac{4}{3} \frac{(5\pi)^{1/2}}{ZeR_0^2} B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)^{1/2} \quad (9.15)$$

TABLE 9.8 – Ensemble des valeurs de  $E(2_1)$  [keV] des cœurs  $N = 50$  et  $N = 52$  utilisées dans ce calcul. Valeurs extraites de [12].

Isotones $N = 51$	$C_{50}$	$C_{52}$
$^{87}\text{Kr}$	1564.61(7)	775.32(4)
$^{85}\text{Se}$	1454.55(8)	704.30(5)
$^{83}\text{Ge}$	1347.51(7)	624.3(7)

On obtient les valeurs du paramètre de couplage présentées TABLE 9.9.

TABLE 9.9 – Valeurs du paramètre de couplage quadropolaire pour les cœurs 50 et 52 utilisées dans le calcul

Isotones $N = 51$	$\xi_2(50)$	$\xi_2(52)$
$^{87}\text{Kr}$	1.94	4.3
$^{85}\text{Se}$	2.44	6.72
$^{83}\text{Ge}$	2.89	9.0

### 9.2.4 Calcul des grandeurs physiques comparables avec l'expérience

#### Schéma de niveau

Il s'agit ici de la grandeur physique la plus facile à obtenir. En effet, après avoir résolu l'équation de Schrödinger 9.8 par diagonalisation de l'hamiltonien, on obtient les valeurs propres  $E(J^\alpha)$ . Celles-ci correspondent aux énergies des états du noyau étudié. On obtient donc bien l'ensemble des états excités et le fondamental de ce noyau.

#### Facteurs spectroscopiques

Les facteurs spectroscopiques expérimentaux, lorsqu'ils sont disponibles, fournissent un premier indicateur de la qualité des fonctions d'onde obtenues. On distingue trois cas.

1. Cas du stripping, c'est-à-dire l'ajout d'un neutron au noyau (par réaction  $(d, p)$  ou  $(\alpha, {}^3\text{He})$  par exemple). Le facteur spectroscopique est alors calculé par la relation 9.16.

$$S_{\ell,j}^{(\alpha)} = p^\alpha(\ell_j, 0_1^+; J)^2 \delta_{jJ} \quad (9.16)$$

2. Cas du pick-up au-dessus du gap  $N = 50$ , c'est-à-dire la création d'un trou neutron dans les orbitales situées au-dessus de  $N = 50$  ( $2d_{5/2}$  ou  $3s_{1/2}$  par exemple par des réactions de type  $(p, d)$  ou  $({}^3\text{He}, \alpha)$ ). Le facteur spectroscopique est alors calculé par la relation 9.17.

$$S_{\ell,j}^{(\alpha)} = h^\alpha(\ell_j, 0_1^+; J)^2 \delta_{jJ} \quad (9.17)$$

3. Cas du pick-up au-dessous du gap  $N = 50$ , c'est-à-dire la création d'un trou neutron dans les orbitales situées au-dessous de  $N = 50$  ( $1g_{9/2}$  par exemple). Le facteur spectroscopique est alors calculé par la relation 9.18. On obtient alors une configuration  $2p - 1t$  (le trou étant fait parmi  $2J + 1$  particules).

$$S_{\ell,j}^{(\alpha)} = \frac{2}{2J + 1} p^\alpha(\ell_j, 0_1^+; J)^2 \delta_{jJ} \quad (9.18)$$

#### Moments statiques

On peut ensuite évaluer le moment magnétique dipolaire et le moment électrique quadrupolaire afin de les comparer aux résultats expérimentaux issus de mesure par spectroscopie laser par exemple. Cela permet en particulier de tester l'approximation faite pour les valeurs de charges effectives. Dans notre cas,  $e_n = 0.5$  et  $g_s = 0.7g_{s(\text{free})}$

#### Moment magnétique dipolaire

Le moment magnétique dipolaire  $\mu$  est donné par la relation 9.19.

$$\begin{aligned}
 \mu &= \langle J^{(\alpha)} M | \hat{\mu} | J^{(\alpha)} M \rangle \\
 &= \langle J^{(\alpha)} M | \mu_N \left[ g_c \hat{J}_c^{(1)} + g_\ell \hat{\ell}_n^{(1)} + g_s \hat{s}_n^{(1)} \right] | J^{(\alpha)} M \rangle
 \end{aligned} \tag{9.19}$$

Dans cette relation (eq. 9.19), les différents termes représentent :

- $\mu_N$  est le magnéton nucléaire, il sert d'unité pour  $\mu$  ;
- $g_c = \frac{Z}{A}$  est le facteur gyromagnétique du cœur ;
- $g_\ell = 0$  est le moment gyromagnétique du neutron ;
- $g_s$  est le moment gyromagnétique de spin du neutron, pour ce modèle  $g_s = 0.7g_{s(\text{free})}$ .

### Moment électrique quadrupolaire

Le moment électrique quadrupolaire  $Q_e$  est donné par la relation 9.20.

$$\begin{aligned}
 Q_e &= \langle J^{(\alpha)} M | \hat{Q}_e | J^{(\alpha)} M \rangle \\
 &= \langle J^{(\alpha)} M | \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \left[ e_c \hat{Q}_c^{(2)} + e_n \hat{Q}_n^{(2)} \right] | J^{(\alpha)} M \rangle
 \end{aligned} \tag{9.20}$$

Dans cette relation (eq. 9.20), les différents termes représentent :

- $e_c = \sqrt{\frac{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+ \text{core})}{|\langle 0^+ | \hat{Q}_c^{(2)} | 2^+ \rangle|^2}}$  est la charge effective du cœur ;
- $e_n$  est la charge effective du neutron prise dans ce cas égale à 0.5.

### Probabilités de transition réduites

La définition des probabilités réduites de transition est donnée par l'équation 2.26 du chapitre 2. Celle-ci dépend de la différence de spin et de parité entre l'état initial et l'état final. On donne (eq. 9.21) seulement les probabilités réduites pour des transitions dipolaire magnétique ( $|I_f - I_i| \leq 1$ ) et quadrupolaire électrique ( $|I_f - I_i| \leq 2$ ) qui sont les plus courantes sans changement de parité.

$$\begin{cases}
 B(E2; J_i \rightarrow J_f) &= \frac{1}{2J_i+1} |\langle J_f^{(\alpha)} | \sqrt{\frac{16\pi}{5}} [e_c \hat{Q}_c^{(2)} + e_n \hat{Q}_n^{(2)}] | J_i^{(\alpha)} \rangle|^2 \\
 B(M1; J_i \rightarrow J_f) &= \frac{1}{2J_i+1} |\langle J_f^{(\alpha)} | \mu_N [g_c \hat{J}_c^{(1)} + g_\ell \hat{\ell}_n^{(1)} + g_s \hat{s}_n^{(1)}] | J_i^{(\alpha)} \rangle|^2
 \end{cases} \tag{9.21}$$

## 9.3 Comparaison avec le modèle

Afin de vérifier notre contrôle des paramètres du modèle et plus particulièrement les charges effectives, on effectue le calcul pour le noyau proche de la vallée de stabilité  $^{87}\text{Kr}$  (voir TABLE 9.10).

Ainsi, on reproduit les valeurs expérimentales de moment quadrupolaire électrique et du moment dipolaire magnétique de l'état fondamental. De plus, l'ordre du multiplet  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$  est reproduit avec les bonnes énergies et les bonnes probabilités réduites de transition. Étant donné que dans mon travail de thèse, je n'ai pas pu mesurer les durées de vie des états excités de  $^{87}\text{Kr}$ , les résultats de ces calculs pour  $^{87}\text{Kr}$  ne seront pas présents. On s'attarde d'avantage sur les deux noyaux étudiés ici :  $^{85}\text{Se}$  et  $^{83}\text{Ge}$ .

$^{87}\text{Kr}$	EXP	CP	TABLE 9.10 – Comparaison des moments statiques expérimentaux et calculés par le modèle de couplage cœur-particule (CP) présenté précédemment pour l'état fondamental de $^{87}\text{Kr}$ .
$\mu_{5/2_1} [\mu_N]$	-1.023(2)	-1.15	
$Q_{5/2_1} [\text{e.b}]$	-0.30(3)	-0.28	

Nos résultats sont, dans cette partie, comparés à la fois au modèle semi-microscopique présenté précédemment ainsi qu'à des calculs de modèle en couche réalisé par K. Sieja dans un espace de valence composé d'un cœur inerte de  $^{78}\text{Ni}$ , des orbitales proton  $f_{5/2}$ ,  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$  et  $g_{9/2}$  et des orbitales neutron  $d_{5/2}$ ,  $s_{1/2}$ ,  $g_{7/2}$ ,  $d_{3/2}$  et  $h_{11/2}$ . Les deux noyaux étudiés ici sont situés en bordure de l'espace de valence donc comme dit précédemment, on ne s'attend pas à une parfaite reproduction des données expérimentales. De plus, l'espace de valence utilisé ne permet pas de reproduire les états intrus.

### 9.3.1 Cas de $^{85}\text{Se}$

Afin de vérifier le contrôle des paramètres dans ce cas, les valeurs de  $\mu$  et  $Q$  n'étant pas disponibles, on vérifie si on reproduit les valeurs des intensités relatives des transitions dépeuplant un même état, voir TABLE 9.11. On constate une bonne reproduction des intensités relatives entre des transitions intra- et extra-multiplet. Néanmoins, les intensités relatives sont très dépendantes des paramètres, ainsi le facteur 2 pour la transition  $5/2_2 \rightarrow 7/2_1$  peut encore être considéré comme satisfaisant. De plus, dans le cadre du modèle, les cœurs sont énergétiquement des vibreurs parfaits (*i.e.*  $E(4^+) = 2E(2^+)$ ). Les énergies des états ayant une composante principale  $4^+ \otimes \ell_j$  sont alors par la suite corrigées d'un facteur  $\frac{E(4^+)_{\text{exp}}}{2E(2^+)_{\text{exp}}}$ .

Transition	$I_{\text{exp}}[\%]$	$I_{\text{CP}}[\%]$	TABLE 9.11 – Comparaison des rapports des intensités relatives pour les transitions dépeuplant les état $5/2_2$ et $9/2_1$ de $^{85}\text{Se}$ entre les valeurs obtenues expérimentalement [12] et par le calcul de couplage cœur-particule.
$5/2_2 \rightarrow 5/2_1$	100	100	
$5/2_2 \rightarrow 1/2_1$	9.3	6	
$5/2_2 \rightarrow 7/2_1$	13.9	25	
$9/2_1 \rightarrow 5/2_1$	100	100	
$9/2_1 \rightarrow 7/2_1$	16	14	

On compare ensuite le schéma de niveaux calculé avec le schéma expérimental [12], ainsi qu'avec un calcul de modèle en couche réalisé par K. Sieja [42] (Fig 9.3). On constate une bonne adéquation des énergies des états calculés à l'aide du modèle cœur-particule avec les énergies expérimentales (les énergies des états  $11/2_1^+$  et  $13/2_1^+$  ont été renormalisées par le facteur  $\frac{E(4^+)_{\text{exp}}}{2E(2^+)_{\text{exp}}}$ ).

De plus, les facteurs spectroscopiques connus expérimentalement [39] sont bien reproduits.

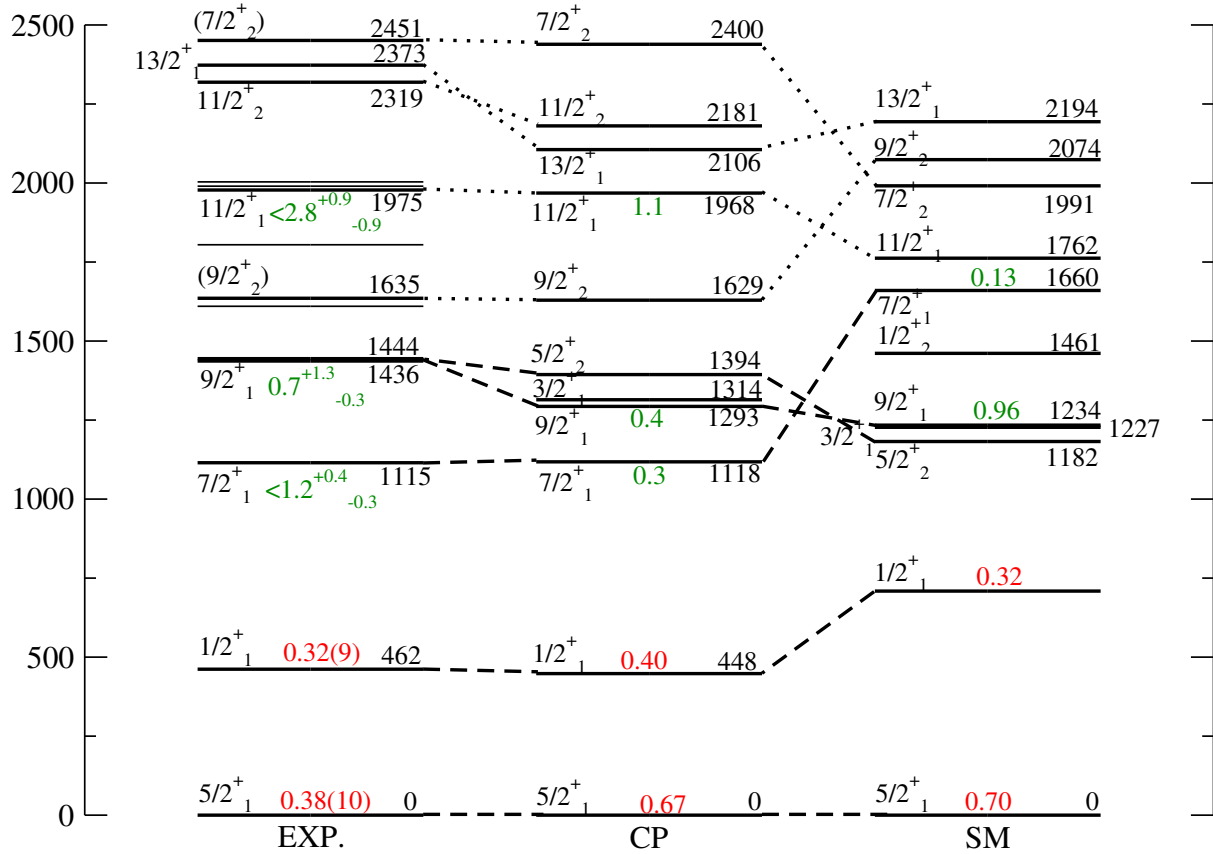


FIGURE 9.3 – Comparaison des résultats expérimentaux (EXP) avec un calcul de couplage cœur-particule (CP) et un calcul de type modèle en couche [42] pour  $^{85}\text{Se}$ . En vert, sont indiquées les durées de vie en picoseconde et en rouge les facteurs spectroscopique. Les pointillés larges relient les états dont les spin-parités sont assignés et les pointillés fin relient les états pour lesquels une tentative d'assignation est faite par comparaison avec le modèle

Les résultats des calculs confirment la nature collective des états  $7/2_1^+$  et  $9/2_1^+$ . Ainsi que la nature majoritairement de particule individuelle des états  $5/2_1^+$  et  $1/2_1^+$  (voir TABLE 9.12) ce qui octroie selon le calcul une durée de vie  $\tau = 88$  ps à l'état  $1/2_1^+$  (valeur expérimentale non connue). Néanmoins, en regardant de plus près la décomposition des fonctions d'onde, on constate que les états  $5/2_1^+$  et  $1/2_1^+$  ne sont pas aussi purs qu'attendu et notamment le rapprochement de ces deux états en allant vers  $^{79}\text{Ni}$  n'est pas dû à un rapprochement des états de particule individuelle  $d_{5/2}$  et  $s_{1/2}$  mais le fait que ces deux états se mélangent avec leur partenaires issu du multiplet (voir TABLE 9.12).

Enfin, les durées de vie des états excités reproduisent bien les valeurs obtenues dans ce travail expérimentalement, confirmant, ainsi l'interprétation de F. Didierjean *et al.* selon laquelle l'état  $7/2_1^+$  est collectif (voir TABLE 9.12). De plus, l'état  $7/2_2^+$  situé selon le calcul à 2400 keV et pouvant correspondre à l'état observé à 2451 keV posséderait un facteur spectroscopique faible ( $S = 0.09$ ) tendant à confirmer que l'énergie de liaison de l'état de particule individuelle  $\nu g_{7/2}$

### 9.3. Comparaison avec le modèle

$J^\pi$	[00]; 5/2	[00]; 1/2	[00]; 7/2	[12]; 5/2	[12]; 1/2	[12]; 3/2	[12]; 7/2	[22]; 5/2	[24]; 5/2	[36]; 5/2	[24]; 1/2
5/2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	0.8168	—	—	-0.4411	0.2226	0.0785	0.0630	-0.0281	0.1179	—	—
1/2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	—	0.6311	—	0.6697	—	-0.2329	—	-0.1754	—	—	—
7/2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	—	—	0.0928	0.7734	—	0.0404	-0.0313	0.4111	-0.3551	0.0763	0.1031
9/2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	—	—	—	0.8142	—	—	-0.0174	0.3849	-0.3849	0.1324	0.3031
5/2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	0.2831	—	—	0.5837	0.3775	0.0279	0.0157	0.4914	-0.0125	—	—
11/2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	—	—	—	—	—	—	0.1413	—	0.8280	0.3453	—
13/2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	—	—	—	—	—	—	—	—	0.8555	-0.3311	—
7/2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	—	—	0.2974	0.0313	—	0.5237	-0.1118	0.3278	-0.1993	0.3481	0.4701

TABLE 9.12 – Tableau résumant la décomposition de la fonction d’onde des états naturels de <sup>85</sup>Se sur la base  $[n_q J_{tq}]; j_p$  où  $n_q$  est le nombre de phonons quadrupolaires et  $J_{tq}$  est le moment angulaire totale apporté par le(s) phonon(s) quadrupolaire(s) et  $j_p$  celui de la particule.

$J^\pi$	[00]; 9/2	[12]; 9/2	[20]; 9/2	[22]; 9/2	[24]; 9/2
9/2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	0.5390	0.6402	0.2469	-0.2500	0.3095
11/2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	—	0.6256	—	-0.3556	0.5698

TABLE 9.13 – Tableau résumant la décomposition de la fonction d’onde des états intrus de <sup>85</sup>Se sur la base  $[n_q J_{tq}]; j_p$  où  $n_q$  est le nombre de phonons quadrupolaires et  $J_{tq}$  est le moment angulaire totale apporté par le(s) phonon(s) quadrupolaire(s) et  $j_p$  celui du trou.

n’augmente pas en allant vers <sup>79</sup>Ni sous l’effet de la composante tensorielle de l’interaction nucléon-nucléon.

#### 9.3.2 Cas de <sup>83</sup>Ge

Les résultats du calcul pour <sup>83</sup>Ge sont montrés FIGURE 9.4. Par comparaison aux données expérimentales, on peut considérer qu’ils reproduisent bien la spectroscopie de <sup>83</sup>Ge et notamment la densité de niveaux autour de 1300 keV. La structure de <sup>83</sup>Ge est compatible avec la très grande valeur de  $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$  mesurée par la même expérience (E669) de <sup>84</sup>Ge [125] (Annexe C). A noter que la valeur du paramètre de couplage  $\xi_{52} = 9$  utilisée ici correspond à  $B(E2) \downarrow = 550 \text{ e}^2 \cdot \text{fm}^4$  pour une valeur centrale expérimentale de  $620 \text{ e}^2 \cdot \text{fm}^4$  (voir TABLE C.2)

Transition	$I_{\text{exp}}[\%]$	$I_{\text{CP}}[\%]$
3/2 <sub>1</sub> → 5/2 <sub>1</sub>	100	100
3/2 <sub>1</sub> → 1/2 <sub>1</sub>	9(2)	4
3/2 <sub>2</sub> → 5/2 <sub>1</sub>	100(33)	100
3/2 <sub>2</sub> → 1/2 <sub>1</sub>	200(100)	40

TABLE 9.14 – Comparaison des rapport des intensités relatives pour les transitions dépleplant les état 3/2<sub>1</sub> et 3/2<sub>2</sub> de <sup>83</sup>Ge entre les valeurs obtenues expérimentalement [89] et par le calcul de couplage cœur-particule

De plus, la reproduction des facteurs spectroscopiques de l’état fondamental et du premier état excité sont bien reproduits compte tenu des incertitudes sur les mesures.

D’un point de vue purement énergétique, le multiplet  $2^+ \otimes \nu d_{5/2}$  semble bien reproduit à l’exception de l’état 5/2<sub>2</sub><sup>+</sup>. Comme les spin-parité de l’état fondamental de <sup>84</sup>Ga ne sont pas bien établis, il reste possible que l’état à 1238 keV soit de spin-parité 7/2<sup>+</sup> ce qui serait plus probable vu qu’il est observé par l’expérience de fusion-fission. De plus, l’état à 1453 keV observé à la fois

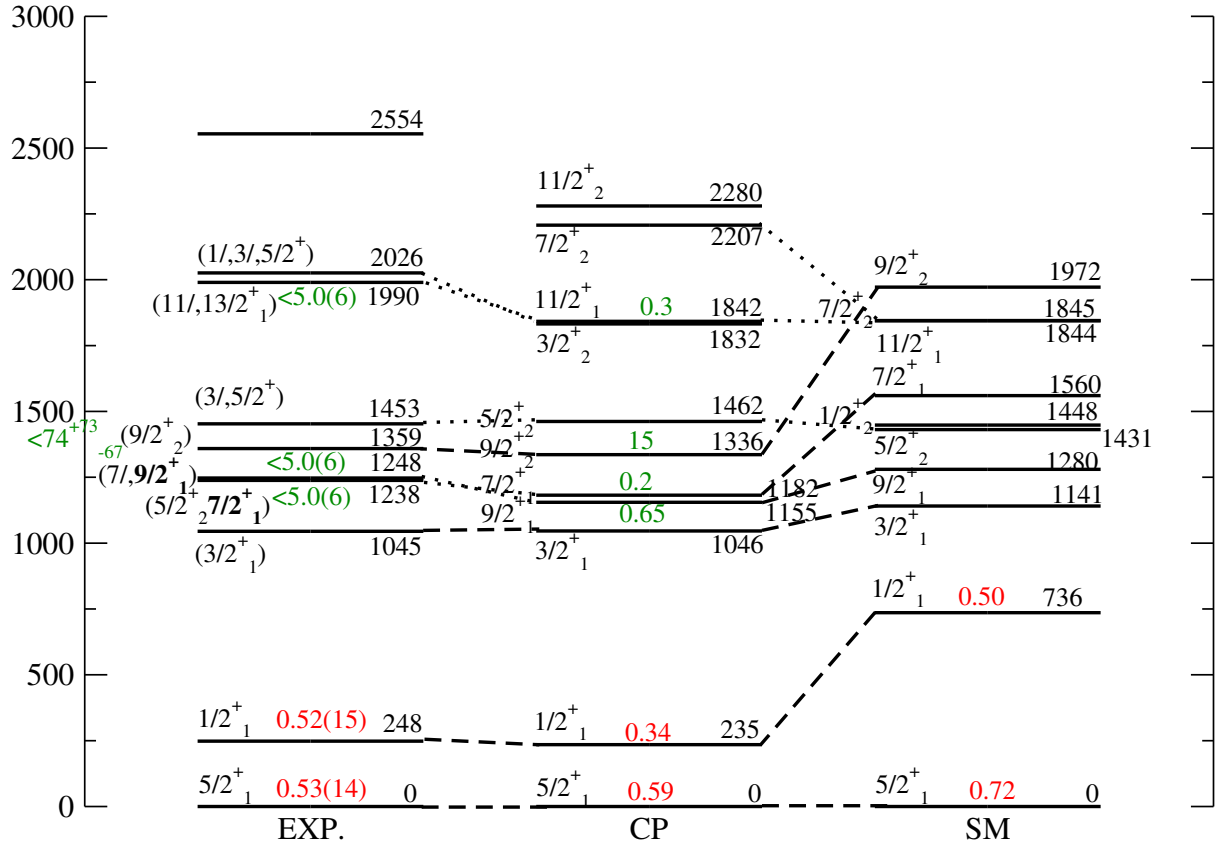


FIGURE 9.4 – Comparaison des résultats expérimentaux (EXP) avec un calcul de couplage cœur-particule (CP) et un calcul de type modèle en couche [42] pour  $^{83}\text{Ge}$ . En vert, sont indiquées les durées de vie en picoseconde et en rouge les facteurs spectroscopique. Les pointillés larges relient les états dont les spin-parités sont assignés et les pointillés fin relient les états pour lesquels une tentative d'assignation est faite (en gras) par comparaison avec le modèle

par décroissance  $\beta$  de  $^{83}\text{Ga}$ ,  $\beta n$  de  $^{84}\text{Ga}$  [89] semble correspondre à l'état  $5/2_2^+$ . Enfin, l'état à 2026 keV observé par décroissance  $\beta n$  de  $^{84}\text{Ga}$  [89] semble correspondre à l'état de spin-parité  $3/2_2^+$ . Néanmoins, le rapport d'embranchement de ses deux transitions de décroissance est mal reproduit par le modèle (TABLE 9.14).

De plus, on constate en regardant les fonctions d'onde que les deux états de spin-parité  $9/2^+$  malgré leur proximité en énergie sont très peu mélangés (voir TABLE 9.15 et 9.16). Ce fait est particulièrement remarquable et constitue une signature inambigüe de coexistence de formes. On obtient pour l'état intrus un moment électrique quadrupolaire dans le référentiel du laboratoire  $Q_{9/2_2^+} = 113 \text{ e.f.m}^2$  alors que l'état naturel à un moment électrique quadrupolaire  $Q_{9/2_1^+} = -21 \text{ e.f.m}^2$ . On déduit alors le moment quadrupolaire intrinsèque  $Q_0$  à l'aide de l'équation 9.22 relié lui-même au paramètre de déformation axiale  $\beta$  selon l'équation 9.23 [128] où  $K$  est la projection du moment angulaire  $I$  sur l'axe de rotation du noyau.

$$Q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (9.22)$$

### 9.3. Comparaison avec le modèle

$J^\pi$	[00]; 5/2	[00]; 1/2	[00]; 3/2	[00]; 7/2	[12]; 5/2	[12]; 1/2	[12]; 3/2	[22]; 5/2	[24]; 5/2	[36]; 5/2	[24]; 1/2
$5/2_1^+$	0.7687	—	—	—	-0.4648	0.2740	0.0850	0.0101	0.1528	—	—
$1/2_1^+$	—	0.5886	—	—	0.6647	—	-0.2392	-0.2479	—	—	—
$3/2_1^+$	—	—	-0.3510	—	0.3929	-0.5218	0.1663	-0.2098	-0.4822	—	—
$7/2_1^+$	—	—	—	0.1016	0.7580	—	0.0807	0.3639	-0.3980	0.1205	0.1582
$9/2_1^+$	—	—	—	—	0.7766	—	—	-0.0973	-0.3851	0.1538	0.3453
$5/2_2^+$	0.1770	—	—	—	0.5186	0.4477	0.0111	0.5230	0.0666	—	—
$3/2_2^+$	—	—	-0.1007	—	0.6598	0.3628	0.1648	0.1930	0.2421	—	—
$11/2_2^+$	—	—	—	—	—	—	—	—	0.8177	-0.4016	—
$7/2_2^+$	—	—	—	0.1971	-0.1033	—	0.4591	-0.3859	-0.1632	0.3759	0.4931

TABLE 9.15 – Tableau résumant la décomposition de la fonction d’onde des états naturels de  $^{83}\text{Ge}$  sur la base  $[n_q J_{tq}]$ ;  $j_p$  où  $n_q$  est le nombre de phonons quadrupolaires et  $J_{tq}$  est le moment angulaire totale apporté par le(s) phonon(s) quadrupolaire(s) et  $j_p$  celui de la particule.

$J^\pi$	[00]; 9/2	[12]; 9/2	[20]; 9/2	[22]; 9/2	[24]; 9/2
$9/2_2^+$	-0.4574	-0.6291	0.2816	0.2847	-0.3423
$11/2_1^+$	—	0.5826	—	-0.3660	0.5844

TABLE 9.16 – Tableau résumant la décomposition de la fonction d’onde des états intrus de  $^{83}\text{Ge}$  sur la base  $[n_q J_{tq}]$ ;  $j_p$  où  $n_q$  est le nombre de phonons quadrupolaires et  $J_{tq}$  est le moment angulaire totale apporté par le(s) phonon(s) quadrupolaire(s) et  $j_p$  celui du trou.

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5}\pi} Z e R_0^2 \beta (1 + 0.36\beta + \dots) \quad (9.23)$$

On obtient alors les paramètres de déformation axiale  $\beta_{9/2_1^+} = -0.06$  et  $\beta_{9/2_2^+} = 0.28$ . Cela laisse penser à une coexistence de forme au-delà de  $N = 50$  confirmant les précédents indices concernant l’existence d’une région de coexistence de formes proche de  $^{78}\text{Ni}$  [31, 32, 125]. La coexistence de forme semble être entre une forme naturelle quasi-sphérique et une forme intrusive fortement prolate.





## Conclusions et perspectives

Dans ce travail, nous avons réalisé une spectroscopie de  $^{83}\text{Ge}$  au travers de deux expériences complémentaires. La première a permis d'effectuer une spectroscopie  $\gamma$   $\beta$ -retardée complète de  $^{83}\text{Ge}$  dans le sens où l'ensemble de la force  $\beta$  a été observée. La seconde a permis de mesurer les durées de vie des états excités de  $^{85}\text{Se}$  avec une meilleure précision que les mesures précédentes [42] et de  $^{83}\text{Ge}$  pour la première fois. Ces deux expériences ont permis d'identifier pour la première fois un état intrus  $2p - 1t$  dans les isotones  $N = 51$  loin de la stabilité. La complémentarité des deux expériences a permis de faire des hypothèses fortes sur les spin-parité et ainsi mettre en évidence ce qui semble être une coexistence de formes dans la région. De plus, on confirme que l'état de particule individuelle ayant une forte composante  $\nu g_{7/2}$  ne devient pas Yrast en allant vers  $^{79}\text{Ni}$  comme le prédit le mécanisme du tenseur d'Otsuka *et al.* [25]. Ainsi, le mécanisme du tenseur semble incapable de reproduire la séquence des états de particule individuelle dans la région de  $^{78}\text{Ni}$  que ce soit du côté neutron ou proton (on n'observe pas d'état de particule individuelle ayant une forte composante  $\pi f_{7/2}^{-1}$  parmi les états excités de  $^{79}\text{Cu}$  [129]).

Pour aller plus loin dans l'étude des dérives monopolaires dans cette région, il devient indispensable d'effectuer des études par réaction de transfert ( $d, p$ ) pour les petits moments orbitaux et ( $\alpha, ^3\text{He}$ ) pour les grands moments orbitaux. Pour cela, il faut attendre la mise en fonctionnement des usines ISOL de faisceaux riches en neutrons capables de les réaccélérer jusqu'aux énergies nécessaires à de telles réactions ( $\sim 10$  AMeV), telles que SPES au LNL (Legnaro, Italie), ARIEL à TRIUMF (Vancouver, Canada) ou encore REX-ISOLDE au CERN (Genève, Suisse).

De plus, ACTAR-TPC [130] permet d'obtenir des cibles gazeuses de grande épaisseur  $\sim 4$  mg.cm $^{-2}$  (et ainsi augmenter la luminosité), tout en garantissant une bonne résolution angulaire ( $FWHM \sim 1^\circ$  [130]) et la non présence de carbone (comme c'est le cas avec les cibles solides de  $\text{CD}_2$ ). Ainsi, ACTAR-TPC permet de réaliser des expériences de transfert en cinématique inverse avec des faisceaux d'intensité inférieure à  $10^5$  pps

Il serait intéressant de réaliser des expériences visant à ajouter un neutron aux isotones pairs  $N = 50$  par réactions de transfert afin de peupler les états de particule individuelle neutron. La réaction  $^{84}\text{Se}(\alpha, ^3\text{He})^{85}\text{Se}$  mérite particulièrement d'être étudié afin d'élucider le mystère de l'état  $7/2_1^+$  à 1115 keV [39, 42].

De plus, les incertitudes élevées sur les facteurs spectroscopiques dans le cas du  $^{83}\text{Ge}$  [39] limitent leur interprétation et ne permettent pas de conclure sur la nature de l'état  $1/2_1^+$  à 248

keV. C'est pourquoi les deux expériences  $^{82}\text{Ge}(d,p)^{83}\text{Ge}$  et  $^{82}\text{Ge}(\alpha,^3\text{He})^{83}\text{Ge}$  mériteraient d'être étudiées. La première pour réduire les incertitudes et la seconde pour favoriser le peuplement de l'état de particule individuelle  $\nu g_{7/2}$

Enfin, les réactions  $^{80}\text{Zn}(d,p)^{81}\text{Zn}$  et  $^{80}\text{Zn}(\alpha,^3\text{He})^{81}\text{Zn}$  sont elles-aussi cruciales pour savoir si l'état  $1/2_1^+$  devient l'état fondamental en allant vers  $^{78}\text{Ni}$ . De plus, la réaction  $^{80}\text{Zn}(d,p)^{81}\text{Zn}$  permet aussi d'étudier la voie de réaction  $^{80}\text{Zn}(d,^3\text{He})^{79}\text{Cu}$  afin de peupler l'état  $2p - 1t$  proton  $\pi f_{5/2}^2 \pi f_{7/2}^{-1}$  mais nécessite une énergie de faisceau plus importante car il faut briser le cœur de  $^{78}\text{Ni}$  [129].

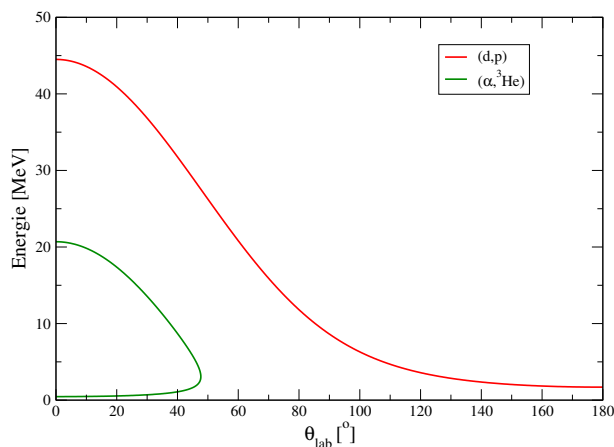


FIGURE 9.5 – Ligne cinématique pour les réactions  $^{82}\text{Ge}(d,p)^{83}\text{Ge}$  et  $^{82}\text{Ge}(\alpha,^3\text{He})^{83}\text{Ge}$  pour un faisceau ayant une énergie de 7.5 AMeV.

On va prendre pour exemple les réactions  $^{82}\text{Ge}(d,p)^{83}\text{Ge}$  et  $^{82}\text{Ge}(\alpha,^3\text{He})^{83}\text{Ge}$  pour la suite. Les lignes cinématiques de ces deux réactions pour une énergie de faisceau de 7.5 AMeV sont données FIGURE 9.5.

	REX-ISOLDE	SPES
Énergie Max. [AMeV]	7	12
Intensité [pps]	$4 \times 10^4$	$2.32 \times 10^5$

TABLE 9.17 – Énergie et intensité du faisceau de  $^{82}\text{Ge}$  disponible à REX-ISOLDE [131] et prédite à SPES [132]

Des calculs de sections efficaces (DWBA) ont été réalisées (voir TABLE 9.18). Celles-ci montrent un comportement différent en fonction de l'angle, ainsi en mesurant les sections efficaces différentielles, on peut déduire le moment orbitale échangé afin de déterminer l'état de particule individuelle peuplé.

A l'aide des sections efficaces totales déduites des sections efficaces différentielles intégrées, on déduit le nombre d'événements pour chaque population (TABLE 9.18). Ce qui permet dans le cas de SPES notamment d'avoir une statistique suffisante (pour une expérience d'une durée typique de 5 jours) pour avoir une mesure de la section efficace différentielle précise.

Il faudrait de plus rechercher les états  $(2p - 1t) \frac{9}{2}^+$  dans les isotones  $N = 51$ . Pour cela, la réaction directe à utiliser est la réaction de transfert d'une paire de neutron  $(t, p)$  avec un moment transféré  $L = 0$  aux isotones  $N = 49$ . Mais, cette réaction entraîne des difficultés importantes

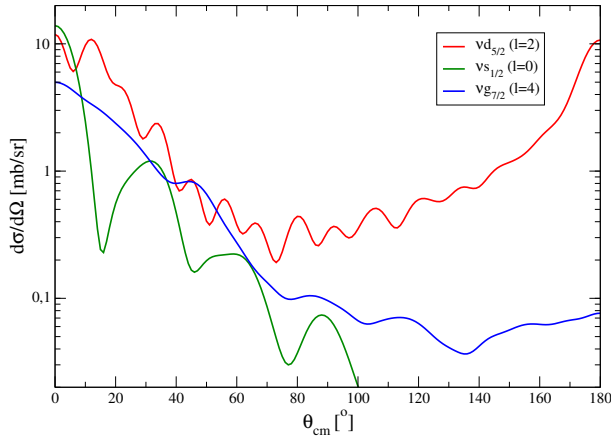


FIGURE 9.6 – Sections efficaces différentielles pour la réaction  $^{82}\text{Ge}(d,p)^{83}\text{Ge}$  pour un faisceau ayant une énergie de 10 AMeV. Calcul réalisé par J. Guillot avec le code FRESCO.

$\ell$	Section efficace [mb]		Nb événements [jour <sup>-1</sup> ]	
	REX-ISOLDE	SPES	REX-ISOLDE	SPES
0 ( $\nu s_{1/2}$ )		14.3		3981
2 ( $\nu d_{5/2}, \nu d_{3/2}$ )	49.1	43.8	2357	12194
4 ( $\nu g_{7/2}$ )	14.2	14.3	682	3981

TABLE 9.18 – Sections efficaces et nombre d'événement attendus de la réaction  $^{82}\text{Ge}(d,p)^{83}\text{Ge}$  pour un faisceau de 7 AMeV (REX-ISOLDE) ou 10 AMeV (SPES). Calculs réalisés par M. Babo (REX-ISOLDE) et J. Guillot (SPES)

car à la fois le faisceau et la cible sont radioactifs pour les isotones  $N = 49$  plus légers que le strontium. Des cibles de tritium (déposé sur un support en titane) ont déjà été utilisées [133]. Néanmoins, étant donné la faible épaisseur de ces cibles (limitées par l'importante activité de la source radioactive que la cible serait) et les faibles sections efficaces de transfert de deux nucléons, il faut un faisceau très intense ( $\sim 10^7$  pps) pour parvenir à faire l'expérience en un temps raisonnable.

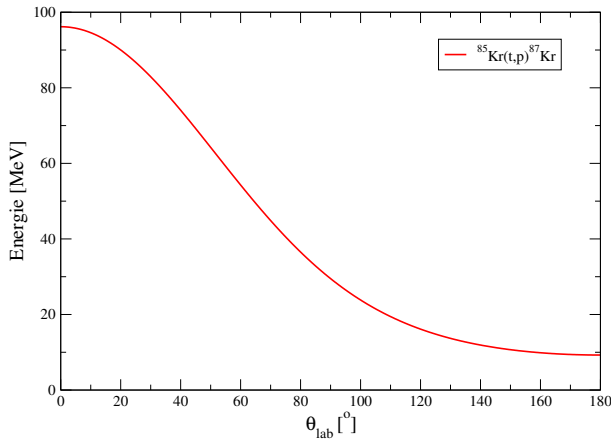


FIGURE 9.7 – Ligne cinématique pour la réaction  $^{85}\text{Kr}(t,p)^{87}\text{Kr}$  pour un faisceau ayant une énergie de 10 AMeV.

SPES devrait pouvoir fournir un faisceau de  $^{85}\text{Kr}$  réaccélééré à  $1.19 \times 10^7$  pps. De plus, des détecteurs de nouvelles générations seront prochainement couplés au GANIL (GRIT pour les protons et AGATA pour les  $\gamma$ ) et pourront être utilisés à SPES afin de réaliser l'étude de la

réaction  $^{85}\text{Kr}(t,p)^{87}\text{Kr}$  dont la ligne cinématique est donnée FIGURE 9.7. L'épaisseur typique d'une cible de tritium sur support en titane est de  $0.5 \text{ mg.cm}^{-2}$  soit une épaisseur équivalente en tritium de  $43 \mu\text{g.cm}^{-2}$ . En utilisant la Fig. 3 de Ref. [44], on peut estimer la section efficace de la réaction pour un moment orbital transféré  $L = 0$  comme étant  $\sigma \simeq 0.1 \text{ mb}$ . Celle-ci contient la couverture angulaire du détecteur de proton. Enfin, en raison de la présence d'un isomère  $1/2^-$  dans  $^{85}\text{Kr}$ , il est indispensable d'utiliser la détection des  $\gamma$  issus de transition du noyau peuplé par la réaction. La transition considérée a une énergie proche de 1 MeV et AGATA est prévu pour avoir une efficacité à cette énergie d'environ 10%. Ainsi, pour une semaine de faisceau, on estime le nombre de protons détectés à 6000 et le nombre d'événements proton- $\gamma$  de 600 ce qui serait suffisant pour effectuer une distribution angulaire.

**A**

**Proposition d'expérience E669**

# Neutron monopole drifts near the N=50 closed shell towards $^{78}\text{Ni}$

D. Verney, A. Gottardo, F. Azaiez, M.-C. Delattre, S. Franchoo, F. Ibrahim, R. Li, I. Matea, P. Morfouace, I. Stefan, D. Suzuki, D.T. Yordanov

*IPN IN2P3/CNRS-University of Paris Sud (France)*

G. de Angelis, J. Jaworski, V. Modamio, D. Napoli, J.J. Valiente-Dobon

*INFN LNL (Italy)*

G. Duchêne, D. Curien, F. Didierjean, F. Le Blanc, R. Lozeva

*IPHC IN2P3/CNRS-University of Strasbourg (France)*

A. Astier, G. Georgiev, A. Goasduff, T. Konstantinopoulos, J. Ljungvall

*CSNSM IN2P3/CNRS-University of Paris Sud (France)*

E. Clément, G. de France, F. Farget, A. Lemasson, C. Michelagnoli, A. Navin, M. Rejmund, C. Rodriguez, C. Schmitt

*GANIL, CEA/DSM-CNRS/IN2P3, BP 55027, 14076 Caen cedex 5 (France)*

D. Bazzacco, R. Menegazzo, D. Mengoni, P.R. John, S. Lenzi, S. Lunardi, F. Recchia

*INFN and University of Padova (Italy)*

E. Sahin

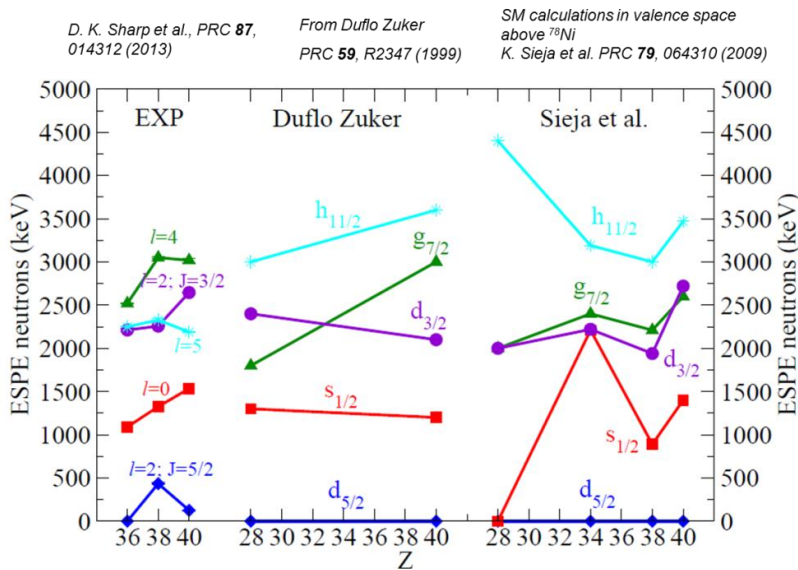
*University of Oslo (Norway)*

S. Szilner

*Institut Ruder Boskovic, Zagreb (Croatia)*

## A-Physics case

While the N=50 shell gap evolution has been and continues to be the object of intense experimental investigation worldwide, attempts to experimentally determine the neutron effective single particle energy sequence above the  $^{78}\text{Ni}$  core remain scarce. This is mainly due to the fact that direct nucleon exchange reaction experiments remain extremely difficult in this hard to reach region despite considerable progress in RIB production techniques. A noticeable exception is constituted by the work performed at HRIBF/ORNL by Thomas et al. [Tho07].



**Figure 1.** Neutron (effective) single particle energies above N=50. Left hand part: experimental neutron single particle centroids at stability from direct reaction experiments; central part: Duflo Zuker estimates; right hand part: effective single particle energies in shell model calculations using  $^{78}\text{Ni}$  as a core.

The exact neutron single-particle energy sequence and its evolution from stability to Z=28 is still poorly known or understood both from the theoretical and experimental sides. For instance, as can be seen from Fig. 1 general tendencies of the evolution of the effective single-particle energies are at variance between Duflo-Zuker estimates [Duf99] and recent shell-model calculations [Sie09]. Precise inputs on these evolutions from experiment is necessary and would be extremely valuable in order to perform a correct tuning of the monopole part of the residual proton-neutron interaction used in shell model and start a global description of this mass region.

From the time being, on the experimental side, it is well established that the ground-state spin value of the N=51 odd isotones from  $^{81}\text{Zn}$  up to  $^{101}\text{Sn}$  is  $5/2^+$  originating from the occupation of the  $v2d_{5/2}$  orbital by the valence neutron. The first  $1/2^+$  excited state which is known to carry the major part of the  $v3s_{1/2}$  strength is seen to decrease continuously from stability towards Z=32 [Tho07]. The evolution of the other neutron single-particle states  $v2d_{3/2}$ ,  $v1g_{7/2}$  and  $v1h_{11/2}$  remains an open question.

In this experiment we propose to study the evolution of the  $v1g_{7/2}$  effective single particle energy (ESPE). In that perspective, it is necessary to address the problem of the nature of first  $7/2^+$  excited state which has been systematically observed at low energy

down to Z=34 (in  $^{85}\text{Se}$ : from deep-inelastic experiments [deA07], fusion-fission [Por09] and beta-decay [Kur12]). At Z=32 however, a possible candidate for a first excited  $7/2^+$  state has been reported only once in [Per06] from beta-decay studies.

The structure of these  $7/2^+$  states can originate from the core-coupled collective configurations  $2^+ \otimes v2d_{5/2}(v2d_{3/2}, v1g_{7/2})$  or from the single-particle like configuration  $0^+ \otimes v1g_{7/2}$  or a mixing of the two. In principle, the best way to disentangle the situation would come from (d,p) reaction studies since, in first order, neutron stripping is strongly enhanced in the case of  $0^+ \otimes j$  coupled states with respect to  $2^+ \otimes j$  coupled states. The  $7/2^+_1$  was not fed at all in  $^{86}\text{Kr}(d,p)^{87}\text{Kr}$  reaction and the main component with  $\ell=4$  is found for the  $7/2^+$  state situated at 2515 keV with a strong spectroscopic factor  $S=0.49$  [Har70]. But the situation is much less clear in the case of  $^{85}\text{Se}$  which has been populated in the  $^2\text{H}(^{84}\text{Se},p)^{85}\text{Se}$  reaction [Tho07]: the  $7/2^+_1$  at 1115 keV was weakly populated in the reaction but the small observed cross section appears to be compatible with  $\ell=4$  associated with a large spectroscopic factor  $S=0.77\pm 0.27$ . This would mean that the  $vg_{7/2}$  single-particle energy would undergo a sudden and huge decrease of more than 1 MeV from  $^{87}\text{Kr}$  to  $^{85}\text{Se}$ . However the statistics obtained in this difficult experiment was too low to exclude  $v2d_{5/2}$  or  $v2d_{3/2}$  nature of this state [Tho07].

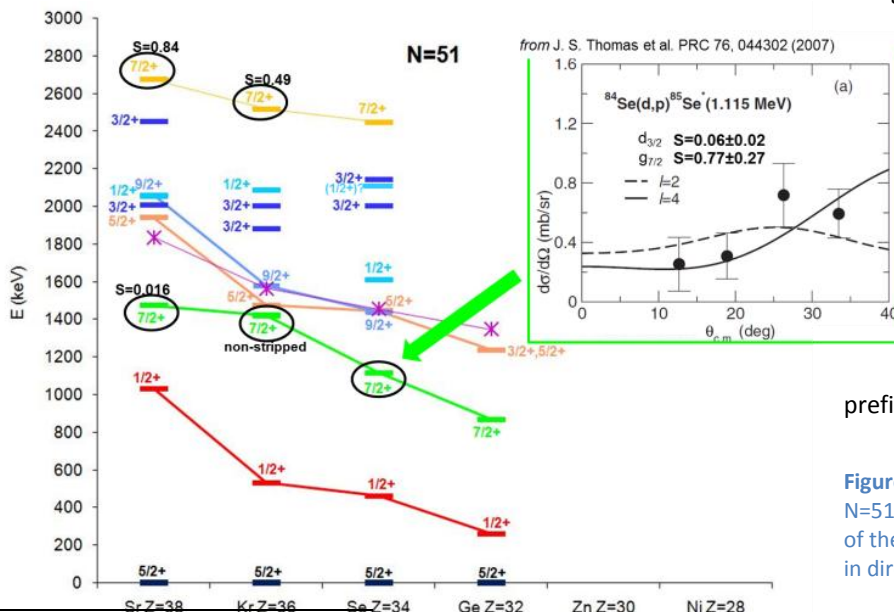
The level scheme of  $^{83}\text{Ge}$  is very poorly known and probably no Yrast states have ever been populated in this nucleus. Indeed, the structure of  $^{83}\text{Ge}$  has been first revealed in the beta decay of  $^{83}\text{Ga}$  [Per06] and in the  $^2\text{H}(^{82}\text{Ge},p)^{83}\text{Ge}$  reaction [Tho07]. Then the level scheme of  $^{83}\text{Ge}$  was only augmented somewhat indirectly as a byproduct of studies of the  $^{84}\text{Ga}$  decays, through the  $\beta$ -n channel [Leb09, Win10, Kol13] from a very low spin  $^{84}\text{Ga}$  mother state (0,1). The only spin assignments of which one can be almost certain are to the ground state,  $5/2^+$ , and to the first excited state at 248 keV,  $1/2^+$ . It was the only stripped state observed in the weak statistics direct nucleon transfer reaction of [Tho07], around 280 keV, soon associated to the one at 248 keV fed in the  $^{84}\text{Ga}$   $\beta$ -n decay [Leb09]. As mentioned earlier the only candidate for a  $7/2^+$  state in  $^{83}\text{Ge}$  was actually identified only once from the  $\beta$ -decay study of [Per06] and never confirmed in the subsequent  $\beta$ -n experiments (which is possibly due to the low spin of the  $^{84}\text{Ga}$   $\beta$ -decaying state). If this state exists, it is likely to be near the Yrast line and should be populated from fusion-fission.

As can be seen in Fig. 2, the placement of this supposedly  $7/2^+$  state in  $^{83}\text{Ge}$  prolongs quasi linearly a significant energy decrease initiated at Z=36 (green curve in Fig. 2). State-of-the-art shell model calculations using a realistic interaction of Ref. [Sie09] do predict  $7/2^+$  as the second excited state of  $^{83}\text{Ge}$ , at an energy a bit larger than 1 MeV [Sie10], but this regular energy decrease starting from Z=36 is not reproduced. Coming back to Fig. 1, one sees that the ESPE evolution of the  $vg_{7/2}$  orbital is practically flat from Z=38 to 28, while on the contrary, from the global monopole fit of [Duf99] the  $vg_{7/2}$  and  $vd_{3/2}$  energy order is inverted from stability toward  $^{79}\text{Ni}$ , the  $vg_{7/2}$  energy level being strongly depressed. The question is then to know if the observed  $7/2^+_1$  state energy evolution could be a signature of the evolution of the  $vg_{7/2}$  ESPE. For that reason the heart of this physics case lies in (1) confirming the level at 867 keV in  $^{83}\text{Ge}$  and (2) in getting an idea of its structure.

To achieve goal (2), lifetime measurements of the  $7/2^+_1$  states appears to us as an interesting alternative to very difficult (d,p) reactions in inverse kinematics to shed some light on their structures: depending on the dominating configuration  $0^+ \otimes v1g_{7/2}$  or  $2^+ \otimes v2d_{5/2}$ , their lifetimes would be closer to the Weisskopf limit or to the core 2+ state lifetime respectively. We have already successfully employed this strategy during an experiment at LNL (Nov. 2011) to populate systematically these  $7/2^+_1$  state in the light odd N=51 isotones via deep inelastic collisions and get a rough estimate of their lifetimes through plunger technique, with the AGATA Demonstrator. In this experiment we used voluntarily a limited number of target-plunger distances as we estimated that -- in a limited statistics context -- even a crude estimation of the lifetime would be sufficient to distinguish between collective=short-lived (calculations give in the range of 0.1 ps) vs single-particle=long-lived (calculations give >10 ps). We confirm the collective nature of the  $7/2^+_1$  state in  $^{87}\text{Kr}$ . In  $^{85}\text{Se}$ , statistics was scarce which rendered the analysis difficult. But we have some evidence that the  $7/2^+_1$  lifetime

begins to increase pointing toward an increased

component along the  $0^+ \otimes v1g_{7/2}$  configuration (these are preliminary results which remain to be confirmed).  $^{83}\text{Ge}$  remained completely out of reach. We are convinced that the coupling of AGATA to VAMOS, taking advantage of the unparalleled  $^{238}\text{U}$  beam quality of GANIL represents a unique opportunity to move beyond this frontier as we will show in section B. The presence of AGATA at GANIL offers a pioneering advantage (as noted in footnote<sup>1</sup>, prefiguring a typical physics case for SPIRAL2-Phase2).



**Figure 2** Systematics of the low lying states in the odd-neutron N=51 isotones. In the insert is shown the angular distribution of the cross section for the 1.115 MeV state in  $^{85}\text{Se}$  observed in direct nucleon exchange reaction [Tho07].

<sup>1</sup> Nowadays almost impossible anywhere in the world, maybe in a near future at HIE-ISOLDE, and then at SPIRAL2 Phase2.



In this proposed experiment the lifetime measurement of the  $7/2^+$  state of the three  $N=51$  odd isotones  $^{87}\text{Kr}$ ,  $^{85}\text{Se}$  and  $^{83}\text{Ge}$  would be obtained simultaneously:  $^{87}\text{Kr}$  as reference point with respect to the LNL experiment,  $^{85}\text{Se}$  to get better precision than in our previous results, obtained with very low statistics, and  $^{83}\text{Ge}$  for the first time.

If a 867 keV transition does not show up in  $^{83}\text{Ge}$ , the  $7/2^+$  state will have to be looked for in other levels populated. For that reason  $\gamma$ - $\gamma$  coincidence measurement will be necessary in this experiment. In addition, it is clear from our previous experience with the proton-deficient odd  $N=51$  nuclei gained from our previous plunger experiment at LNL, that an estimation of the side feeding is also important. In DIC experiments one can use a cut in Q value in the spectrometer, but this is not an option in the case of fusion-fission. Then once again  $\gamma$ - $\gamma$  coincidence measurements will help improving the half-life determination. At last we mention that we have observed the presence of a  $9/2^+$  long lived state —probably the intruder ( $2p$ - $1h$ ) state with a  $(d_{5/2}^2 g_{9/2}^{-1})$  configuration— in  $^{87}\text{Kr}$  and  $^{85}\text{Se}$  which is easily connected to the  $7/2^+$  of interest via a M1 transition. Nobody knows where this  $9/2^+$  could be located in energy in  $^{83}\text{Ge}$  and it will be essential to be able to determine the half-life of whatever Yrast or near-Yrast states decaying to the  $7/2^+$  of interest.

## B-Experimental details

We will choose experimental conditions very similar to those of the previous successful plunger experiment at VAMOS with a  $^{238}\text{U}$  beam of Grete et al. [Gre13]: beam:  $^{238}\text{U}$  at 6.2 A MeV ; target: 2.3 mg/cm<sup>2</sup> ; degrader:  $^{24}\text{Mg}$  5 mg/cm<sup>2</sup>

The following hypothesis has been made for the experimental conditions:

- $^{238}\text{U}$  beam intensity :  $I=0.2$  pA =  **$1.25 \cdot 10^9$  pps**
- $^9\text{Be}$  target thickness :  $e=2.3$  mg/cm<sup>2</sup> =  **$1.54 \cdot 10^{20}$**  target nuclei
- Fusion-fission cross section  $\sigma_{\text{FF}}=0.9 \cdot \sigma_{\text{tot}}=270$  mb= **$270 \cdot 10^{-27}$  cm<sup>2</sup>**
- Beam time = 9 days = 27UT =192 h

### Fission rate:

- The number of fission per second is :  $R=1.25 \cdot 1.54 \cdot 270 \cdot 10^{(9+20-27)}$   **$R=51975$  /s**
- Total number of fission events for 27 UT :  $4.04 \cdot 10^{10}$

### VAMOS counting rate:

- Assuming an averaged efficiency of VAMOS++ of 6.8% :  $R_{\text{VAMOS}}=51975 \cdot 6.8\%$

→  **$R_{\text{VAMOS}}=3534$  triggers per second**

NB This counting rate is actually the main limiting parameter: the beam intensity of 0.2 pA was actually chosen to maintain it at an acceptable level.

### Ge counting rate:

- Assuming  $N_{\text{Ge}}=32$  capsules available at the beginning of the AGATA campaign at nominal distance from the target:  $\epsilon_{\text{AGATA}(1\text{ MeV})}=10.35\%$
- $R_{\text{Ge}}=R \cdot M \cdot \epsilon_{\text{AGATA}} / N_{\text{Ge}} \cdot (1/(P/T))$  per crystal; where the peak to total was taken as  $P/T=0.5$ ,  $M$  the  $\gamma$  multiplicity per fission, assumed  $M=15$  to 20

→  **$R_{\text{Ge}}(1\text{ MeV}; M=20) \approx 6700$   $\gamma$ /s/crystal**

→  **$R_{\text{Ge}}(1\text{ MeV}; M=15) \approx 5000$   $\gamma$ /s/crystal**

### $\gamma$ rate from $^{83}\text{Ge}^*$ residues

- The fusion-fission yield from  $^{238}\text{U} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{250}\text{Cf}^* (45\text{ MeV } E^*)$  for  $^{83}\text{Ge}$  is assumed to be  $Y(^{83}\text{Ge})=0.009/200$ , as given in Refs. [Caa13].
- $\epsilon_{\text{VAMOS}}(Z \approx 30)=2\%$
- total number of  $^{83}\text{Ge}$  residues in 9 days :  $N(^{83}\text{Ge})=4.04 \cdot 10^{10} \cdot 0.009/200=1.8 \cdot 10^6$
- number of  $\gamma$ , from a transition in  $^{83}\text{Ge}$ , in a photopeak at **1 MeV**, in coincidence with VAMOS:

$$N_{\gamma} = N(^{83}\text{Ge}^*) \epsilon_{\text{VAMOS}} \cdot \epsilon_{\text{AGATA}} \cdot (1 - \epsilon_{\text{AGATA}})^{M-1}$$

→  **$N_{\gamma(M=15)}=806$  ;  $N_{\gamma(M=20)}=470$  (\*)**

$$N_{\gamma-\gamma} = N(^{83}\text{Ge}^*) \epsilon_{\text{VAMOS}} \cdot \epsilon_{\text{AGATA}}^2 \cdot (1 - \epsilon_{\text{AGATA}})^{M-2}$$

→  **$N_{\gamma-\gamma(M=15)}=90$  ;  $N_{\gamma-\gamma(M=20)}=56$**

These numbers are to be compared for instance to those in the  $^{104-106}\text{Zr}$  spectra shown in [Nav14].

We have performed GEANT4 simulations using the recommended package. A total number of events as calculated above in the case of  $M=15$  [see (\*)] has been generated, we consider 3 target-degrader distances and shared the 9 days simulated statistics equally among them (3 days per measurement). A standard geometry of AGATA (i.e. with AGATA at the nominal position) with 8 ATC and 5 ADC was used. The outgoing fragments distribution is also determined by the simulation code for fusion-fission products. The background is simulated with 20 gammas per reaction and should yield a more realistic picture of the final spectrum.

In the case of  $^{87}\text{Kr}$  (to which  $^{83}\text{Ge}$  should be similar) the  $9/2^+_2$  state was seen as long-lived ( $\sim 15$  ps) feeder of the  $7/2^+_1$  state ( $\sim 0.1$  ps) of interest (as explained above this  $9/2^+_2$  state is a good candidate for an intruder state). We then have to envision the case of a long lived feeder to the  $7/2^+_1$  of interest. Based on the case of  $^{87}\text{Kr}$  (we observed at LNL) we envision for that feeder state a half-life in the order of 10 ps.

Then two long-lived feeder scenarios of the  $7/2^+_1$  in  $^{83}\text{Ge}$  can be expected:

- Case 1, **the Yrast  $7/2^+$  state is collective** ( $T_{1/2}=0.1$  ps), mainly fed by a  $9/2^+$  ( $T_{1/2}=10$  ps) $\rightarrow 7/2^+$  transition as low as about  $E=400$  keV;
- Case 2, **the Yrast  $7/2^+$  is the  $0^+ \otimes g7/2$  state** looked for, assuming a  $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$  (gs) transition of  $E=876$  keV with a  $7/2^+$  state half-life value ranging from  $T_{1/2}=0.1$  to 10 ps, and a long  $9/2^+$  ( $T_{1/2}=10$  ps) $\rightarrow 7/2^+$  transition as low as about  $E=400$  keV.

Results of the simulations for case 1 are displayed in Fig. 3. They show that even with three distances both shifted and unshifted components remain visible for strong variations of the  $R=I^U/I^U+I^S$  ratios. We have tried to simulate the analysis that we would actually do on real spectra, by fitting two Gaussian shapes to the spectra to determine R. The result is given in Fig. 6. The simulated statistics so obtained is comparable to the one we obtained in the LNL data for  $^{87}\text{Kr}$ , as shown in Fig. 4.

Then we have tested the sensitivity of a 3-distance strategy on the  $7/2^+_1$  half-life determination with the presence of long-lived ( $\sim 10$  ps) feeder state. Simulations were done for a  $500 \mu\text{m}$  target-degrader distance assuming a half-life of the long-lived feeder of 10 ps, and different possible half-life values of the  $7/2^+$  state assumed at 867 keV in  $^{83}\text{Ge}$ . Results are shown in Fig. 5. The corresponding  $R=I^U/I^U+I^S$  ratios are reported in Fig. 7. This figure shows that the method provides sensitivity down to below 1 ps for the half-life of the  $7/2^+$  state. This is exactly sufficient for our needs as a single particle state at this energy would exhibit a half-life larger than 10 ps.

In conclusion, and in view of these simulations, in 9 days of beam time, 3 days per plunger distance, the main goals of this proposed experiment are perfectly achievable.

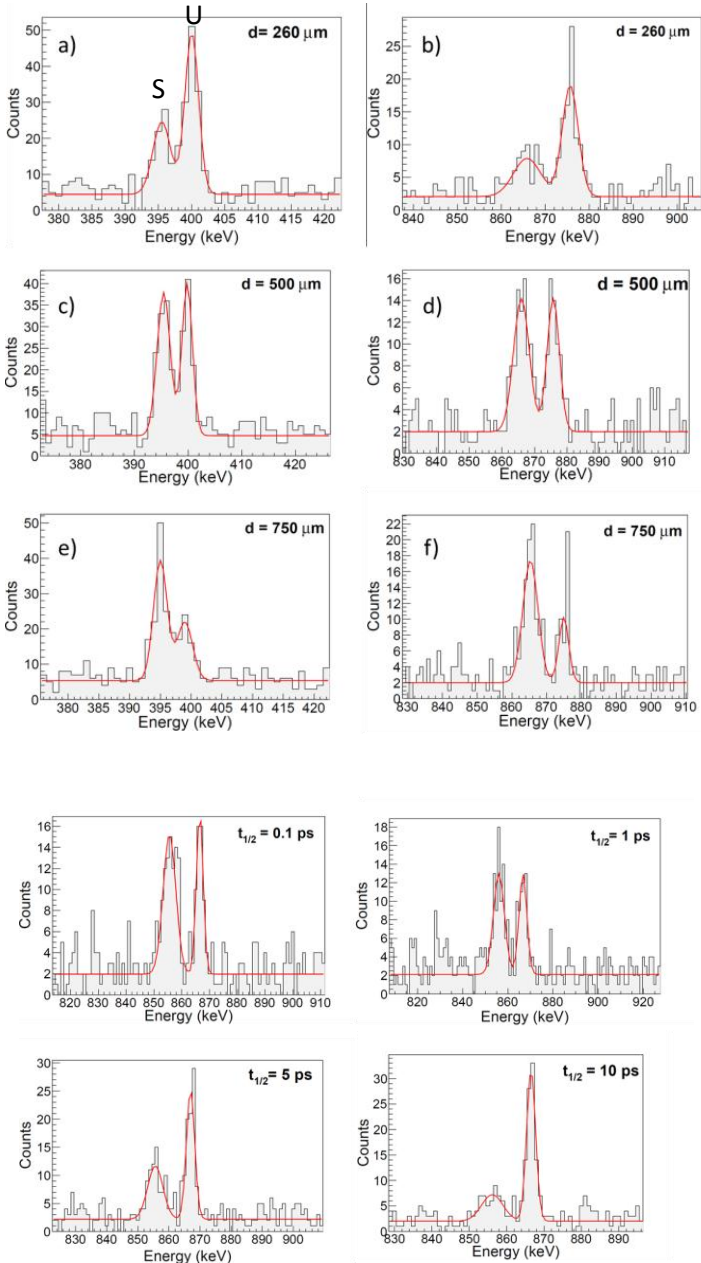


Figure 3 GEANT4 simulations for case 1 (see text) at three plunger distances. b,d,f) line corresponding to the depopulation of the hypothetical  $7/2^+_1$ ; a,c,e) line corresponding to the depopulation of the long lived feeder state. S : shifted component, U : unshifted component.

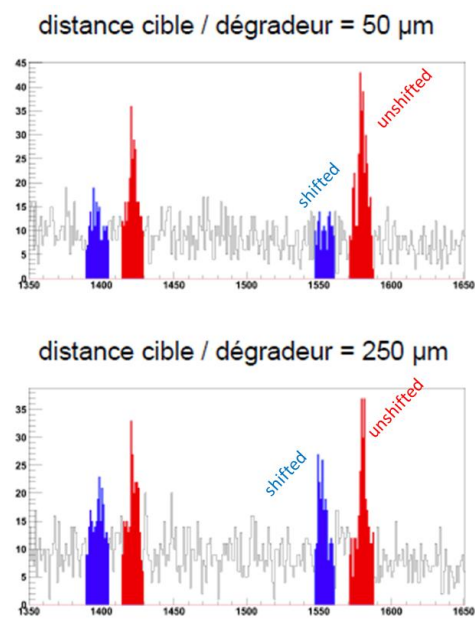


Figure 4  $^{87}\text{Kr}$  experimental spectra from the LNL experiment.

Figure 5 GEANT4 simulations considering a long lived feeder ( $T_{1/2}=10$ ps) to the hypothetical  $7/2^+$  state at 867 keV in  $^{83}\text{Ge}$ : shifted and unshifted components of the 867 keV line for different values of the 867 keV-level half-life.

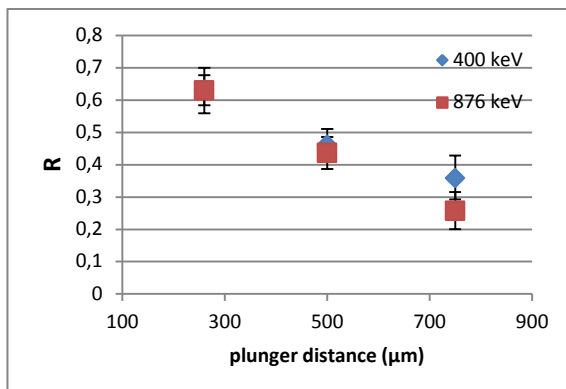


Figure 6  $R = I^U / (I^U + I^S)$  from the simulated spectra in case 1, displayed in Fig. 3.

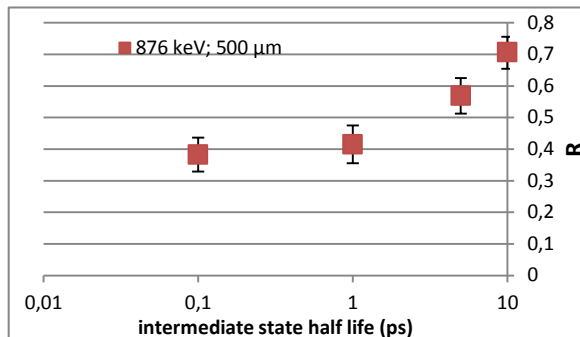


Figure 7  $R = I^U / (I^U + I^S)$  ratio of the 867 keV line (shifted and unshifted) components from the simulations shown in Fig. 5, with different half-life assumptions, spanning over two order of magnitude, for the  $7/2^+$  level assumed at this energy in  $^{83}\text{Ge}$ . This shows the sensitivity of a small-number-of-plunger-distances strategy to the real half-life of this state in the case of a long-lived feeder with  $T_{1/2} = 10$  ps.

## References

- [Duf99] J. Duflo and A.P. Zuker, Phys. Rev. C59, R2347 (1999)
- [Sie09] K. Sieja et al., Phys. Rev. C79, 064310 (2009)
- [Per06] O. Perru et al., Eur. Phys. J. A 28, 307 (2006)
- [Tho07] J.S. Thomas et al., Phys. Rev. C 76, 044302 (2007)
- [DeA07] G. De Angelis et al., Nucl. Phys. A787 (2007) 74c
- [Por09] M.-G. Porquet et al., Eur. Phys. J. A 39, 295–306 (2009)
- [Kur12] J. Kurpeta et al., Phys. Rev. C 85, 027302 (2012)
- [Per06] O. Perru et al., EPJ A 28, 307 (2006)
- [Har70] K. Haravu et al., Phys. Rev. C1, 938 (1970) ; see also the more recent evaluation by R.G. Helmer Nuclear Data Sheets 95, 543 (2002) and D. K. Sharp et al. Phys. Rev. C 87 014312 (2013)
- [Leb09] M. Lebois et al., Phys. Rev. C 80, 044308 (2009)
- [Win10] J.A. Winger et al., Phys. Rev. C 81, 044303 (2010)
- [Kol13] K. Kolos et al., Phys. Rev. C 88, 047301 (2013)
- [Sie10] K. Sieja, private communication (2010)
- [Caa13] M. Caamaño et al., Phys. Rev. C 88, 024605 (2013) and erratum submitted to Physical Review (2014)
- [Nav14] A. Navin et al., Phys. Lett. B 728, 136 (2014)
- [Gre13] L. Grente et al. Proceeding of Fission 2013 – Fifth International Workshop on Nuclear Fission and Fission Product Spectroscopy, EPJ Web of Conferences 62, 01002 (2013)

# B

## Résolution des équations de Bateman

### B.1 Cas étudié

On étudie les cas où on part d'un unique noyau père  $X$  ayant un taux de production  $\phi$  pendant un temps  $t_c$  et 0 pendant un temps  $t_d$  qui décroît par émission  $\beta$  avec une constante de décroissance  $\lambda_X$ . Le noyau issu de cette décroissance peut émettre un neutron avec une probabilité  $p_n$ . On distingue deux noyaux fils  $Y_1$  et  $Y_2$  issu respectivement de la décroissance sans et avec émission de neutron. Ces même noyaux fils effectuent une décroissance  $\beta$  avec  $\lambda_{Y_1}$  et  $\lambda_{Y_2}$  comme constantes de décroissance respectives. On note  $Z_1$  et  $Z_2$  ces noyaux et  $\lambda_{Z_1}$  et  $\lambda_{Z_2}$  leurs constantes de décroissance.

### B.2 Mise en équations

On note  $A_X$ ,  $A_{Y_1}$ ,  $A_{Y_2}$ ,  $A_{Z_1}$  et  $A_{Z_2}$ , l'activité sur bande des noyaux  $X$ ,  $Y_1$ ,  $Y_2$ ,  $Z_1$  et  $Z_2$ .

Le système d'équation différentiel en activité de cette chaîne de décroissance est donné par le système B.1.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dA_X}{dt} = \lambda_X \phi - \lambda_X A_X \\ \frac{dA_{Y_1}}{dt} = (1 - p_n) \lambda_X A_X - \lambda_{Y_1} A_{Y_1} \\ \frac{dA_{Y_2}}{dt} = p_n \lambda_X A_X - \lambda_{Y_2} A_{Y_2} \\ \frac{dA_{Z_1}}{dt} = \lambda_{Y_1} A_{Y_1} - \lambda_{Z_1} A_{Z_1} \\ \frac{dA_{Z_2}}{dt} = \lambda_{Y_2} A_{Y_2} - \lambda_{Z_2} A_{Z_2} \end{array} \right. \quad (\text{B.1})$$

La résolution de ce système se passe en deux temps, un premier temps où  $\phi$  est une constante non nul pendant un temps  $t_c$  avec comme conditions initiale :  $A_i = 0$ . Et un second temps où  $\phi$  est nul pendant une durée  $t_d$  avec comme conditions initiales les activités à la fin du temps précédent.

On note  $t_a = t_c + t_d$ <sup>1</sup>.

## B.3 Transformée de Laplace

### B.3.1 Définition et propriétés

**Définition** La transformée de Laplace d'une fonction  $f$  est définie par l'équation B.2

$$\mathcal{L}[f](s) = \int_0^{+\infty} e^{-st} f(t) dt \quad (\text{B.2})$$

#### Propriétés

- linéarité :  $\mathcal{L}[\alpha f + \beta g](s) = \alpha \mathcal{L}[f](s) + \beta \mathcal{L}[g](s)$
- dérivé :  $\mathcal{L}[f'](s) = s \mathcal{L}[f](s) - f(0)$
- si  $\alpha$  est une constante :  $\mathcal{L}[x \mapsto \alpha](s) = \frac{\alpha}{s}$

### B.3.2 Réécriture des équations différentielles

Le système B.1 devient le système B.3 pour la phase de collection ( $0 \leq t \leq t_c$ )

$$\left\{ \begin{array}{l} s \mathcal{L}[A_X](s) = \frac{\lambda_X \phi}{s} - \lambda_X \mathcal{L}[A_X](s) \\ s \mathcal{L}[A_{Y_1}](s) = (1 - p_n) \lambda_X \mathcal{L}[A_X](s) - \lambda_{Y_1} \mathcal{L}[A_{Y_1}](s) \\ s \mathcal{L}[A_{Y_2}](s) = p_n \lambda_X \mathcal{L}[A_X](s) - \lambda_{Y_2} \mathcal{L}[A_{Y_2}](s) \\ s \mathcal{L}[A_{Z_1}](s) = \lambda_{Y_1} \mathcal{L}[A_{Y_1}](s) - \lambda_{Z_1} \mathcal{L}[A_{Z_1}](s) \\ s \mathcal{L}[A_{Z_2}](s) = \lambda_{Y_2} \mathcal{L}[A_{Y_2}](s) - \lambda_{Z_2} \mathcal{L}[A_{Z_2}](s) \end{array} \right. \quad (\text{B.3})$$

et le système B.4 pendant la phase de décroissance ( $t_c \leq t \leq t_a$ ).

---

1. c pour collection, d pour décroissance et a pour acquisition

$$\begin{cases} s\mathcal{L}[A_X](s) - A_X(t_c) & = & -\lambda_X\mathcal{L}[A_X](s) \\ s\mathcal{L}[A_{Y_1}](s) - A_{Y_1}(t_c) & = & (1-p_n)\lambda_X\mathcal{L}[A_X](s) - \lambda_{Y_1}\mathcal{L}[A_{Y_1}](s) \\ s\mathcal{L}[A_{Y_2}](s) - A_{Y_2}(t_c) & = & p_n\lambda_X\mathcal{L}[A_X](s) - \lambda_{Y_2}\mathcal{L}[A_{Y_2}](s) \\ s\mathcal{L}[A_{Z_1}](s) - A_{Z_1}(t_c) & = & \lambda_{Y_1}\mathcal{L}[A_{Y_1}](s) - \lambda_{Z_1}\mathcal{L}[A_{Z_1}](s) \\ s\mathcal{L}[A_{Z_2}](s) - A_{Z_2}(t_c) & = & \lambda_{Y_2}\mathcal{L}[A_{Y_2}](s) - \lambda_{Z_2}\mathcal{L}[A_{Z_2}](s) \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

On déduit de B.3 et B.4 les équations B.5, B.6, B.7, les transformées de Laplace des activités de  $Y_2$  et  $Z_2$  s'obtiennent en remplaçant  $1-p_n$  par  $p_n$  et les indices 1 par 2 dans les expressions des transformées de Laplace des activités de  $Y_1$  et  $Z_1$ .

$$\mathcal{L}[A_X](s) = \begin{cases} \frac{\lambda_X\phi}{s(s+\lambda_X)} & \text{si } 0 \leq t \leq t_c \\ \frac{A_X(t_c)}{s+\lambda_X} & \text{si } t_c \leq t \leq t_a \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

$$\mathcal{L}[A_{Y_1}](s) = \begin{cases} \frac{(1-p_n)\lambda_X}{s+\lambda_{Y_1}} \frac{\lambda_X\phi}{s(s+\lambda_X)} & \text{si } 0 \leq t \leq t_c \\ \frac{(1-p_n)\lambda_X}{s+\lambda_{Y_1}} \frac{A_X(t_c)}{s+\lambda_X} + \frac{A_{Y_1}(t_c)}{s+\lambda_{Y_1}} & \text{si } t_c \leq t \leq t_a \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

$$\mathcal{L}[A_{Z_1}](s) = \begin{cases} \frac{\lambda_{Y_1}}{s+\lambda_{Z_1}} \frac{(1-p_n)\lambda_X}{s+\lambda_{Y_1}} \frac{\lambda_X\phi}{s(s+\lambda_X)} & \text{si } 0 \leq t \leq t_c \\ \frac{\lambda_{Y_1}}{s+\lambda_{Z_1}} \left[ \frac{(1-p_n)\lambda_X}{s+\lambda_{Y_1}} \frac{A_X(t_c)}{s+\lambda_X} + \frac{A_{Y_1}(t_c)}{s+\lambda_{Y_1}} \right] + \frac{A_{Z_1}(t_c)}{s+\lambda_{Z_1}} & \text{si } t_c \leq t \leq t_a \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

### B.3.3 Transformée inverse de Laplace

L'étape suivante est d'effectuer une transformée inverse de Laplace afin de retrouver une expression de l'activité sur la bande due à chaque noyaux en fonction du temps.

Pour cela, on utilise les transformées de Laplace usuelles suivantes :

$$\begin{aligned} - \mathcal{L}[x \mapsto e^{-\alpha t}](s) &= \frac{1}{s+\alpha} \\ - \mathcal{L}[x \mapsto \alpha](s) &= \frac{\alpha}{s} \end{aligned}$$

## B.4 Résolution

### B.4.1 Technique de résolution

On utilise de plus la décomposition en élément simple d'une fraction rationnelle :

$$\frac{1}{(X-\alpha_1)(X-\alpha_2)\cdots(X-\alpha_n)} = \frac{A_1}{X-\alpha_1} + \frac{A_2}{X-\alpha_2} + \cdots + \frac{A_n}{X-\alpha_n} \quad (\text{B.8})$$

Ainsi, par exemple, dans le cas de  $A_X$  pour  $0 \leq t \leq t_c$

$$\mathcal{L}[A_X](s) = \frac{\lambda_X\phi}{s(s+\lambda_X)} = \phi \left( \frac{1}{s} - \frac{1}{s+\lambda_X} \right) \quad (\text{B.9})$$

Donc,

$$A_X(t) = \phi(1 - e^{-\lambda_X t}) \quad (\text{B.10})$$

On injecte ensuite ce résultat dans l'équation suivantes et on obtient  $A_X$  pour  $t \geq t_c$

$$A_X(t) = \phi(1 - e^{-\lambda_X t_c})e^{-\lambda_X(t-t_c)} \quad (\text{B.11})$$

#### B.4.2 Équation de Bateman

Les équations donnant l'activité sur la bande pour chaque isotope de la chaîne de décroissance sont données dans la table B.1.

Activité	$0 \leq t \leq t_c$
$A_X$	$\phi(1 - e^{-\lambda_X t})$
$A_{Y_1}$	$(1 - p_n) \frac{\lambda_X}{\lambda_{Y_1}} \phi \left[ 1 + \frac{\lambda_{Y_1}}{\lambda_X - \lambda_{Y_1}} e^{-\lambda_X t} - \frac{\lambda_X}{\lambda_X - \lambda_{Y_1}} e^{-\lambda_{Y_1} t} \right]$
$A_{Y_2}$	$p_n \frac{\lambda_X}{\lambda_{Y_2}} \phi \left[ 1 + \frac{\lambda_{Y_2}}{\lambda_X - \lambda_{Y_2}} e^{-\lambda_X t} - \frac{\lambda_X}{\lambda_X - \lambda_{Y_2}} e^{-\lambda_{Y_2} t} \right]$
$A_{Z_1}$	$(1 - p_n) \frac{\lambda_X}{\lambda_{Z_1}} \phi \left[ 1 - \frac{\lambda_{Y_1} \lambda_{Z_1}}{(\lambda_{Y_1} - \lambda_X)(\lambda_{Z_1} - \lambda_X)} e^{-\lambda_X t} \right. \\ \left. - \frac{\lambda_X \lambda_{Z_1}}{(\lambda_{Z_1} - \lambda_{Y_1})(\lambda_X - \lambda_{Y_1})} e^{-\lambda_{Y_1} t} - \frac{\lambda_X \lambda_{Y_1}}{(\lambda_{Y_1} - \lambda_{Z_1})(\lambda_X - \lambda_{Z_1})} e^{-\lambda_{Z_1} t} \right]$
$A_{Z_2}$	$p_n \frac{\lambda_X}{\lambda_{Z_2}} \phi \left[ 1 - \frac{\lambda_{Y_2} \lambda_{Z_2}}{(\lambda_{Y_2} - \lambda_X)(\lambda_{Z_2} - \lambda_X)} e^{-\lambda_X t} \right. \\ \left. - \frac{\lambda_X \lambda_{Z_2}}{(\lambda_{Z_2} - \lambda_{Y_2})(\lambda_X - \lambda_{Y_2})} e^{-\lambda_{Y_2} t} - \frac{\lambda_X \lambda_{Y_2}}{(\lambda_{Y_2} - \lambda_{Z_2})(\lambda_X - \lambda_{Z_2})} e^{-\lambda_{Z_2} t} \right]$
Activité	$t_c < t \leq t_a$
$A_X$	$\phi(1 - e^{-\lambda_X t_c}) e^{-\lambda_X (t - t_c)}$
$A_{Y_1}$	$(1 - p_n) A_X(t_c) \frac{\lambda_{Y_1}}{\lambda_X - \lambda_{Y_1}} e^{-\lambda_X (t - t_c)} + \left[ A_{Y_1}(t_c) - (1 - p_n) A_X(t_c) \frac{\lambda_X}{\lambda_X - \lambda_{Y_1}} \right] e^{-\lambda_{Y_1} (t - t_c)}$
$A_{Y_2}$	$p_n A_X(t_c) \frac{\lambda_{Y_2}}{\lambda_X - \lambda_{Y_2}} e^{-\lambda_X (t - t_c)} + \left[ A_{Y_2}(t_c) - p_n A_X(t_c) \frac{\lambda_X}{\lambda_X - \lambda_{Y_2}} \right] e^{-\lambda_{Y_2} (t - t_c)}$
$A_{Z_1}$	$\frac{\lambda_X \lambda_{Y_1}}{(\lambda_{Z_1} - \lambda_X)(\lambda_{Y_1} - \lambda_X)} (1 - p_n) A_X(t_c) e^{-\lambda_X (t - t_c)} + \frac{\lambda_{Y_1}}{\lambda_{Z_1} - \lambda_{Y_1}} \left[ (1 - p_n) \frac{\lambda_X}{\lambda_X - \lambda_{Y_1}} A_X(t_c) + A_{Y_1}(t_c) \right] e^{-\lambda_{Y_1} (t - t_c)}$ \\ $+ \left[ (1 - p_n) \frac{\lambda_X \lambda_{Y_1}}{(\lambda_{Y_1} - \lambda_{Z_1})(\lambda_X - \lambda_{Z_1})} A_X(t_c) + \frac{\lambda_{Y_1}}{\lambda_{Y_1} - \lambda_{Z_1}} A_{Y_1}(t_c) + A_{Z_1}(t_c) \right] e^{-\lambda_{Z_1} (t - t_c)}$
$A_{Z_2}$	$\frac{\lambda_X \lambda_{Y_2}}{(\lambda_{Z_2} - \lambda_X)(\lambda_{Y_2} - \lambda_X)} p_n A_X(t_c) e^{-\lambda_X (t - t_c)} + \frac{\lambda_{Y_2}}{\lambda_{Z_2} - \lambda_{Y_2}} \left[ p_n \frac{\lambda_X}{\lambda_X - \lambda_{Y_2}} A_X(t_c) + A_{Y_2}(t_c) \right] e^{-\lambda_{Y_2} (t - t_c)}$ \\ $+ \left[ p_n \frac{\lambda_X \lambda_{Y_2}}{(\lambda_{Y_2} - \lambda_{Z_2})(\lambda_X - \lambda_{Z_2})} A_X(t_c) + \frac{\lambda_{Y_2}}{\lambda_{Y_2} - \lambda_{Z_2}} A_{Y_2}(t_c) + A_{Z_2}(t_c) \right] e^{-\lambda_{Z_2} (t - t_c)}$

TABLE B.1 – Compilation des équations de Bateman pour les différents isotopes de la décroissance radioactive





# C

## Durée de vie des états excités des isotones $N = 52$

The lifetime extraction procedure is described in Ref. [65, 42]. We begin by measuring the ratio  $R = \frac{I_U}{I_S + I_U}$  ( $I_U$  and  $I_S$  are the integral of the unshifted and shifted peak respectively) for all the distances that have enough statistic or with the good sensibility. In case of low statistic, this ratio is measured with sum of spectra of different distances.

### C.1 Lifetime measurements of excited states in $^{88}\text{Kr}$

The velocity of  $^{88}\text{Kr}$  projectile was measured in VAMOS as  $\beta_{\text{after}} = 0.096(11)$  which gives after reconstruction with the LISE++ software,  $\beta_{\text{before}} = 0.118(13)$ . So, the times of flight between target and degrader for the distances are respectively 3.4(4), 7.6(9) and 14.7(17) ps.

Seven transition are observable on the spectrum of  $^{88}\text{Kr}$  : 440, 460, 609, 753, 775, 868, 1517 and 1523 keV [134]. The fit for the two components of the transition at 753 ( $(5) \rightarrow 4_2^+$ ), 775 ( $2^+ \rightarrow 0^+$ )(four gaussians with a linear background) and 868 ( $4_1^+ \rightarrow 2^+$ ) (double gaussian with a linear background) for the three distances are shown on Fig. C.1.

The lifetime of the 3160 and 3166 keV states are measured with only one distance with the method described in [42]. We obtain  $\tau = 3.2_{-0.5}^{+1.0}$  and  $\tau = 6.4_{-3.5}^{+2.0}$  respectively. They are effective lifetime so, they have to be considered as higher limits.

The 3295 keV state lifetime is measured using two distances (120 and 270  $\mu\text{m}$ ) with the

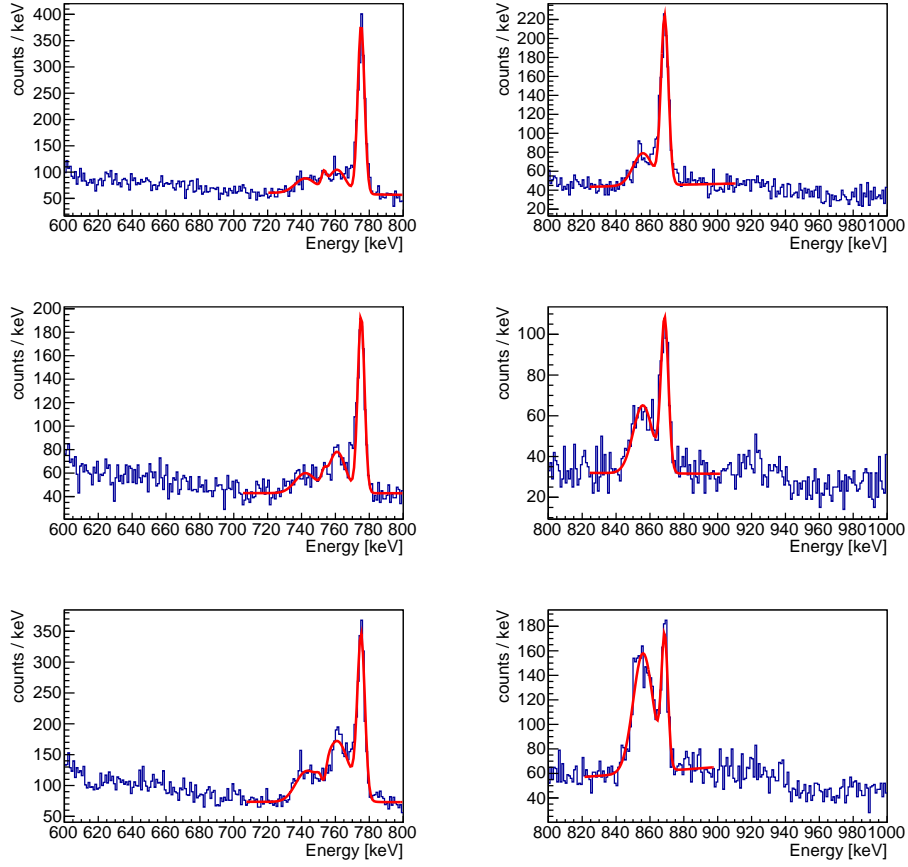


FIGURE C.1 – Fit of the unshifted and shifted component for the  $2^+ \rightarrow 0^+$  (left) and  $4^+ \rightarrow 2^+$  (right)  $\gamma$  transition for  $^{88}\text{Kr}$ , for the different plunger distances (120(10) $\mu\text{m}$  (top), 270(10) $\mu\text{m}$  (middle) and 520(10) $\mu\text{m}$  (bottom))

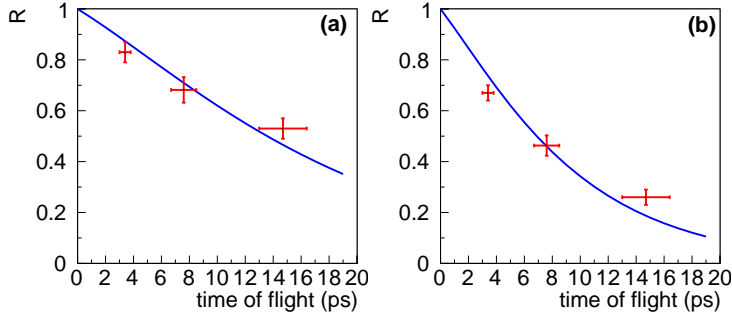
method described in [65] and the effective lifetime is found to be  $\tau = 1.7_{-0.5}^{+0.4}$ , it has to be also considered as a higher limit.

The 2855 and 2104 keV lifetimes are measurement with three and two distances respectively using the Bateman equation for a cascade of decay, and we obtain a lifetime  $\tau = 0.9_{-0.1}^{+1.3}$  and  $\tau = 4.3_{-2.0}^{+2.6}$  respectively.

Then, the  $4_1^+$  state ( $\gamma$ -ray at 868 keV) is measured using the three distances considering the population through the 3160, 3166 and 2104 decays. A lifetime of  $\tau_{4_1^+} = 6.6_{-2.3}^{+2.6}$  is obtained (see Fig C.2(b)).

Finally, the  $2^+$  state (775 keV) lifetime (see Fig. C.2(a)) is found to be  $\tau_{2^+} = 10.6_{-5.0}^{+4.8}$ .

All the lifetime time are resumed in the Tab. C.1 with the conversion of lifetime into B(E2) and B(M1).


 FIGURE C.2 – Fit of R ratio as a function of time of flight between target and degrader with Bateman equation for the  $2^+$  (a) and  $4_1^+$  (b) states.

$J^{\pi i} \rightarrow J^{\pi f}$	$E_{\gamma}$ [keV]	This work			Litterature	
		$\tau$ [ps]	B(E2) $\downarrow$ [ $e^2\text{fm}^4$ ]	B(M1) $\downarrow$ [ $\mu_N^2$ ]	$\tau$ [ps]	B(E2) $\uparrow$ [ $e^2\text{fm}^4$ ]
$2^+ \rightarrow 0^+$	775.4(1)	$10.6^{+4.8}_{-5.0}$	$273.6^{+244.3}_{-85.3}$	–	16.0(17) [135]	1310(190) [111]
$4_1^+ \rightarrow 2^+$	867.7(1)	$6.6^{+2.6}_{-2.3}$	$250.4^{+70.8}_{-134.0}$	–	–	–
$(4_2^+) \rightarrow 4_1^+$	458.7(6)	$4.3^{+2.6}_{-2.0}$	–	$0.14^{+0.12}_{-0.05}$	–	–
$(6^+) \rightarrow 4_1^+$	1523.0(6)	$6.4^{+2.0}_{-3.5}$ (*)	$15.5^{+18.7}_{-3.7}$ (*)	–	–	–
$(5) \rightarrow 4_1^+$	1515.3(10)	$3.2^{+1.0}_{-0.5}$ (*)	$31.8^{+5.9}_{-7.6}$ (*)	–	–	–
$(5) \rightarrow 4_2^+$	753.2(8)	$0.9^{+1.3}_{-0.1}$	–	$0.15^{+0.02}_{-0.09}$	$\leq 1$ [134]	–
$(6^+) \rightarrow (5)$	440.9(8)	$1.7^{+0.4}_{-0.5}$ (*)	–	$0.39^{+0.16}_{-0.07}$ (*)	$\leq 1$ [134]	–

 TABLE C.1 – Summary of the experimental lifetime for  $^{88}\text{Kr}$  (the one with a star are effective lifetime and have to be considered as higher limits). The corresponding B(E2) and B(M1) value are also reported.

## C.2 Lifetime measurements of excited states in $^{84}\text{Ge}$

The velocity of  $^{84}\text{Ge}$  projectile was measured in VAMOS as  $\beta_{\text{after}} = 0.096(10)$  which gives after reconstruction with the LISE++ software,  $\beta_{\text{before}} = 0.116(13)$ . So, the times of flight between target and degrader for the distances are respectively 3.5(4), 7.8(9) and 15.0(17) ps.

Only the  $2^+ \rightarrow 0^+$  (624(1) keV) and  $4^+ \rightarrow 2^+$  (805(1) keV) [136] are observable on the spectrum. The double gaussian with a linear background fits for the sum of all distances are shown on Fig. C.3.

The lifetime measurement is done using the method described in [65] for the measurement of the lifetime in  $^{86}\text{Se}$ . We obtain  $\tau_{4^+} = 10.3^{+3.0}_{-6.5}$  (As an effective lifetime, it has to be taken as a higher limit) and  $\tau_{2^+} = 13.8^{+7.9}_{-9.8}$ , see Fig. C.4. The errors are essentially due to the low statistic.

All this values are resumed in the Tab. C.2 with the conversion of lifetime into B(E2) values.

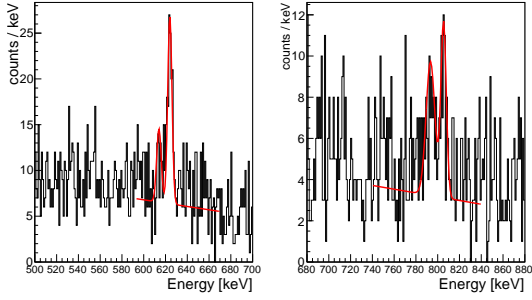


FIGURE C.3 – Fit of the unshifted and shifted component for the  $2^+ \rightarrow 0^+$  (left) and  $4^+ \rightarrow 2^+$  (right)  $\gamma$  transition for  $^{84}\text{Ge}$ , for the sum of all plunger distances.

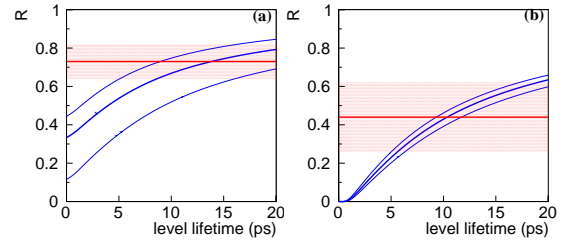


FIGURE C.4 – Determination of state lifetime through Bateman equation for  $2^+$  state (a) and  $4^+$  state (b) of  $^{84}\text{Ge}$

$J^{\pi i} \rightarrow J^{\pi f}$	$E_{\gamma}$ [keV]	Experiment	
		$\tau$ [ps]	$B(E2)_{\downarrow}$ [ $e^2 \cdot \text{fm}^4$ ]
$2^+ \rightarrow 0^+$	624.3(9)	$13.8^{+7.9}_{-9.8}$	$621.2^{+1522.0}_{-226.2}$
$4^+ \rightarrow 2^+$	805.4(11)	$10.3^{+3.0}_{-6.5}$ (*)	$232.9^{+398.4}_{-52.5}$ (*)

TABLE C.2 – Summary of the experimental lifetime for  $^{84}\text{Ge}$  (the one with a star are effective lifetime and have to be considered as higher limits). The corresponding  $B(E2)$  value are also reported.

# Bibliographie

- [1] E. Rutherford. Lxxix. the scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  particles by matter and the structure of the atom. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 21(125) :669–688, 1911.
- [2] E. Burbidge *et al.* *Synthesis of the Elements in Stars*. *Rev. Mod. Phys.*, 29 :547–650, Oct 1957.
- [3] S. E. Woosley *et al.* *The r-process and neutrino-heated supernova ejecta*. *Astrophysics Journal*, 433 :229–246, September 1994.
- [4] Joel de Jesús Mendoza-Temis *et al.* *Nuclear robustness of the r process in neutron-star mergers*. *Phys. Rev. C*, 92 :055805, Nov 2015.
- [5] B. P. Abbott *et al.* *GW170817 : Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral*. *Phys. Rev. Lett.*, 119 :161101, Oct 2017.
- [6] T. Marketin *et al.* *Large-scale evaluation of  $\beta$ -decay rates of r-process nuclei with the inclusion of first-forbidden transitions*. *Phys. Rev. C*, 93 :025805, Feb 2016.
- [7] J. Chadwick. *Possible Existence of a Neutron*. *Nature*, 129 :312, Feb 1932.
- [8] W.M. Elsasser. *Sur le principe de Pauli dans les noyaux - III*. *J. Phys. Radium*, 5(12) :635–639, 1934.
- [9] Maria Goeppert Mayer. *On Closed Shells in Nuclei. II*. *Phys. Rev.*, 75 :1969–1970, Jun 1949.
- [10] Otto Haxel *et al.* *On the "Magic Numbers" in Nuclear Structure*. *Phys. Rev.*, 75 :1766–1766, Jun 1949.
- [11] Meng Wang *et al.* *The AME2016 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references*. *Chinese Physics C*, 41(3) :030003, 2017.
- [12] National Nuclear Data Center. *www.nndc.bnl.gov*.
- [13] D. Guillemaud-Mueller *et al.*  *$\beta$ -Decay schemes of very neutron-rich sodium isotopes and their descendants*. *Nuclear Physics A*, 426(1) :37 – 76, 1984.
- [14] T. Motobayashi *et al.* *Large deformation of the very neutron-rich nucleus  $^{32}\text{Mg}$  from intermediate-energy Coulomb excitation*. *Physics Letters B*, 346(1) :9 – 14, 1995.

- [15] J.P. Elliott. *Shell model and its relation with other nuclear model. Selected Topics in Nuclear Physics*, 1 :157, 1963.
- [16] O. Sorlin *et al.* *Decay properties of exotic  $N \simeq 28$  S and Cl nuclei and the  $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$  abundance ratio.* *Phys. Rev. C*, 47 :2941–2953, Jun 1993.
- [17] B. Bastin *et al.* *Collapse of the  $N = 28$  Shell Closure in  $^{42}\text{Si}$ .* *Phys. Rev. Lett.*, 99 :022503, Jul 2007.
- [18] S. Takeuchi *et al.* *Well Developed Deformation in  $^{42}\text{Si}$ .* *Phys. Rev. Lett.*, 109 :182501, Nov 2012.
- [19] L. Gaudefroy *et al.* *Reduction of the Spin-Orbit Splittings at the  $N = 28$  Shell Closure.* *Phys. Rev. Lett.*, 97 :092501, Aug 2006.
- [20] O. Sorlin *et al.* *Structure of the neutron-rich  $^{37,39}\text{P}$  and  $^{43,45}\text{Cl}$  nuclei.* *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 22(2) :173–178, Nov 2004.
- [21] A. Gade *et al.* *Evolution of the  $E(1/2_1^+) - E(3/2_1^+)$  energy spacing in odd-mass K, Cl, and P isotopes for  $N = 20-28$ .* *Phys. Rev. C*, 74 :034322, Sep 2006.
- [22] E. Caurier *et al.* *The shell model as a unified view of nuclear structure.* *Rev. Mod. Phys.*, 77 :427–488, Jun 2005.
- [23] N. A. Smirnova *et al.* *Nuclear shell evolution and in-medium NN interaction.* *Phys. Rev. C*, 86 :034314, Sep 2012.
- [24] Jouni Suhonen. *From Nucleons to Nucleus*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
- [25] Takaharu Otsuka *et al.* *Evolution of nuclear shells due to the tensor force.* *Phys. Rev. Lett.*, 95 :232502, Nov 2005.
- [26] R. F. Casten. *Nuclear Structure From A Simple Perspective*. Oxford University Press, 1990.
- [27] J. Bardeen, L. N. Cooper *et al.* J. R. Schrieffer. *Theory of Superconductivity.* *Phys. Rev.*, 108 :1175–1204, Dec 1957.
- [28] T. Koopmans. *Über die Zuordnung von Wellenfunktionen und Eigenwerten zu den Einzelnen Elektronen Eines Atoms.* *Physica*, 1(1) :104 – 113, 1934.
- [29] J. Hakala *et al.* *Evolution of the  $N = 50$  Shell Gap Energy towards  $^{78}\text{Ni}$ .* *Phys. Rev. Lett.*, 101 :052502, Jul 2008.
- [30] N.A. Smirnova *et al.* *Shell evolution and nuclear forces.* *Physics Letters B*, 686(2) :109 – 113, 2010.
- [31] A. Gottardo *et al.* *First Evidence of Shape Coexistence in the  $^{78}\text{Ni}$  Region : Intruder  $0_2^+$  State in  $^{80}\text{Ge}$ .* *Phys. Rev. Lett.*, 116 :182501, May 2016.
- [32] X. F. Yang *et al.* *Isomer Shift and Magnetic Moment of the Long-Lived  $1/2^+$  Isomer in  $^{79}_{30}\text{Zn}_{49}$  : Signature of Shape Coexistence near  $^{78}\text{Ni}$ .* *Phys. Rev. Lett.*, 116 :182502, May 2016.

- [33] R. Orlandi *et al.* *Single-neutron orbits near  $^{78}\text{Ni}$  : Spectroscopy of the  $N = 49$  isotope  $^{79}\text{Zn}$ .* *Physics Letters B*, 740 :298 – 302, 2015.
- [34] Marie-Coralie Delattre. *Etude de la structure à basse énergie du  $^{79}\text{Zn}$  par décroissance  $\beta$  et  $\beta n$  du  $^{79}\text{Cu}$  et  $^{80}\text{Cu}$ .* PhD thesis, Université Paris-Saclay/Université Paris-Sud, 2016.
- [35] J. B. Moorhead et R. A. Moyer. *Nuclear-Structure Studies in Mo and Nb Isotopes via Stripping Reactions at 12 MeV.* *Phys. Rev.*, 184 :1205–1216, Aug 1969.
- [36] H.P. Block *et al.* *Investigation of  $^{91}\text{Zr}$  by high resolution (d, p), (p, p') and (p, d) reactions.* *Nuclear Physics A*, 273(1) :142 – 171, 1976.
- [37] E. R. Cosman *et al.* *Nuclear-Reaction Studies in the Strontium Isotopes : The  $\text{Sr}^{88}(\text{d}, \text{p})\text{Sr}^{89}$  Reaction.* *Phys. Rev.*, 165 :1175–1183, Jan 1968.
- [38] K. Haravu *et al.*  $^{86}\text{Kr}(\text{d}, \text{p})^{87}\text{Kr}$ . *Phys. Rev. C*, 1 :938–944, Mar 1970.
- [39] J. S. Thomas *et al.* *Single-neutron excitations in neutron-rich  $^{83}\text{Ge}$  and  $^{85}\text{Se}$ .* *Phys. Rev. C*, 76 :044302, Oct 2007.
- [40] D. K. Sharp *et al.* *Neutron single-particle strength outside the  $\mathbf{N} = 50$  core.* *Phys. Rev. C*, 87 :014312, Jan 2013.
- [41] K. T. Flanagan *et al.* *Nuclear Spins and Magnetic Moments of  $^{71,73,75}\text{Cu}$  : Inversion of  $\pi 2p_{3/2}$  and  $\pi 1f_{5/2}$  Levels in  $^{75}\text{Cu}$ .* *Phys. Rev. Lett.*, 103 :142501, Oct 2009.
- [42] F. Didierjean *et al.* *Neutron effective single-particle energies above  $^{78}\text{Ni}$  : A hint from lifetime measurements in the  $N = 51$  isotones  $^{85}\text{Se}$  and  $^{87}\text{Kr}$ .* *Phys. Rev. C*, 96 :044320, Oct 2017.
- [43] R.A. Meyer *et al.* *Coexisting intruder bands in  $^{83}\text{Se}$  and evidence for the role of proton subshell closure in inhibiting formation of odd-neutron intruder bands.* *Phys. Rev. C*, 25 :682–685, Jan 1982.
- [44] E. Cosman *et al.*  $^{87}\text{Sr}(\text{t}, \text{p})$ . *Phys. Rev. C*, 10 :671–679, Aug 1974.
- [45] K. Wimmer *et al.* *Discovery of the Shape Coexisting  $0^+$  State in  $^{32}\text{Mg}$  by a Two Neutron Transfer Reaction.* *Phys. Rev. Lett.*, 105 :252501, Dec 2010.
- [46] David Verney. *Etude de l'effet de couche  $N=50$  en direction de  $^{78}\text{Ni}$  : contribution des études de radioactivité auprès du séparateur en ligne PARRNe.* Habilitation à diriger la recherche, Novembre 2013.
- [47] C.S. Wu and S.A. Moszkowski. *Beta Decay.* Interscience publishers, 1966.
- [48] H. V. Klapdor *et al.* *The beta strength function and the astrophysical site of the  $r$ -process.* *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 299(3) :213–229, Sep 1981.
- [49] H.V. Klapdor *et al.* *Beta-decay half-lives of neutron-rich nuclei.* *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 31(1) :81 – 111, 1984.
- [50] P.J. Brussaard and P.W.M. Glaudemans. *Shell-model applications in nuclear spectroscopy.* North-Holland publishing company, 1977.



- [51] D. Verney *et al.* *Pygmy Gamow-Teller resonance in the  $N = 50$  region : New evidence from staggering of  $\beta$ -delayed neutron-emission probabilities.* *Phys. Rev. C*, 95 :054320, May 2017.
- [52] B. Singh *et al.* *Review Of LogftValues In  $\beta$  Decay.* *Nuclear Data Sheets*, 84(3) :487 – 563, 1998.
- [53] J.C. Hardy *et al.* *The essential decay of pandemonium : A demonstration of errors in complex beta-decay schemes.* *Physics Letters B*, 71(2) :307 – 310, 1977.
- [54] S. Shalev et G. Rudstam. *Delayed Neutron Emission from  $^{137}\text{I}$ .* *Phys. Rev. Lett.*, 28 :687–690, Mar 1972.
- [55] K. L. Kratz *et al.* *Investigation of delayed neutron emission through neutron and gamma-ray spectroscopy.* *CERN Yellow Report 76-13*, 1976.
- [56] J.C. Hardy *et al.* *The essential decay of pandemonium :  $\beta$ -delayed neutrons.* *Nuclear Physics A*, 305(1) :15 – 28, 1978.
- [57] S.G. Prussin *et al.* *Does the simple statistical model describe delayed neutron emission ? : The cases of  $^{85}\text{As}$ ,  $^{87}\text{Br}$ ,  $^{135}\text{Sb}$  and  $^{137}\text{I}$ .* *Nuclear Physics A*, 321(2) :396 – 414, 1979.
- [58] K. L. Kratz *et al.* *The beta minus strength function of nuclei far from stability in the  $A = 90$  mass region.* *CERN Yellow Report 81-09*, 1981.
- [59] K.-L. Kratz.  *$\beta$ - Strength function phenomena of exotic nuclei : A critical examination of the significance of nuclear model predictions.* *Nuclear Physics A*, 417(3) :447 – 476, 1984.
- [60] F. M. Mann *et al.* *Beta decay properties using a statistical model.* *Phys. Rev. C*, 25 :524–526, Jan 1982.
- [61] P. Hoff and B. Fogelberg. *Properties of strongly neutron-rich isotopes of germanium and arsenic.* *Nuclear Physics A*, 368(2) :210 – 236, 1981.
- [62] A. Etilé *et al.* *Low-lying intruder and tensor-driven structures in  $^{82}\text{As}$  revealed by  $\beta$  decay at a new movable-tape-based experimental setup.* *Phys. Rev. C*, 91 :064317, Jun 2015.
- [63] A. Dewald *et al.* *The differential plunger and the differential decay curve method for the analysis of recoil distance Doppler-shift data.* *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, 334(2) :163–175, Jun 1989.
- [64] O.B. Tarasov and D. Bazin. *Development of the program LISE : application to fusion–evaporation.* *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 204 :174 – 178, 2003. 14th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- [65] J. Litzinger *et al.* *Transition probabilities in neutron-rich  $^{84,86}\text{Se}$ .* *Phys. Rev. C*, 92 :064322, Dec 2015.
- [66] Peter Ring and Peter Shuck. *The Nuclear Many-Body Problem.* Springer-Verlag, New York, Heidelberg Berlin, 1980.
- [67] V. F. Weisskopf. *Radiative Transition Probabilities in Nuclei.* *Phys. Rev.*, 83 :1073–1073, Sep 1951.

- 
- [68] Saïd Essabaa *et al.* *The radioactive beam facility ALTO. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 317 :218 – 222, 2013. XVIth International Conference on ElectroMagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications, December 2–7, 2012 at Matsue, Japan.
- [69] Ulli Köster. *Ausbeuten und Spektroskopie radioaktiver Isotope bei LOHENGRIN und ISOLDE*. PhD thesis, Technischen Universität München, 2000.
- [70] David Verney. *Isol technique at IPNO : from ISOCELE to ALTO*, 2016.
- [71] Julien Guillot. *Développement de faisceaux radioactifs : Influence de la microstructure d'une cible d'UCx sur les propriétés de relâchement des produits de fission*. PhD thesis, Université Paris Saclay, 2017.
- [72] G. Savard *et al.* *The CARIBU gas catcher. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 376 :246 – 250, 2016. Proceedings of the XVIIth International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Related Topics (EMIS2015), Grand Rapids, MI, U.S.A., 11-15 May 2015.
- [73] I.D. Moore *et al.* *A study of on-line gas cell processes at IGISOL. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(6) :657 – 670, 2010.
- [74] Maher Cheikh Mhamed. *Production de noyaux exotiques par photofission, le projet ALTO : Premiers Résultats*. PhD thesis, Université d'Evry Val d'Essonne, 2006.
- [75] William T Diamond. *A radioactive ion beam facility using photofission. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 432(2) :471 – 482, 1999.
- [76] B. Roussière *et al.* Release properties of ucx and molten u targets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 194(2) :151 – 163, 2002.
- [77] A. Gottardo *et al.* *Unexpected high-energy  $\gamma$  emission from decaying exotic nuclei. Physics Letters B*, 772(Supplement C) :359 – 362, 2017.
- [78] T. Martínez *et al.* *MONSTER : a TOF Spectrometer for  $\beta$ -delayed Neutron Spectroscopy. Nuclear Data Sheets*, 120 :78 – 80, 2014.
- [79] D. Testov *et al.* *The  $^3\text{He}$  long-counter TETRA at the ALTO ISOL facility. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 815 :96 – 103, 2016.
- [80] Asénath Etilé. *Study of the nuclear structure of exotic nuclei at ALTO : developments and results of two new experimental setups*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, December 2014.
- [81] V.S. Kolhinen *et al.* *MLLTRAP : A Penning trap facility for high-accuracy mass measurements. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(19) :4547 – 4550, 2008. Proceedings of the XVth

- International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- [82] G. Gilmore and John Hemingway. *Practical Gamma-ray spectrometry*. John Wiley and Sons, LTD, 1995.
- [83] Lloyd A. Currie. *Limits for Qualitative Detection and Quantitative Determination*. *Analytical Chemistry*, 1968.
- [84] Matthieu Lebois. *Structure des noyaux de Germanium et de Gallium riches en neutrons au delà de  $N=50$  à ALTO*. PhD thesis, Université Paris XI, 2008.
- [85] O. Perru *et al.* *Study of the  $N = 50$  major shell effect toward  $^{78}\text{Ni}$  at PARRNe*. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 28(3) :307–312, 2006.
- [86] J. A. Winger *et al.* *New subshell closure at  $N = 58$  emerging in neutron-rich nuclei beyond  $^{78}\text{Ni}$* . *Phys. Rev. C*, 81 :044303, Apr 2010.
- [87] M. F. Alshudifat *et al.* *Reexamining Gamow-Teller decays near  $^{78}\text{Ni}$* . *Phys. Rev. C*, 93 :044325, Apr 2016.
- [88] M. Lebois *et al.* *Experimental study of  $^{84}\text{Ga}\beta$  decay : Evidence for a rapid onset of collectivity in the vicinity of  $^{78}\text{Ni}$* . *Phys. Rev. C*, 80 :044308, Oct 2009.
- [89] K. Kolos *et al.* *Probing nuclear structures in the vicinity of  $^{78}\text{Ni}$  with  $\beta$ - and  $\beta n$ -decay spectroscopy of  $^{84}\text{Ga}$* . *Phys. Rev. C*, 88 :047301, Oct 2013.
- [90] J. A. Winger *et al.* *Test of the singly magic character of the  $N=50$  isotone  $^{83}\text{As}$  populated in  $^{83}\text{Ge}$  decay*. *Phys. Rev. C*, 38 :285–294, Jul 1988.
- [91] J.V. Kratz *et al.* *Gamma-ray emission from 80–86As isotopes*. *Nuclear Physics A*, 250(1) :13 – 37, 1975.
- [92] E. Cottureau *et al.* *ARAMIS : An ambidextrous 2 MV accelerator for IBA and MeV implantation*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 45(1) :293 – 295, 1990.
- [93] E. Clément *et al.* *Conceptual design of the AGATA  $1\pi$  array at GANIL*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 855 :1 – 12, 2017.
- [94] Lucie Grente. *Structure des fragments de fission de masse  $A = 100 - 110$  : mesures de temps de vie et analyses en champ moyen et au-delà*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2014.
- [95] J. Ljungvall *et al.* *The Orsay Universal Plunger System*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 679 :61 – 66, 2012.
- [96] Hervé Savajols. *VAMOS : A variable mode high acceptance spectrometer for identifying reaction products induced by SPIRAL beams*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 204 :146 – 153,

2003. 14th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications.
- [97] M. Vandebrouck *et al.* *Dual Position Sensitive {MWPC} for tracking reaction products at VAMOS++*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 812 :112 – 117, 2016.
- [98] S. Pullanhiotan *et al.* *Performance of VAMOS for reactions near the Coulomb barrier*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 593(3) :343 – 352, 2008.
- [99] S. Hustache Ottini. *Cours de l'école Joliot-Curie*, 2001.
- [100] I-Yang Lee. *The GAMMASPHERE*. *Nuclear Physics A*, 520 :c641 – c655, 1990. Nuclear Structure in the Nineties.
- [101] J. Eberth *et al.* *Development of a composite Ge detector for EUROBALL*. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 28 :495 – 504, 1992.
- [102] S. Akkoyun *et al.* *AGATA—Advanced GAMMA Tracking Array*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 668 :26 – 58, 2012.
- [103] M.A. Deleplanque *et al.* *GRETA : utilizing new concepts in  $\gamma$ -ray detection*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 430(2) :292 – 310, 1999.
- [104] T.M.H. Ha *et al.* *New setup for the characterisation of the AGATA detectors*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 697 :123 – 132, 2013.
- [105] C. Michelagnoli. *Cours de l'école joliot-curie*, 2015.
- [106] F. Farget. Private communication.
- [107] D. Ralet *et al.* *Data-flow coupling and data-acquisition triggers for the PreSPEC-AGATA campaign at GSI*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 786 :32 – 39, 2015.
- [108] A. Lopez-Martens *et al.*  *$\gamma$ -ray tracking algorithms : a comparison*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 533(3) :454 – 466, 2004.
- [109] Claire Portail. *Sections efficaces de réactions pour des noyaux riches en neutrons produits par un faisceau de  $^{48}\text{Ca}$  à 10 A MeV sur une cible d'uranium*. PhD thesis, Université Paris Saclay, 2017. Thèse de doctorat dirigée par Verney, David Structure et réactions nucléaires Paris Saclay 2017.
- [110] H. Bethe. *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*. *Annalen der Physik*, 397(3) :325–400, 1930.

- [111] B. Elman *et al.* *Quadrupole collectivity beyond  $N = 50$  in neutron-rich Se and Kr isotopes.* *Phys. Rev. C*, 96 :044332, Oct 2017.
- [112] F. Drouet *et al.* *Prompt gamma ray-spectroscopy of  $N = 50$  fission fragments.* *EPJ Web of Conferences*, 62 :01005, 2013.
- [113] T. Materna *et al.* *Low spin structure of  $^{86}\text{Se}$  : Confirmation of  $\gamma$  collectivity at  $N = 52$ .* *Phys. Rev. C*, 92 :034305, Sep 2015.
- [114] Ivan Gratchev *et al.* *Experimental and theoretical study of the nuclear structure of the neutron-rich selenium isotopes.* Theses, Université Grenoble Alpes, November 2017.
- [115] J. Kurpeta *et al.* *Low-spin structure of  $^{85}\text{Se}$  and the  $\beta_n$  branching of  $^{85}\text{As}$ .* *Phys. Rev. C*, 85 :027302, Feb 2012.
- [116] M. -G. Porquet *et al.* *High-spin excitations of 81, 82, 83, 85Se : Competing single-particle and collective structures around  $N = 50$ .* *The European Physical Journal A*, 39(3) :295–306, Mar 2009.
- [117] J. P. Omtvedt *et al.* *The decay of  $^{85}\text{As}$ .* *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 339(3) :349–353, Sep 1991.
- [118] J. Dudouet *et al.*  *$^{96}\text{Kr}_{60}$  – Low-Z Boundary of the Island of Deformation at  $N = 60$ .* *Phys. Rev. Lett.*, 118 :162501, Apr 2017.
- [119] K. Heyde *et al.* *Unified description of odd-mass indium nuclei I. General theory and comparison to  $^{113}\text{In}$  and  $^{115}\text{In}$  levels populated in the decay of  $^{113}\text{Sn}$  and  $^{115}\text{Cd}^{m,g}$ .* *Phys. Rev. C*, 17 :1219–1243, Mar 1978.
- [120] G. Alaga et V. Paar. *"Decoupled" and "strongly coupled" band patterns in the particle-vibration coupling model.* *Physics Letters B*, 61(2) :129 – 132, 1976.
- [121] P. Van Isacker *et al.* *The  $J^\pi = 9/2^+$  bands in odd-mass Sb and I isotopes : Evidence for deformed states ?* *Nuclear Physics A*, 292(1) :125 – 143, 1977.
- [122] L. P. Ekström *et al.* *Gamma-ray spectroscopy on  $^{87}\text{Sr}$  and the energy- $B(E2)$  rule.* *Journal of Physics G : Nuclear Physics*, 7(1) :85, 1981.
- [123] P. H. Hoffman-Pinther *et al.*  *$^{90}\text{Y}$  in the core-coupling model.* *Nuclear Physics A*, 229(3) :365 – 386, 1974.
- [124] M. Bender *et al.* *Collectivity-induced quenching of signatures for shell closures.* *Phys. Rev. C*, 78 :054312, Nov 2008.
- [125] C. Delafosse, D. Verney, and P. Marević *et al.* *Pseudospin Symmetry and Microscopic Origin of Shape Coexistence in the  $^{78}\text{Ni}$  Region : a Hint from Lifetime Measurements.* *Submitted to Phys. Rev. Lett.*, 2018.
- [126] A. Gade *et al.* *Collectivity at  $N = 50$  :  $^{82}\text{Ge}$  and  $^{84}\text{Se}$ .* *Phys. Rev. C*, 81 :064326, Jun 2010.
- [127] E. Wallander *et al.* *States in  $^{89}\text{Sr}$  excited by the  $^{86}\text{Kr}(\alpha, n)^{89}\text{Sr}$  reaction.* *Nuclear Physics A*, 361(2) :387 – 398, 1981.

- 
- [128] Aage Bohr and Ben R. Mottelson. *Nuclear Structure Vol. 1*. World Scientific, 1998.
- [129] Louis Olivier. *Nuclear structure in the vicinity of  $^{78}\text{Ni}$  : in-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy of  $^{79}\text{Cu}$  through proton knockout*. PhD thesis, Université Paris Saclay, 2017. Thèse de doctorat dirigée par Wilson, Jonathan Structure et réactions nucléaires Paris Saclay 2017.
- [130] T. Roger *et al.* *Demonstrator Detection System for the Active Target and Time Projection Chamber (ACTAR TPC) project*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 895 :126 – 134, 2018.
- [131] ISOLDE *yield database*. [http://test-isolde-yields.web.cern.ch/test-isolde-yields/query\\_tgt.htm](http://test-isolde-yields.web.cern.ch/test-isolde-yields/query_tgt.htm), Consulté le 25 avril 2018.
- [132] SPES *beam tables*. <https://web.infn.it/spes/index.php/characteristics/spes-beams-7037/spesbeamstable>, Consulté le 25 avril 2018.
- [133] B.P. Kay *et al.* *The (t,p) reaction on  $^{66}\text{Ni}$* . Technical Report CERN-INTC-2012-066. INTC-P-367, CERN, Geneva, Oct 2012.
- [134] A. Astier *et al.* *High-spin structures of  $^{88}_{36}\text{Kr}_{52}$  and  $^{89}_{37}\text{Rb}_{52}$  : Evolution from collective to single-particle behavior*. *Phys. Rev. C*, 88 :024321, Aug 2013.
- [135] D. Mucher *et al.* *Shell Structure and Shape Changes in Neutron Rich Krypton Isotopes*. *AIP Conference Proceedings*, 1090(1) :587–588, 2009.
- [136] A. Korgul *et al.* *Experimental study of the  $\beta$ - $\gamma$  and  $\beta$ - $n\gamma$  decay of the neutron-rich nucleus  $^{85}\text{Ga}$* . *Phys. Rev. C*, 88 :044330, Oct 2013.

**Titre :** Etude des dérives monopolaires neutron au-delà de  $^{78}\text{Ni}$  par spectroscopie  $\gamma$  avec BEDO à ALTO et AGATA au GANIL

**Mots clés :** structure nucléaire, noyaux exotiques, modèle en couches, spectroscopie  $\gamma$ , décroissance  $\beta$ , durée de vie

**Résumé :** La structure nucléaire en couches sphériques évolue en allant vers des régions de plus en plus exotiques de la carte des noyaux. Par conséquent, les nombres magiques conventionnels (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) peuvent disparaître loin de la stabilité, tandis que de nouveaux apparaissent.

L'évolution de la magie loin de la stabilité a essentiellement deux origines : les dérives monopolaires et l'augmentation de la collectivité. Les dérives monopolaires sont essentiellement dues à l'interaction proton-neutron (composante spin-isospin de l'interaction nucléaire). On se concentre dans cette thèse sur les isotones impairs  $N = 51$  et en particulier sur  $^{83}\text{Ge}$ , le plus proche de  $^{79}\text{Ni}$  que l'on peut étudier actuellement par spectroscopie  $\gamma$  de précision. Pour cela, deux expériences complémentaires ont été réalisées. Une première expérience, au GANIL avec AGATA,

VAMOS et le plongeur OUPS a permis de mesurer les durées de vie des états excités Yrast des produits de la réaction  $^{238}\text{U}(^9\text{Be}, f)$ . Une seconde expérience pour l'étude par spectroscopie  $\gamma$   $\beta$ -retardée de  $^{83}\text{Ge}$  afin de peupler les états non-Yrast a été réalisée afin d'avoir une vue d'ensemble de la spectroscopie de  $^{83}\text{Ge}$ .

La complémentarité de ces deux expériences a permis de mettre en évidence un état intrus pour la première fois au delà du gap  $N = 50$  dans  $^{83}\text{Ge}$  et ainsi avoir plus d'information sur l'évolution du gap  $\nu g_{9/2} \nu d_{5/2}$  associé au nombre magique de spin-orbite  $N = 50$ .

Une analyse détaillée de ces deux expériences est présentée dans ce manuscrit. De plus, une comparaison avec un modèle semi-microscopique de couplage coeur-particule est aussi réalisée.

**Title :** Study of neutron monopole drift towards  $^{78}\text{Ni}$  by  $\gamma$ -spectroscopy with BEDO at ALTO and AGATA at GANIL

**Keywords :** nuclear structure, exotic nuclei, shell-model,  $\gamma$ -spectroscopy,  $\beta$  decay, lifetime

**Abstract :** Nuclear spherical shell structure evolves towards more and more exotic regions of the nuclear chart. Therefore, conventional magic numbers (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) can disappear while new ones appear.

The evolution of magicity far from stability has essentially two origins : monopole drift and the collectivity enhancement. The monopole drifts are mostly coming from neutron-proton interaction (spin-isospin term of the nuclear interaction). In this thesis, we focused on the study of  $N = 51$  isotones and in particular  $^{83}\text{Ge}$ , the closest to  $^{79}\text{Ni}$  that can be studied nowadays by detailed  $\gamma$ -spectroscopy. For this purpose, two complementary experiments were performed. A first experiment, at GANIL with AGATA, VAMOS and the OUPS plunger device allowed us to mea-

sure lifetime of Yrast excited states in the  $^{238}\text{U}(^9\text{Be}, f)$  reaction products. A second experiment for the study of  $\beta$ -delayed  $\gamma$ -spectroscopy of  $^{83}\text{Ge}$  was performed in order to populate non-Yrast states so that has an overview of the spectroscopy of  $^{83}\text{Ge}$ .

The complementarity of these two experiments allowed highlighting for the first time an intruder state above the  $N = 50$  gap in  $^{83}\text{Ge}$  and thus, it adds information about the evolution of the  $\nu g_{9/2} \nu d_{5/2}$  gap corresponding to the  $N = 50$  shell closure.

A detailed analysis of both experiments is presented in this manuscript. In addition, a comparison to a semi-microscopic core-particle coupling model is performed.

