



**HAL**  
open science

## Détection $\gamma$ et faisceaux radioactifs : recherche de noyaux exotiques très déformés

B. Rossé

► **To cite this version:**

B. Rossé. Détection  $\gamma$  et faisceaux radioactifs : recherche de noyaux exotiques très déformés. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2006. Français. NNT: . tel-00120476

**HAL Id: tel-00120476**

**<https://theses.hal.science/tel-00120476>**

Submitted on 15 Dec 2006

**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.



N° d'ordre 112-2006  
LYCEN – T 2006-22

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT  
Spécialité PHYSIQUE

(arrêté du 25 avril 2002)

par

*Bertrand ROSSÉ*

**Détection  $\gamma$  et faisceaux radioactifs :  
recherche de noyaux exotiques très déformés**

Soutenue le 5 juillet 2006  
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	B.	Haas	Rapporteur
	M.	J.	Meyer	Président du jury
	M.	P.-J.	Nolan	
	Mme	N.	Redon	Directeur de thèse
	M.	O.	Stézowski	
	M.	A.	Villari	Rapporteur





N° d'ordre 112-2006  
LYCEN – T 2006-22

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT  
Spécialité PHYSIQUE

(arrêté du 25 avril 2002)

par

*Bertrand ROSSÉ*

**Détection  $\gamma$  et faisceaux radioactifs :  
recherche de noyaux exotiques très déformés**

Soutenue le 5 juillet 2006  
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	B.	Haas	Rapporteur
	M.	J.	Meyer	Président du jury
	M.	P.-J.	Nolan	
	Mme	N.	Redon	Directeur de thèse
	M.	O.	Stézowski	
	M.	A.	Villari	Rapporteur



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>5</b>
<b>Résumé</b>	<b>11</b>
<b>Abstract</b>	<b>13</b>
<b>1 INTRODUCTION</b>	<b>15</b>
<b>2 APPROCHES MICROSCOPIQUES DES PROPRIETES D'APPARIE- MENT DANS LA REGION DE MASSE A ~ 130</b>	<b>19</b>
2.1 Introduction . . . . .	21
2.2 Rappels sur les modèles de champ moyen microscopiques auto-cohérents . .	21
2.2.1 Calculs statiques : Méthode de Hartree-Fock . . . . .	21
2.2.2 Inclusion des corrélations d'appariement - canal particule-particule .	23
2.2.3 Contraintes extérieures . . . . .	26
2.3 Résultats dans la région de masse A ~ 130 : Comparaison "pairing de volume" / "pairing ULB" . . . . .	26
2.3.1 Position de la ligne d'émission spontanée de proton . . . . .	28
2.3.2 Déformation quadrupolaire axiale . . . . .	29
2.3.3 Spectres d'énergies individuelles . . . . .	30
2.3.4 Courbes d'énergie potentielle . . . . .	31
2.3.5 Position de la bande excitée "oblate" . . . . .	33
2.3.6 Conclusion . . . . .	35
<b>3 L'EXPERIENCE <sup>130</sup>Sm</b>	<b>37</b>
3.1 Introduction . . . . .	39
3.2 Les motivations scientifiques de l'expérience . . . . .	39
3.3 Les faisceaux radioactifs . . . . .	42
3.3.1 Les faisceaux radioactifs SPIRAL . . . . .	42
3.3.2 Un exemple : le faisceau radioactif SPIRAL <sup>76</sup> Kr . . . . .	44
3.3.3 Contraintes des faisceaux radioactifs dans les expériences de spec- troscopie $\gamma$ . . . . .	45
3.4 Taux de production et différentes voies peuplées . . . . .	46
3.5 Expérience préliminaire . . . . .	47
3.6 États des lieux en spectroscopie $\gamma$ des différents noyaux formés . . . . .	48
3.7 Conclusion . . . . .	49

<b>4</b>	<b>LES MULTIDÉTECTEURS <math>\gamma</math> ET LES TECHNIQUES D'ANALYSE</b>	<b>51</b>
4.1	Introduction . . . . .	53
4.1.1	Rappels sur les principes de détection : interaction des photons avec la matière . . . . .	53
4.1.2	Caractéristiques des cristaux de germanium . . . . .	56
4.1.3	Facteurs affectant les performances des multidétecteurs $\gamma$ . . . . .	58
4.1.4	Caractérisation des multidétecteurs $\gamma$ . . . . .	61
4.2	Le multidétecteur EXOGAM . . . . .	61
4.2.1	Le détecteur "clover" d'EXOGAM . . . . .	61
4.2.2	Les configurations d'EXOGAM . . . . .	62
4.2.3	Caractéristiques d'EXOGAM . . . . .	63
4.2.4	EXOGAM pendant l'expérience . . . . .	66
4.2.5	Électronique d'acquisition d'EXOGAM . . . . .	69
4.3	Les techniques d'analyse . . . . .	70
4.3.1	Autocalibration par logique floue . . . . .	70
4.3.2	Nouvelle méthode de calibration des segments - Analyse multidimensionnelle . . . . .	74
<b>5</b>	<b>LES DÉTECTEURS ADDITIONNELS</b>	<b>87</b>
5.1	Introduction . . . . .	89
5.2	DIAMANT : le détecteur de particules chargées légères . . . . .	89
5.2.1	Principe de détection . . . . .	89
5.2.2	Absorption des rayonnements $\gamma$ par DIAMANT . . . . .	90
5.2.3	Géométrie utilisée . . . . .	90
5.2.4	Les informations codées . . . . .	92
5.2.5	Calibrations de DIAMANT . . . . .	98
5.2.6	Multiplicités et statistiques . . . . .	100
5.3	Le spectromètre de grande acceptation VAMOS . . . . .	101
5.3.1	Présentation du spectromètre VAMOS . . . . .	101
5.3.2	Le choix du spectromètre VAMOS dans l'expérience . . . . .	102
5.3.3	Les éléments optiques . . . . .	103
5.3.4	Les éléments de détection au plan focal . . . . .	104
5.3.5	Les calibrations des détecteurs du plan focal . . . . .	109
5.3.6	Calibrations et résolutions des détecteurs . . . . .	113
5.3.7	Extraction des quantités physiques . . . . .	114
5.3.8	Électronique d'acquisition . . . . .	115
5.3.9	Conclusions . . . . .	116
<b>6</b>	<b>RESULTATS ET INTERPRÉTATIONS</b>	<b>117</b>
6.1	Pré-analyse des données : extraction des événements de fusion-évaporation . . . . .	119
6.1.1	Les données brutes . . . . .	119
6.1.2	Correction de l'effet Doppler pour rechercher les événements de fusion-évaporation . . . . .	119
6.1.3	Sélection des voies "particules chargées légères" avec DIAMANT . . . . .	121
6.1.4	Utilisation des boucliers anti-Compton . . . . .	122

6.1.5	Filtrage en temps des événements . . . . .	124
6.1.6	Amélioration de la correction Doppler grâce à la segmentation d'EXO-GAM . . . . .	125
6.1.7	Technique de l'"addback" . . . . .	127
6.1.8	Sélection des événements de fusion-évaporation avec le spectromètre VAMOS . . . . .	130
6.2	Analyse des événements de fusion-évaporation . . . . .	133
6.2.1	Multiplicités proton, $\alpha$ , $\gamma$ . . . . .	134
6.2.2	Analyse des spectres de fusion-évaporation . . . . .	135
6.2.3	Les rayonnements $\gamma$ inconnus . . . . .	139
6.2.4	Méthodes d'identification des rayonnements $\gamma$ . . . . .	140
6.3	Le noyau $^{130}\text{Pm}$ : premier rayonnement $\gamma$ observé . . . . .	149
6.3.1	Systematique du dernier proton célibataire dans les isotopes de prométhéum impairs . . . . .	149
6.3.2	Systematique du dernier neutron célibataire dans les isotopes de néodyme impairs . . . . .	151
6.3.3	Systematique dans les noyaux impairs-impairs de prométhéum . . . . .	152
6.3.4	Les résultats de nos calculs HFB . . . . .	153
6.3.5	Interprétation du 204 keV . . . . .	155

## 7 CONCLUSIONS



# Remerciements

Durant ces trois années de thèse, j'ai eu la chance d'effectuer de nombreuses rencontres et par ces quelques lignes, j'aimerais remercier toutes les personnes (et j'espère en oublier le moins possible!) qui ont contribué à l'aboutissement de ce manuscrit.

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à Nadine Redon, chargée de recherche au CNRS, pour avoir dirigé mon travail de thèse. Malgré quelques moments (un peu stressants (tu te rappellera sans doute longtemps de la tête que j'ai pu faire lorsque tu m'as annoncé la date de soutenance!), merci de m'avoir fait découvrir l'ambiance des expériences côté boulot et côté humain (notamment quelques restaurants à Strasbourg ou à Caen). Mes quelques séjours dans ton bureau ont toujours été très agréables.

Je souhaite également dire un grand merci à Michèle Meyer, professeur à l'Université Lyon1 et chef du groupe Matière Nucléaire. Merci de m'avoir donné quelques bons coups de pieds pour faire avancer cette thèse. Merci également pour tout le savoir, en particulier théorique, que vous avez pu me transmettre. Merci aussi pour vos nombreux conseils qui ont pu m'aiguiller pour faire mes choix concernant l'avenir.

Je profite de cette occasion pour remercier les membres de mon jury de thèse : M. Jacques Meyer (Professeur à l'Université Lyon1 et président du jury), M. Bernard Haas (Directeur de Recherche et directeur du CENBG), M. Paul Nolan (Professeur et directeur du département de physique de l'Université de Liverpool), M. Antonio Villari (Directeur de Recherche au GANIL), ainsi que Melle Nadine Redon et M. Olivier Stézowski.

Merci à toi Olivier, mon "boss", mon "chef", "Mr ROOT", "Obi-Wan", pour avoir eu la gentillesse d'accueillir un mec aussi bordélique que moi dans ton bureau. Dur dur de n'écrire que quelques lignes pour synthétiser ces trois années de thèse passées à tes côtés. Beaucoup de travail, de fous rires, de discussions, de fous rires, d'explications, de fous rires, ... Toute l'analyse de données n'aurait pu être faite sans tes nombreux conseils. Il faudra quand même un jour qu'on se fasse un petit match à Gerland! Je n'ai encore qu'une chose à dire : "Tu pourrais pas m'avancer d'un café? Tu mettras sur la note!".

Ces remerciements s'adressent également à l'ensemble du groupe Matière Nucléaire, pour leur soutien et leurs conseils. Je commencerai par Christelle Schmitt qui m'a toujours boosté quand j'en avais besoin. Ce fut un plaisir de travailler à tes côtés. Merci également à Daniel Guinet, tout nouveau professeur, avec qui j'ai beaucoup aimé discuter. Le module "animation scientifique" auquel j'ai participé fut une véritable ouverture vers les

plus jeunes. Merci aussi à Philippe Lautesse, avec qui les TP d'Optique paraissaient moins longs! Je souhaite également bonne chance à Doan qui nous a rejoint récemment et qui débute sa thèse. Je lui passe fièrement le flambeau.

Je tiens également à remercier quelques membres de l'IPNL sans lesquels ce manuscrit n'aurait pu voir le jour. Tout d'abord Jacques Meyer et Karim Bennaceur, tout deux théoriciens, qui m'ont beaucoup aidé pour "faire tourner" les codes de calculs. Merci à l'ensemble des personnels administratifs pour m'avoir accueilli au sein de l'établissement. Mes pensées vont vers Lucille Chausson et vers Sylvie Flores. Que les membres du groupe informatique de l'IPNL soient ici remerciés pour m'avoir permis de travailler dans de bonnes conditions.

Je remercie l'ensemble des personnes sans lesquelles l'expérience "E404aS" n'aurait pu avoir lieu, notamment les techniciens et ingénieurs du GANIL, et l'ensemble des collaborateurs.

Je tenais à remercier tous mes copains "footeux" avec qui j'ai pu jouer tous les mercredi midi. Special thanks to Nazario, Laurent, Alban, Christophe, Benoît, Nico, Julien et Michel.

Que de bruits tous les midi! Merci à tous les "XBlasters" pour la joyeuse ambiance dans le bureau. Merci à Laurent (dit "Le Moche"), Olivier (encore lui!), Benjamin (dit "P'tit P"), Aurélien (dit "Roseline Bachelot").

La thèse, c'est également la fin des études universitaires. Je voudrais donc remercier l'ensemble de mes copains de DEA avec qui j'ai passé de très bons moments.

Un grand merci à mes parents qui m'ont beaucoup (et depuis fort longtemps) soutenu durant ces longues (très longues) années d'étude, et qui ont toujours cru en moi et en ma réussite. Merci à Maman pour avoir été toujours présente quand j'en avais besoin. Papa, merci pour les soirées foot sur canal à domicile (n'en déplaise à Magali) pour décompresser les soirs.

Merci à mes deux frangines Cec (alias marraine) et Flo (alias "Lynette") et leur copain (ou mari) Nico et Chris, pour m'avoir encouragé quand j'en avais besoin et pour avoir commencé mon équipe de foot (Valentin mon fillou, Malo et Robin). Encore un petit effort pour arriver à 11! Côté belle famille, je voudrais remercier mes beaux-frères et belles-soeurs : Dide et Choubi (et Valentine), Dav et Céline. Vos incessantes questions du type "Quand est-ce que tu termines? Quand est-ce que l'on fêtera ton diplôme de docteur?" m'ont énormément aidé et incité à finir cette thèse (et à vous faire taire).

Je voudrais également remercier mes beaux-parents Fanfan et Denise pour être venu le jour J me soutenir par leur présence. "Au fait Fanfan, ne pleure pas trop mais l'OL sera encore champion de France de France cette année!"

Également un grand merci à Jé et Marie, Tolard et Céline (et Zoé), tout le club astro

de Rillieux (Galaxie2001), à tous les potes de La Ch'Pale, et un merci tout particulier à Jacques Valade, mon professeur de mathématiques de seconde qui m'a certainement donné la passion des sciences ... Vive le punch!

Je terminerai ces remerciements pour dire un gros gros merci à ma copine Magali. Sans ton soutien et ton amour, je n'y serai probablement jamais arrivé. Je sais que la vie au quotidien ne fut pas une partie de plaisir ces derniers temps mais j'espère que l'avenir sera enrichissant pour nous deux. Je te fais de gros bisous. Encore merci et je n'aurai qu'une chose à ajouter : Je t'aime.



*à mon Pépé, à ma Mémée, ...*



# Résumé

Ce travail de thèse porte sur la recherche de grandes déformations dans des noyaux lourds, très déficients en neutrons, proches de la ligne d'émission spontanée de proton, donc soumis à des conditions extrêmes d'isospin, dans la région de masse  $A \sim 130$ . L'expérience a été réalisée au GANIL à Caen auprès de l'accélérateur de faisceaux radioactifs SPIRAL. Les noyaux étudiés ont été peuplés par des réactions de fusion-évaporation en utilisant un faisceau radioactif de  $^{76}\text{Kr}$ , déficient en neutrons et de période  $T_{1/2} = 14.8$  h.

Les rayonnements  $\gamma$  ont été détectés par le multidétecteur EXOGAM, composé de "clovers" segmentés de germanium pour lesquels une nouvelle méthode de calibration en énergie des segments a été développée. Pour extraire les événements de fusion-évaporation d'un fort bruit de fond lié à la radioactivité du faisceau, nous avons couplé EXOGAM avec le détecteur de particules chargées légères DIAMANT ainsi qu'avec le spectromètre de grande acceptance VAMOS, utilisé pour la première fois pour la détection de résidus d'évaporation.

L'analyse minutieuse de l'ensemble des données nous a permis de montrer que le couplage EXOGAM + DIAMANT + VAMOS est opérationnel et nécessaire pour l'étude de la structure des noyaux de cette région. De plus, nous avons pu mettre en évidence la première transition  $\gamma$  du noyau très exotique impair-impair  $^{130}\text{Pm}$ . Les résultats ont été interprétés à partir de calculs théoriques microscopiques auto-cohérents statiques et dynamiques effectués en collaboration avec les physiciens du groupe de Physique Théorique de l'IPN Lyon.



# Abstract

This work is devoted to the search for highly deformed nuclei under extreme conditions of isospin, located near the proton drip-line, around  $A \sim 130$ . The experiment was performed at GANIL (Caen) with the SPIRAL radioactive beam facility. The nuclei of interest were produced by fusion-evaporation reactions induced by the neutron deficient  $^{76}\text{Kr}$  radioactive beam ( $T_{1/2} = 14.8$  h).

$\gamma$ -rays were detected by the EXOGAM array, composed of 11 segmented germanium clover detectors, for which a new segment calibration method has been developed. To extract fusion-evaporation events of a overwhelming background due to the radioactivity of the beam, the EXOGAM array was coupled with the light charged particle detector DIAMANT and the high acceptance VAMOS spectrometer. The latter was used for the first time to detect fusion-evaporation residues.

The detailed data analysis allowed us to demonstrate that the EXOGAM + DIAMANT + VAMOS coupling is operational and essential to investigate the structure of these nuclei. Furthermore, the first  $\gamma$  transition was observed in the very exotic odd-odd  $^{130}\text{Pm}$  nucleus. The results have been interpreted with static and dynamic self-consistent microscopic calculations in collaboration with the Theoretical Physicists of the IPN Lyon.



# Chapitre 1

## INTRODUCTION

De nos jours, les recherches en physique nucléaire sont principalement axées sur des noyaux soumis à des conditions extrêmes de moments angulaires, d'isospin<sup>1</sup>, de densité ou de température. Grâce à l'utilisation de systèmes de détection de plus en plus performants, de nouveaux phénomènes peuvent être mis en évidence expérimentalement. C'est le cas en particulier des études de spectroscopie  $\gamma$  qui permettent d'observer des structures rares dans les noyaux. Les physiciens testent alors leurs modèles théoriques et tentent d'apporter des explications pour comprendre la matière nucléaire dans laquelle interfèrent des effets collectifs et individuels.

Par exemple, lorsqu'on communique au noyau de très grands moments angulaires, les effets quantiques sont capables de stabiliser le noyau dans une forme très allongée, de rapport d'axes d'environ 2 :1. Cet état de la matière nucléaire est appelé superdéformé (SD) et la première bande superdéformée à haut spin fut observée en 1986 [1]. Ce phénomène de superdéformation fournit un excellent laboratoire pour étudier les propriétés du noyau soumis à des fréquences de rotation élevées responsables d'effets spectaculaires comme le "backbending"<sup>2</sup>. Ainsi, la recherche des grandes déformations nucléaires est particulièrement intéressante pour révéler des comportements inattendus.

Une étude systématique a permis de mettre en évidence plusieurs centaines de bandes SD dans les régions de masse telles que par exemple  $A \sim 240$ ,  $A \sim 190$ ,  $A \sim 150$ ,  $A \sim 130$ ,  $A \sim 80$ ,  $A \sim 60$ . Ces bandes rotationnelles SD ne deviennent yrasts<sup>3</sup>, pour la plupart, qu'à hauts moments angulaires. Néanmoins, pour les noyaux de la zone de masse  $A \sim 190$ , ces états SD ont été observés jusqu'à de très bas spin [2]. Cette région de masse n'est pas le seul cas où le noyau est stabilisé dans une forme hautement déformée à bas spin. C'est en particulier le cas dans la région des noyaux de terres-rares très déficients en neutrons, dans la zone de masse  $A \sim 130$ . Dans le cas de ces noyaux très proches de la ligne d'émission spontanée de proton, c'est non seulement à bas spin que des calculs

---

<sup>1</sup>Rapport N/Z

<sup>2</sup>Dans tout mouvement de rotation, la force de Coriolis, d'autant plus importante que la fréquence de rotation est élevée, permet de briser une paire de nucléons entraînant une modification de la structure du noyau. Les deux nucléons vont alors aligner leur moment angulaire suivant l'axe de rotation provoquant un gain important en moment angulaire ainsi qu'une diminution de la fréquence de rotation. C'est le "backbending".

<sup>3</sup>La ligne yrast relie les états de plus basse énergie pour un spin donné.

théoriques microscopiques [3,4] ont prédit l'existence d'un îlot de grande déformation mais directement dans leur état fondamental.

Le développement des faisceaux radioactifs permet la production de noyaux très exotiques en isospin par réactions de fusion-évaporation, ces noyaux étant difficilement accessibles avec des faisceaux stables. Pour explorer la structure de ces noyaux, nous avons réalisé une expérience de spectroscopie  $\gamma$  auprès de l'accélérateur de faisceaux radioactifs SPIRAL, dont le but était de traquer les grandes déformations nucléaires dans ces noyaux très déficients en neutron en observant les bandes rotationnelles yrasts de noyaux jusque-là inconnus en spectroscopie  $\gamma$ . L'utilisation de tels faisceaux radioactifs posent cependant des difficultés expérimentales, notamment à cause du fort bruit de fond de rayonnements  $\gamma$  liés à la radioactivité du faisceau. Des systèmes de détection efficaces et très sélectifs sont nécessaires pour extraire l'information utile.

Dans le prochain chapitre, nous détaillons les calculs microscopiques auto-cohérents de champ moyen que nous avons effectués en collaboration avec les physiciens du groupe de Structure Nucléaire Théorique de Lyon. Après une brève description du formalisme utilisé, nous comparons tout d'abord les résultats de nos calculs, effectués sur l'ensemble de la région d'intérêt, avec des calculs précédents. Puis, une comparaison entre deux formes d'appariement (appariement piqué à la surface et dépendant de la densité, et appariement de volume) est présentée et quelques résultats sont donnés. Ils permettront, lorsqu'on mettra en évidence expérimentalement les structures de certains noyaux, de privilégier l'une ou l'autre forme d'appariement dans cette région de masse.

Le chapitre 3 présente l'expérience effectuée au GANIL, auprès de l'accélérateur de faisceaux radioactifs SPIRAL. Les motivations scientifiques de cette expérience sont données, ainsi qu'une description du système de production de faisceaux radioactifs SPIRAL, notamment quelques propriétés du faisceau radioactif de  $^{76}\text{Kr}$  ( $T_{1/2} = 14.8$  h). Les contraintes inhérentes à l'utilisation de tels faisceaux pour des expériences de spectroscopie  $\gamma$  sont également décrites. Nous présentons les différentes voies peuplées lors de l'expérience et un état des connaissances en spectroscopie  $\gamma$  des noyaux formés.

Dans les chapitres 4 et 5, nous présentons les systèmes de détection que nous avons utilisés lors de l'expérience et les techniques d'analyse. Ainsi, quelques propriétés des multidétecteurs de rayonnements  $\gamma$  sont décrites, et plus particulièrement celles d'EXOGAM, composé de détecteurs segmentés de germanium. Concernant les techniques d'analyse  $\gamma$ , nous présentons les méthodes que nous avons utilisées pour réaliser la calibration des détecteurs d'EXOGAM et en particulier une nouvelle technique de calibration des segments que nous avons développée. Pour extraire les événements de fusion-évaporation, deux détecteurs additionnels ont été couplés à EXOGAM. Le premier est le détecteur de particules chargées légères DIAMANT. Les principales caractéristiques sont présentées. Le second détecteur additionnel est le spectromètre de noyaux de recul VAMOS. Le choix et la description d'un tel détecteur ainsi que les principales étapes de calibration sont exposés.

Le chapitre 6 est consacré à l'analyse des résultats. Nous présentons les différentes

---

étapes permettant d'extraire les événements de fusion-évaporation d'un bruit de fond important, grâce à une analyse minutieuse des différentes informations provenant des trois détecteurs EXOGAM - DIAMANT - VAMOS. Plusieurs transitions  $\gamma$  inconnues ont été mises en évidence. Une méthode d'identification du noyau émetteur, basée sur la distribution du nombre de protons en coïncidence avec une raie  $\gamma$  donnée, est présentée. Cette technique nous a permis d'attribuer une transition  $\gamma$  à 204 keV au noyau  $^{130}\text{Pm}$ , dont la structure était jusque-là inconnue. Une interprétation de ce résultat, basée sur les systématiques des noyaux de la région et sur les résultats de nos calculs microscopiques auto-cohérents de champ moyen, est proposée.

Enfin, nous concluons cette présentation en dégagant les perspectives que nous offrent l'avènement de faisceaux radioactifs intenses tels qu'ils seront proposés par le système SPIRAL2 et de multidétecteurs de rayonnements  $\gamma$  de nouvelle génération tels que AGATA.



## Chapitre 2

# APPROCHES MICROSCOPIQUES DES PROPRIETES D'APPARIEMENT DANS LA REGION DE MASSE $A \sim 130$



## 2.1 Introduction

Les noyaux légers, très déficients en neutrons, proches de la ligne d'émission spontanée de proton (ou "drip-line" proton), de la région de masse  $A \sim 130$ , ont été traités par des calculs microscopiques. Nous avons ainsi effectué des calculs théoriques pour les isotopes pairs-pairs de la région, en collaboration avec les physiciens du groupe de Structure Nucléaire Théorique de Lyon. Les développements récents des interactions effectives, et également la prise en compte de plus en plus réaliste des corrélations d'appariement, nous ont permis de prédire quelques propriétés pour les noyaux de cette région et également de comparer deux traitements différents de l'appariement. Les résultats seront présentés à la suite de quelques rappels concernant le formalisme utilisé.

## 2.2 Rappels sur les modèles de champ moyen microscopiques auto-cohérents

### 2.2.1 Calculs statiques : Méthode de Hartree-Fock

La méthode de Hartree-Fock (HF) repose sur l'hypothèse que les nucléons composant le noyau peuvent être considérés comme indépendants dans un champ moyen construit de manière auto-cohérente. Ceci s'explique par la nature quantique des nucléons, le principe de Pauli et la partie fortement répulsive à courte portée de l'interaction nucléon-nucléon. Ainsi, on peut considérer les nucléons comme des particules indépendantes se déplaçant dans un potentiel moyen qu'ils créent eux-mêmes. Contrairement aux approches phénoménologiques de type modèle en couches dans lesquelles le champ moyen nucléaire est postulé sous une forme paramétrisée, les théories auto-cohérentes ont pour but de dériver directement ce champ moyen à partir des interactions entre les nucléons. L'ingrédient de base de ces théories est l'hamiltonien microscopique qui gouverne la dynamique des nucléons individuels plongés dans un potentiel moyen qu'ils créent collectivement. Cet hamiltonien peut s'écrire sous la forme :

$$H = \sum_{ij} T_{ij} a_i^\dagger a_j + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} V_{ijkl} a_i^\dagger a_j^\dagger a_l a_k \quad (2.1)$$

avec  $T_{ij}$  l'élément de matrice à 1 corps de l'énergie cinétique et  $V_{ijkl}$  l'élément de matrice à deux corps de l'interaction effective.

Plusieurs interactions effectives phénoménologiques ont été développées ces dernières années. Ce type d'interaction est représenté sous une forme analytique paramétrisable puis ajusté sur des propriétés générales du milieu nucléaire. Les paramètres sont alors définis une fois pour toutes. Les deux grandes familles de forces utilisées actuellement sont celles basées sur l'interaction de Gogny [5] et les forces de type Skyrme [6].

- La force de Gogny

Les interactions de Gogny sont de portée finie. Elles permettent de prendre en compte de manière auto-cohérente les corrélations d'appariement dans un formalisme de type Hartree-Fock-Bogoliubov (voir plus loin). La paramétrisation la plus

courante est D1S [7], basée sur la force D1 [5]. Les différents paramètres ont été ajustés sur des propriétés de la matière nucléaire comme la masse ou le rayon de quelques noyaux, mais également sur l'intensité des corrélations d'appariement.

- Les forces de Skyrme

Les interactions de Skyrme décrivent une force de portée nulle. Les expressions du champ moyen s'en trouvent considérablement simplifiées : l'énergie de liaison totale du noyau peut en particulier se mettre sous la forme d'une fonctionnelle de la densité locale de matière. Comme les corrélations d'appariement sont traitées de manière indépendante, cela laisse le choix dans la méthode par laquelle on introduit ces corrélations. Il existe plusieurs paramétrisations de ce type. Les forces de Skyrme les plus utilisées sont :

- **SkM\*** [8] : Cette force est basée sur la force SkM [9] et a été construite pour reproduire correctement la valeur du coefficient d'incompressibilité et la barrière de fission des actinides, faisant d'elle une force de référence pour décrire les phénomènes de superdéformation ;
- **SLy4** [10, 11] : Cette force a été développée à l'IPN de Lyon par E. Chabanat et ses collaborateurs. Elle fait partie de la famille des forces SLy $x$ . Pour déterminer l'ensemble des paramètres (10 au total), les auteurs ont suivi un protocole d'ajustement [12] incluant successivement certaines propriétés de la matière nucléaire infinie (valeur à saturation  $\rho_0$  et coefficient d'incompressibilité) et certaines propriétés de la matière nucléaire finie (masses et rayons de certains noyaux doublement magiques). Cette force a été construite pour des conditions extrêmes d'isospin et de densité. Néanmoins, elle conduit à de très bons résultats pour les noyaux de la vallée de stabilité et les noyaux fortement déformés. C'est cette force SLy4 que nous avons utilisée lors de nos calculs.

Après avoir choisi l'interaction effective nucléon-nucléon utilisée, nous pouvons résoudre, de manière auto-cohérente, les équations de Hartree-Fock. Nous rappelons que l'hypothèse de base consiste à considérer l'ensemble des nucléons comme des fermions indépendants plongés dans un champ moyen. L'état fondamental du noyau est alors recherché sous la forme d'un produit anti-symétrique des fonctions d'onde individuelles, et peut s'écrire sous la forme d'un déterminant de Slater :

$$|\Psi_{HF}\rangle = \det[\phi_{\alpha 1}(x_1) \cdot \phi_{\alpha 2}(x_2) \dots \phi_{\alpha A}(x_A)] \quad (2.2)$$

avec  $|\Psi_{HF}\rangle$  la fonction d'onde du noyau. Les équations de Hartree-Fock s'obtiennent en minimisant l'énergie totale du noyau :

$$E_{HF} = \frac{\langle \Psi_{HF} | H | \Psi_{HF} \rangle}{\langle \Psi_{HF} | \Psi_{HF} \rangle} \quad (2.3)$$

Nous obtenons ainsi un système auto-cohérent de  $A$  équations non-linéaires définies par :

$$h\phi_{\beta_i} = \left\{ \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U_{HF}[\phi_\alpha] \right\} \phi_{\beta_i} = \epsilon_{\beta_i} \quad i = 1, \dots, A \quad (2.4)$$

avec  $h$  le hamiltonien de Hartree-Fock et  $U_{HF}$  le champ moyen Hartree-Fock qui dépend lui-même des fonctions d'onde individuelles.

Ces équations se résolvent par itération : on part d'un jeu de fonctions d'onde initiales permettant de construire le premier hamiltonien HF que l'on diagonalise. Les états propres et fonctions propres obtenus sont ensuite utilisés pour reconstruire un nouvel hamiltonien, et ainsi de suite, jusqu'à ce que la variation du jeu de fonctions d'onde entre deux itérations successives soit inférieure à une valeur fixée.

La fonction d'onde finale est une bonne approximation de l'état fondamental d'un noyau si toutes les autres interactions résiduelles, non prises en compte dans la méthode de Hartree-Fock, peuvent être négligées. Au niveau HF, les résultats sont corrects s'il existe un "gap" important autour du niveau de Fermi, c'est-à-dire s'il existe un écart en énergie important entre le dernier niveau individuel occupé et le premier niveau inoccupé. Cette méthode donnera donc de bons résultats pour les noyaux magiques qui correspondent à des couches remplies. Si au contraire les états individuels de particules sont proches les uns des autres autour du niveau de Fermi, alors plusieurs configurations seront possibles pour l'état fondamental du noyau conduisant à plusieurs fonctions d'onde  $|\Psi_{HF}\rangle$  dégénérées ou quasi-dégénérées. L'introduction des corrélations d'appariement permet de restaurer un "gap" en énergie entre états de "quasi-particules" et ainsi de redonner une bonne solution pour l'état fondamental du noyau.

### 2.2.2 Inclusion des corrélations d'appariement - canal particule-particule

L'interaction résiduelle la plus importante, négligée à l'approximation de Hartree-Fock, est l'appariement, qui se manifeste lorsqu'on étudie le spin des noyaux pairs-pairs. Expérimentalement, tous les noyaux pairs-pairs possèdent un état fondamental de spin nul, ce qui indique que les nucléons ont tendance à se coupler deux à deux dans des états de spin opposé. Une description réaliste des noyaux doit prendre en compte ces corrélations. La théorie de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) traite de manière complètement microscopique le champ d'appariement. Cette méthode est assez difficile à mettre en œuvre (notamment pour les noyaux lourds pour lesquels le nombre de degré de liberté est élevé) et l'approximation de type BCS (Bardeen-Cooper-Shrieffer) est souvent utilisée. Nous décrivons tout d'abord la méthode HFB, puis l'approximation BCS.

### Méthode HFB

Dans sa forme générale, l'interaction d'appariement couple des états possédant des signatures opposées  $\alpha$  et  $\bar{\beta}$  [13]. Dans la théorie HFB, les corrélations d'appariement sont prises en compte par l'intermédiaire d'un champ d'appariement :

$$\Delta_{\alpha\bar{\beta}} = \sum_{\gamma} \langle \alpha\bar{\beta} | v_{12} | \gamma\bar{\gamma} \rangle \kappa_{\gamma\bar{\gamma}} \quad (2.5)$$

avec  $v_{12}$  l'interaction particule-particule et  $\kappa_{\gamma\bar{\gamma}}$  le tenseur d'appariement ou densité anormale représentant la probabilité que la paire  $(\gamma\bar{\gamma})$  soit corrélée. Comme dans la théorie de Hartree-Fock, la minimisation de l'énergie conduit à la résolution d'un système d'équations non-linéaires que l'on résoud par une méthode itérative.

### Méthode HF + BCS

Cette approximation de la méthode HFB permet de décrire les corrélations d'appariement en négligeant les termes non diagonaux du champ d'appariement défini précédemment. Ainsi, on impose à l'interaction d'appariement de ne coupler que les états  $\alpha$  et  $\bar{\alpha}$  symétriques sous le renversement du temps. On introduit le formalisme de Bardeen-Cooper-Shrieffer [14], développé dans les années 1960 pour décrire le phénomène de supraconductivité. Avec un champ d'appariement diagonal, les équations HFB se découpent en :

- un système de type Hartree-Fock générant un ensemble d'états de particules individuelles ( $\epsilon_i$  et  $\phi_i$ , énergies et fonctions d'onde) ;
- une "équation du gap" dont la résolution donne les probabilités d'occupation de chaque état.

#### remarque :

*Lorsque les états  $\alpha$  et  $\bar{\alpha}$  ne sont pas clairement identifiables, la théorie HF+BCS est inutilisable. Cette situation survient lorsque l'on décrit un noyau en rotation. Dans ce cas, il n'y a plus invariance par renversement du temps, la dégénérescence  $(\alpha, \bar{\alpha})$  est levée et les états  $\alpha$  n'ont plus de partenaires désignés  $\bar{\alpha}$ .*

*En raison de problèmes de couplage au continuum, l'approximation BCS n'est pas utilisable pour des noyaux très exotiques en isospin, proches des lignes d'émission spontanée de particules [15].*

*Dans ces calculs, les fonctions d'onde obtenues contiennent un nombre indéfini de nucléons. Pour restaurer le bon nombre de nucléons et ainsi décrire un noyau donné, nous avons utilisé la méthode de projection approchée Lipkin-Nogami [16, 17]. Cette prescription délivre des corrections à l'énergie et aux valeurs moyennes d'opérateur à un corps, qui constituent de très bonnes approximations des méthodes exactes de projection après variation des degrés de liberté sur le bon nombre de nucléons ( $N$ ). Cela revient à minimiser l'hamiltonien en introduisant, à l'aide d'un multiplicateur de Lagrange  $\lambda_2$ , une contrainte sur la dispersion en  $N$  :*

$$E^{HFB+LN} = E^{HFB} - \lambda_2 \langle \Delta N^2 \rangle \quad (2.6)$$

### Les différentes forces d'appariement

Pour le canal particule-particule, plusieurs forces d'appariement peuvent être utilisées [18]. L'une des forces développées initialement est la force de séniorité permettant un traitement grossier de l'appariement. Pour les états  $i$  et  $j$ , cette force est définie par l'équation :

$$-G = \langle i\bar{i}|V|j\bar{j}\rangle \quad (2.7)$$

où  $G$  représente une constante et  $V$  l'opérateur décrivant les corrélations d'appariement.

Les éléments de la matrice peuvent aussi être calculés individuellement de manière plus générale pour chaque état considéré :

$$-G_{ij} = \langle i\bar{i}|V|j\bar{j}\rangle \quad (2.8)$$

Dans ce cas, l'interaction  $V$  peut prendre différentes formes. Nous citerons les deux types d'appariement que nous avons utilisés dans nos calculs :

- force de contact dépendant de la densité, piquée à la surface :

$$V_{\tau}^{surf} = \frac{V_{0,\tau}^{surf}}{2}(1 - P_{\sigma})\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)\left(1 - \frac{\rho(\vec{R})}{\rho_c}\right) \quad (2.9)$$

avec  $\rho(\vec{R})$  la densité locale du noyau et  $\rho_c = 0.16 \text{ fm}^{-3}$  (densité nucléaire à saturation) et  $P_{\sigma}$  l'opérateur d'échange de spin. L'appariement n'est actif que sur les nucléons situés près de la surface nucléaire et est dépendant de la densité nucléaire. Les paramètres ont été ajustés de manière à reproduire les moments d'inertie des bandes superdéformées de la zone de masse  $A \sim 150$  [19] ( $V_{0,\tau}^{surf} = -1250 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^3$ ). Avec ces paramètres, ce type de force d'appariement est appelé "pairing ULB".

- force de contact dépendante du volume ou "pairing de volume" :

$$V_{\tau}^{vol} = \frac{V_{0,\tau}^{vol}}{2}(1 - P_{\sigma})\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (2.10)$$

Pour cette force, l'appariement est actif dans tout le volume nucléaire. Pour ajuster les paramètres de cette force dans la région de masse  $A \sim 130$ , nous avons tenté de reproduire les gaps moyens protons obtenus dans les noyaux magiques en neutrons ( $N = 82$ )  $^{144}\text{Sm}$  ( $Z = 62$ ) et  $^{142}\text{Nd}$  ( $Z = 60$ ), à l'aide de la force d'appariement piquée à la surface. Les paramètres  $V_{0,\tau}^{vol} = -390 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^3$  (proton et neutron) sont ceux que nous avons finalement utilisés.

Une force d'appariement de portée nulle conduisant à une divergence des "équations du gap", il est nécessaire d'ajouter un paramètre aux expressions (2.9) et (2.10) de la force d'appariement. Celui-ci est équivalent à une "coupure en énergie" ( $\pm 5 \text{ MeV}$  autour

du niveau de Fermi) et définit une zone autour du niveau de Fermi où les corrélations d'appariement sont actives. Par ailleurs, il faut remarquer que ces forces d'appariement n'agissent que dans le canal  $T = 1$ , excluant l'appariement proton-neutron.

### 2.2.3 Contraintes extérieures

L'énergie d'un noyau peut dépendre de plusieurs paramètres liés à des mouvements collectifs d'un certain nombre de nucléons. Dans la théorie HF, les calculs variationnels conduisent directement aux valeurs de ces paramètres qui minimisent l'énergie du noyau. Il est toutefois intéressant de connaître l'évolution de la surface d'énergie potentielle en fonction de ces variables collectives  $q_i$ , comme la déformation quadrupolaire ou octupolaire. Pour réaliser cela, il convient de contraindre les calculs pour trouver la fonction d'onde  $|\Psi(q)\rangle$  qui minimise l'énergie sous la condition que l'opérateur collectif  $Q$  possède en moyenne une valeur fixée  $q_0$  :

$$q_0 = \langle \Psi | Q | \Psi \rangle \quad (2.11)$$

On introduit alors un multiplicateur de Lagrange  $\mu$  à l'hamiltonien  $H$  et on minimise l'expression :

$$\langle H \rangle - \mu \langle Q \rangle \quad (2.12)$$

Pour une déformation quadrupolaire axiale du noyau, on utilise l'opérateur collectif :

$$Q_{20} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} r^2 Y_{20}(\theta, \phi) \quad (2.13)$$

## 2.3 Résultats dans la région de masse $A \sim 130$ : Comparaison "pairing de volume" / "pairing ULB"

Nous avons réalisé, en collaboration avec les physiciens du groupe de Structure Nucléaire Théorique de Lyon, des calculs statiques sur les noyaux très déficitaires en neutrons, dans la région de masse  $A \sim 130$ . Notons que des calculs microscopiques ont été réalisés précédemment dans cette région de masse pour quelques noyaux.

M. Girod [3, 20] a réalisé des calculs, en utilisant la force de Gogny D1S, dont le but était de déterminer la position de la ligne d'émission spontanée de protons pour les noyaux pairs-pairs de la région et de dériver la déformation quadrupolaire axiale de ces noyaux (voir figure 2.1). Des calculs contraints sur le moment quadrupolaire ont aussi été réalisés sur les isotopes de cérium très déficitaires dans le cadre de cette étude.

M.V. Stoitsov et ses collaborateurs [4] ont également réalisé des calculs de type HFB, utilisant la force effective SLy4, sur une base d'oscillateur harmonique transformé. La force d'appariement de volume a été utilisée. La figure 2.2 présente l'ensemble des noyaux pairs-pairs pour lesquels le calcul de la déformation quadrupolaire axiale a été effectué. Ces calculs prédisent également les positions des lignes d'émission spontanée de proton et de neutron.

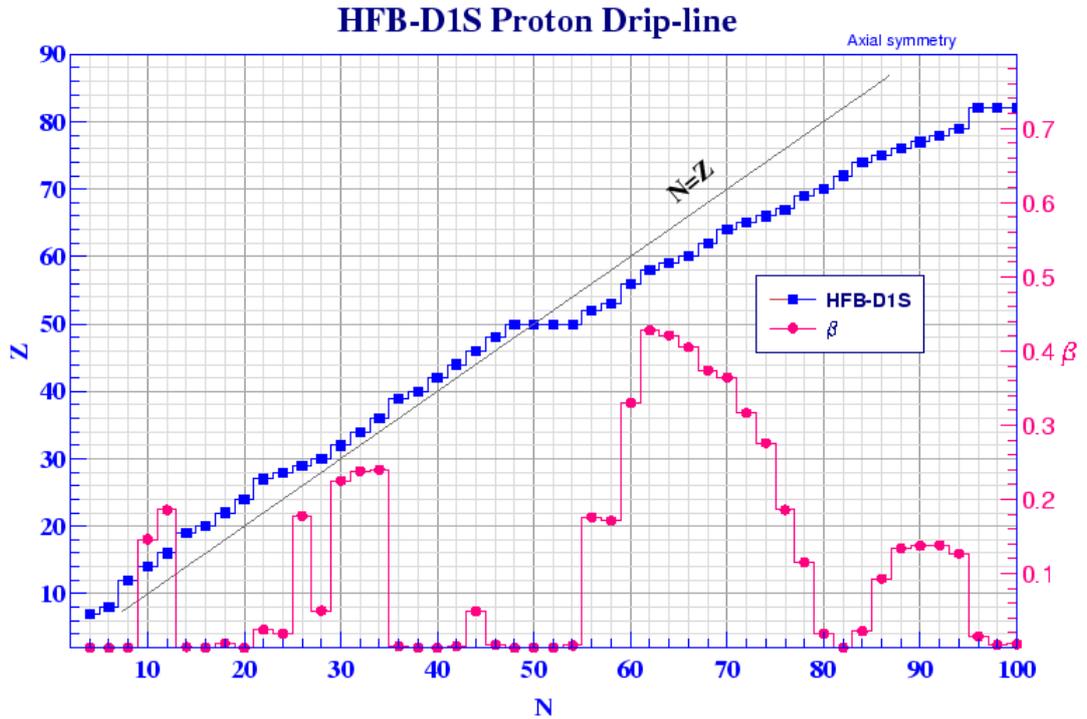


FIG. 2.1 – Positions (carrés) et déformations axiales (ronds) des noyaux situés sur la ligne d'émission spontanée de proton prédites par des calculs de type HFB, utilisant la force de Gogny D1S. La zone de plus grande déformation ( $\beta \sim 0.4$ ) correspond aux noyaux de terres-rares (région de masse  $A \sim 130$ ) pour lesquels  $60 \leq N \leq 70$  et  $56 \leq Z \leq 64$  [20].

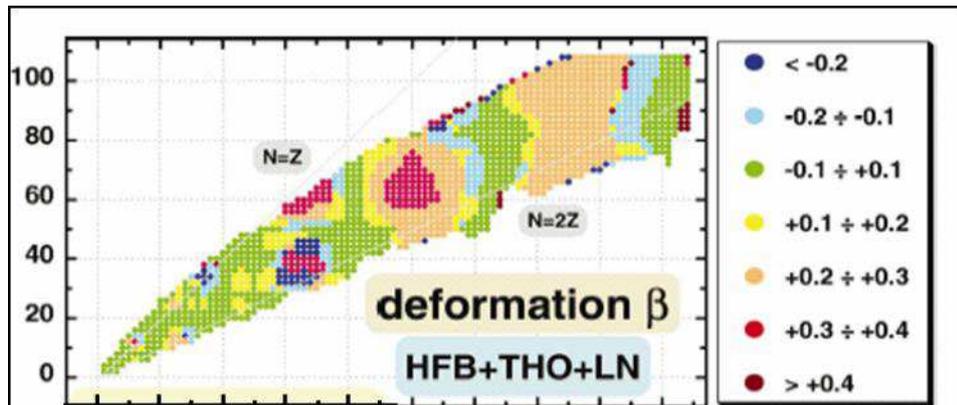


FIG. 2.2 – Déformation quadrupolaire  $\beta$  des noyaux pairs-pairs liés, calculés dans le formalisme HFB sur une base d'oscillateurs harmoniques transformés. La force effective SLy4 et un appariement de volume ont été utilisés [4].

Pour avoir une compréhension globale de cette région de grande déformation, nous avons réalisé des calculs HFB contraints en  $Q_{20}$  sur réseau pour les noyaux pairs-pairs

de la région. La force effective SLy4 a été utilisée dans le canal particule-trou et nous avons effectué ces calculs avec deux forces différentes de l'appariement : "pairing ULB" ou "pairing de volume", définis par les expressions 2.9 et 2.10. Dans les deux cas, une coupure de  $\pm 5$  MeV autour du niveau de Fermi a été utilisée. Pour conserver le bon nombre de particules, la prescription de Lipkin-Nogami a également été appliquée.

Pour ces calculs, on autorise le noyau à se déformer dans une grille tri-dimensionnelle de dimension  $18 \times 18 \times 18 \text{ fm}^3$  et de pas  $0.8 \text{ fm}$ <sup>1</sup>. Les symétries du système nous permettent d'effectuer ces calculs sur simplement 1/8 de l'ellipsoïde. Nous avons utilisé 140 orbitales (70 pour décrire les protons et 70 pour les neutrons, sachant que pour chaque orbitale, la dégénérescence est de 2). Partant d'une fonction d'onde d'essai sphérique, nous avons contraint le noyau sur la valeur de la déformation quadrupolaire axiale par pas de  $240 \text{ fm}^2$ . Ces calculs ont été réalisés à l'IDRIS (Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique) qui est le centre principal du CNRS pour le calcul numérique intensif. Les noyaux pairs-pairs pour lesquels nous avons effectué des calculs à l'aide des deux forces d'appariement sont :

- pour les isotopes de cérium ( $Z=58$ ) :  $^{116}\text{Ce}$ ,  $^{118}\text{Ce}$ ,  $^{120}\text{Ce}$ ,  $^{122}\text{Ce}$  ;
- pour les isotopes de néodyme ( $Z=60$ ) :  $^{122}\text{Nd}$ ,  $^{124}\text{Nd}$ ,  $^{126}\text{Nd}$ ,  $^{128}\text{Nd}$ ,  $^{130}\text{Nd}$  ;
- pour les isotopes de samarium ( $Z=62$ ) :  $^{128}\text{Sm}$ ,  $^{130}\text{Sm}$ ,  $^{132}\text{Sm}$ ,  $^{134}\text{Sm}$  ;
- pour les isotopes de gadolinium ( $Z=64$ ) :  $^{132}\text{Gd}$ ,  $^{134}\text{Gd}$ ,  $^{136}\text{Gd}$ ,  $^{138}\text{Gd}$ .

### 2.3.1 Position de la ligne d'émission spontanée de proton

D'après nos calculs, le dernier noyau pair-pair lié ( $Z,N$ ) (situé sur la ligne d'émission spontanée de proton) d'une chaîne isotopique est donné lorsque l'énergie de Fermi proton du noyau pair-pair ( $Z,N-2$ ) devient positive au minimum de l'énergie potentielle. Les résultats sont présentés dans le tableau 2.1 et sont en accord avec les calculs de M.V. Stoitsov présentés précédemment ainsi qu'avec les calculs de M. Girod utilisant la force de Gogny D1S, sauf dans le cas des isotopes de cerium pour lesquels la force de Gogny prédit le dernier noyau lié  $^{120}\text{Ce}$ , alors que la force de Skyrme SLy4 prédit  $^{118}\text{Ce}$  comme étant le dernier lié. Quelque soit la force d'appariement que nous avons utilisée (surface ou volume), les calculs donnent des résultats identiques pour cette position de la ligne d'émission spontanée de proton.

chaîne isotopique	Z	N	Noyau
cérium	58	60	$^{118}\text{Ce}$
néodyme	60	66	$^{124}\text{Nd}$
samarium	62	68	$^{130}\text{Sm}$
gadolinium	64	70	$^{134}\text{Gd}$

TAB. 2.1 – Position de la ligne d'émission spontanée de proton pour les isotopes pairs-pairs de cérium, néodyme, samarium et gadolinium.

---

<sup>1</sup>La dimension de la boîte doit être largement supérieure à celle de la taille du noyau pour tenir compte de la déformation.

### 2.3.2 Déformation quadrupolaire axiale

Nous pouvons connaître le paramètre  $\beta$  de déformation quadrupolaire axiale qui minimise la surface d'énergie potentielle. Ce paramètre de déformation  $\beta$  peut être calculé en utilisant la valeur du moment quadrupolaire de charge  $Q_{20c}$  donnée par les calculs HFB en utilisant l'expression :

$$Q_{20c} = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R^2 \beta (1 + 0.16\beta) \quad (2.14)$$

avec  $R = 1.2 A^{1/3}$  fm.

Cette formule est valable dans le cas où le noyau prend la forme d'une ellipse stricte, sans formation d'un col. Le moment quadrupolaire de masse  $Q_{20}$  est relié en première approximation au moment quadrupolaire de charge  $Q_{20c}$  par l'expression :

$$Q_{20} \sim \frac{A}{Z} Q_{20c} \quad (2.15)$$

La figure 2.3 présente les surfaces d'énergies potentielles des noyaux pairs-pairs que nous avons calculés, en fonction du moment quadrupolaire de masse  $Q_{20}$  et le tableau 2.2 présente les paramètres de déformation  $\beta$  calculés au minimum de l'énergie potentielle.

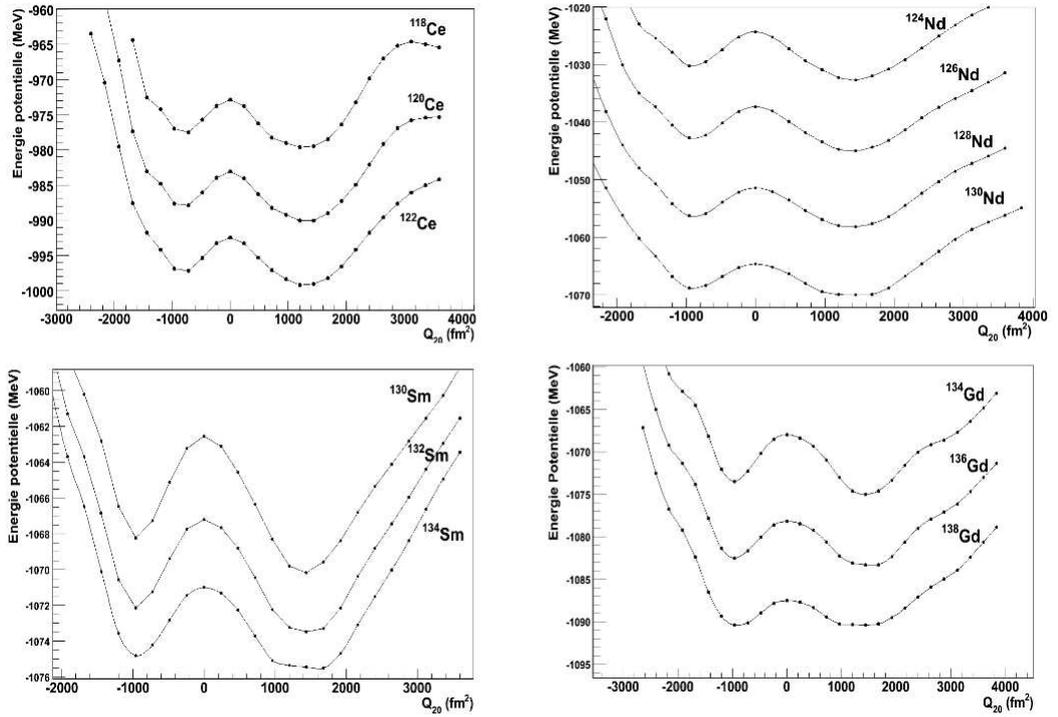


FIG. 2.3 – Courbes d'énergie potentielle en fonction de la déformation pour les derniers noyaux pairs-pairs liés.

Quelque soit la forme de l'appariement que nous avons utilisé (appariement de type ULB ou de volume), cette déformation demeure inchangée pour tous les noyaux calculés.

noyau	Nos calculs	Stoitsov	Girod
$^{122}\text{Ce}$	0.365	-	0.38
$^{120}\text{Ce}$	0.39	-	0.39
$^{118}\text{Ce}$	0.37	0.37	0.4
$^{130}\text{Nd}$	0.356	-	-
$^{128}\text{Nd}$	0.367	-	-
$^{126}\text{Nd}$	0.36	-	-
$^{124}\text{Nd}$	0.385	0.38	0.42
$^{134}\text{Sm}$	0.37	-	-
$^{132}\text{Sm}$	0.35	-	-
$^{130}\text{Sm}$	0.358	0.36	0.38
$^{138}\text{Gd}$	0.348	-	-
$^{136}\text{Gd}$	0.365	-	-
$^{134}\text{Gd}$	0.352	0.36	0.36

TAB. 2.2 – Déformations quadrupolaires axiales calculées avec la force SLy4. Lorsque les données sont disponibles, les comparaisons avec les calculs de M.V. Stoitsov [4] et M. Girod [3,20] sont montrées.

Nos résultats sont également en accord avec les autres calculs effectués décrits précédemment et prouvent que cette région est prédite comme étant un îlot de grande déformation.

### 2.3.3 Spectres d'énergies individuelles

Le spectre d'énergies individuelles reste inchangé avec les deux types d'appariement que nous avons utilisés. La figure 2.4 présente les spectres d'énergies individuelles pour les neutrons et pour les protons dans le cas du noyau  $^{136}\text{Gd}$ . Comme nous le verrons au chapitre 6, ce type de spectre d'énergies individuelles nous permet de connaître les orbitales disponibles autour du niveau de Fermi et d'en déduire les différentes configurations jouant un rôle important dans l'interprétation des observations expérimentales. Les orbitales sont étiquetées suivant la représentation asymptotique de Nilsson :

$$[N n_z \Lambda] \Omega^\pi \quad (2.16)$$

avec :

- $N$  Couche majeure
- $n_z$  Nombre quantique principal sur l'axe de déformation
- $\Lambda$  Projection de  $\vec{l}$  sur l'axe de déformation
- $\Omega$  Projection de  $\vec{j}$  sur l'axe de déformation
- $\pi$  Parité ( =  $(-)^N$  )

Cette notation de Nilsson est dite asymptotique car l'état d'un nucléon n'est représenté que par les nombres quantiques  $(\Omega, \pi)$ . Une orbitale de Nilsson est par conséquent un mélange des différents états  $[N n_z \Lambda]$ .

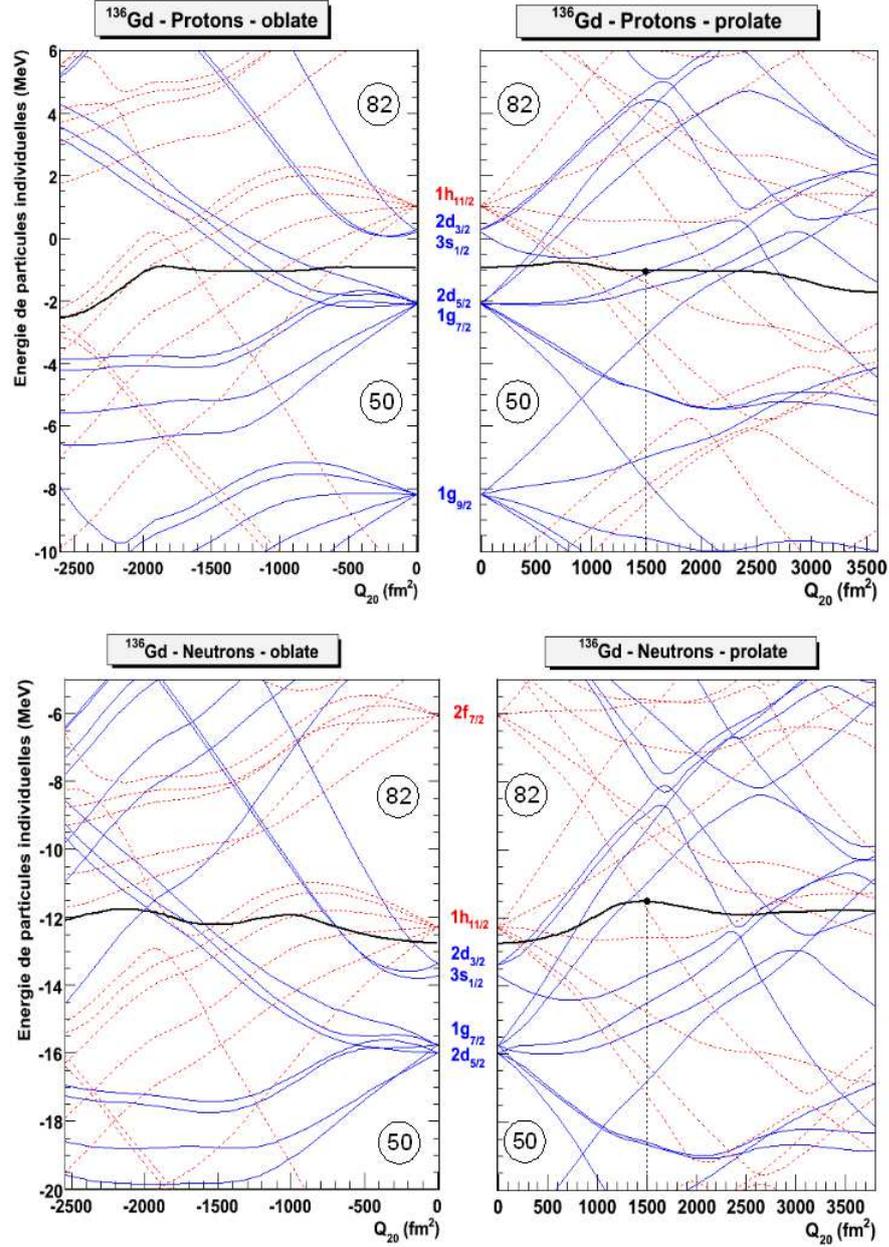


FIG. 2.4 – Spectres de particules individuelles en fonction du moment quadrupolaire de masse  $Q_{20}$  pour le noyau  $^{136}\text{Gd}$  issus de nos calculs HFB avec l'interaction effective SLy4. Les orbitales de parité négative (positive) sont représentées par des tirets (traits pleins). Les niveaux de Fermi proton et neutron sont représentés par les traits gras et les ronds pleins indiquent leur position pour le minimum de l'énergie potentielle.

### 2.3.4 Courbes d'énergie potentielle

Pour comparer les résultats obtenus avec les deux forces d'appariement, nous pouvons calculer les barrières en énergie entre les différents minima de l'énergie potentielle (figure

2.5). Les différentes barrières sont définies par les expressions :

- $V_{ps}$  : la barrière entre le minimum "prolate" (forme allongée) et le point sphérique,
- $V_{os}$  : la barrière entre le minimum "oblate" (forme aplatie) et le point sphérique,
- $V_{po}$  : la barrière entre le minimum "prolate" et le minimum "oblate".

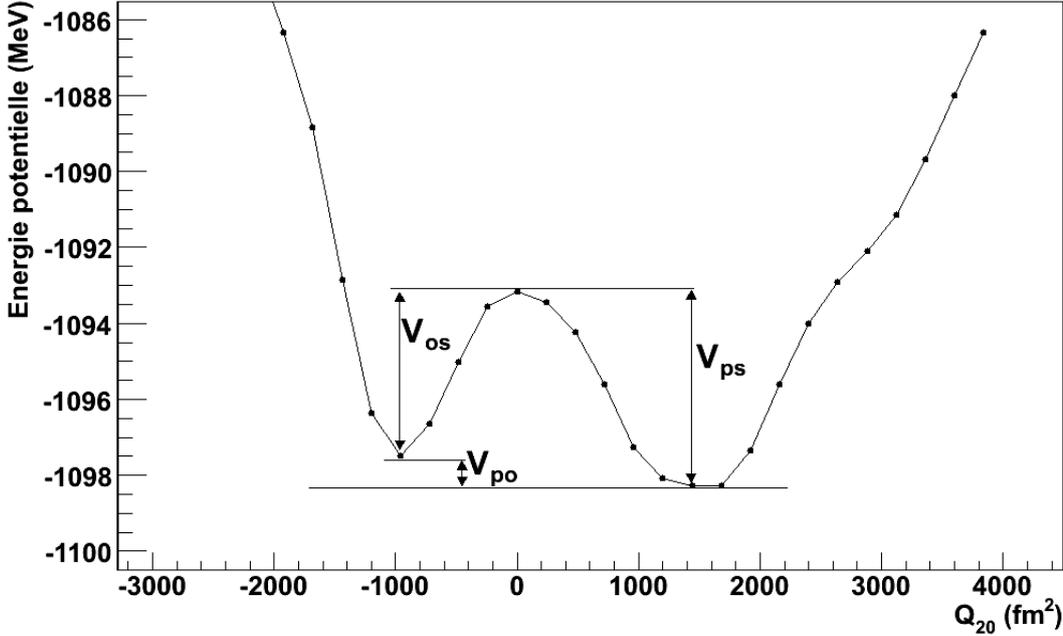


FIG. 2.5 – Surface d'énergie potentielle en fonction du moment quadrupolaire axial de masse issue de nos calculs HFB pour le noyau  $^{136}\text{Gd}$ . Les barrières en énergie  $V_{ps}$ ,  $V_{os}$  et  $V_{po}$  sont représentées.

Les barrières obtenues avec la force d'appariement de surface sont systématiquement inférieures à celles calculées par la force d'appariement de volume. Cela correspond à un amollissement des puits de potentiel, comme le montre la figure 2.6 présentant la surface d'énergie potentielle pour le cas du noyau  $^{136}\text{Gd}$ .

Les résultats, pour le noyau  $^{136}\text{Gd}$ , sont synthétisés dans le tableau 2.3 et sont similaires pour tous les noyaux étudiés de cette région de masse.

	$V_{ps}$	$V_{os}$	$V_{po}$
surface	5.125	4.345	0.780
volume	7.420	5.712	1.708

TAB. 2.3 – Comparaisons des valeurs des barrières d'énergie potentielle  $V_{ps}$ ,  $V_{os}$  et  $V_{po}$  (en MeV) entre la force d'appariement de surface et de volume, pour le noyau  $^{136}\text{Gd}$ .

Ainsi, dans le cas d'un noyau relativement "mou", on peut s'attendre à observer une différence notable (voire mesurable expérimentalement) dans la position de la déformation

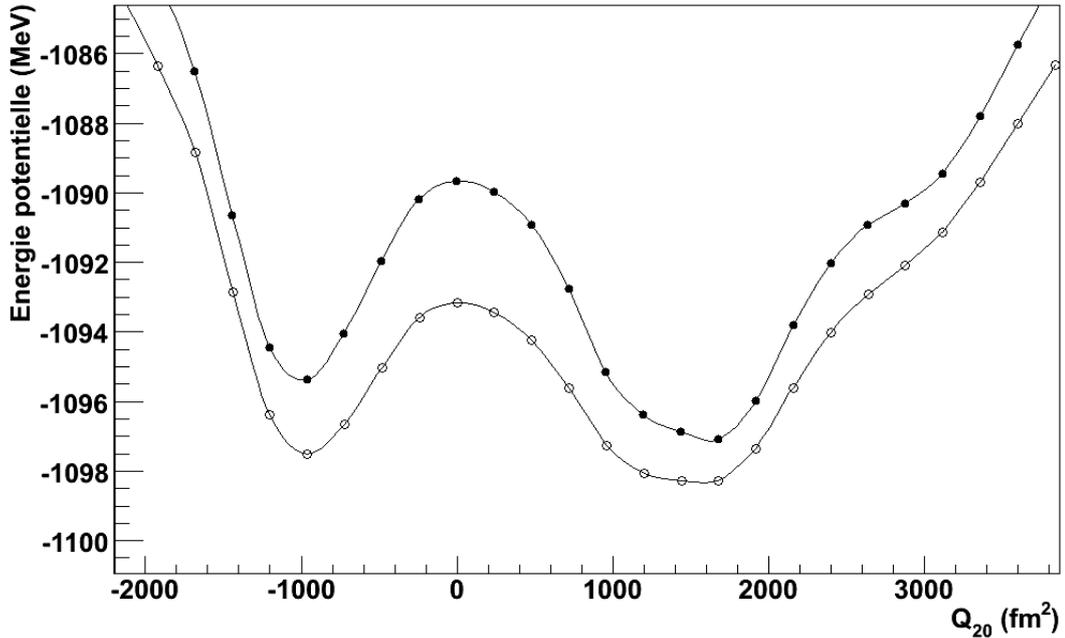


FIG. 2.6 – Surfaces d'énergie potentielle en fonction du moment quadrupolaire axial de masse issue de nos calculs HFB, dans le cas du noyau  $^{136}\text{Gd}$ , pour l'appariement de surface (symboles ouverts) et l'appariement de volume (symboles pleins).

du noyau et dans la séquence des états excités. Pour ces noyaux, un traitement microscopique dynamique, de type GCM (méthode de la coordonnée génératrice) est nécessaire pour prendre en compte le degré de liberté collectif de vibration du noyau.

### 2.3.5 Position de la bande excitée "oblate"

Afin d'inclure le degré de liberté de rotation, les états HFB ont été projetés sur les différentes valeurs du moment angulaire. La figure 2.7 présente les surfaces d'énergie potentielle en fonction de la déformation pour chaque valeur du moment angulaire dans le cas du noyau  $^{136}\text{Gd}$ , avec la force d'appariement de volume.

Comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe précédent, en toute rigueur, il faut tenir compte du degré de liberté collectif de vibration qui va avoir tendance à mélanger les états de déformations différentes. Pour cela, un calcul complet de type GCM est nécessaire. Dans le cas des noyaux de la région, les deux puits de potentiel ("oblate" et "prolate") sont suffisamment profonds et bien étroits (le noyau est alors considéré comme "dur") pour pouvoir extraire des courbes présentées sur la figure 2.7 le spectre d'énergie rotationnel dans chacun des deux puits "oblate" et "prolate".

Cette procédure a été réalisée sur quelques noyaux, avec les deux forces d'appariement (volume et surface). La figure 2.8 présente les résultats pour deux noyaux :  $^{136}\text{Gd}$  et  $^{128}\text{Nd}$ . Pour ce dernier, la bande de rotation yrast est connue expérimentalement et permet de comparer directement avec les calculs. Nous observons un assez bon accord (surtout à

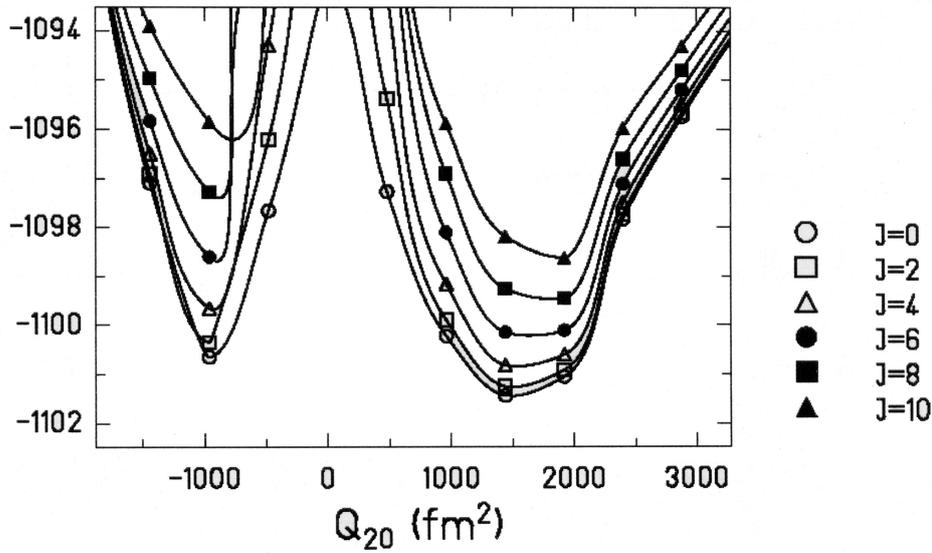


FIG. 2.7 – Energie potentielle (en MeV) en fonction du moment quadrupolaire axial ( $Q_{20}$ ) pour le noyau  $^{136}\text{Gd}$ . Les courbes correspondent aux différentes valeurs du moment angulaire.

bas spin) entre les calculs et l'expérience. Nous remarquons également que la position de la bande "oblate" est toujours plus haute lorsque la force d'appariement de volume est utilisée. Cette différence notable permettra, lorsque les données expérimentales seront obtenues, de pouvoir privilégier l'un des deux types d'appariement.

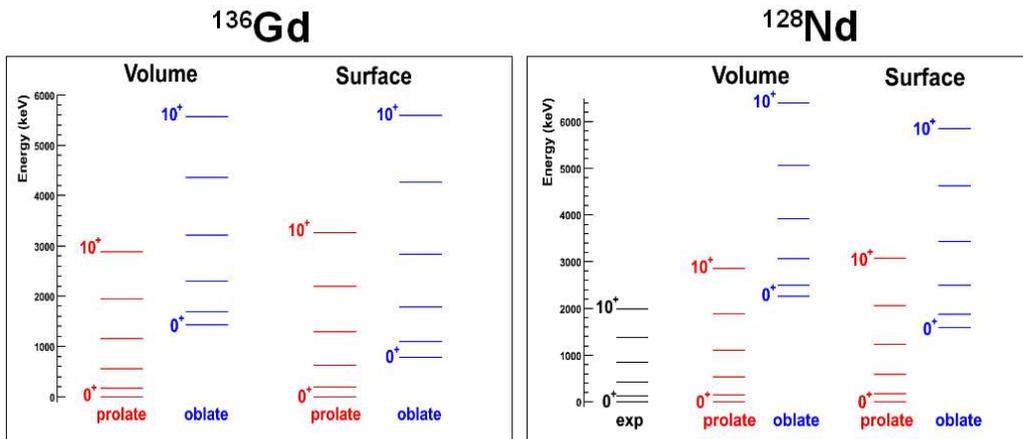


FIG. 2.8 – Séquences des états dans le puits "oblate" et dans le puits "prolate", issus de nos calculs HFB, après projection sur le moment angulaire, pour les noyaux  $^{136}\text{Gd}$  et  $^{128}\text{Nd}$ , avec les deux forces d'appariement (volume et surface). Pour le noyau  $^{128}\text{Nd}$ , la bande yrast expérimentale est également présentée.

### 2.3.6 Conclusion

Des calculs microscopiques auto-cohérents de type HFB ont été effectués, en collaboration avec le groupe de Structure Nucléaire Théorique de Lyon, sur des noyaux pairs-pairs très déficitaires en neutrons, dans la région de masse  $A \sim 130$ . La force effective de Skyrme SLy4 a été utilisée et les corrélations d'appariement ont été prises en compte à l'aide de deux formes différentes que nous avons comparé dans cette étude : une force dépendant de la densité et piquée à la surface (appariement ULB) et une force de volume. La position de la ligne d'émission spontanée de proton (le dernier noyau pair-pair lié d'une chaîne isotopique), les valeurs de la déformation quadrupolaire axiale ainsi que les spectres d'énergies individuelles, restent inchangés quelle que soit la forme de la force d'appariement utilisée. Par contre, dans le cas d'une force d'appariement de volume, les puits d'énergie potentielle ("oblate" et "prolate") sont prédits systématiquement plus profonds que ceux calculés à l'aide d'une force d'appariement de surface. Après projection sur le moment angulaire, les spectres d'énergie rotationnels dans chacun des deux puits "oblate" et "prolate" ont été extraits et nous avons remarqué que la position en énergie de la bande "oblate" est toujours plus élevée lorsque la force d'appariement de volume est utilisée. Ces différences sont suffisamment importantes pour pouvoir être observées expérimentalement. Ces prédictions théoriques seront utilisées lors de l'interprétation des résultats expérimentaux présentés au chapitre 6.



# Chapitre 3

## L'EXPERIENCE $^{130}\text{Sm}$



## 3.1 Introduction

L'un des grands succès des études de spectroscopie  $\gamma$  est la découverte de la super-déformation (SD) nucléaire. Dans cet état, le noyau se présente comme un ellipsoïde de rapport d'axe  $\sim 2 : 1$ . La présence d'un second puits de potentiel, à grande déformation, permet au noyau de se stabiliser sous cette forme superdéformée et de donner naissance à des bandes de rotation observables expérimentalement. L'étude de ces bandes permet de contraindre les modèles nucléaires lorsque les noyaux sont soumis à des conditions extrêmes de spin. Récemment, pour des noyaux très exotiques en isospin (très déficient en neutron), situés dans la région de masse  $A \sim 130$ , des grandes déformations ont été prédites par des calculs microscopiques (voir le chapitre 2) dans leur état fondamental cette fois-ci. Pour produire ces noyaux très éloignés de la vallée de stabilité, les faisceaux radioactifs ouvrent de nouveaux horizons, et nous permettent de traquer ces grandes déformations dans cette région. Une expérience de spectroscopie  $\gamma$  a été réalisée en octobre 2004, au GANIL, pour renforcer notre compréhension des grandes déformations nucléaires dans cette région.

## 3.2 Les motivations scientifiques de l'expérience

La compréhension des zones de grandes déformations nucléaires loin des fermetures de couches sphériques est un aspect important en structure nucléaire. Plusieurs régions de large déformation à bas spin sont prédites par des calculs microscopiques (figure 2.2 du chapitre 2). Le fait d'ajouter des protons au-delà de  $Z=50$  et de retirer des neutrons à partir de  $N=82$ , produit un îlot de grande déformation dans la région des terres-rares (figure 2.2 du chapitre 2).

Cette région de grande déformation est proche de la ligne d'émission spontanée de proton (ou "drip-line" proton), définie par  $B_p = 0$ , comme le montre la figure 2.1 du chapitre précédent présentant les prédictions de calculs théoriques auto-cohérents de type Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) utilisant la force de Gogny D1S [3, 20]. La position de la "drip-line" proton et les déformations axiales correspondantes y sont notamment indiquées. Par exemple, pour les isotopes de Sm ( $Z=62$ ), le dernier noyau lié pair-pair est prédit comme étant le noyau  $^{130}\text{Sm}$  ( $N=68$ ), avec une déformation axiale de paramètre  $\beta \sim 0.4$ .

**Le but de l'expérience est d'étudier la structure de noyaux lourds très déficients en neutrons dans cette région des terres-rares, notamment le noyau pair-pair très exotique en isospin  $^{130}\text{Sm}$  ( $Z=62$ ,  $N=68$ ), ainsi que le noyau impair  $^{131}\text{Sm}$  et le noyau impair-impair  $^{130}\text{Pm}$ .** Comme ces noyaux sont prédits fortement déformés, nous pensons observer les premières transitions des bandes rotationnelles. La région de masse au voisinage de ces noyaux est présentée sur la figure 3.1 sur laquelle les noyaux dont au moins une transition  $\gamma$  est connue, apparaissent en gris.

Ainsi, l'étude de ces noyaux permettra de mieux comprendre l'évolution de la déformation lorsque l'on s'approche de la "drip-line" proton et de contraindre les modèles nucléaires loin de la vallée de stabilité. La figure 3.2 présente la systématique des transitions  $2^+ \rightarrow 0^+$  (noyaux pairs-pairs) et  $15/2^- \rightarrow 11/2^-$  (noyaux  $Z$  impairs) en fonction

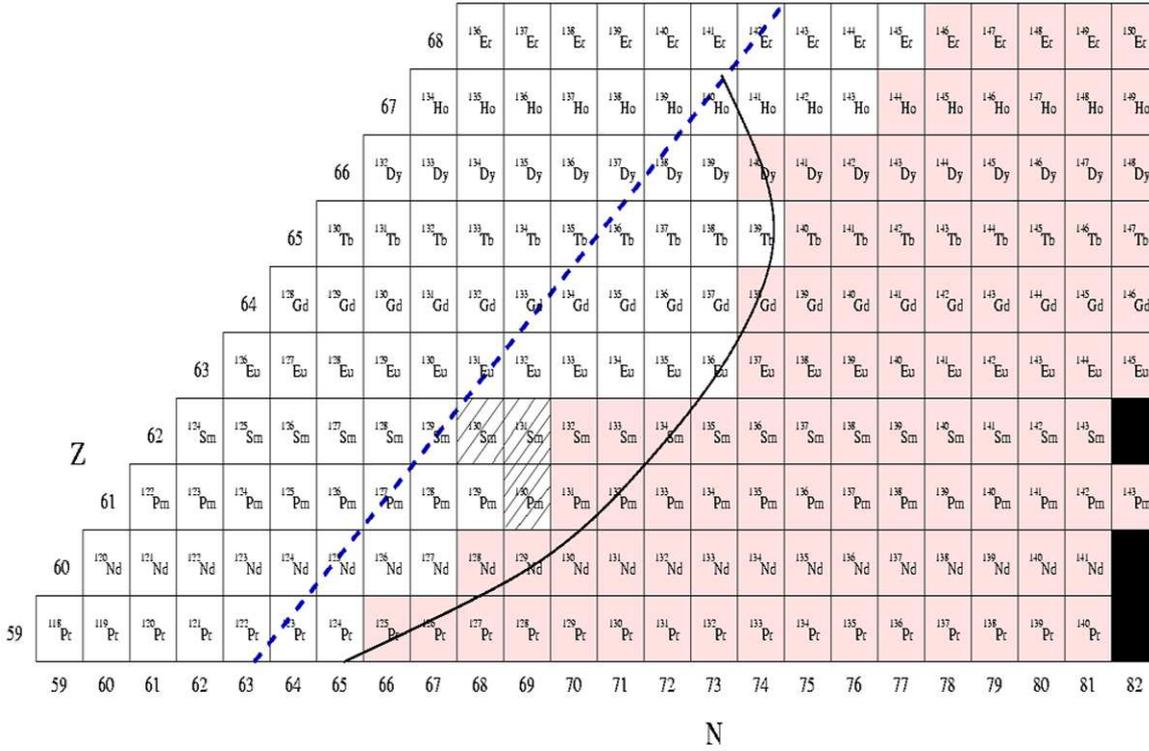


FIG. 3.1 – La zone de masse 130 autour du noyau  $^{130}\text{Sm}$ . La ligne en pointillés représente la position approximative de la "drip-line" proton et la ligne en trait plein indique la limite théorique de l'îlot de grande déformation. Les noyaux grisés sont ceux pour lesquels au moins une transition  $\gamma$  est connue. Les noyaux stables sont représentés en noir. Les noyaux hachurés sont les noyaux recherchés lors de l'expérience.

du nombre de neutrons. La déformation d'un noyau peut être estimée à partir de la première transition des bandes rotationnelles [21, 22]. Pour les noyaux pairs-pairs, l'énergie des transitions  $2^+ \rightarrow 0^+$  est inversement proportionnelle au moment d'inertie et donc à la déformation. Pour le cas des noyaux Z impairs de cette région, les bandes rotationnelles, faiblement liées au cœur, sont bâties sur l'orbitale  $h_{\frac{11}{2}}$ , de projection de spin ( $\Omega$ ) faible. Les transitions  $15/2^- \rightarrow 11/2^-$  peuvent être considérées comme équivalentes aux transitions  $2^+ \rightarrow 0^+$  des noyaux pairs-pairs voisins et permettent de suivre l'évolution de la déformation. On remarque que les énergies des premières transitions diminuent lorsque le nombre de neutrons diminue, ce qui prouve que la déformation augmente lorsque l'on approche la semi-fermeture de couche N=64.

La valeur prédite de la déformation ( $\beta \sim 0.4$ ) de ces noyaux, par les calculs microscopiques présentés au chapitre 2, est du même ordre de grandeur que celles observées dans les états excités superdéformés des noyaux voisins, les plus légers étant  $^{128}\text{Ce}$  et  $^{130}\text{Nd}$ . Il sera donc très intéressant de comparer les différentes configurations pour observer si les mêmes orbitales sont responsables de cette grande déformation. Par exemple, l'orbitale  $\pi g_{9/2}$ , provenant d'une couche située en-dessous du gap sphérique  $Z = 50$ , joue un rôle important dans la compréhension des bandes superdéformées. Elle se trouve tout proche

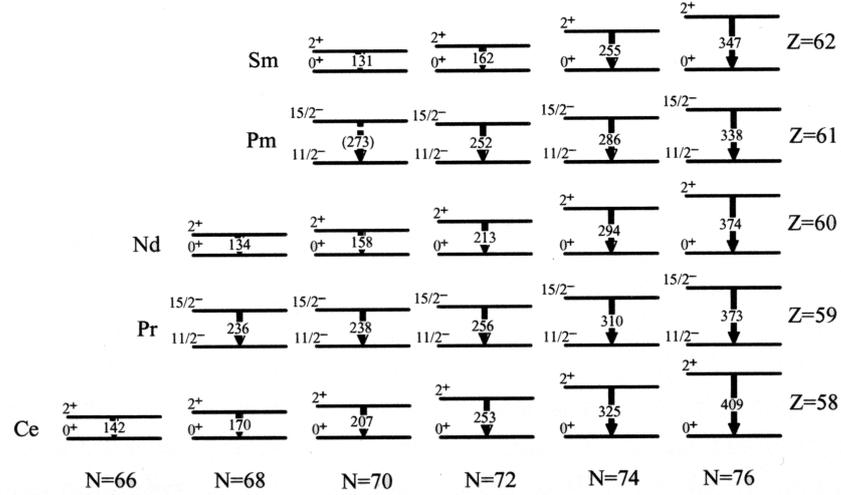


FIG. 3.2 – Systématique des énergies des transitions  $2^+ \rightarrow 0^+$  (noyaux pairs-pairs) et  $15/2^- \rightarrow 11/2^-$  (noyaux Z impairs) en fonction du nombre de neutrons, dans la région des noyaux de terre-rare.

de l'énergie de Fermi à bas spin pour les noyaux de l'étude.

Ces noyaux légers de la région des terres-rares sont relativement proches de la ligne  $N=Z$ . Par conséquent, les interactions résiduelles entre les protons et les neutrons occupant les mêmes orbitales peuvent se manifester. De tels effets peuvent être observés expérimentalement en étudiant les propriétés d'alignement des bandes rotationnelles (à un spin  $I$  d'environ  $10 \hbar$ ). En particulier, ces effets peuvent être importants et observés dans les bandes rotationnelles des noyaux  $Z$  impairs, bâties sur l'orbitale  $\pi h_{11/2}$ , lorsque les neutrons de la même orbitale s'alignent [23]. Pour les noyaux impairs-impairs, l'inversion de signature à bas spin des bandes rotationnelles bâties sur  $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$  peut également signer une interaction résiduelle entre protons et neutrons [24].

La présence d'orbitales de parités négative et positive avec  $\Delta j = \Delta l = 3$  proches du niveau de Fermi, notamment les orbitales  $h_{11/2}$  et  $d_{5/2}$ , peuvent donner lieu à des effets octupolaires. La signature expérimentale de ce phénomène serait d'observer de fortes transitions de liens  $E1$  entre les états de parité positive ( $0^+, 2^+, 4^+, \dots$ ) et les états de parité négative ( $1^-, 3^-, 5^-, \dots$ ) des noyaux pairs-pairs.

Le but de l'expérience est d'étudier, par spectroscopie  $\gamma$ , la structure de noyaux lourds très déficitaires en neutrons, proches de la ligne d'émission spontanée de protons, dans la région de masse  $A \sim 130$ . Ces noyaux sont caractérisés par une très grande déformation dans leur état fondamental. Le but ultime est d'observer les noyaux situés sur la ligne d'émission spontanée de proton, et notamment le noyau  $^{130}\text{Sm}$  ( $Z=60$ ).

L'utilisation d'un faisceau radioactif déficient en neutrons sur une cible stable est l'un des moyens pour observer les noyaux de cette région par réaction de fusion-évaporation. Les voies d'évaporation permettant de créer ces noyaux à l'aide d'un faisceau stable possèdent des sections efficaces quasiment négligeables. Même la très forte intensité des faisceaux stables ne permettrait pas de produire ces noyaux avec des taux de réactions acceptables. Il faudrait alors utiliser un dispositif expérimental très sélectif et très efficace

pour abaisser la limite d'observation, de façon à extraire ces voies très peu intenses. Dans notre cas, l'emploi d'un faisceau radioactif sur une cible stable a été choisi pour produire un noyau composé plus déficient en neutrons, les sections efficaces des noyaux d'intérêt étant plus élevées.

### 3.3 Les faisceaux radioactifs

Depuis quelques années, les grands centres d'étude nucléaire consentent beaucoup d'efforts dans le développement de faisceaux radioactifs d'intensités de plus en plus élevées, par exemple le projet SPIRAL au GANIL à Caen, le projet REX-ISOLDE au CERN, le Centre de Recherches du Cyclotron à Louvain-la-Neuve en Belgique, au GSI à Darmstadt en Allemagne, le projet ISAC à Triumf au Canada, Riken au Japon, Oak Ridge aux États-Unis,...

C'est donc en particulier le cas au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) avec la mise en service de SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs et d'Accélération en Ligne) depuis 1997 (le premier faisceau radioactif de <sup>18</sup>Ne a été accéléré et délivré aux expériences en septembre 2001). SPIRAL s'inscrit parfaitement dans le développement de futurs projets de construction d'accélérateurs d'ions radioactifs de haute intensité, tout comme SPIRAL 2 (projet accepté très récemment) qui devrait voir le jour en 2012 et, à plus long terme, le projet EURISOL. Certaines de ces installations, et en particulier le projet SPIRAL, exploitent la technique de séparation en ligne ISOL (Isotope Separator On Line).

#### 3.3.1 Les faisceaux radioactifs SPIRAL

Pour présenter le système de production de faisceaux radioactifs SPIRAL, nous allons détailler les différentes étapes importantes de la méthode ISOL permettant de produire et d'accélérer de tels faisceaux. Une vue schématique des installations du GANIL est présentée sur la figure 3.3.

- **La production des ions radioactifs.**

Un faisceau primaire d'ions stables est produit par deux sources d'ions de type ECR<sup>1</sup> (C01 ou C02) puis accéléré par 2 cyclotrons CSS1 et CSS2 (Cyclotrons à Secteurs Séparés). Le faisceau primaire de grande énergie (60 à 95 MeV/A) et de haute intensité ( $5 \times 10^{11}$  à  $1.5 \times 10^{13}$  particules par seconde) bombarde une cible épaisse située dans une cave blindée. Les noyaux d'intérêt sont créés par fragmentation du projectile dans la cible-source.

- **Extraction des ions radioactifs hors de la cible.**

Les noyaux radioactifs sont produits à l'intérieur de la cible-source. Cette dernière est chauffée jusqu'à environ 2000°C pour permettre aux éléments radioactifs de diffuser vers la surface et de s'extraire de la cible. Comme le montre la figure 3.4, les faisceaux accélérés par le système SPIRAL concernent principalement les gaz rares (He, Xe, Kr). En effet, ces atomes sont les moins réfractaires et diffusent donc très facilement

---

<sup>1</sup>Electron Cyclotron Resonance : ce type de source permet d'obtenir des ions multichargés avec une bonne efficacité d'ionisation.

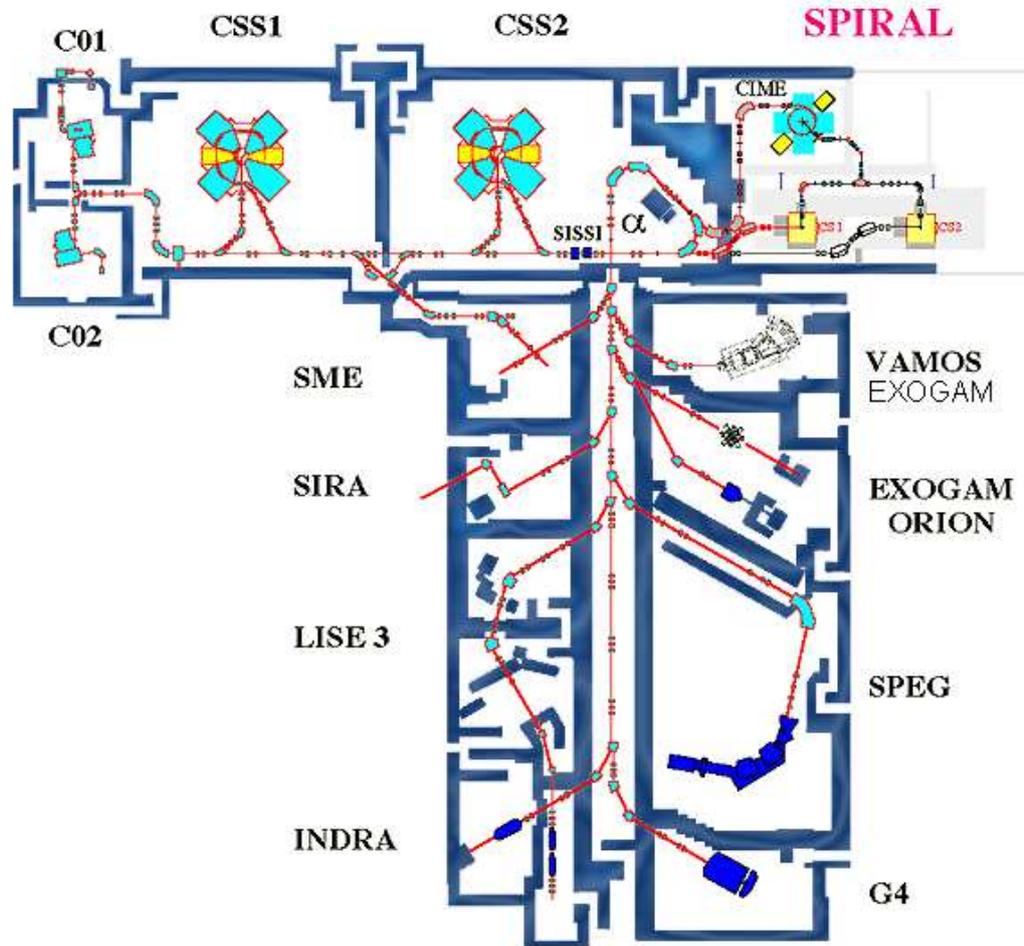


FIG. 3.3 – Schéma d'implantation du GANIL avec les accélérateurs et les aires expérimentales [25].

à l'extérieur de la cible-source, assurant une bonne efficacité de production. Les temps nécessaires à l'extraction ne permettent pas la production de faisceaux d'ions radioactifs ayant des durées de vie inférieures à quelques millisecondes.

- **Ionisation.**

Les éléments radioactifs sont ensuite ionisés par un système de type ECR en vue de leur accélération.

- **Accélération des faisceaux radioactifs.**

Les ions radioactifs extraits de la cible-source et ionisés sont injectés dans le cyclotron CIME (Cyclotron pour Ions de Moyenne Énergie) pour y être post-accélérés jusqu'à l'énergie voulue (jusqu'à quelques MeV/nucléon). Le faisceau secondaire sortant du cyclotron CIME est finalement guidé jusqu'aux salles d'expériences.

La figure 3.4 représente les différents faisceaux d'ions radioactifs qui ont déjà été accélérés par le système SPIRAL au GANIL, et également les faisceaux qui sont en cours de développement [26].

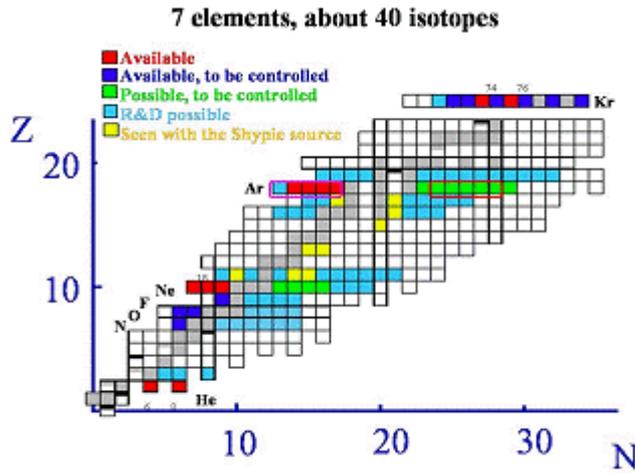


FIG. 3.4 – État des lieux des faisceaux délivrés par SPIRAL ou en cours de développement [26].

Ce faisceau radioactif peut être utilisé dans une réaction secondaire. Plusieurs types de réactions sont alors possibles :

- excitation coulombienne du faisceau radioactif : ce processus permet de peupler des états de hauts spins avec une énergie d'excitation peu élevée. Un exemple est donné dans la référence [27] pour le cas de  $^{74}\text{Kr}$ , dans lequel une coexistence de forme a pu être démontrée ;
- implantation puis étude des modes de radioactivité du faisceau ;
- réactions profondément inélastiques ;
- réactions de fusion-évaporation par interaction du faisceau radioactif sur une cible stable pour peupler les états de hauts spins des noyaux.

De manière générale, les faisceaux radioactifs développés permettent de peupler de nouveaux états excités de noyaux connus uniquement à très bas spin par étude de décroissance radioactive, ou de produire de nouveaux noyaux jusque-là inaccessibles par utilisation d'un faisceau stable. **Les faisceaux d'ions radioactifs ouvrent donc de nouveaux horizons pour les recherches en structure nucléaire.**

### 3.3.2 Un exemple : le faisceau radioactif SPIRAL $^{76}\text{Kr}$

Dans notre expérience, un faisceau radioactif SPIRAL de  $^{76}\text{Kr}^{11+}$  a été utilisé. Le faisceau stable primaire de  $^{78}\text{Kr}$  avait une énergie de 68.5 MeV/nucléon et une puissance sur la cible de 0.4 kW, ce qui correspond à une intensité du faisceau primaire d'environ  $5 \times 10^{11}$  particules/s. Le faisceau d'ions radioactifs  $^{76}\text{Kr}^{11+}$  avait une énergie de 330 MeV (soit 4.34 MeV/nucléon) et une intensité moyenne d'environ  $5 \times 10^5$  particules/s. Le noyau

$^{76}\text{Kr}$  a une demi-vie de 14.8 h et décroît par radioactivité  $\beta^+$  vers le noyau  $^{76}\text{Br}$  ( $T_{1/2} = 16.2$  h), qui lui-même décroît par radioactivité  $\beta^+$  vers le noyau stable  $^{76}\text{Se}$  (figure 3.5).

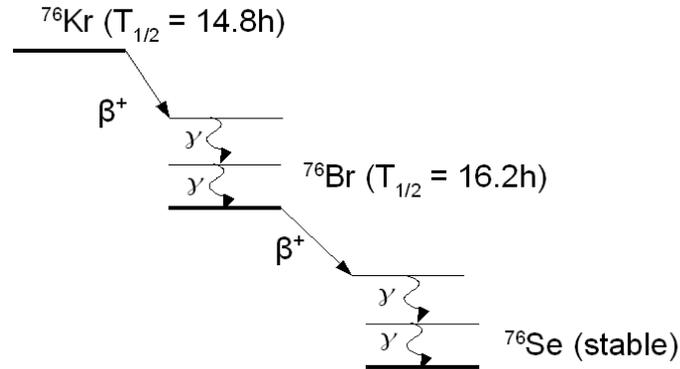


FIG. 3.5 – Schéma de décroissance du noyau  $^{76}\text{Kr}$ .

### 3.3.3 Contraintes des faisceaux radioactifs dans les expériences de spectroscopie $\gamma$

En spectroscopie  $\gamma$ , l'une des deux principales contraintes liées à l'utilisation d'un faisceau d'ions radioactifs, pour réaliser une réaction secondaire de fusion-évaporation, est la faible intensité des faisceaux délivrés actuellement. Cela limite bien entendu les taux de production, rendant difficile d'accès les événements les plus rares.

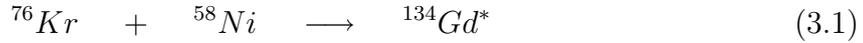
L'autre inconvénient majeur est la très forte contribution du bruit de fond liée à la décroissance radioactive du faisceau (figure 3.5). En effet, si le faisceau d'ions radioactifs s'implante au voisinage des détecteurs, les rayonnements  $\gamma$  issus du processus de décroissance du faisceau peuvent être détectés et gêner la détection des photons  $\gamma$  d'intérêt.

Le dernier problème, plus spécifique à notre faisceau  $^{76}\text{Kr}$  puisqu'il est riche en protons, est la production de positrons lors de la décroissance (figure 3.5). En effet, l'interaction faible responsable de la radioactivité du faisceau transforme un proton en neutron. Cette étape s'accompagne de la production d'un positron ( $\beta^+$ ) et d'un neutrino électronique ( $\nu_e$ ). Chaque positron va ensuite s'annihiler avec un électron du milieu pour produire une paire de photons  $\gamma$  de 511 keV chacun, émis à  $180^\circ$  l'un de l'autre. Ces deux photons  $\gamma$  vont également participer de façon prépondérante au bruit de fond dans les détecteurs.

Afin de contourner ces problèmes, il nous a fallu prévoir des systèmes de détection très performants, couvrant un angle solide élevé pour palier la faible intensité des faisceaux. Il a fallu également signer de manière la plus complète possible les événements, c'est-à-dire détecter à la fois les rayonnements  $\gamma$  et les produits de réaction (particules légères d'évaporation, noyau de recul résiduel), le but étant d'associer sans ambiguïté un rayonnement  $\gamma$  avec son noyau émetteur.

### 3.4 Taux de production et différentes voies peuplées

La réaction de fusion-évaporation utilisée lors de l'expérience était la suivante :



Le faisceau radioactif de  $^{76}\text{Kr}$ , délivré par le système SPIRAL, avait une énergie de bombardement de 330 MeV, la cible de  $^{58}\text{Ni}$  présentant une épaisseur de  $1 \text{ mg/cm}^2$ . Elle est assez fine pour permettre aux noyaux produits de sortir de la cible et d'être détectés par un spectromètre (le spectromètre de grande acceptation VAMOS). Ainsi, la perte d'énergie et la distribution angulaire des résidus d'évaporation est réduite et la résolution de ce détecteur de noyaux de recul n'est que faiblement dégradé. Par contre, la cible demeure suffisamment épaisse pour conserver des taux de production acceptables (malgré la faible intensité du faisceau). D'après les résultats du code de simulation PACE <sup>2</sup>, l'énergie d'excitation du noyau composé ( $^{134}\text{Gd}^*$ ) était d'environ 50 MeV et le moment angulaire maximum transféré d'environ  $50\hbar$ . Les principales sections efficaces de production données par le code PACE sont présentées sur la figure 3.6.

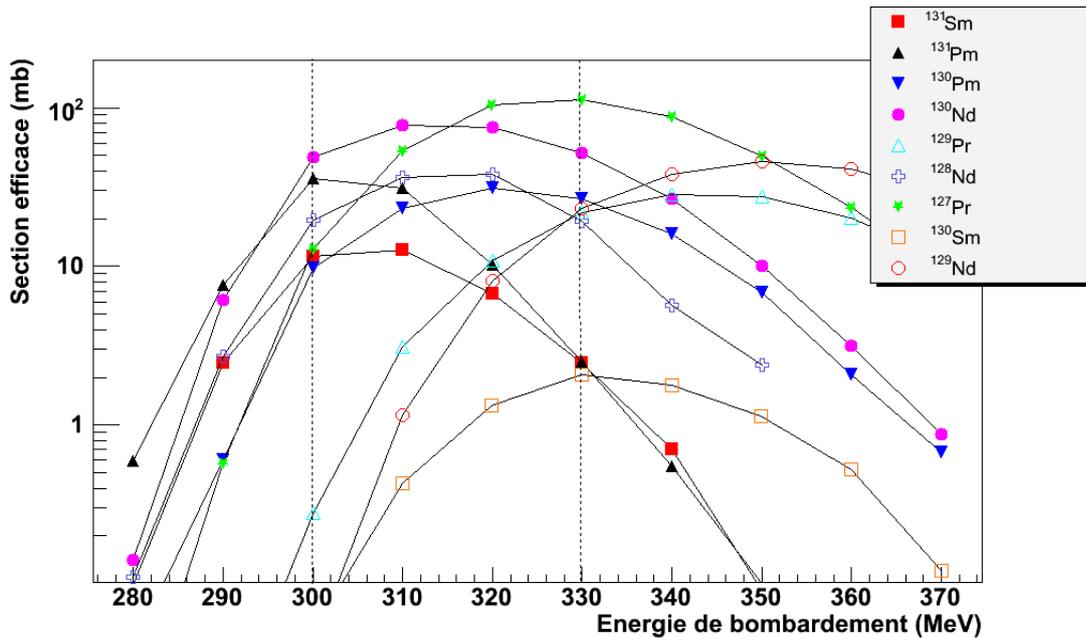


FIG. 3.6 – Sections efficaces de production des résidus d'évaporation en fonction de l'énergie du faisceau incident, calculées avec le code de simulations PACE. Les traits en pointillés délimitent la gamme en énergie du faisceau à l'intérieur de la cible.

<sup>2</sup>PACE est un code statistique de simulation permettant de calculer les différentes voies d'évaporation pour un noyau composé. Il prend en compte les effets liés au moment angulaire et inclut également la possibilité de désexcitation du noyau par émission de rayonnement  $\gamma$  tout au long de la chaîne d'évaporation [28].

Il est à noter que le faisceau perd dans la cible une énergie d'environ 30 MeV, principalement par interaction avec les électrons de la cible. La gamme d'énergie incidente du faisceau s'étend donc d'environ 300 à 330 MeV.

Compte-tenu de la section efficace totale de fusion et d'une intensité de faisceau d'environ  $5 \times 10^5$  particules/s, le taux de réactions de fusion-évaporation attendu était de l'ordre de 1 réaction par seconde.

Comme le montre la figure 3.6, un grand nombre de voies sont ouvertes avec des sections efficaces de production du même ordre de grandeur (entre 10 et 100 mb) dans la gamme d'énergie concernée. Les taux de production étant assez faibles, un système de détection efficace doit être utilisé. Le tableau 3.1 récapitule les prédictions du code PACE [28] pour les différentes voies peuplées avec une énergie de bombardement de 330 MeV.

Voie de réaction	Pourcentage	Section efficace de production	Particules évaporées
total réaction	100 %	357 mb	-
fission	5.3 %	19.0 mb	-
$^{127}\text{Pr}$	28.5 %	101.7 mb	$\alpha 3p$
$^{130}\text{Nd}$	21.2 %	75.6 mb	4p
$^{128}\text{Nd}$	10.7 %	38.0 mb	$\alpha 2p$
$^{130}\text{Pm}$	8.6 %	30.6 mb	3p1n
$^{129}\text{Pr}$	3.3 %	11.7 mb	5p
$^{131}\text{Pm}$	3.0 %	10.8 mb	3p
$^{130}\text{Sm}$	< 1 %	< 1 mb	2p2n

TAB. 3.1 – Tableau récapitulatif des différentes voies peuplées par la réaction  $^{76}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$  à 330 MeV d'après les prédictions de PACE [28].

### 3.5 Expérience préliminaire

Cette expérience a été réalisée, pour la première fois, en juin 2002. Ce fut l'une des toutes premières expériences de fusion-évaporation utilisant un faisceau secondaire radioactif. Lors de l'expérience, le multidétecteur  $\gamma$  EXOGAM a été couplé avec le détecteur de particules chargées légères DIAMANT. Malgré beaucoup de difficultés dues notamment à la mise en service de SPIRAL, le couplage entre DIAMANT et EXOGAM a pu être validé [29, 30].

Pour sélectionner les événements réellement liés aux réactions induites par le faisceau, l'information en temps des détecteurs d'EXOGAM était codée par rapport à la haute fréquence (12 MHz) du cyclotron CIME. Hors, avec les intensités de faisceau disponibles (environ  $5 \times 10^5$  particules par seconde), un noyau était délivré en moyenne toutes les 3 impulsions de faisceau en moyenne. Cette information temps n'est donc pas très appropriée pour sélectionner les événements de fusion-évaporation.

Pour avoir un système de déclenchement plus fort de fusion-évaporation, nous avons décidé, en plus du détecteur DIAMANT, de coupler EXOGAM au spectromètre VAMOS.

### 3.6 États des lieux en spectroscopie $\gamma$ des différents noyaux formés

Parmi les noyaux produits avec des sections efficaces élevées, beaucoup sont déjà très bien connus en spectroscopie  $\gamma$ .

- $^{127}\text{Pr}$  ( $Z=59$ ,  $N=68$ ) : en 1998, les travaux de C.M. Parry et ses collaborateurs [31] ont permis d'observer la bande yrast de ce noyau impair jusqu'au spin  $47/2^-$ . Ce noyau a été produit par la réaction de fusion-évaporation  $^{96}\text{Ru}$  ( $^{35}\text{Cl}$ ,  $2p2n$ ) à une énergie de bombardement de 164 MeV. Cette bande rotationnelle yrast a été interprétée comme étant bâtie sur l'orbitale proton de grand moment angulaire  $\pi h_{11/2}$ . B.H. Smith et ses collaborateurs [32] ont observé une deuxième paire de bandes, basée vraisemblablement sur l'orbitale proton  $\pi g_{9/2}[404]_{\frac{9}{2}}$ .
- $^{130}\text{Nd}$  ( $Z=60$ ,  $N=70$ ) : les travaux de D.J. Hartley et ses collaborateurs [33] ont permis de mettre en évidence 4 bandes rotationnelles dans le noyau  $^{130}\text{Nd}$ . La bande yrast a été observée jusqu'au spin  $32^+$ . La réaction de fusion-évaporation  $^{94}\text{Mo}$  ( $^{40}\text{Ca}$ ,  $2p2n$ ) à 180 MeV a été utilisée.
- $^{128}\text{Nd}$  ( $Z=60$ ,  $N=68$ ) : C.M. Petrache et ses collaborateurs [34] ont réussi à peupler les états de hauts spins du noyau  $^{128}\text{Nd}$  via la réaction de fusion-évaporation  $^{92}\text{Mo}$  ( $^{40}\text{Ca}$ ,  $2p2n$ ) à 190 MeV. Des bandes de rotation ont pu être observées et le spin  $34^+$  a été atteint pour la bande yrast.
- $^{129}\text{Pr}$  ( $Z=58$ ,  $N=71$ ) : la réaction  $^{94}\text{Mo}$  ( $^{40}\text{Ca}$ ,  $3p2n$ ) à 180 MeV a permis à B.H. Smith et ses collaborateurs [32] de peupler les états de hauts spins du noyau  $^{129}\text{Pr}$ . Comme dans le cas du noyau  $^{127}\text{Pr}$ , deux bandes ont été observées : la bande yrast jusqu'au spin  $51/2^-$  et la deuxième bande basée sur l'orbitale proton  $\pi g_{9/2}$ .
- $^{131}\text{Pm}$  ( $Z=61$ ,  $N=70$ ) : C.M. Parry et collaborateurs [31] ont utilisés deux réactions pour peupler les états excités du noyau  $^{131}\text{Pm}$  :  $^{96}\text{Ru}$  ( $^{40}\text{Ca}$ ,  $\alpha p$ ) à 180 MeV et  $^{96}\text{Ru}$  ( $^{39}\text{K}$ ,  $2p2n$ ) à 186 MeV. La bande yrast de ce noyau a été observée jusqu'au spin  $47/2^-$ .

Néanmoins, aucune donnée de spectroscopie  $\gamma$  n'était disponible pour certains noyaux recherchés.

- $^{130}\text{Pm}$  ( $Z=61$ ,  $N=69$ ) : en 1985, P.A. Wilmarth et ses collaborateurs [35] ont montré l'existence de ce noyau et mesuré sa durée de vie ( $T_{\frac{1}{2}} = 2.2_{-0.4}^{+0.6}$  s). Ce noyau est émetteur proton  $\beta$ -retardé. Il a été produit par la réaction  $^{92}\text{Mo}$  ( $^{40}\text{Ca}$ ,  $np$ ) à 170 MeV. Aucune transition  $\gamma$  n'a cependant été observée.
- $^{130}\text{Sm}$  ( $Z=62$ ,  $N=68$ ) : ce noyau, d'après plusieurs prédictions théoriques (comme indiqué au chapitre 2), est le dernier isotope pair stable de samarium vis-à-vis de l'émission d'un proton. Ce noyau a été produit par décroissance proton du noyau parent  $^{131}\text{Eu}$  [36]. La différence des énergies discrètes des protons observés signe la présence du premier état excité à 121 keV, ce qui montre que ce noyau est très déformé dans son état fondamental. Malgré cela, aucune transition  $\gamma$  n'a encore pu être observée dans ce noyau.

## 3.7 Conclusion

L'expérience réalisée permet de peupler, par réactions de fusion-évaporation induites par un faisceau radioactif sur une cible stable, des noyaux proches de la ligne d'émission spontanée de proton, dans la région de masse  $A \sim 130$ . Ces noyaux sont prédits fortement déformés dans leur état fondamental. L'observation, par spectroscopie  $\gamma$ , des bandes de rotation permet d'apporter des contraintes sur les modèles théoriques. C'est la première fois que des noyaux aussi lourds ( $Z \sim 60$ ), situés près de la "drip-line" proton et de la ligne  $N=Z$ , sont étudiés par spectroscopie  $\gamma$ . Pour détecter les rayonnements  $\gamma$ , l'utilisation de spectromètres efficaces et complexes est nécessaire. Ces outils de détection et les techniques d'analyse  $\gamma$  que nous avons développés sont présentés au chapitre suivant.



## Chapitre 4

# LES MULTIDECTECTEURS $\gamma$ ET LES TECHNIQUES D'ANALYSE



## 4.1 Introduction

Pour étudier de manière précise la structure des noyaux placés dans des états extrêmes de spin ou d'isospin, nous devons connaître les différents niveaux d'énergie (états excités) afin de dégager les propriétés des noyaux tels que la forme, la vitesse de rotation, l'intensité des corrélations d'appariement ou du terme spin-orbite, la structure en couches ... La spectroscopie  $\gamma$  est l'une des techniques les plus développées pour accéder à ces informations. La production de noyaux possédant un grand moment angulaire et une grande énergie d'excitation s'effectue par l'intermédiaire de réactions de fusion-évaporation induites par ions lourds à 4-5 MeV par nucléon. Dans un premier temps, le noyau composé se désexcite en évaporant quelques particules légères (proton, neutron, particule  $\alpha$ ), typiquement entre 3 et 7. Ensuite, la desexcitation s'effectue par l'émission de rayonnements  $\gamma$ . La spectroscopie  $\gamma$  repose sur la détection de ces rayonnements et sur la détermination des propriétés de ces transitions  $\gamma$  (nature, multipolarité et énergie). Le degré de liberté d'isospin que l'on peut atteindre est défini par l'ensemble des combinaisons projectile-cible disponibles. Pour sonder le degré de liberté de spin, l'efficacité et la sélectivité du spectromètre  $\gamma$  sont importantes.

Le développement des multidétecteurs germanium (Ge) de haute pureté ont permis des avancées significatives en physique nucléaire au cours des dernières décennies. Typiquement, chaque nouvelle génération de multidétecteurs  $\gamma$  permet de gagner au moins un ordre de grandeur sur la sensibilité de détection.

Tout d'abord, nous ferons quelques rappels sur les principes de détection des rayonnements  $\gamma$  à l'aide de multidétecteurs utilisant des cristaux de germanium. Puis nous décrirons en détails le multidétecteur EXOGAM. Enfin nous exposerons les techniques de pré-analyse innovantes que nous avons développées, notamment une nouvelle méthode pour calibrer les segments du multidétecteur EXOGAM [37].

### 4.1.1 Rappels sur les principes de détection : interaction des photons avec la matière

Les détecteurs sont des semiconducteurs en germanium fonctionnant comme une jonction p<sup>+</sup>n polarisée en inverse. La zone utile de détection est alors la zone de déplétion de la jonction, qui comporte un nombre très faible de porteurs mobiles. Pour éliminer le bruit thermique résiduel (à cause de la valeur très faible du gap pour le germanium : 0.7 eV), les détecteurs Ge fonctionnent à la température de l'azote liquide. Les techniques de fabrication actuelles permettent d'atteindre de très hauts niveaux de pureté avec moins de 10<sup>10</sup> atomes d'impuretés par cm<sup>3</sup>. Dès lors, le volume utile de détection (zone de déplétion) est limité à la taille des cristaux que l'on est capable de fabriquer (jusqu'à environ 400 cm<sup>3</sup>).

La détection des photons  $\gamma$  est basée sur les trois processus suivants (figure 4.1) :

#### Effet photoélectrique

Il s'agit de l'absorption d'un photon d'énergie  $E = h\nu$  par un atome du milieu, suivie par l'émission d'un électron. Dans ce cas, l'électron acquiert la totalité de l'énergie du photon incident. Ce processus est idéal pour la détection dans un cristal de germanium

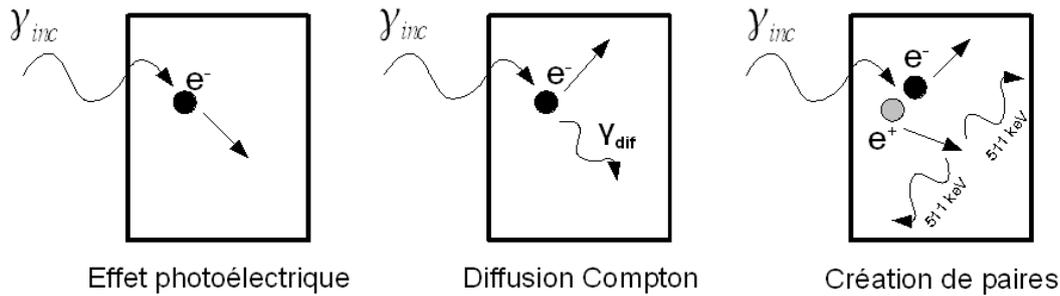


FIG. 4.1 – Schéma des différents principes d'interaction  $\gamma$ -matière.

puisque l'événement contient toute l'énergie du photon incident. L'effet photoélectrique est dominant à basse énergie ( $E_\gamma < 200$  keV).

### Effet Compton

L'effet Compton représente la diffusion d'un photon d'énergie  $h\nu$  sur un électron peu lié. L'électron n'emporte alors qu'une partie de l'énergie du photon incident sous forme d'énergie cinétique. A la différence de l'effet photoélectrique, il subsiste un photon d'énergie  $h\nu'$  qui diffuse avec un angle  $\theta$  par rapport à la direction d'origine. Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent d'écrire :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (4.1)$$

Dans la plupart des cas, aux énergies qui nous intéressent ( $200$  keV  $< E_\gamma < 10$  MeV), le processus de diffusion Compton est prépondérant. Le photon  $\gamma$  incident subit des diffusions multiples à l'intérieur du détecteur suivies d'un effet photoélectrique. Il est cependant fréquent qu'un photon  $\gamma$  diffusé s'échappe du détecteur. Dans ce cas, l'énergie collectée ne représente pas l'énergie totale du photon incident. Le spectre en énergie se présente sous la forme d'un continuum, appelé fond Compton, s'étendant de 0 à l'énergie maximale des électrons. Ce fond représente une gêne importante pour la détection de pics de faible intensité.

### Création de paires

La création d'une paire  $e^+e^-$  est la matérialisation d'un photon en un positron et un électron. Cet effet n'est prédominant qu'à haute énergie ( $E_\gamma > 10$  MeV) puisque ce processus n'est énergétiquement possible que si  $h\nu \geq 2m_e c^2 = 1.022$  MeV. La paire  $e^+e^-$  emporte la totalité de l'énergie mais il faut tenir compte de l'annihilation en fin de parcours du positron avec un électron en 2 photons  $\gamma$  de 511 keV chacun. Ces deux photons peuvent à leur tour subir un effet photoélectrique ou une diffusion Compton.

## Allures des spectres en énergie mesurés

La coexistence des trois modes d'interaction rayonnement-matière décrits précédemment conduit à des structures bien particulières dans le spectre en énergie mesuré. Si on considère des photons monoénergétiques d'énergie  $h\nu$ , ce spectre en énergie, représenté schématiquement sur la figure 4.2 comprendra :

- un pic d'énergie  $h\nu$ , peuplé par des événements photoélectriques, Compton simples ou multiples, créations de paire, ou toutes combinaisons des trois mécanismes conduisant à l'absorption totale du photon incident,
- un fond Compton, résultant des événements Compton simples ou multiples, dans le détecteur,
- si l'énergie du photon incident est supérieure à  $2m_e c^2$ , lorsque le processus de création de paire ( $e^+e^-$ ) est possible, nous verrons apparaître un pic de simple échappement situé à l'énergie  $h\nu - m_e c^2$ , et un pic de double échappement situé à l'énergie  $h\nu - 2m_e c^2$ . Le pic de simple ou double échappement correspond à la diffusion hors du détecteur de l'un des deux photons ou des deux photons, issus de l'annihilation du positron.

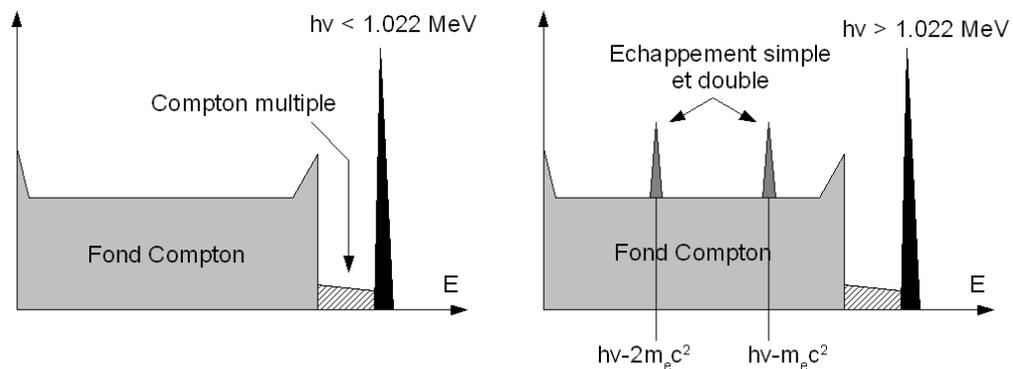


FIG. 4.2 – Exemples de spectres en énergie. A gauche, un spectre typique mesuré lorsque l'énergie des photons incidents est inférieure à 1.022 MeV. A droite, un spectre typique mesuré lorsque l'énergie des photons incidents est supérieure à 1.022 MeV, le processus de création de paire étant alors possible.

## Importance relative des trois processus

La figure 4.3 présente les sections efficaces des différents processus cités en fonction de l'énergie du photon  $\gamma$ . Nous pouvons voir qu'à basse énergie, l'effet photoélectrique prédomine, alors qu'à très haute énergie, le processus dominant correspond à la création de paires. Pour les énergies qui nous intéressent en structure nucléaire (entre 100 keV

et 10 MeV), le processus majoritaire est la diffusion Compton. Les multidétecteurs de rayonnements  $\gamma$  actuellement en service ont été conçus en tenant compte de ce dernier phénomène : le principe consiste à identifier et rejeter les événements dans lesquels nous n'avons pas accès à la totalité de l'énergie du photon  $\gamma$  (voir le paragraphe 4.1.3).

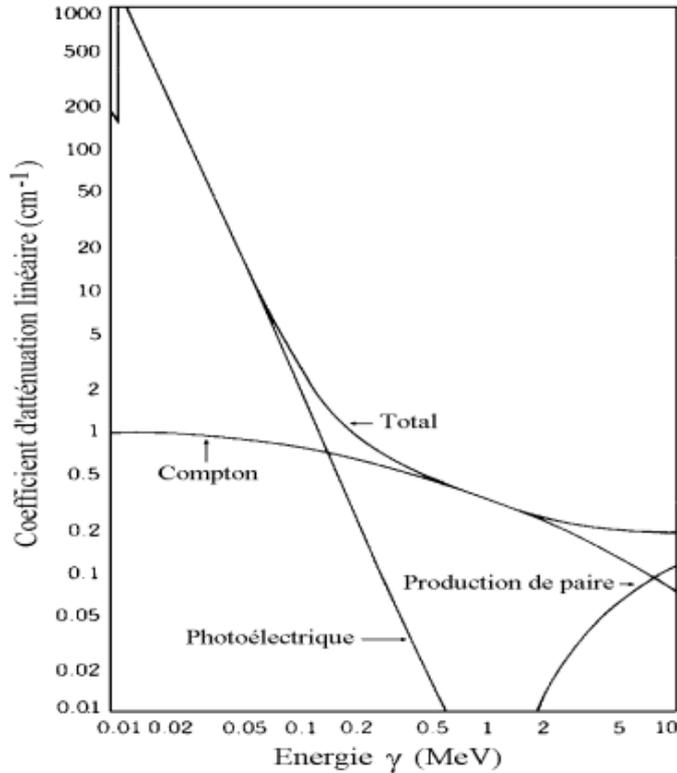


FIG. 4.3 – Importance relative des différents processus (effet photoélectrique, diffusion Compton, création de paire) en fonction de l'énergie du photon incident.

## 4.1.2 Caractéristiques des cristaux de germanium

### La résolution intrinsèque des détecteurs

La résolution intrinsèque en énergie détermine le choix du matériau de détection. Les premières expériences de spectroscopie  $\gamma$  ont été réalisées en 1962 à l'aide de scintillateurs NaI(Tl) [38] dont la résolution était de 130 keV pour la transition à 1.33 MeV de  $^{60}\text{Co}$ . Cette résolution a été considérablement améliorée dès la fin des années 1970, grâce au développement des détecteurs semiconducteurs. Parmi ces matériaux, le germanium a été préféré au silicium car il est plus dense, plus absorbant et donc plus efficace. Par ailleurs, il est plus aisé et beaucoup moins onéreux de produire des détecteurs gros volume en germanium qu'en silicium. Le volume de la zone de déplétion (la zone utile de détection) et l'efficacité de collection des charges étant inversement proportionnels à la concentration en impuretés dans le détecteur, les détecteurs germanium de type n de haute pureté (HPGe)

sont actuellement couramment utilisés en spectroscopie  $\gamma$ . La résolution intrinsèque en énergie pour des détecteurs de type HPGe est de l'ordre de 2 keV à 1.33 MeV.

### Rapport Pic sur Total

Comme nous le montre la figure 4.3, le processus d'interaction rayonnement-matière dominant aux énergies qui nous intéressent (100 keV - 10 MeV) est l'effet Compton. Tous les rayonnements  $\gamma$  qui ont diffusé à l'extérieur d'un cristal vont participer au bruit de fond puisque le photon incident ne va déposer dans le détecteur qu'une partie de son énergie. A l'inverse, les événements dans lesquels on a recueilli toute l'énergie du photon incident (effet photoélectrique, ou diffusions Compton multiples à l'intérieur du cristal) vont participer au pic de pleine énergie (appelé "photopic").

On définit le rapport Pic/Total (PT) comme le nombre de rayonnements  $\gamma$  participant au pic de pleine énergie ( $N_{pic}$ ) par rapport au nombre total de rayonnements détectés ( $N_{détectés}$ ) :

$$PT = \frac{N_{pic}}{N_{détectés}} \quad (4.2)$$

Le rapport Pic/Total est d'environ 50% pour le multidétecteur EXOGAM. Dans ce cas, une fois sur deux, l'énergie détectée est plus faible que l'énergie du  $\gamma$  incident.

Pour mesurer ce rapport Pic/Total, l'idéal est d'utiliser une source de photons mono-énergétiques. Le spectre en énergie délivré par le détecteur se présente alors comme l'un des spectres de la figure 4.2. Dans ce cas, l'intensité du pic de pleine énergie nous permet d'accéder à  $N_{pic}$ , et l'intégrale totale du spectre fournira la valeur de  $N_{détectés}$  et donc du rapport Pic/Total.

### Efficacité absolue et efficacité "photopic"

Soit  $N_{émis}$  le nombre de photons émis par la source ; on définit alors l'efficacité absolue et l'efficacité "photopic", pour un détecteur individuel, comme respectivement :

$$\epsilon_a = \frac{N_{détectés}}{N_{émis}} \quad (4.3)$$

et

$$\epsilon_{ph} = \frac{N_{pic}}{N_{émis}} \quad (4.4)$$

avec  $\epsilon_{ph} = PT \times \epsilon_a$ . Si le détecteur sous-tend un angle solide  $\Omega$ , on définit l'efficacité absolue intrinsèque et l'efficacité "photopic" intrinsèque comme :

$$\epsilon_a^i = \frac{N_{détectés}}{N_{émis} \times \Omega} \quad (4.5)$$

et

$$\epsilon_{ph}^i = \frac{N_{pic}}{N_{émis} \times \Omega} \quad (4.6)$$

L'efficacité "photopic" totale pour un ensemble de N détecteurs identiques est donnée par :

$$E_{ph} = N \times \epsilon_{ph} \times P_{\gamma} = N \times \epsilon_{ph}^i \times \Omega \times P_{\gamma} \quad (4.7)$$

avec  $P_{\gamma}$  la probabilité d'anti-empilement qui se définit de la façon suivante : pour une cascade de rayonnements  $\gamma$  de multiplicité M, si l'une des transitions a été détectée dans un détecteur, la probabilité d'anti-empilement est la probabilité de ne pas détecter l'une des (M-1) autres transitions dans ce même détecteur.

### Mesure de l'efficacité "photopic" par la méthode du pic somme de la source $^{60}\text{Co}$

Pour mesurer l'efficacité "photopic" à 1.33 MeV du détecteur EXOGAM, nous avons utilisé la technique du pic somme pour le spectre de  $^{60}\text{Co}$  [2]. En effet, cette source radioactive possède la particularité d'émettre deux raies intenses en coïncidence : l'une à 1.17 MeV et l'autre à 1.33 MeV. Dans le spectre, nous observons également le pic correspondant à la somme de ces deux énergies (à 2.5 MeV), c'est-à-dire les événements pour lesquels les deux photons  $\gamma$  ont été détectés simultanément dans le même cristal de germanium. La surface du pic somme ( $A_{\Sigma}$ ) est directement reliée à la probabilité de détecter les deux raies  $\gamma$  à 1.17 MeV et à 1.33 MeV par la formule :

$$A_{\Sigma} = A_0 \times \epsilon_{ph}(1.17\text{MeV}) \times \epsilon_{ph}(1.33\text{MeV}) \quad (4.8)$$

avec  $A_0$  un facteur de normalisation.

De même la surface du pic à 1.17 MeV est donnée par l'expression suivante :

$$A_1 = A_0 \times \epsilon_{ph}(1.17\text{MeV}) \quad (4.9)$$

Ainsi, le rapport des surfaces du pic somme ( $A_{\Sigma}$ ) et du pic à 1.17 MeV ( $A_1$ ) conduit directement à la valeur de l'efficacité "photopic" à 1.33 MeV. Les valeurs mesurées pour le détecteur EXOGAM sont présentées dans la section 4.2.4.

### 4.1.3 Facteurs affectant les performances des multidétecteurs $\gamma$

#### Déplacement et élargissement Doppler

Dans certaines expériences de spectroscopie  $\gamma$ , les photons sont émis alors que le noyau émetteur est en mouvement. L'énergie détectée  $E_{\gamma}$  dépend à la fois de l'angle  $\theta$  d'émission par rapport à la direction du noyau de recul et de sa vitesse  $v_R$  (figure 4.4) par la relation :

$$E_{\gamma} = E_{\gamma 0} \left( 1 + \frac{v_R}{c} \cos \theta \right) \quad (4.10)$$

avec  $E_{\gamma 0}$  la "vraie" énergie du photon. Cet effet est le déplacement Doppler.

En raison de l'ouverture angulaire des détecteurs  $\Delta\theta_{Ge}$ , de la distribution en vitesse  $\Delta v_R$  (liée au ralentissement du noyau de recul dans la cible), et de la dispersion angulaire

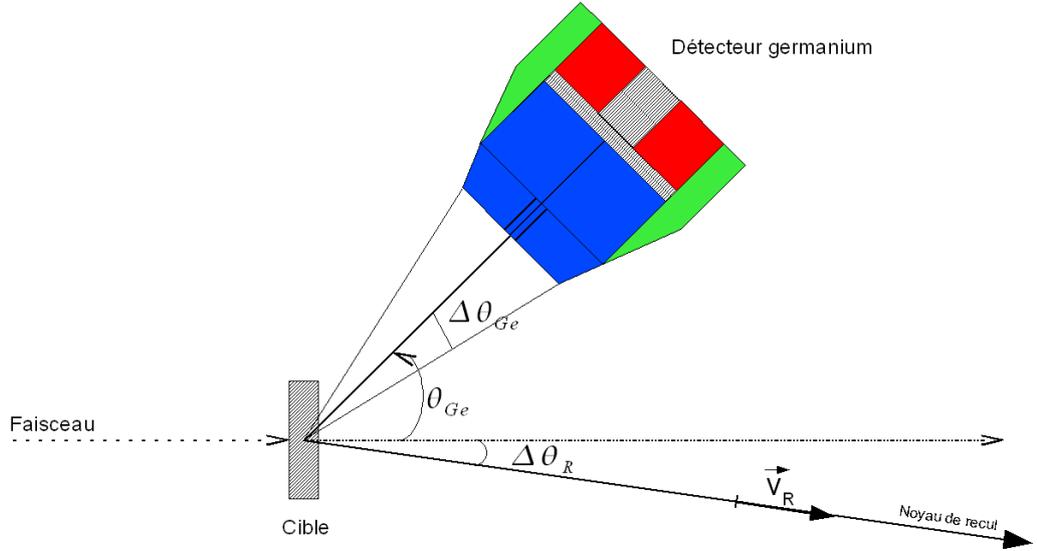


FIG. 4.4 – Représentation schématique de l'ensemble faisceau-cible-détecteur et définition des grandeurs mentionnées dans le texte pour caractériser l'effet Doppler.

des noyaux de recul  $\Delta\theta_R$ , la résolution sous faisceau est dégradée par rapport à la résolution intrinsèque des détecteurs  $\Delta E^{(int)}$ . Ce phénomène est appelé l'élargissement Doppler. La résolution totale en énergie est alors donnée par l'expression suivante :

$$\Delta E_\gamma = \sqrt{(\Delta E^{(int)})^2 + (\Delta E^{(\Delta v_R)})^2 + (\Delta E^{(\Delta\theta_R)})^2 + (\Delta E^{(\Delta\theta_{Ge})})^2} \quad (4.11)$$

avec :

- $\Delta E^{(\Delta v_R)} = 2E_{\gamma 0} \frac{\Delta v_R}{c} \cos \theta_{Ge}$
- $\Delta E^{(\Delta\theta_R)} = 2E_{\gamma 0} \frac{v_R}{c} \sin \Delta\theta_R \sin \theta_{Ge}$
- $\Delta E^{(\Delta\theta_{Ge})} = 2E_{\gamma 0} \frac{v_R}{c} \sin \Delta\theta_{Ge} \sin \theta_{Ge}$

Pour les expériences utilisant des cibles minces, même si on néglige l'élargissement lié à la distribution de vitesse des noyaux de recul ( $\Delta E^{(\Delta v_R)}$ ), les rayonnements  $\gamma$  détectés par des détecteurs placés à  $90^\circ$  subiront un élargissement Doppler important, lié à la fois à l'ouverture angulaire des détecteurs, et à la distribution angulaire des noyaux de recul. L'élargissement Doppler étant proportionnel à l'énergie du photon  $\gamma$  émis, l'effet est plus important pour les rayonnements  $\gamma$  de haute énergie.

La connaissance précise de l'angle d'émission du photon  $\gamma$ , de la vitesse et de la direction du noyau de recul, permet de corriger efficacement le déplacement Doppler.

En tenant compte de tous les facteurs participant à l'élargissement Doppler cités ci-dessus, pour accroître la résolution en énergie, nous pouvons soit réduire l'ouverture angulaire des détecteurs (en augmentant la granularité du multidétecteur ou en éloignant les détecteurs de la cible), soit réduire la dispersion en vitesse des noyaux de recul en utilisant des cibles minces. Toutefois, il convient d'établir des compromis entre :

- l'éloignement des détecteurs et l'efficacité de détection,
- l'épaisseur des cibles et le taux de production des noyaux d'intérêt.

### Diffusion Compton des photons hors des cristaux

Comme nous l'avons vu, l'information intéressante est le pic de pleine énergie, lorsque le photon  $\gamma$  a perdu la totalité de son énergie dans le détecteur germanium (Ge). Toutefois, dans le cas d'une diffusion Compton (figure 4.1), il arrive que le photon  $\gamma$  résiduel s'échappe du détecteur. Nous n'avons alors accès qu'à une partie de l'énergie, ce qui dégrade le rapport Pic/Total. Pour améliorer ce dernier, les détecteurs Ge actuels sont entourés d'une enceinte anti-Compton composé généralement de scintillateurs inorganiques en BGO ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) ou CsI(Tl) (iodure de césium dopé au thallium). Le rôle de ces enceintes est de fournir un véto anti-Compton qui permettra par la suite de rejeter l'énergie des photons qui se seront échappés des détecteurs par diffusion Compton. La particularité du scintillateur BGO consiste en son fort pouvoir d'arrêt, assurant une bonne efficacité de détection tout en limitant l'épaisseur des enceintes latérales. On placera donc ces enceintes en BGO plutôt de manière latérale pour limiter les zones mortes du détecteur. A l'arrière des détecteurs germanium où les contraintes liées à l'épaisseur des enceintes anti-Compton sont moins importantes, les scintillateurs de type CsI(Tl) peuvent être utilisés. Le scintillateur CsI(Tl) possède un pouvoir d'arrêt moins élevé que le BGO, mais s'avère moins onéreux. Bien que ces scintillateurs inorganiques possèdent une très grande efficacité de détection, leur résolution en énergie est faible (environ 20% à 1 MeV pour le BGO). On ne les utilise donc pas comme détecteur principal lors d'étude de spectroscopie  $\gamma$  nécessitant une mesure précise de l'énergie. La figure 4.5 présente les boucliers anti-Compton utilisés pour les détecteurs germanium d'EXOAM. Ces boucliers sont présentés plus précisément au paragraphe 4.2.1.

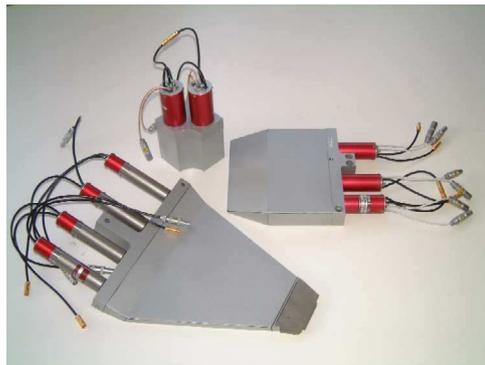


FIG. 4.5 – Photographie des différentes enceintes anti-Compton utilisées sur les détecteurs d'EXOAM. On retrouve en haut le bouclier arrière en CsI(Tl), à gauche le bouclier latéral ainsi que le collimateur (en BGO), et à droite le bouclier latéral proche (en BGO). La figure 4.7 permet de visualiser leur positionnement sur le détecteur [39].

#### 4.1.4 Caractérisation des multidétecteurs $\gamma$

De manière générale, les multidétecteurs  $\gamma$  doivent remplir les critères suivants :

- l'efficacité de détection de pleine énergie (efficacité "photopic") doit être maximale dans la gamme d'énergie d'intérêt (entre 100 keV et 10 MeV en physique nucléaire) ;
- la résolution en énergie ( $\Delta E_\gamma$ ), affectée par l'élargissement Doppler, doit être la meilleure possible ;
- le rapport Pic/Total doit être maximal, en tenant compte des photons  $\gamma$  qui s'échappent du détecteur par diffusion Compton (le photon incident n'a alors déposé qu'une partie de son énergie), de la production de paires  $e^+e^-$ , des radiations participant à un bruit de fond corrélé (radioactivité) et de la probabilité d'empilement (qui peut devenir importante dans des événements de haute multiplicité  $\gamma$  ou bien lorsque le détecteur individuel sous-tend un angle solide important).

Globalement, l'assemblage d'un grand nombre de détecteurs Ge, entourés d'enceintes anti-Compton efficaces, dans une géométrie  $4\pi$  était jusqu'à présent l'un des meilleurs moyens de souscrire aux 3 critères précédents. La future génération de multidétecteurs  $\gamma$  tels que AGATA [40] ou GRETA [41] utilisera la technique du "tracking"  $\gamma$ . Il conviendra alors de déterminer avec précision les différents points d'impact du photon  $\gamma$  dans le détecteur, reconstruire son parcours, pour finalement en déduire l'énergie totale déposée dans les cristaux de germanium. Cette technique est basée sur un ensemble de cristaux hautement segmentés et ne nécessite donc plus l'utilisation d'enceintes anti-Compton.

## 4.2 Le multidétecteur EXOGAM

Le multidétecteur  $\gamma$  EXOGAM a été réalisé à partir d'une collaboration européenne et est actuellement en service au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) à Caen. EXOGAM a été spécialement conçu pour être utilisé auprès des faisceaux radioactifs de SPIRAL. Combinant une très grande efficacité photopic et un rapport P/T élevé, EXOGAM est l'outil dédié à la détection de l'énergie des rayonnements  $\gamma$  émis lors d'événements rares.

### 4.2.1 Le détecteur "clover" d'EXOGAM

EXOGAM est composé d'un seul type de détecteurs germanium appelé "clover". Chaque "clover" est un détecteur composite puisqu'il est formé de 4 cristaux de germanium regroupés dans un cryostat unique. Chaque cristal mesure 6 cm de diamètre à l'arrière (ils sont biseautés à l'avant pour assurer la compacité de l'ensemble et les faces ont un diamètre de 4.5 cm) et 9 cm de long. Le volume utile de détection est donc d'environ 250 cm<sup>3</sup>. Pour assurer une bonne efficacité de détection, notamment en couvrant un angle solide total important, les détecteurs d'EXOGAM sont placés à de courtes distances de la cible. Cependant, l'ouverture angulaire de chaque détecteur est grande et, d'après l'équation 4.11, les énergies des photons  $\gamma$  subiront un fort élargissement Doppler, dégradant la résolution de l'appareil. Pour limiter ce phénomène, chaque cristal de germanium

est segmenté électriquement en 4 segments (figure 4.6).

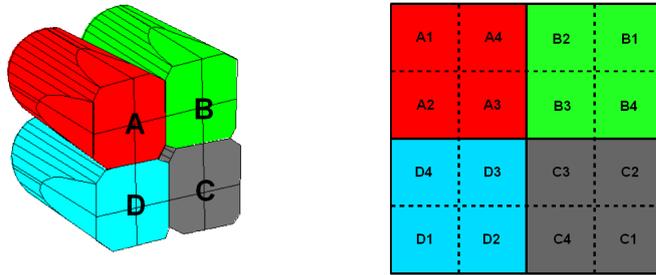


FIG. 4.6 – Schéma d'un détecteur de type "clover" d'EXOAM. Chacun des quatre cristaux est électriquement divisé en 4 segments.

Pour améliorer le rapport Pic/Total, les détecteurs "clover" peuvent être entourés de boucliers anti-Compton. Dans ce cas, comme on peut le voir sur la figure 4.7, les boucliers sont placés sur l'arrière et éventuellement sur les côtés.

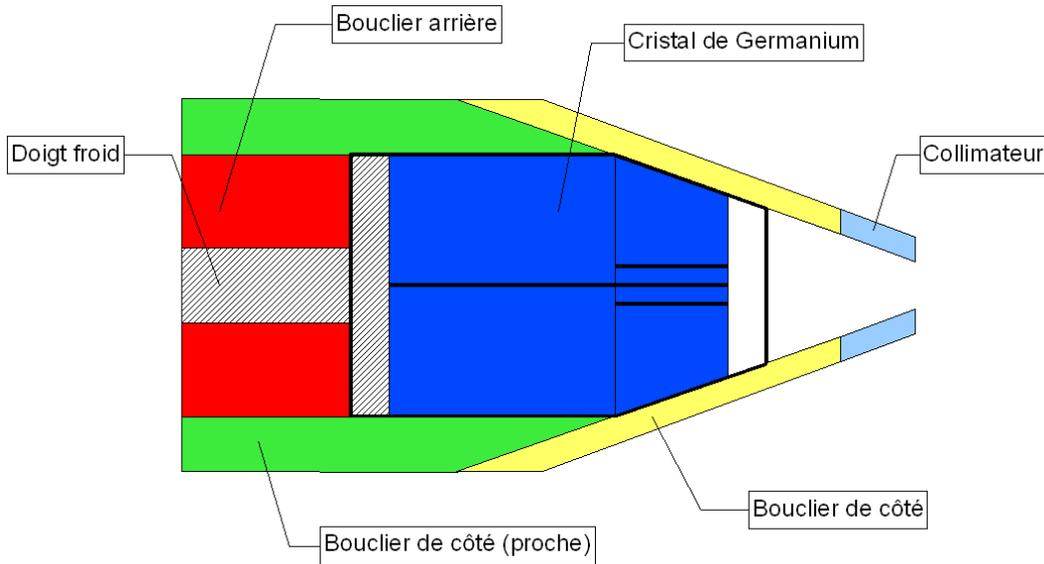


FIG. 4.7 – Les différents boucliers anti-Compton sur un "clover" EXOAM.

## 4.2.2 Les configurations d'EXOAM

Le multidétecteur  $\gamma$  EXOAM est composé au maximum de 16 détecteurs germanium de type "clover". Plusieurs géométries et configurations peuvent alors être adoptées suivant les besoins des expériences :

- "cube" : dans cette configuration, uniquement 4 des 16 détecteurs sont utilisés et placés de façon à être situés au plus proche de la cible ;
- "complète" : les 16 détecteurs sont utilisés (4 sont placés sur une couronne à  $45^\circ$ , 4 à  $135^\circ$  et 8 à  $90^\circ$ ).

La configuration "cube", très compacte, avec les détecteurs "clover" situés au plus près de la cible, permet de maximiser l'efficacité de détection. Elle est adaptée à la détection d'événements rares, de basses multiplicités  $\gamma$ . La configuration "complète" est utilisée lorsque la multiplicité  $\gamma$  est plus élevée. Les détecteurs sont placés à une distance plus élevée de la cible et l'angle solide sous-tendu par chaque détecteur est donc plus faible. Cette configuration permet de placer un plus grand nombre de détecteurs autour de la cible, ce qui garantit une efficacité de détection élevée.

Pour chacune de ces géométries, on pourra utiliser de 2 façons différentes les enceintes anti-Compton :

- configuration A : les boucliers anti-Compton latéraux (boucliers de côté) et les collimateurs sont enlevés ; la distance à la cible est alors de 50 mm en géométrie "cube" et de 114 mm en géométrie "complète" ;
- configuration B : la totalité des enceintes anti-Compton est utilisée ; la distance à la cible est alors de 68 mm en géométrie "cube" et de 147 mm en géométrie "complète".

### 4.2.3 Caractéristiques d'EXOGAM

La principale caractéristique du multidétecteur EXOGAM réside en sa très grande efficacité de détection. L'ensemble de ce paragraphe présente les résultats de simulations du multidétecteur EXOGAM effectuées à l'aide du code GEANT III<sup>1</sup>. L'influence des différents paramètres est également décrite [42].

Les principaux résultats, pour trois types d'expériences, correspondant à des multiplicités de rayonnements  $\gamma$  et à des vitesses de noyaux de recul différents, sont reportés dans le tableau 4.1.

Pour les expériences où les rayonnements  $\gamma$  sont émis par un noyau en mouvement, la résolution expérimentale est fortement dégradée, à cause de l'élargissement Doppler. Lorsque la multiplicité augmente, le rapport Pic/Total et l'efficacité "photopic" diminuent, principalement en raison de l'augmentation de la probabilité d'empilement.

#### Influence de l'énergie des photons $\gamma$

La figure 4.8 présente l'évolution de l'efficacité "photopic" et du rapport Pic/Total (sans enceinte anti-Compton) pour un détecteur "clover" d'EXOGAM. L'efficacité "photopic" diminue quand l'énergie du photon  $\gamma$  augmente. En effet, plus l'énergie des photons

<sup>1</sup>Ce code permet de simuler la réponse des détecteurs en décrivant les interactions physiques d'une particule ou d'un rayonnement au passage dans la matière.

	Décroissance radioactive	Excitation coulombienne ( $^{46}\text{Ar}$ à 160 MeV sur une cible de $^{208}\text{Pb}$ )	Fusion-évaporation ( $^{72}\text{Kr}$ à 280 MeV sur une cible de $^{40}\text{Ca}$ )
Multiplicité $\gamma$ v/c	1 0	2 7.5 %	15 6.3 %
Résolution	2.3 keV	15 keV	13 keV
Rapport P/T	47 %	45 %	31 %
$\epsilon_{\text{photopic}}$	20 %	18 %	13 %

TAB. 4.1 – Simulations des caractéristiques du multidétecteur EXOGAM pour la géométrie complète (16 détecteurs) en configuration A (11.4 cm). Tous ces résultats ont été calculés à l'aide du code de simulation GEANT III pour des énergies de photon de 1.33 MeV [42].

est élevée, plus les photons subissent un nombre élevé d'interactions de type Compton. Le libre parcours moyen du photon à l'intérieur du détecteur augmente avec l'énergie et pour détecter la totalité de l'énergie, des détecteurs de plus gros volume doivent être utilisés. La probabilité d'échappement des photons augmente donc avec l'énergie du photon incident et le rapport Pic/Total diminue fortement.

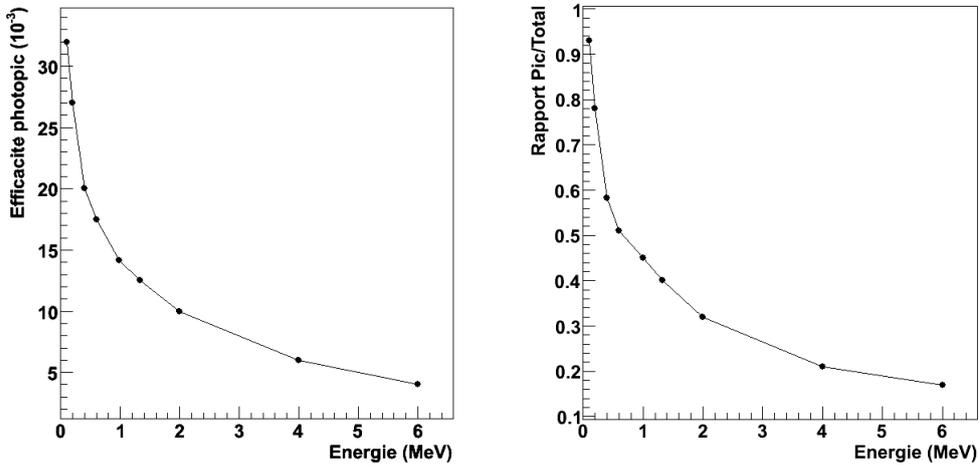


FIG. 4.8 – Evolution de l'efficacité "photopic" (à gauche) et du rapport Pic/Total (à droite) avec l'énergie du photon incident (simulations GEANT III), pour un seul détecteur "clover" situé à une distance de 11.4 cm (configuration A). Le rapport Pic/Total est calculé sans enceinte anti-Compton [42].

### Influence de la multiplicité $\gamma$

EXOGAM a été conçu pour maximiser l'efficacité de détection, afin de mesurer l'énergie des rayonnements  $\gamma$  d'événements rares, de basse ou moyenne multiplicité. C'est ce que montre la figure 4.9. L'efficacité "photopic" ainsi que le rapport Pic/Total chutent avec la multiplicité  $\gamma$ . Ceci est dû à la probabilité d'empilement qui augmente avec la multiplicité, dégradant ainsi les performances du détecteur.

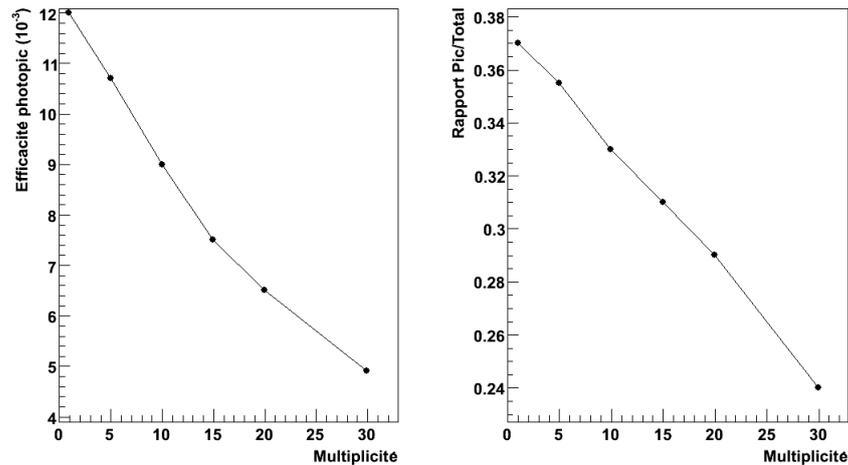


FIG. 4.9 – Evolution de l'efficacité "photopic" (à droite) et du rapport Pic/Total (à gauche) avec la multiplicité  $\gamma$  (simulations GEANT III), pour un seul détecteur "clover" d'Exogam situé à une distance de 11 cm (configuration A). Le rapport Pic/Total est calculé sans enceintes anti-Compton. L'énergie des photons est fixée à 1.33 MeV [42].

### Influence de la configuration

Selon la multiplicité  $\gamma$  des événements, déterminée par le type de la réaction utilisée, le choix de la configuration d'EXOGAM est important. Ceci est montré sur la figure 4.10. Pour les événements de basse ou moyenne multiplicité (jusqu'à environ 15), la configuration A s'avère la plus adaptée. Les collimateurs et les boucliers latéraux proches sont enlevés, les détecteurs sont placés au plus proche de la cible. L'angle solide total couvert par le multidétecteur est plus élevé et l'efficacité "photopic" est plus grande. Par contre, pour les événements de haute multiplicité  $\gamma$ , la configuration B apparaît plus adaptée. Dans ce cas, l'ensemble des boucliers anti-Compton est présent, ce qui limite la diffusion des photons  $\gamma$  d'un "clover" à un autre. La multiplicité  $\gamma$  étant élevée et les détecteurs étant situés plus loin de la cible, les phénomènes d'empilement (deux photons  $\gamma$  détectés simultanément dans le même détecteur) en sont d'autant réduits.

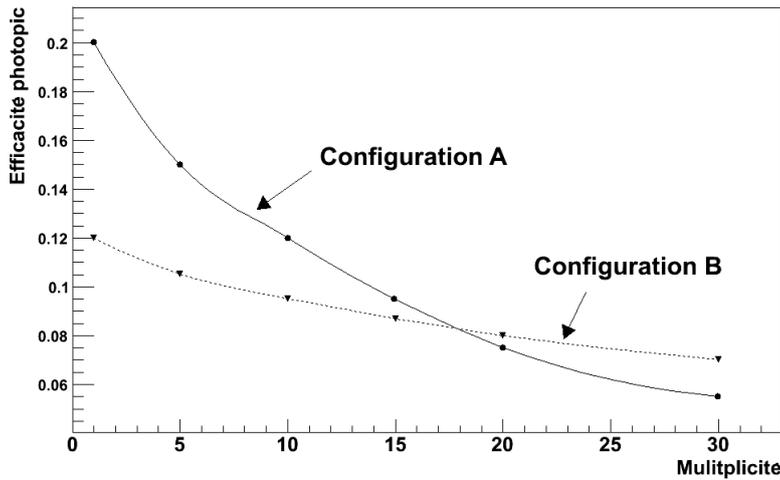


FIG. 4.10 – Influence de la configuration d'EXOAM sur l'efficacité "photopique" totale en fonction de la multiplicité  $\gamma$  (simulations GEANT III). L'énergie des photons est fixée à 1.33 MeV [42].

#### 4.2.4 EXOGAM pendant l'expérience

##### La configuration d'EXOAM

Lors de l'expérience, nous avons utilisé le multidétecteur EXOGAM en configuration A, avec les "clovers" situés à une distance de 11.4 cm de la cible. Les boucliers latéraux et les collimateurs (figure 4.7) ont été enlevés. Le but de l'expérience est de rechercher les premiers états excités des bandes rotationnelles de noyaux inconnus très déformés. Nous avons donc privilégié la très grande efficacité "photopique" que présente la configuration A par rapport à la configuration B.

La présence du détecteur VAMOS (en aval d'EXOAM) ne permettant pas de positionner mécaniquement les 4 "clovers" sur la couronne à  $45^\circ$ , nous avons utilisé 11 détecteurs Ge (7 à  $90^\circ$  et 4 à  $135^\circ$ ), soit un total de 44 cristaux et 176 segments, répartis sur 4 couronnes ( $80^\circ$ ,  $99^\circ$ ,  $125^\circ$  et  $144^\circ$ ).

Les photographies de la figure 4.11 présentent le multidétecteur EXOGAM dans la configuration utilisée.

Dans cette géométrie, chaque cristal couvre un angle solide de 0.49 stéradian et chaque segment couvre un angle solide de 0.12 stéradian. En totalité, l'angle solide couvert par EXOGAM lors de l'expérience atteint 5.38 stéradians, soit 42% de  $4\pi$ .

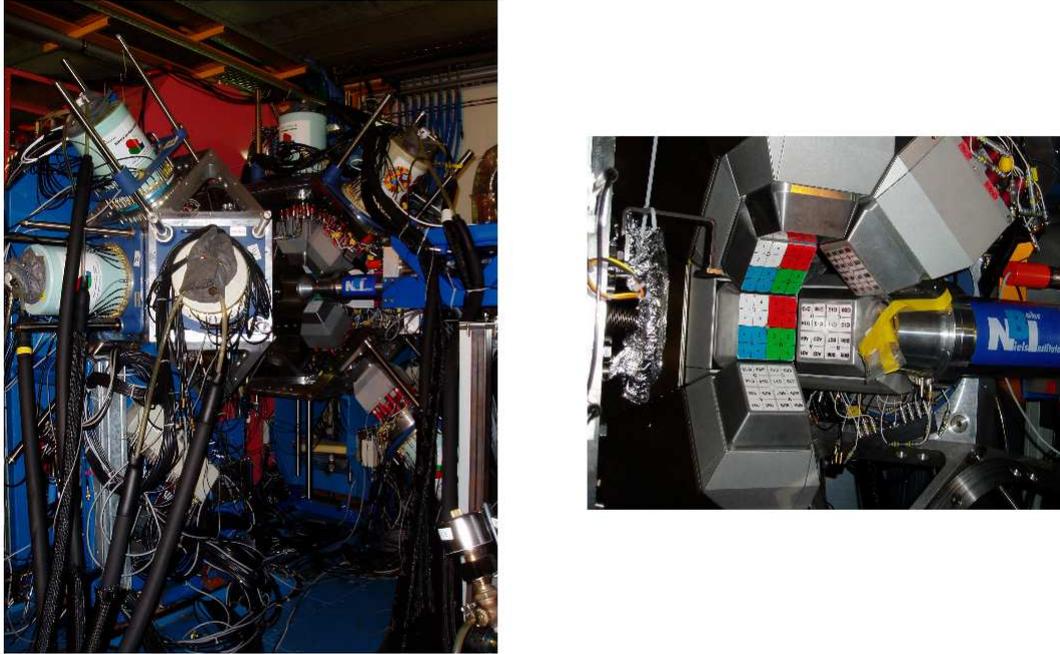


FIG. 4.11 – Photographies du multidétecteur EXOGAM dans la configuration de l'expérience. A gauche, l'ensemble du multidétecteur EXOGAM apparaît. A droite, les détecteurs "clover" sont visibles.

### Résolution du multidétecteur EXOGAM

Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.1.3, la résolution de l'appareil peut être dégradée par plusieurs facteurs (ouverture angulaire de chaque détecteur, dispersion de la vitesse et de la direction du noyau de recul).

La figure 4.12 présente la résolution en énergie des détecteurs germanium que nous pouvons attendre sous faisceau avec la configuration d'EXOGAM de l'expérience. Sur cette figure, la résolution intrinsèque ( $\Delta E^{int}$ ), la résolution liée à l'ouverture angulaire des détecteurs ( $\Delta E(\Delta\Theta)$ ) et la résolution liée à la distribution des vitesses à l'intérieur de la cible ( $\Delta E(\Delta\beta)$ ) sont représentées, ainsi que la résolution totale calculée à partir de l'équation 4.11. La variation d'énergie liée à la distribution angulaire des noyaux de recul a été négligée. La résolution intrinsèque a été déterminée en utilisant une source  $^{152}\text{Eu}$  et la vitesse de recul des noyaux émetteurs a été fixée à 4.7 %. Ces valeurs, calculées à partir des équations 4.11, sont des moyennes pondérées pour tenir compte de la géométrie d'EXOGAM que nous avons utilisée lors de notre expérience, à savoir 7 détecteurs à  $90^\circ$  et 4 à  $135^\circ$ . L'ouverture angulaire sous-tendue par chacun des segments d'EXOGAM a été utilisée. L'incertitude sur l'angle vaut  $\Delta\theta_{\text{Ge}} = 5.6^\circ$ . Nous remarquons que la résolution est fortement dégradée par l'ouverture angulaire des détecteurs. En effet, nous n'avons pas accès à la position de l'interaction du photon  $\gamma$  dans le détecteur germanium. Nous prendrons donc l'angle moyen du segment comme angle d'émission du rayonnement  $\gamma$  (en

négligeant la direction du noyau de recul). L'effet, moins important pour des rayonnements  $\gamma$  de basse énergie, devient prépondérant à haute énergie et dégrade rapidement la qualité des spectres. La largeur à mi-hauteur atteint 8 keV pour un photon de 1 MeV d'énergie.

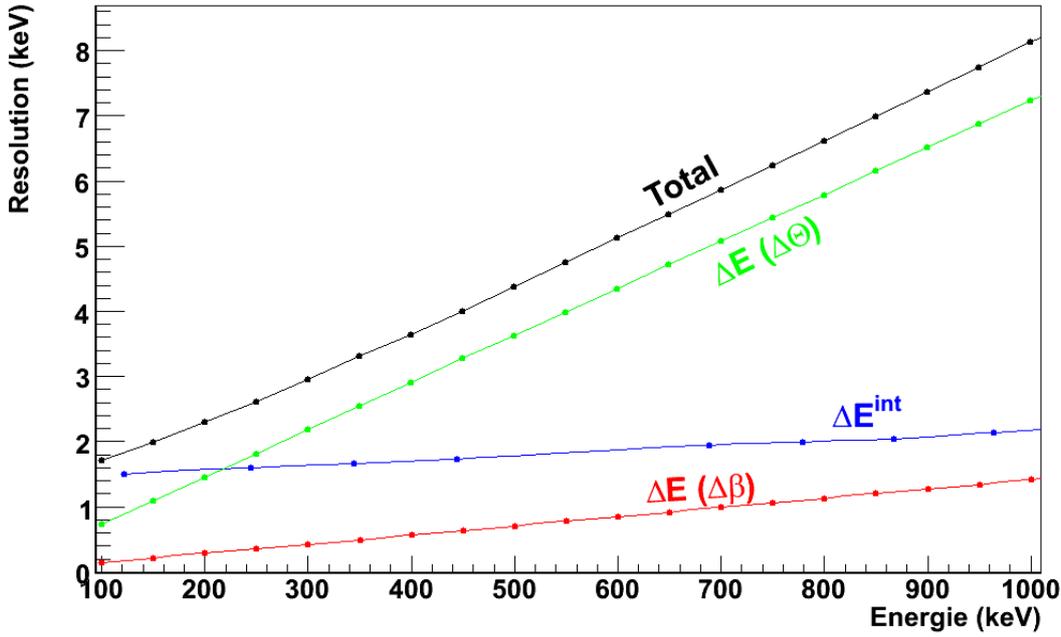


FIG. 4.12 – Résolutions en énergie calculées pour le multidétecteur EXOGAM, en fonction de l'énergie du rayonnement détecté.  $\Delta E(\Delta\beta)$  correspond à la résolution liée à l'incertitude sur la vitesse du noyau émetteur,  $\Delta E(\Delta\Theta)$  à celle liée à l'ouverture angulaire des détecteurs et  $\Delta E^{int}$  à la résolution intrinsèque. La résolution totale calculée à partir de l'équation 4.11 est également indiquée.

### Mesure de l'efficacité "photopic" et du rapport Pic/Total pour EXOGAM

A l'aide de la méthode décrite à la section 4.1.2, nous avons pu mesurer, grâce au pic somme de la source de  $^{60}\text{Co}$ , l'efficacité "photopic" pour un cristal d'un détecteur "clover" d'EXOGAM. Lors de ces mesures, les détecteurs d'EXOGAM étaient situés à 11.4 cm de la source de  $^{60}\text{Co}$ . Les mesures et résultats sont synthétisés dans le tableau 4.2.

$A_{\Sigma}$	$A_1$	$\epsilon_{ph}^{cristal}$	$\epsilon_{ph}^{clover}$
$4096 \pm 60$	$(2\,551 \pm 1) \times 10^3$	$(1.60 \pm 0.03) \times 10^{-3}$	$(6.40 \pm 0.12) \times 10^{-3}$

TAB. 4.2 – Valeur mesurée de l'efficacité "photopic" à 1.33 MeV pour le détecteur "clover" d'EXOGAM.

Pour mesurer le rapport Pic/Total du multidétecteur EXOGAM, la source de  $^{60}\text{Co}$  a été utilisée. Cette source émet principalement 2 raies  $\gamma$  très intenses, l'une à 1.17 MeV et l'autre à 1.33 MeV. L'intensité sommée des deux pics, ainsi que la mesure de l'intégrale du

spectre permettent une détermination du rapport Pic/Total. Pour réaliser cette méthode, aucune technique d'"addback" (somme des énergies détectées lorsque deux détecteurs voisins sont touchés) n'a été utilisée. Dans ce cas, le rapport Pic/Total mesuré est égal à 37%. En tenant compte du facteur d'"addback" (voir figure 6.10) à 1.33 MeV, l'efficacité "photopic" avec "addback" est estimé à environ 1.1% pour un clover de germanium placé en configuration A. Ces résultats ont été corroborés par des simulations, réalisées au sein du groupe, utilisant le code GEANT4.

## 4.2.5 Électronique d'acquisition d'EXOGAM

L'électronique d'EXOGAM a été conçue pour traiter les signaux rapidement, supporter des taux de comptages élevés et réduire de manière optimale le bruit de fond électronique, tout en permettant un contrôle des cartes à distance.

L'électronique utilisée sur EXOGAM découle directement de celle du multidétecteur EUROBALL, permettant ainsi une exploitation de l'expérience déjà acquise. Elle a été développée dans le standard VXI (VME Extension for Instrumentation) qui a été conçu pour remplir les critères énoncés ci-dessus. Ces cartes ont été élaborées pour réaliser des applications spécifiques telles que, par exemple, l'analyse des signaux, la numérisation des événements ou le système de déclenchement de l'acquisition. En revanche, l'électronique d'EXOGAM doit pouvoir prendre en compte des contraintes supplémentaires à celles d'EUROBALL.

Les principaux modules électroniques développés pour EXOGAM sont les suivants :

- cartes "ECC", pour les cristaux de germanium,
- cartes "GOCCE", pour les segments,
- cartes "ESS", pour les boucliers anti-Compton (BGO et CsI),
- carte "Master Trigger", pour définir les conditions d'enregistrement d'un événement,
- "Ressource Manager", pour centraliser les informations de plusieurs cartes d'un châssis,
- carte "Centrum", pour coupler plusieurs détecteurs additionnels avec EXOGAM; cette carte délivre un signal commun à tous les détecteurs.

Les signaux pré-amplifiés sortant des cristaux de germanium sont traités par les cartes VXI "ECC". L'information "énergie" (gamme 6 MeV ou 20 MeV) est gérée par une électronique lente dont le rôle est l'amplification du signal, sa mise en forme et sa numérisation, sous réserve que les conditions de déclenchement de l'acquisition soient remplies. Ces conditions sont définies par les expérimentateurs et sont appelées "trigger". Le système de "trigger" d'EXOGAM fonctionne en mode "temps mort commun". Lorsque EXOGAM débute la numérisation d'un événement, le système est inactif et aucun autre événement ne peut être accepté.

Parallèlement à cette voie "énergie", le signal pré-amplifié entrant dans la carte VXI passe par un discriminateur à fraction constante (signal CFD) dont le rôle est de renvoyer un signal logique lorsqu'un certain seuil, fixé par l'expérimentateur, est atteint. Ceci se fait indépendamment de l'amplitude du signal d'entrée pour assurer une prise en temps identique quelque soit le signal d'entrée. Ce signal est envoyé vers le "trigger local" de la carte elle-même, de manière à définir un temps d'arrivée du signal. Les signaux logiques

en provenance de l'ensemble des voies "touchées" sont envoyés vers la carte électronique appelée "Master Trigger", qui les additionne en un signal logique proportionnel au nombre de voies touchées. Si les conditions en multiplicité définies par l'expérimentateur sont atteintes, la carte "Master Trigger" valide l'événement en renvoyant aux différents châssis VXI un signal de validation appelé "fast trigger". Les cartes recevant le "fast trigger" peuvent débiter la numérisation et la lecture de l'information énergie. Si on souhaite établir une coïncidence avec d'autres détecteurs additionnels (tels que VAMOS ou DIAMANT), un signal de validation ou "slow trigger" délivré par le détecteur ancillaire peut être utilisé pour déclencher la numérisation des signaux d'EXOGRAM. Si le signal de validation n'est pas détecté par EXOGAM dans un laps de temps déterminé, l'événement est annulé.

L'information "temps" (ou "TAC" pour "Time to Amplitude Converter") est réalisée de la manière suivante : le temps "start" est celui délivré à l'arrivée du signal CFD au niveau du "trigger local", alors que le signal "stop" correspond au "fast trigger", correspondant au temps de validation de l'événement par la carte "Master Trigger".

De manière un peu similaire, lorsque la carte "ECC" commence la numérisation de l'événement, elle envoie un signal de déclenchement à deux autres cartes électroniques : la première est la carte "GOCCE" qui gère les signaux en provenance des différents segments du cristal ; à chaque fois, les informations "temps" et "énergie" sont codées pour chacun des quatre segments ; la seconde carte, appelée "ESS", prend en compte les éventuels signaux en provenance des boucliers anti-Compton. Si ces derniers ont détecté un rayonnement  $\gamma$ , les informations "temps" et "énergie" sont alors numérisées, ainsi qu'une valeur (ou "pattern") permettant de déterminer la partie des boucliers anti-Compton qui a été touchée (CsI à l'arrière, BGO sur le côté, ...).

## 4.3 Les techniques d'analyse

Après ces descriptions du multidétecteur  $\gamma$  EXOGAM, nous allons détailler les différentes techniques d'analyse  $\gamma$  que nous avons développées au sein du groupe de recherches. Nous décrirons plus particulièrement les méthodes qui nous ont permis de calibrer les détecteurs germanium. L'analyse de données a été effectuée à l'aide du logiciel ROOT [43], développé au CERN. Ce logiciel utilise un langage de programmation orienté objets et a été conçu pour traiter des quantités importantes de données. Il fournit une structure de stockage des événements sous forme d'arbre permettant des analyses performantes. Il offre également une large palette d'outils d'analyse (ajustements de courbes, visualisation des spectres, ...).

### 4.3.1 Autocalibration par logique floue

#### Motivations

La phase de calibration d'un détecteur, c'est-à-dire la mise en correspondance entre le numéro de canal délivré par les codeurs ADC (Amplitude to Digital Converter) de l'acquisition et l'énergie du photon  $\gamma$  détecté, peut devenir rapidement une tâche fastidieuse et répétitive lorsqu'elle concerne un grand nombre de détecteurs. Pour réaliser la calibration

des cristaux de germanium, des sources radioactives sont utilisées, notamment des sources  $^{60}\text{Co}$  et  $^{152}\text{Eu}$ . Ces sources permettent de couvrir une grande partie de la gamme d'énergie d'intérêt pour assurer une calibration satisfaisante. La méthode traditionnelle consiste à visionner individuellement les spectres de calibration, à identifier les différents pics, et mettre en correspondance les pics trouvés dans le spectre avec les énergies tabulées. Pour s'affranchir de cette étape manuelle, une méthode d'auto-calibration par logique floue a été développée au sein du groupe.

### Le principe de la méthode

Avec l'apparition des spectromètres  $\gamma$  complexes comprenant un nombre de détecteurs de plus en plus élevés (actuellement, EXOGAM, dans sa configuration complète, comprend 16 détecteurs "clover" segmenté, soit 256 segments), un besoin se fait sentir de développer des algorithmes très performants pour affranchir l'expertise humaine des tâches répétitives. La méthode de la logique floue, initiée par le Professeur Zadeh [44], est une base mathématique qui permet de "simuler" d'une certaine façon la logique humaine, grâce à l'utilisation de sous-ensembles flous.

Dans la théorie classique, un objet appartient ou n'appartient pas à un ensemble. Au contraire, grâce à la logique floue, on pourra considérer un objet comme appartenant à un ensemble donné avec un certain degré d'appartenance. Ces ensembles flous permettent de définir de façon mathématique (donc programmable) des relations intuitives comme "ce pic est approximativement à la même position et possède à peu près la même intensité qu'un certain pic de référence". Les énergies et intensités tabulées pour une source de rayonnements  $\gamma$  constituent nos pics de références que nous pouvons caractériser par un ensemble de relations floues.

La figure 4.13 illustre la méthode utilisée dans le cas où seule la position en énergie des pics est prise en compte. Naturellement, nous pouvons affiner les critères de sélection en l'étendant à plusieurs dimensions, comme par exemple l'intensité du pic, la position et l'intensité des pics voisins, ...

Pour chaque pic de référence  $j$ , on associe le pic  $i$  du spectre qui a obtenu le plus grand score (le plus grand degré d'appartenance) pour l'ensemble des relations floues imposées.

Cette méthode a été testée et utilisée pour calibrer les 239 détecteurs germanium que comptait le multidétecteur EUROBALL IV [29] et des informations détaillées sur cette méthode d'auto-calibration par logique floue sont notamment décrits dans la référence [45].

### Les paramètres utilisés

Tout d'abord, avant d'appliquer la méthode de la logique floue, une pré-calibration à l'aide de la source de  $^{60}\text{Co}$  a été réalisée. Nous avons développé un programme, basé sur le logiciel ROOT, permettant d'effectuer une recherche automatique de pics [46], de sélectionner les deux pics les plus intenses, et d'effectuer une pré-calibration en énergie. Cette étape a été effectuée afin de faciliter la calibration par logique floue pour identifier un maximum de pics comportant des scores élevés, tout en imposant de stricts critères de sélection.

La source de  $^{152}\text{Eu}$  a été utilisée pour la calibration des détecteurs d'EXOGAM, car elle possède notamment la particularité de couvrir une large gamme en énergie (entre 122

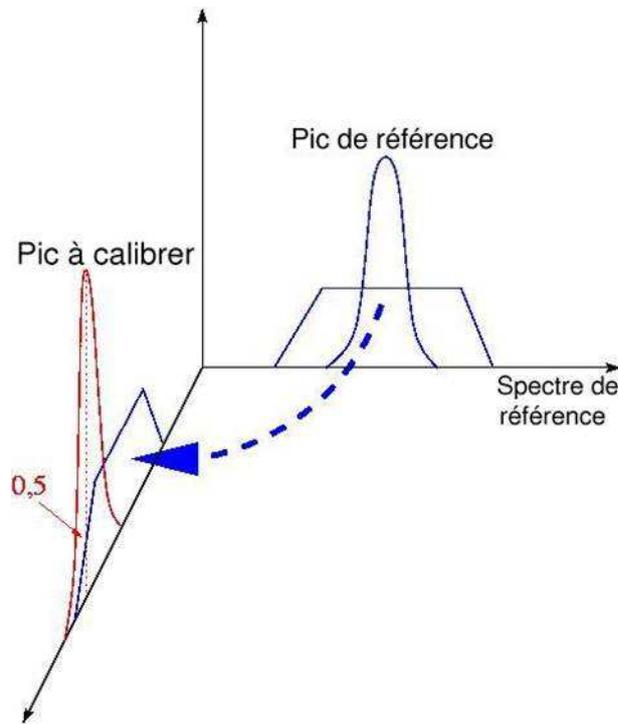


FIG. 4.13 – Description de la méthode. On associe un ensemble flou (ici la position) pour le pic de référence. On reporte sur le pic de notre spectre à calibrer cette notion floue, et on calcule son score, c'est-à-dire son degré d'appartenance. Sur cet exemple, le pic étudié possède un score de 0.5 par rapport au pic de référence.

keV et 1408 keV) et permet donc d'effectuer une calibration précise des détecteurs.

Les relations floues utilisées pour la calibration des cristaux de germanium d'EXOAM sont schématisées sur la figure 4.14.

### Les résultats de la méthode

Validée lors de la calibration des détecteurs germanium d'EUROBALL IV, cette méthode avait permis de calibrer environ 98% des détecteurs (soit 233 cristaux sur 239 présents) [29, 45]. Pour les "clovers" d'EXOAM, cela nous a permis de calibrer de manière automatique 41 cristaux sur les 44 présents, soit 93% de l'ensemble. Les 3 cristaux manquants ont été calibrés manuellement. En effet, en ce qui concerne ces cristaux, l'algorithme de recherche de pics n'a pu repérer suffisamment de "bons" pics dans le spectre (cas par exemple d'un cristal "bruité" qui possède un mauvais rapport Pic/Total). Dans ce cas, la méthode de logique floue échoue avec les critères de sélection que nous avons imposés.

En conclusion, nous estimons cette technique de calibration rapide, simple et efficace. Elle nous a permis de calibrer de manière entièrement automatique 93% des détecteurs. Cette méthode est basée sur la reconnaissance et l'identification automatique des pics de pleine énergie d'un spectre. Elle est applicable lorsque de telles structures apparaissent

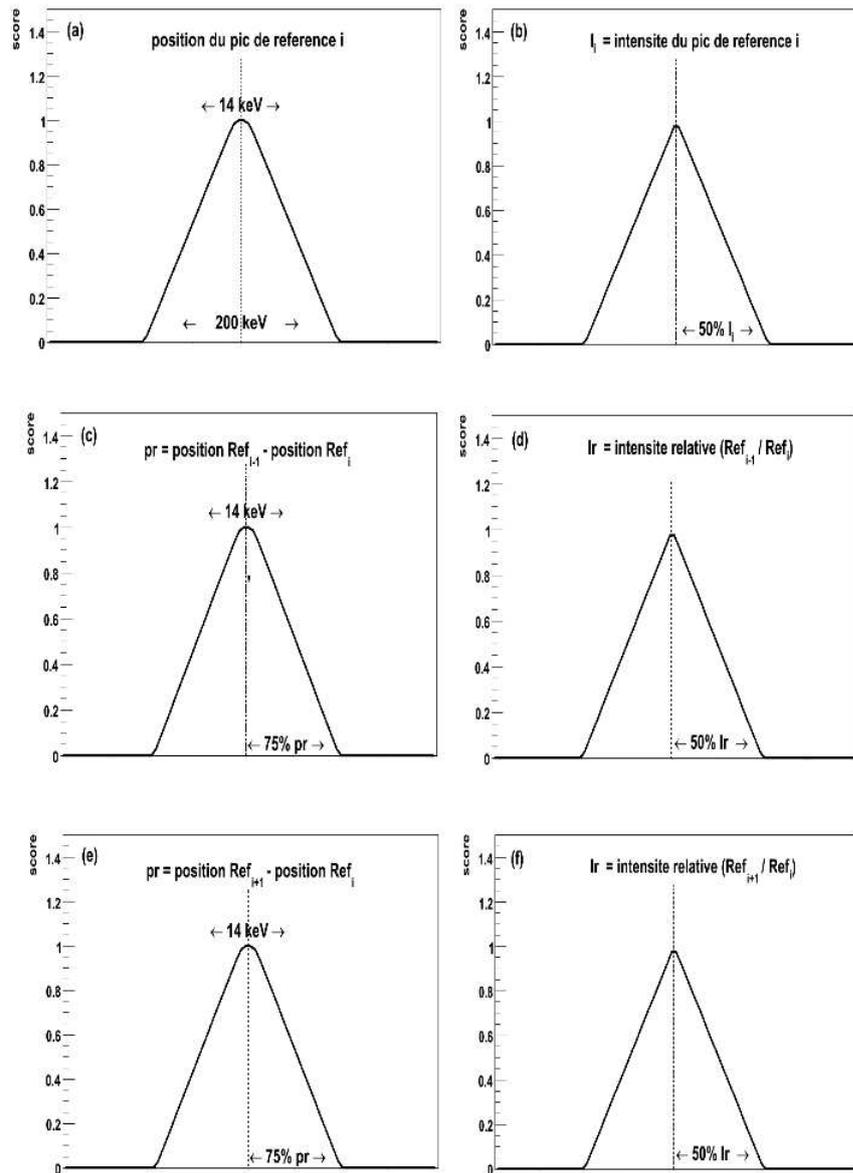


FIG. 4.14 – Caractéristiques des relations floues associées à la position (a), l'intensité (b), la position (c) et l'intensité (d) relatives du pic voisin d'énergie inférieure, la position (e) et l'intensité (f) relatives du pic voisin d'énergie supérieure, utilisées pour la calibration des détecteurs d'EXOGAM.

dans les spectres. Cette méthode peut également être améliorée en renforçant les critères de sélection et en ajoutant, par exemple, des critères sur la résolution en énergie des détecteurs. Pour les multidétecteurs actuels utilisant des détecteurs segmentés tels qu'EXOGAM ou pour les détecteurs de future génération comme AGATA [40] ou GRETA [41] (qui auront plus de 6000 voies électroniques à traiter), cette technique s'applique aussi

bien sur les cristaux de germanium que sur les segments. Néanmoins, dans le dernier cas, nettement plus complexe, nous avons dû mettre au point une nouvelle technique, décrite au paragraphe suivant, pour réaliser une calibration satisfaisante des segments.

### 4.3.2 Nouvelle méthode de calibration des segments - Analyse multidimensionnelle

#### Motivations

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, nous pouvons utiliser soit une méthode de calibration traditionnelle soit une méthode d'autocalibration par logique floue pour effectuer la correspondance entre un canal donné par les codeurs de l'acquisition, et l'énergie du photon  $\gamma$ . Ces deux méthodes reposent à la fois sur la détection de pics de référence à l'aide de sources radioactives connues, et sur la reconnaissance de ces pics pour effectuer la calibration. Mais nous pouvons rencontrer deux problèmes lors de la calibration des détecteurs, et plus particulièrement pour les segments d'un détecteur germanium.

D'une part, comme l'angle solide sous-tendu par chacun des segments est petit, l'efficacité "photopic" pour chaque segment est faible et il convient d'attendre un long moment (plusieurs heures) pour accumuler une statistique suffisamment élevée pour permettre la reconnaissance des pics de référence. Ceci ne peut être réalisé qu'à partir de "runs" de calibration en début et en fin d'expérience, et plus difficilement en cours d'expérience, surtout en cas d'utilisation de faisceaux radioactifs (puisque le bruit de fond lié à la radioactivité persiste).

Le second problème concerne la diffusion Compton à l'intérieur d'un détecteur. En effet, dans ce cas, l'énergie déposée dans chaque segment ne constitue qu'une fraction de l'énergie incidente. Pour ces événements, aucune structure n'apparaîtra dans les spectres, et la calibration par reconnaissance de pics ne pourra pas être utilisée. Pour les détecteurs hautement segmentés, le volume de détection de chaque segment est faible, et les diffusions Compton entre les segments sont nombreuses. Pour répondre à ces deux problèmes, **nous avons développé une nouvelle méthode de calibration des segments** et nous prendrons pour exemple d'application un détecteur segmenté de type "clover" d'EXOGAM. Rappelons que chaque "clover" d'EXOGAM est composé de 4 cristaux indépendants de germanium (appelés dans la suite "contact central"), chacun segmenté électriquement en 4 parties (voir figure 4.6). L'ensemble des charges créées dans tout le volume du détecteur est récolté par le contact central, alors que les segments ne sont sensibles qu'à une fraction de l'espace total.

Le principe de la méthode est basée sur l'utilisation du contact central pour calibrer les segments [47]. Les contacts centraux sont calibrés selon une méthode traditionnelle ou selon une méthode utilisant la logique floue grâce à la reconnaissance des pics de pleine énergie. Lors de notre expérience, l'électronique associée aux contacts centraux a été extrêmement stable et seulement deux jeux de coefficients ont été nécessaires pour l'ensemble de l'expérience. Par conséquent, à chaque instant, la totalité de l'énergie déposée dans un cristal est connue avec précision, et cette énergie est utilisée pour calibrer ces 4 segments. L'énergie totale étant délivrée par le contact central, on peut s'interroger sur l'intérêt de

calibrer individuellement les segments.

D'une part, si l'énergie déposée dans chacun des segments est connue, nous pouvons déterminer des stratégies pour différencier les événements de diffusion Compton (dans lesquels le photon a diffusé d'un segment à un autre) des événements pour lesquels deux photons distincts ont été détectés dans deux segments différents. L'une des stratégies possibles serait d'étudier à la fois les points d'impacts et la répartition des énergies entre les segments.

D'autre part, les multidétecteurs de future génération utiliseront la technique dite du "tracking  $\gamma$ ". Dans ce cas, l'analyse de la forme des signaux électriques de l'ensemble des segments permettra de connaître précisément la position des différents points d'interaction dans le détecteur ; dans ce cas, la mesure précise de l'énergie associée à chaque impact sera nécessaire et cruciale pour assurer une bonne reconstruction des trajectoires à l'intérieur du spectromètre. Cette analyse de la forme des signaux devrait prochainement être développée pour le détecteur EXOGAM.

## Problèmes

L'énergie du contact central (ECC) est égale à la somme des énergies déposées dans les 4 segments. En supposant que le signal provenant du codeur ADC de la chaîne électronique pour le segment  $i$  a une valeur  $S_i$ , et que la fonction de calibration peut être approchée par un polynôme de degré 1<sup>2</sup>, nous pouvons écrire :

$$ECC = f(S_1, S_2, S_3, S_4) = \sum_{i=1}^4 A_i^s S_i + B_i^s \quad (4.12)$$

Dans une première approche, les coefficients  $A_i^s$  et  $B_i^s$  ont été déterminés en utilisant une méthode traditionnelle sur l'ensemble des événements pour lesquels un seul (indice supérieur "s") segment a été touché, ce qui représente 80% des événements. De ce fait, la reconnaissance des pics de pleine énergie était aisée et les coefficients  $A_i^s$  et  $B_i^s$  ( $i=1,2,3,4$ ) ont pu être déterminés de manière indépendante.

Pour vérifier notre étalonnage et la valeur des coefficients (qui doivent satisfaire l'équation 4.12), nous nous appuyons (voir la figure 4.15) sur la corrélation entre l'énergie du contact central (ECC) et la valeur de l'expression  $f(S_1, S_2, S_3, S_4)$  pour le pic à 1408.0 keV du noyau  $^{152}\text{Eu}$ .

Il apparaît surprenant d'observer non pas une seule tache située sur la première diagonale, mais un ensemble de trois taches repérées par des flèches sur la figure 4.15. L'ensemble des coefficients  $A_i^s$  et  $B_i^s$  ne semblent pas pouvoir être considérés comme indépendants.

Sur la figure 4.16 est représentée la corrélation entre l'énergie du contact central et l'énergie reconstruite dans les segments pour différentes classes d'événements, ceux pour lesquels seul le segment numéro 1 a été touché et ceux pour lesquels les segments numéros 1 et 2 ont été touchés simultanément. Rappelons que les coefficients de calibration utilisés ont été calculés par une méthode de calibration traditionnelle, de manière indépendante pour les quatre segments, lorsqu'un seul segment a été touché.

<sup>2</sup>Habituellement, une formule de calibration quadratique est utilisée pour tenir compte de la non-linéarité de l'électronique lors de la détection de rayonnements  $\gamma$  au-delà de 1 MeV. Pour la gamme

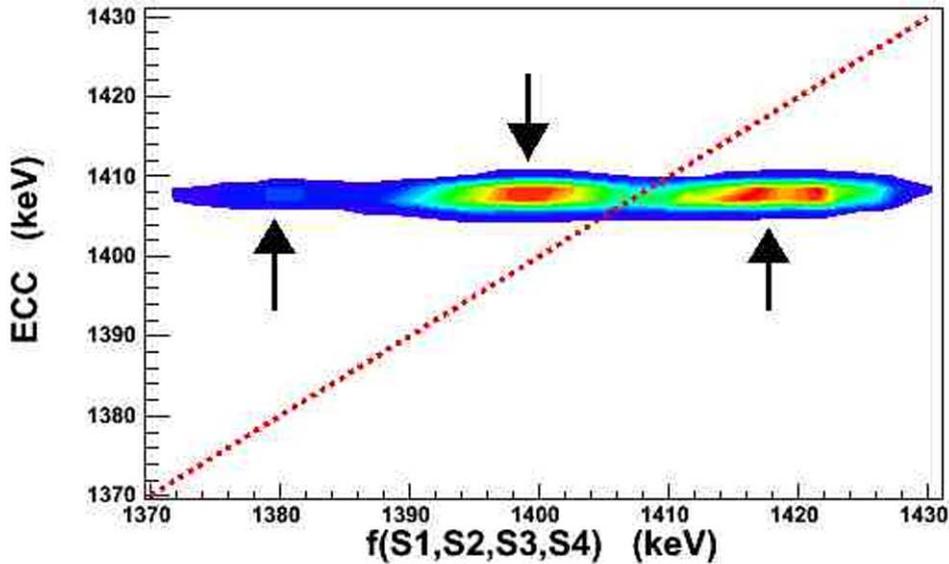


FIG. 4.15 – Matrice de corrélation représentant l'énergie du contact central (ECC) en fonction de l'énergie reconstruite dans les segments (voir l'équation 4.12) pour le pic à 1408.0 keV. Les coefficients de calibration ont été obtenus par une méthode standard.

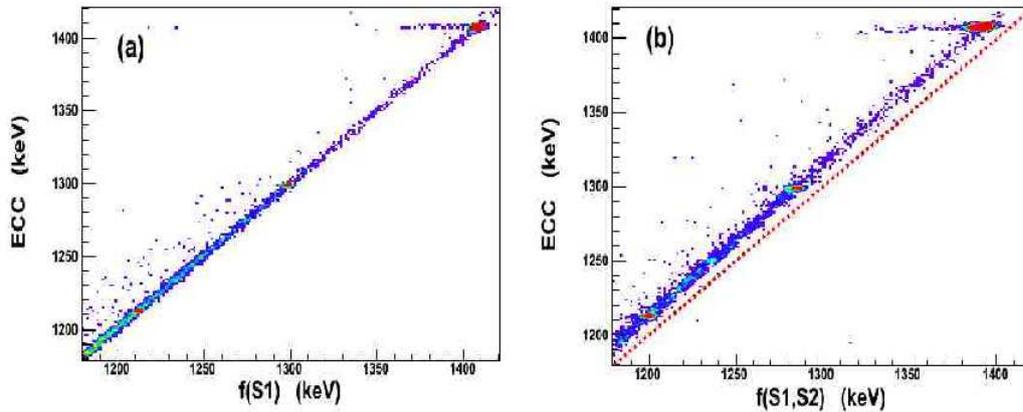


FIG. 4.16 – Matrice de corrélation entre l'énergie du contact central (ECC) et l'énergie reconstruite à partir des segments. Pour la figure (a) ont été considérés les événements dans lesquels seul le segment numéro 1 a été touché, alors que la figure (b) présente les événements dans lesquels les deux segments 1 et 2 ont été touchés. La première diagonale est représentée par le trait en pointillés.

Sur la figure 4.16.a, les résultats correspondant à un seul segment touché (par exemple, le segment numéro 1) sont représentés. Dans ce cas, l'équation 4.12 s'écrit :

d'énergie utilisée dans le cadre de cette étude, l'approximation linéaire s'avère suffisante.

$$ECC = f(S_1) = A_1^s S_1 + B_1^s \quad (4.13)$$

On constate que la plupart des points s'alignent sur la première diagonale, démontrant que les coefficients utilisés pour ce segment sont corrects. Le pic autour de 1408.0 keV présente une traîne sur le côté gauche de la première diagonale. L'énergie mesurée dans le segment est légèrement inférieure à l'énergie mesurée dans le contact central. Pour déterminer si un segment est touché, nous avons imposé un seuil sur l'énergie pour éliminer le piédestal correspondant au bruit électronique de l'acquisition. Ainsi, lorsque le segment n'est pas touché, l'électronique délivre un signal non nul correspondant au piédestal. Dans certains cas, le photon  $\gamma$  a diffusé par effet Compton dans un autre segment, mais l'énergie déposée dans le deuxième segment s'avère trop faible (quelques keV) pour dépasser le seuil imposé (ce segment n'est alors pas considéré comme touché). Nous obtenons des résultats similaires pour tous les segments.

De même, sur la figure 4.16.b, la même corrélation est représentée, dans le cas de deux segments touchés (ce qui représente environ 20 % des événements). L'équation 4.12 peut alors s'écrire :

$$ECC = f(S_1, S_2) = A_1^s S_1 + B_1^s + A_2^s S_2 + B_2^s \quad (4.14)$$

Nous observons que l'ensemble des points ne s'alignent plus du tout sur la première diagonale, prouvant que les coefficients obtenus individuellement ne sont pas corrects pour ce type d'événements. Par exemple, pour le pic à 1408.0 keV, l'énergie reconstruite dans les segments s'écarte d'environ 20 keV, ce qui est inacceptable pour une analyse correcte des données. Pour prouver que ce désaccord ne consiste pas simplement en un décalage global des coefficients, la figure 4.17 représente la projection sur l'axe des abscisses de la figure 4.16.b (en gris, l'énergie reconstruite à partir des segments) ainsi que la projection sur l'axe des ordonnées (en blanc, l'énergie du contact central). Alors que les pics correspondant à la raie 778.9 keV de la source  $^{152}\text{Eu}$  se chevauchent, les pics correspondant à la transition 1408.0 keV sont clairement séparés.

Ainsi, les trois taches observées sur la figure 4.15 correspondent, de droite à gauche, aux événements pour lesquels respectivement 1, 2 et 3 segments sont touchés. Nous avons attribué ces effets à des phénomènes d'influence (ou "crosstalk") entre les segments. Ces effets sont connus et ont déjà été observés dans les expériences visant à étudier la réponse d'un détecteur germanium segmenté en fonction de la position du photon  $\gamma$  [48–50]. Deux types de "crosstalk" ont pu être mis en évidence lors de ces tests.

Le premier est appelé "baseline crosstalk", et concerne une modification de la ligne de base. Cela a pour conséquence l'apparition d'une charge collectée dans un segment non touché. Cet effet est indépendant de la position de l'impact du photon dans le détecteur et peut facilement être compensé en additionnant une fraction du signal délivré par le segment ayant été touché.

Le second type d'influence observé est appelé "derivative crosstalk". Cet effet est dépendant de la position du photon, et peut être corrigé en soustrayant une fraction de la dérivée du signal du segment touché.

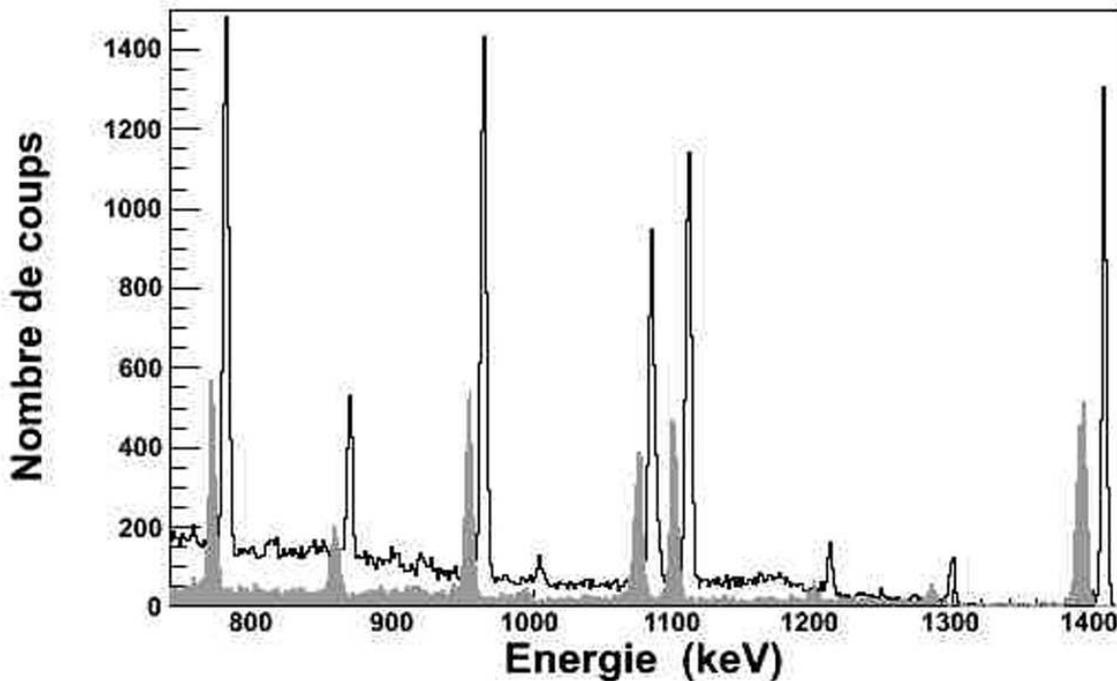


FIG. 4.17 – Comparaison des deux projections (sur les axes) de la matrice montrée sur la figure 4.16.b. En gris est représentée l'énergie reconstruite dans les segments, en blanc, celle du contact central.

Dans le cas du détecteur "clover" d'EXOGRAM, les signaux en fonction du temps ne sont pas enregistrés ; les valeurs codées sont donc des valeurs intégrées de ces phénomènes. Ainsi, pour notre expérience, l'effet "baseline crosstalk" devrait prédominer puisqu'il est indépendant de la position de l'impact du rayonnement  $\gamma$  et que les effets sont moyennés sur l'ensemble du volume de détection. Pour préciser l'ordre de grandeur du phénomène, dans le cas où deux segments sont touchés, nous dirons que la différence mesurée entre l'énergie du contact central et l'énergie reconstruite dans les segments est de l'ordre de 1.4% pour la raie à 1408.0 keV. Cette valeur est comparable à celle mesurée sur ce type de détecteur segmenté. Par exemple, pour les détecteurs germanium hautement segmentés TIGRESS, une valeur de 1.6% a pu être mesurée [49].

Nous avons ainsi montré dans ce paragraphe que les coefficients de calibration des segments dépendent bien du nombre de segments touchés. Les coefficients obtenus lorsqu'un seul segment est touché ne sont plus valables dès lors qu'un ou plusieurs autres segments participent à l'événement. Ces coefficients dépendent également de l'identité des segments touchés, puisque chaque segment influence ses voisins. Il est donc nécessaire de mettre au point une méthode permettant de calibrer les segments quel que soit le nombre de segments touchés. Dans le cas du détecteur "clover" EXOGRAM, pour un cristal donné, 15 jeux de coefficients doivent être déterminés : 4 lorsqu'un seul segment est touché, 6 lorsque 2 segments sont touchés, 4 lorsque 3 segments sont touchés et enfin 1 lorsque que les 4 segments sont touchés.

## Principe de la méthode

Dans ce paragraphe, nous ne traiterons que les événements au cours desquels un ou deux segments sont touchés. En effet, les événements avec 3, voire 4 segments touchés simultanément ne sont statistiquement pas représentatifs. Mais le principe de la méthode pourrait aisément s'étendre à  $n$  segments touchés.

- Pour 1 segment touché : la procédure d'ajustement de courbe est appliquée avec une fonction à une dimension du type :

$$f(S_i) = A_i^s S_i + B_i^s \quad (i = 1, 2, 3, 4) \quad (4.15)$$

et les coefficients  $A_i^s$  et  $B_i^s$  sont déterminés pour chaque segment par la condition :

$$f(S_i) = ECC \quad (4.16)$$

- Pour 2 segments touchés : la procédure d'ajustement de courbe est appliquée avec une fonction à deux dimensions du type :

$$f(S_i, S_j) = A_i^d S_i + A_j^d S_j + B_{ij}^d \quad (i, j = 1, 2, 3, 4 \quad i \neq j) \quad (4.17)$$

et les coefficients  $A_i^d$ ,  $A_j^d$  et  $B_{ij}^d$  (l'indice supérieur "d" indique que ces coefficients ne sont valables que pour les événements avec deux segments touchés) sont déterminés pour chaque combinaison  $ij$  par la condition :

$$f(S_i, S_j) = ECC \quad (4.18)$$

## Simulations effectuées

Avant d'appliquer cette nouvelle méthode aux données expérimentales, nous l'avons testé au moyen de simulations. Les coefficients de calibration A et B sont générés de manière aléatoire dans des limites compatibles avec les données réelles. Une fois ces coefficients obtenus, on produit en simulation un jeu de  $N$  événements. Pour déterminer l'énergie du contact central, on utilise comme générateur d'événements le spectre du noyau  $^{152}\text{Eu}$  enregistré lors de l'expérience. Il est à noter que l'utilisation d'un spectre particulier comme générateur d'événements n'a aucun impact sur les résultats et que seule la corrélation entre l'énergie du contact central et l'énergie dans les segments est nécessaire. Par conséquent, le fait que l'énergie détectée dans le contact central appartienne à un pic de pleine énergie ou au bruit de fond n'a aucune influence sur les résultats. Le but de la simulation est de montrer, en appliquant la méthode décrite à la section précédente, que nous pouvons retrouver les coefficients de calibration générés au début de la simulation.

Nous pouvons maintenant assigner le nombre de segments touchés dans l'événement. Pour cela, nous avons respecté les proportions expérimentales, à savoir 80% d'événements avec un seul segment touché, 20 % avec deux segments touchés.

L'énergie dans le segment est dégradée pour tenir compte de la résolution en énergie du détecteur. L'énergie simulée est distribuée aléatoirement selon une fonction gaussienne. La valeur moyenne de cette fonction gaussienne est égale à l'énergie dans le contact central

et la largeur à mi-hauteur dépend linéairement de l'énergie. Les valeurs fixées sont en accord avec les résolutions intrinsèques expérimentales, à savoir 3.0 keV pour une énergie de 100 keV et 3.5 keV pour une énergie de 1 MeV. Le signal simulé non calibré  $S_i$  pour le segment est déterminé en inversant l'équation 4.15.

Dans le cas de deux segments touchés, une fois les coefficients  $A_1^d$ ,  $A_2^d$  et  $B_{12}^d$  déterminés, nous pouvons construire le plan défini par les équations 4.17 et 4.18 (figure 4.18), à savoir :

$$ECC = A_1^d S_1 + A_2^d S_2 + B_{12}^d \quad (4.19)$$

Pour chaque événement, l'énergie du contact central est déterminée ( $ECC_{\text{fixé}}$ ). L'intersection du plan d'équation  $ECC = ECC_{\text{fixé}}$  avec le plan défini par l'équation 4.19 conduit alors à une droite d'équation :

$$ECC_{\text{fixé}} = A_1^d S_1 + A_2^d S_2 + B_{12}^d \quad (4.20)$$

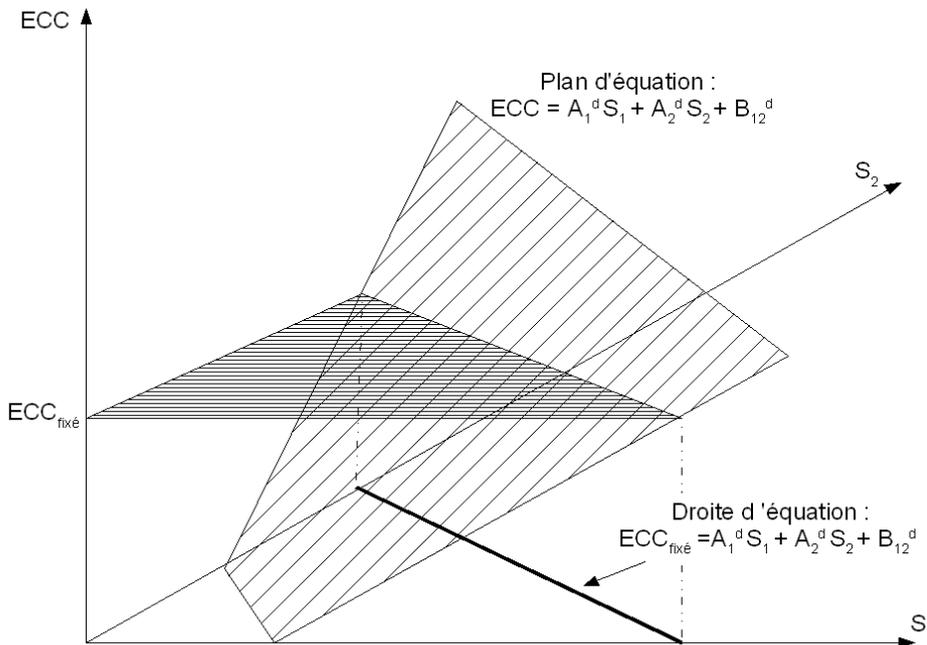


FIG. 4.18 – Schéma d'explication pour déterminer les valeurs de  $S_1$  et  $S_2$  dans le cas où deux segments sont touchés.

Suivant cette droite, la valeur de  $S_1$  est déterminée de manière aléatoire. Nous avons vérifié sur nos données expérimentales que l'énergie du photon incident se répartissait dans les deux segments de façon quasi-uniforme, aux effets de bords près liés aux seuils électroniques des détecteurs. La valeur de  $S_2$  est bien évidemment le complémentaire pour respecter l'équation de la droite. Ces deux valeurs sont dégradées de manière indépendante pour tenir compte des résolutions expérimentales.

Plusieurs procédures d'ajustement de courbes ont été testées sur les jeux de données simulées. La méthode conduisant aux meilleures performances a été la classe "TLinear-Fitter" présente dans le logiciel ROOT. Le processus de convergence est particulièrement

rapide, puisque cette implémentation est dédiée aux ajustements réalisés avec une combinaison linéaire de fonctions et qu'elle ne nécessite aucune initialisation préalable des paramètres. Outre les excellentes performances d'ajustement, il est très important de minimiser le temps du processus d'ajustement puisque, dans le cas général, il faut déterminer, pour chaque cristal, tous les coefficients de chacune des combinaisons de un, deux, trois et quatre segments participant à l'énergie déposée dans le contact central.

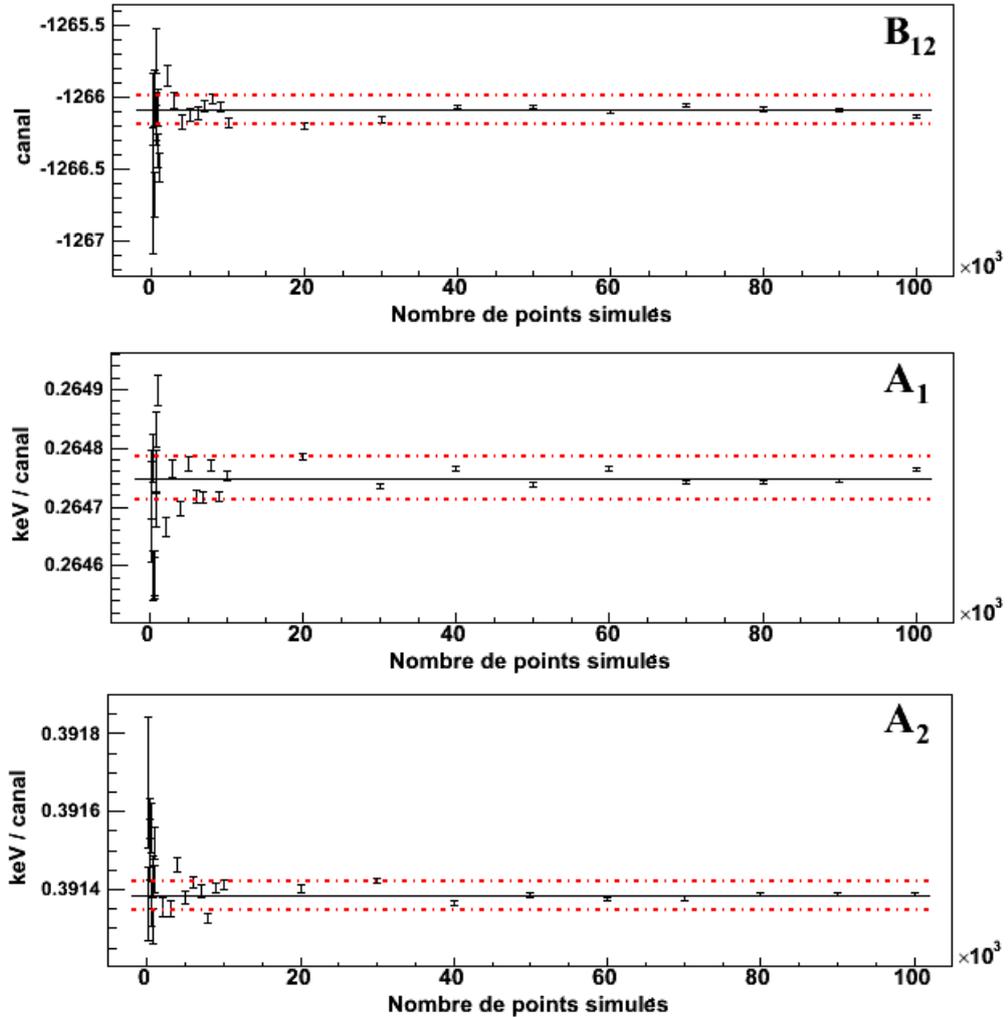


FIG. 4.19 – Comparaison entre les coefficients fixés dans la simulation (traits pleins) et les coefficients déterminés par la méthode (points) en fonction du nombre d'événements générés dans la simulation, dans le cas où deux segments sont touchés. Les traits en pointillés représentent la limite d'échantillonnage utilisée.

La figure 4.19 montre la précision de la méthode en fonction du nombre de points simulés (variant de  $10^2$  à  $10^5$  points). Cette figure présente les résultats dans le cas de deux segments touchés. Les coefficients  $A_1$ ,  $A_2$ , et  $B_{12}$  sont ceux utilisés dans l'équation 4.16. Les traits pleins correspondent aux valeurs d'entrée fixées par la simulation. Les traits en pointillés symbolisent la limite d'échantillonnage pour les spectres en énergie qui est typiquement utilisée lors d'expériences avec EXOGAM, c'est-à-dire la plus petite

unité délivrée par les codeurs de l'acquisition. Cette valeur est théoriquement de 0.366 keV/canal dans le cas d'EXOGRAM. L'accord avec les valeurs d'entrée devient excellent dès que le nombre de points simulés atteint environ  $10^4$ . Ceci est important puisque cette méthode de calibration pourrait permettre de suivre de manière très fine les éventuelles variations de gains de l'électronique d'acquisition. La résolution atteinte (largeur à mi-hauteur) par la simulation dans le cas où deux segments ont été touchés a été comparée au cas où un seul segment a été touché. Dans le premier cas, les résolutions sont dégradées de 20% pour la raie  $\gamma$  à 344.3 keV et de 25% pour la raie  $\gamma$  à 1408.0 keV. En effet, le pic reconstruit est obtenu par l'addition des énergies des deux segments, énergies qui sont distribuées suivant des gaussiennes pour tenir compte de la résolution intrinsèque des détecteurs.

### Application aux données expérimentales

Nous avons appliqué cette méthode de calibration aux données expérimentales. La meilleure façon d'évaluer la précision de la méthode est de repérer l'ensemble des pics calibrés et de les comparer aux données tabulées. Les résultats sont fournis dans le tableau 4.3 et portent sur 3 raies  $\gamma$  différentes pour couvrir une large gamme en énergie. Les valeurs entre parenthèses correspondent aux largeurs à mi-hauteur (en keV) mesurées après calibration.

valeurs tabulées	344.3 keV	964.1 keV	1408.0 keV
1 segment	344.4±0.2 (3.5) keV	964.1±0.2 (3.6) keV	1407.9±0.3 (3.7) keV
2 segments	343.7±0.2 (6.6) keV	964.4±0.2 (5.1) keV	1406.4±0.3 (5.3) keV

TAB. 4.3 – Positions de trois raies  $\gamma$  du noyau  $^{152}\text{Eu}$  après calibration dans les cas où un et deux segments sont touchés. Les largeurs à mi-hauteur obtenues sont indiquées entre parenthèses.

Ces résultats indiquent que nous obtenons de manière précise les valeurs tabulées dans le cas où un seul segment est touché. Cela confirme que les coefficients sont correctement évalués par la procédure d'ajustement et que le choix d'un polynôme de degré 1 est justifié.

La situation est légèrement différente dans le cas de deux segments touchés. Nous observons une nette amélioration par rapport au cas de la figure 4.16.b (pour laquelle les valeurs diffèrent d'environ 20 keV). Si nous reproduisons de façon similaire la figure 4.16.b avec les nouveaux coefficients, nous nous apercevons que l'ensemble des points s'alignent sur la première diagonale. Cependant, les résultats ne s'avèrent pas aussi précis que ceux obtenus lorsqu'un seul segment est touché. Pour expliquer cette différence et notamment les résolutions plus élevées (voir tableau 4.3 seconde ligne), d'autres investigations ont été nécessaires.

### Répartition de l'énergie entre deux segments

Pour expliquer les résultats obtenus précédemment dans le cas où deux segments sont touchés, la figure 4.20 présente la matrice de corrélation entre les signaux non-calibrés provenant de deux segments particuliers d'un cristal de germanium.

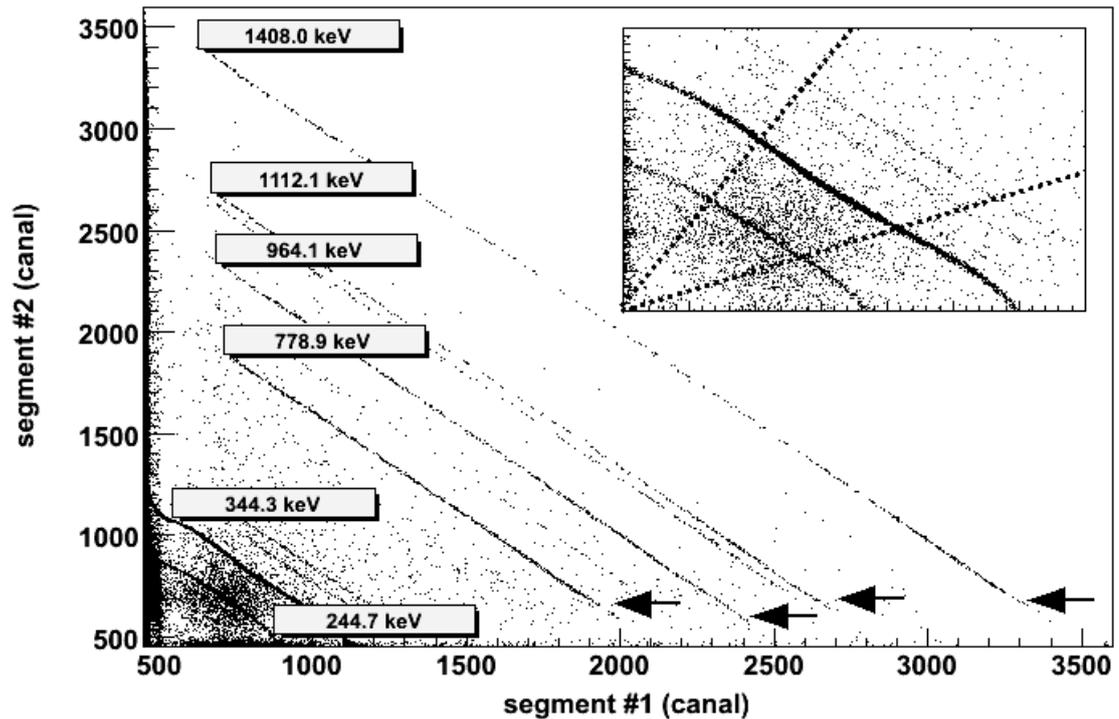


FIG. 4.20 – Corrélations entre 2 segments non calibrés. Un zoom de la partie à basse énergie du spectre est présenté en encart. Les flèches indiquent une légère cassure dans la pente, lorsque l'énergie détectée dans le segment 2 est faible. Les lignes en pointillés présentées dans l'encart délimitent les parties symétriques et asymétriques (voir le texte pour les détails).

Les lignes approximativement perpendiculaires à la première diagonale représentent les événements Compton entre les deux segments. On retrouve l'énergie "photopic" en sommant les deux énergies contenues dans les deux segments (principe de l'"addback"). Ces différentes lignes correspondent aux pics les plus intenses de la source  $^{152}\text{Eu}$ . Le pic à 121.7 keV n'apparaît pas sur la figure puisque l'effet photoélectrique est prédominant à cette énergie (le plus souvent, le photon dépose la totalité de son énergie dans un seul segment).

Pour les lignes correspondant à des pics de haute énergie (de 778.9 keV à 1408.0 keV), la linéarité est bien établie, excepté lorsque l'un des deux segments emporte une grande partie de l'énergie totale. Ce phénomène est matérialisé par une cassure dans les pentes, illustrée par les flèches de la figure 4.20 dans le cas où l'énergie détectée dans le segment 2 est faible. On retrouve une cassure similaire dans le cas inverse.

Par contre, pour les lignes correspondant à des pics de plus basse énergie (244.7 keV et 344.3 keV), la linéarité est beaucoup moins évidente, comme le montre l'encart de la figure 4.20. Néanmoins, il semble que les effets non-linéaires soient plus prononcés lorsque l'un des deux segments emporte une grande partie de l'énergie totale. Plus la répartition de l'énergie entre les segments est symétrique, plus les effets semblent être linéaires.

Pour mieux comprendre ces effets de non-linéarité, les événements ont été divisés en deux classes : une première pour les événements pour lesquels l'énergie du photon incident

a été distribuée de manière équitable entre les deux segments (partition symétrique), et la seconde pour les événements où l'un des segments a emporté la majorité de l'énergie totale (partition asymétrique). Les deux ensembles ainsi définis sont matérialisés dans l'encart de la figure 4.20 par les deux traits en pointillés, les événements situés entre ces lignes représentant la répartition symétrique et les événements à l'extérieur la partition asymétrique. Après calibration des segments à l'aide de la méthode décrite précédemment, les résultats sont présentés sur la figure 4.21, autour de l'énergie 344.3 keV, pour laquelle les effets non-linéaires sont importants.

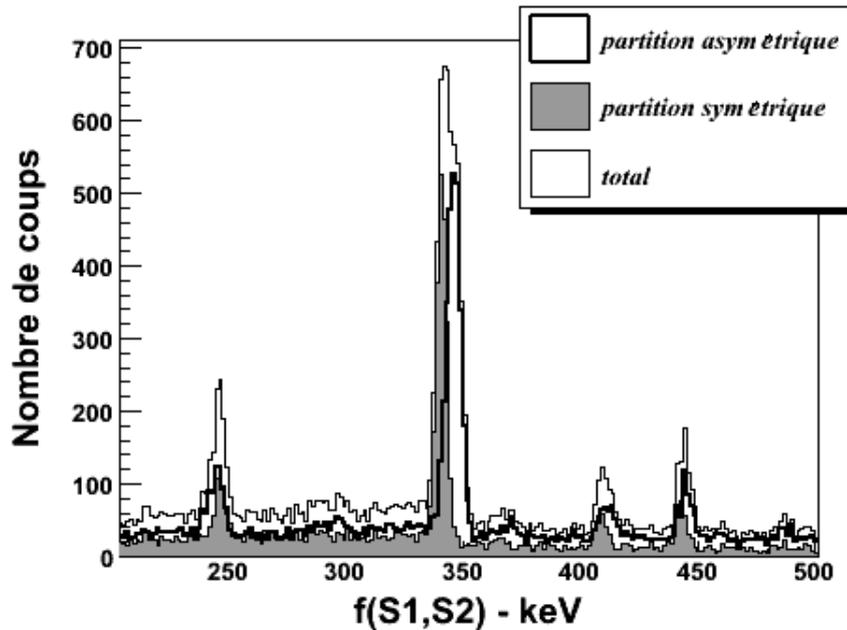


FIG. 4.21 – Spectre en énergie après calibration, lorsque deux segments sont touchés simultanément. Le spectre est composé de classes d'événements (distribution symétrique ou asymétrique entre les deux segments). Le spectre correspondant à la totalité des événements est également présenté.

Une structure fine apparaît dans l'énergie reconstruite du pic à 344.3 keV, dépendant du type d'événements considérés (partition symétrique ou asymétrique). La largeur à mi-hauteur de chaque classe d'événements est réduite. Dans le cas d'une partition symétrique des énergies, cette largeur à mi-hauteur est comparable à celle attendue d'après les simulations effectuées. Ainsi, alors que les événements dans lesquels un seul segment est touché peuvent être calibrés en utilisant une fonction linéaire (polynôme de degré 1), il convient de tenir compte des effets non-linéaires dans le cas où deux segments sont touchés simultanément. Cela peut être réalisé en utilisant des fonctions de calibration plus complexes, telles que proposées par exemple dans la référence [51], ce qui permettra d'améliorer les performances de notre méthode.

## Conclusion

Dans cette partie, nous avons démontré que la calibration des segments dépend non seulement du nombre de segment touchés, mais aussi de l'identité de ces segments. Ainsi, dans le cas du détecteur "clover" d'EXOGAM, pour calibrer correctement les 4 segments d'un cristal, 15 jeux de coefficients doivent être déterminés (4 lorsqu'un seul segment est touché, 6 lorsque deux segments sont touchés, 4 pour trois segments touchés, et enfin 1 pour 4 segments touchés). La méthode de calibration est basée sur l'utilisation du contact central, qui a été calibré de manière indépendante. Ainsi, à chaque événement, l'énergie déposée dans l'ensemble du cristal est connue avec précision. Cette méthode peut s'appliquer à n'importe quel type de détecteur segmenté [37]. Nous avons également montré qu'une fonction de calibration linéaire est suffisante dans le cas où un seul segment est touché. Par contre, des effets d'influences mutuelles entre les segments provoquent l'apparition de phénomènes non-linéaires lorsque deux segments sont touchés. Dans ce cas, des fonctions de calibration plus complexes doivent être utilisées.



# Chapitre 5

## LES DETECTEURS ADDITIONNELS



## 5.1 Introduction

Comme nous l'avons signalé dans le chapitre 3, une des difficultés majeures rencontrées au cours des expériences de spectroscopie  $\gamma$  avec les faisceaux radioactifs est le bruit de fond induit. Pour supprimer les événements liés à la radioactivité du faisceau et pour sélectionner les différentes voies de réaction peuplées lors de l'expérience, EXOGAM peut être couplé à des détecteurs additionnels. Nous citerons par exemple des détecteurs de particules chargées légères, des spectromètres de noyaux de recul ou encore des détecteurs de neutrons. Lors de notre expérience, pour sélectionner les événements de fusion-évaporation, nous avons couplé EXOGAM à deux détecteurs auxiliaires : DIAMANT et VAMOS. Nous décrirons dans un premier temps les caractéristiques du détecteur de particules chargées légères DIAMANT, puis le spectromètre de noyaux de recul VAMOS.

## 5.2 DIAMANT : le détecteur de particules chargées légères

DIAMANT est un multidétecteur de particules chargées légères (protons,  $\alpha$ ), initié par une équipe du CENBG à Bordeaux et développé dans le cadre d'une collaboration franco-italo-hongroise. Très modulaire, ce détecteur auxiliaire peut être utilisé dans diverses configurations suivant les besoins de l'expérience. Il a été souvent employé en tant que détecteur additionnel auprès de multidétecteurs de rayonnements  $\gamma$  (notamment EURO-GAM et EUROBALL) [52], afin de sélectionner les différentes voies de réaction mettant en jeu l'émission de particules chargées légères. DIAMANT peut également servir de veto pour sélectionner des voies d'évaporation de neutrons. Ces deux fonctions (sélection et veto) ont été exploitées en particulier avec EUROBALL IV, dans la recherche du phénomène d'hyperdéformation [53]. Pour notre expérience, **DIAMANT a été utilisé, pour la première fois avec EXOGAM, pour sélectionner les événements de fusion-évaporation au cours desquels au moins une particule chargée légère est émise.** Très compact, ce détecteur peut être aisément placé autour de la cible, à l'intérieur de la chambre de réaction.

### 5.2.1 Principe de détection

L'élément de détection de base de DIAMANT est constitué d'un scintillateur CsI(Tl). Contrairement aux détecteurs utilisant le silicium ayant un pouvoir d'arrêt moins élevé, une faible épaisseur (ici 3 mm) de CsI(Tl) permet de stopper complètement des protons d'énergie inférieure à 25 MeV et des particules  $\alpha$  d'énergie inférieure à 80 MeV. Chaque scintillateur CsI(Tl) est couplé optiquement par guide de lumière à une photodiode PIN, elle-même reliée à un pré-amplificateur. Une description plus détaillée du fonctionnement de DIAMANT peut-être trouvée dans la référence [54].

### 5.2.2 Absorption des rayonnements $\gamma$ par DIAMANT

L'un des principaux inconvénients du détecteur DIAMANT, et plus généralement des détecteurs utilisant le matériau CsI, réside en son impact sur l'efficacité à basse énergie des détecteurs de rayonnements  $\gamma$  en raison de la forte absorption de ces rayonnements. La figure 5.1, issue de la référence [55], présente l'absorption des photons  $\gamma$  par le détecteur DIAMANT en fonction de l'énergie du photon incident. L'absorption des photons  $\gamma$  de haute énergie est faible, mais devient importante en dessous de 400 keV (elle atteint 50% pour des photons de 200 keV). La géométrie décrite dans le paragraphe suivant, utilisée pour le détecteur DIAMANT pendant l'expérience, a été étudiée pour minimiser cet effet en réduisant au maximum la couverture des détecteurs germanium d'EXOAM par les cristaux de CsI.

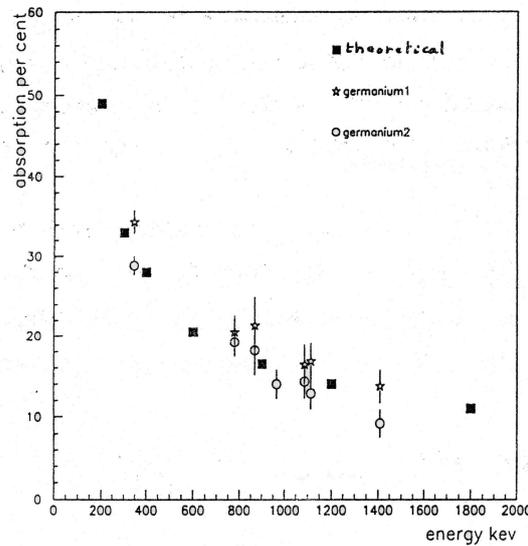


FIG. 5.1 – Courbe d'absorption des rayonnement  $\gamma$  par le détecteur DIAMANT en fonction de l'énergie [55].

### 5.2.3 Géométrie utilisée

Avec la réaction que nous avons utilisée pour notre expérience, grâce à l'entraînement du centre de masse, la distribution angulaire des particules chargées légères est focalisée vers l'avant. Comme DIAMANT est un appareillage très modulaire, nous avons utilisé 48 cellules de CsI(Tl) regroupées de la manière suivante :

- 8 cellules carrées ( $15 \times 15 \text{ mm}^2$ ) composant le "mur avant" placées à une distance de 48 mm de la cible ; 4 de ces cellules sont situées selon un angle de  $15^\circ$  et les 4 autres selon un angle de  $20^\circ$ .
- 8 cellules carrées ( $15 \times 15 \text{ mm}^2$ ) placées sur une couronne à  $35^\circ$  et à une distance de 31 mm de la cible.

- 8 cellules carrées ( $15 \times 15 \text{ mm}^2$ ) placées sur une couronne à  $57^\circ$  et à une distance de 31 mm de la cible.
- 8 cellules (4 triangulaires et 4 trapézoïdales) situées sur 2 couronnes : l'une à  $37^\circ$  (les 4 cellules triangulaires) et l'autre à  $52^\circ$  (les 4 cellules trapézoïdales) ; ces 8 cellules sont placées à une distance de 31 mm.
- 16 cellules carrées ( $15 \times 15 \text{ mm}^2$ ) formant la couronne à  $78^\circ$  et placées à 31 mm de la cible.

Les 48 cellules de CsI(Tl) couvrent ainsi quasiment la totalité d'un demi-hémisphère en s'étendant de  $8^\circ$  à  $90^\circ$ . La photographie de la figure 5.2 montre le détecteur DIAMANT dans la configuration utilisée lors de l'expérience.

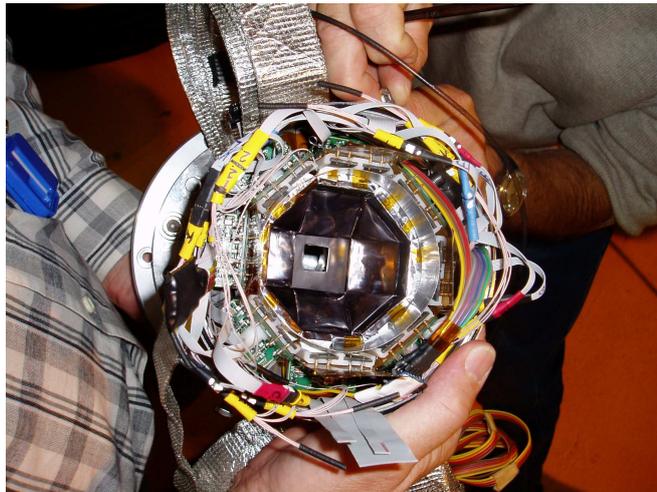


FIG. 5.2 – Photographie du détecteur DIAMANT

La figure 5.3 représente une vue schématique à 2 dimensions du détecteur DIAMANT.

Sur la figure 5.4 les distributions angulaires des particules chargées proton et  $\alpha$  pour la réaction sont représentées, distributions extraites des résultats du code d'évaporation PACE.

La géométrie de DIAMANT, utilisée lors de l'expérience, permet de couvrir environ 67% de la distribution angulaire totale des protons et environ 70% de la distribution angulaire totale des particules  $\alpha$ , assurant ainsi une bonne efficacité géométrique de détection. Nous avons choisi de ne pas utiliser de détecteurs situés aux angles arrières (les angles supérieurs à  $90^\circ$ ) pour couvrir le moins possible les cristaux de germanium d'EXOAM, en raison de la non-transparence de DIAMANT aux rayonnements  $\gamma$  de basse énergie (voir le paragraphe 5.2.2). En effet, avec cette configuration, seuls les cristaux de germanium situés sur la couronne à  $80^\circ$  étaient "masqués" par les cellules de DIAMANT et pouvaient subir une atténuation dans l'intensité des raies  $\gamma$  de basse énergie (figure 5.1).

La figure 5.5 montre une vue schématique à 2 dimensions du détecteur DIAMANT et des détecteurs d'EXOAM et met en évidence les zones d'ombre imposées par DIAMANT sur les détecteurs germanium.

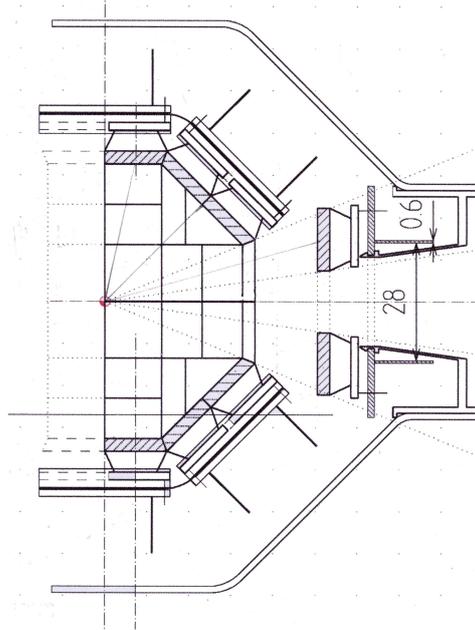


FIG. 5.3 – Représentation schématique à 2 dimensions du détecteur DIAMANT.

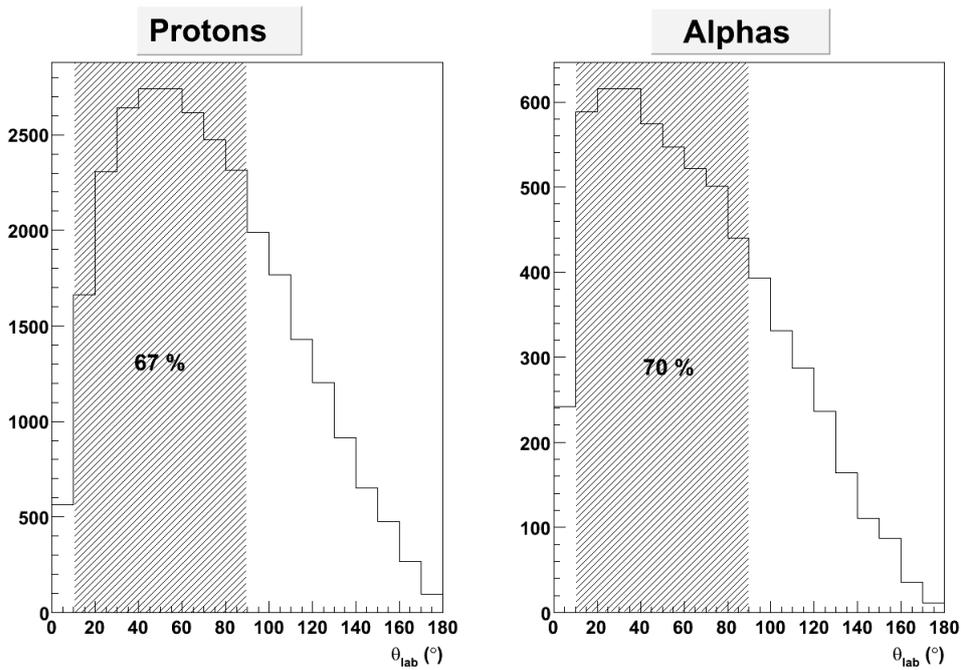


FIG. 5.4 – Distributions angulaires données par le code de simulation PACE pour les protons et les particules  $\alpha$ . Les zones hachurées correspondent à la couverture angulaire du détecteur DIAMANT (entre  $8^\circ$  et  $90^\circ$ ).

#### 5.2.4 Les informations codées

Trois informations sont délivrées par chacune des cellules touchées de DIAMANT : l'énergie de la particule, le temps d'identification et le temps de coïncidence.

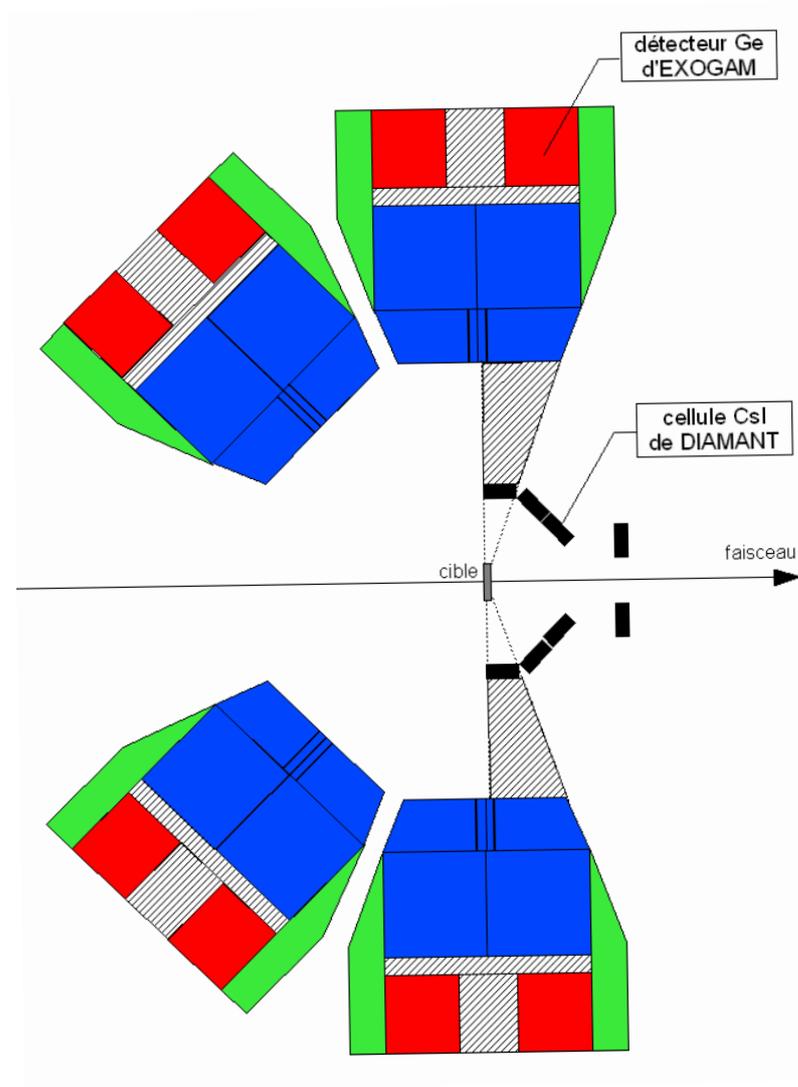


FIG. 5.5 – Vue schématique du détecteur DIAMANT et des détecteurs germanium d'EXO-GAM. Les parties hachurées correspondent à l'effet d'ombre de DIAMANT sur les cristaux d'EXO-GAM.

Pour expliciter ces trois quantités, nous soulignons le fait que la réponse en lumière d'un détecteur CsI(Tl) est fonction de l'identité de la particule incidente et peut être modélisée en fonction du temps selon l'expression :

$$L(t) = L_R e^{-t/\tau_R} + L_L e^{-t/\tau_L} \quad (5.1)$$

avec  $L(t)$  la quantité de lumière créée ;  $\tau_R$  et  $\tau_L$  les constantes de temps des signaux rapide et lent respectivement ;  $L_R$  et  $L_L$  les amplitudes des signaux rapide et lent respectivement.

Ce signal  $L(t)$  est délivré par le pré-amplificateur de la cellule de CsI(Tl). Ce signal est ensuite traité de manière analogique de trois façons :

- un amplificateur linéaire délivrant la composante lente du signal,

- un amplificateur linéaire fournissant la composante rapide du signal,
- un circuit double-différentiateur fournissant un signal bipolaire.

Enfin, un traitement logique de ces trois signaux permet d'extraire les informations recherchées :

- l'information "énergie" est obtenue en numérisant l'amplitude du signal lent,
- l'information "temps d'identification" est obtenue en numérisant la durée entre le temps de montée du signal rapide et le passage à zéro du signal bipolaire,
- l'information "temps de coïncidence" est obtenue en numérisant la durée entre le temps de montée du signal rapide et un signal extérieur ; lors de notre expérience, le signal de déclenchement d'EXOGRAM a été utilisé comme signal extérieur.

Comme dans le cas de l'électronique associée au multidétecteur EXOGAM, le standard VXI a été choisi pour le détecteur DIAMANT [56, 57]. Ceci permet une intégration très facile de l'électronique de DIAMANT dans la chaîne électronique totale, et permet un couplage aisé entre les détecteurs. Cependant, du fait de la réponse relativement lente des cellules CsI, DIAMANT n'a pu être intégré dans le système de déclenchement de l'acquisition ("Master Trigger"). Nous avons également voulu privilégier l'information sur les rayonnements  $\gamma$  ; de ce fait, le détecteur DIAMANT n'a pas non plus fonctionné en tant que "validation" de l'événement. DIAMANT a fonctionné comme "esclave" du détecteur EXOGAM et était intégré dans l'événement à chaque fois qu'une cellule CsI était touchée. Un traitement complexe des signaux électroniques a été effectué par les cartes VXI pour améliorer la discrimination entre les différentes particules chargées légères [58, 59].

A partir des histogrammes à deux dimensions reliant ces données, trois matrices d'identification peuvent être construites comme le montre la figure 5.6 : (a) le temps d'identification en fonction de l'énergie ; (b) le temps d'identification en fonction du temps de coïncidence ; (c) le temps de coïncidence en fonction de l'énergie.

## Identification des particules détectées dans DIAMANT

A l'aide des matrices présentant le temps d'identification en fonction de l'énergie (figure 5.6.a), nous avons défini, pour chaque cellule de CsI, des contours sur plusieurs régions pour permettre d'identifier les particules détectées (figure 5.7). Comme le temps d'identification, pour une particule donnée (proton ou  $\alpha$ ), dépend très peu de l'énergie, une sélection à deux dimensions est obligatoire pour isoler les événements concernés.

Les deux régions (a) et (b), situées à des énergies faibles, sont identifiées comme des rayonnements  $\gamma$  détectés dans la cellule CsI. Ces deux régions représentent la majorité (99%) des événements détectés par DIAMANT. Ceci s'explique par le fait que le détecteur est "noyé" dans un bruit de fond  $\gamma$  issu de la radioactivité du faisceau qui s'est implanté au voisinage des détecteurs. D'autre part, la probabilité d'absorption des rayonnements  $\gamma$  par une cellule CsI n'est pas négligeable (voir paragraphe 5.2.2).

Les autres régions (c), (d) et (e), situées à des énergies plus élevées, sont associées à des particules chargées légères. Le temps d'identification d'une particule  $\alpha$  est moins élevé que celui d'un proton [54]. Ainsi, la partie (c) représente les protons et la partie (e) représente les particules  $\alpha$ . L'explication de la partie (d), située au milieu reste, à ce stade de l'analyse, assez incertaine (il était possible a priori que cette région représente les particules  $\alpha$  et que la région (e) concerne des ions de carbone).

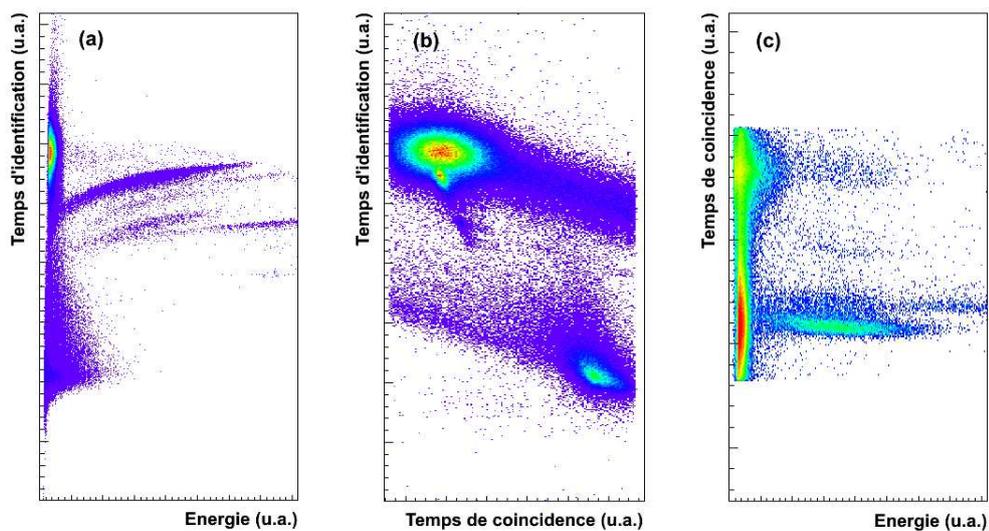


FIG. 5.6 – Histogrammes à 2 dimensions typiques de DIAMANT : temps d'identification en fonction de l'énergie (a), temps d'identification en fonction du temps de coïncidence (b) et temps de coïncidence en fonction de l'énergie (c).

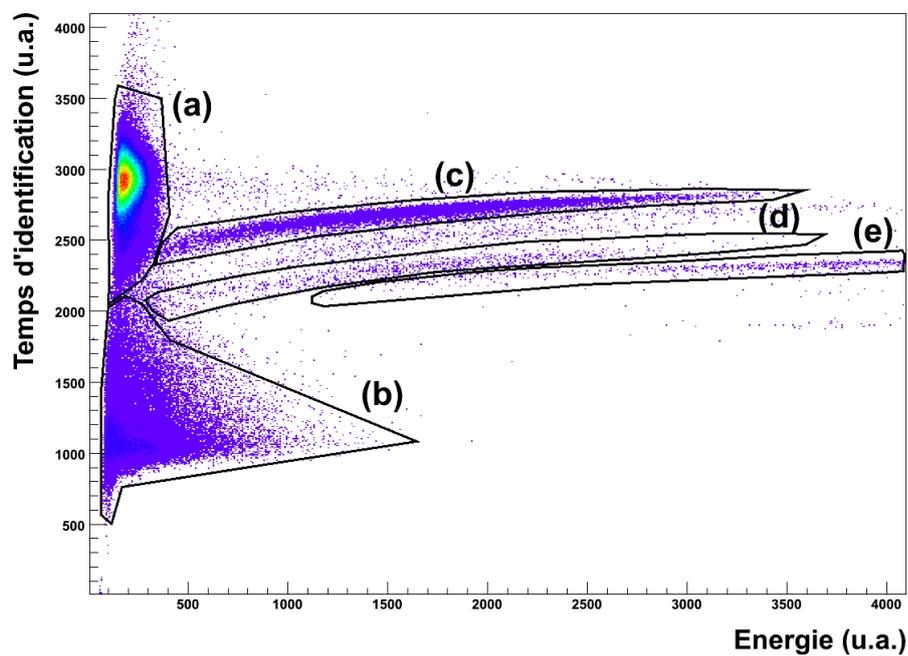


FIG. 5.7 – Contours définis sur une matrice d'identification de DIAMANT représentant le temps d'identification en fonction de l'énergie.

Pour confirmer ces hypothèses et notamment l'explication de la partie (d), la figure 5.8 présente les spectres en énergie des rayonnements  $\gamma$  qui ont été enregistrés en coïncidence avec chacun des contours présentés sur la figure 5.7. Pour ces rayonnements  $\gamma$ , une correction de l'effet Doppler a été appliquée avec une vitesse moyenne des résidus  $\beta = 4.7\%$ . L'émission d'une particule chargée légère (proton,  $\alpha$ ) traduit une réaction de fusion-évaporation au niveau de la cible. Dans ce cas, l'émission du rayonnement  $\gamma$  est effectuée alors que le résidu d'évaporation est en mouvement, et le photon  $\gamma$  subit l'effet Doppler qu'il faut corriger. Les raies liées à la décroissance radioactive du faisceau implanté (émises par un noyau à l'arrêt) sont composées de 4 sous-structures correspondant aux 4 couronnes d'EXOGAM, et sont donc facilement identifiables.

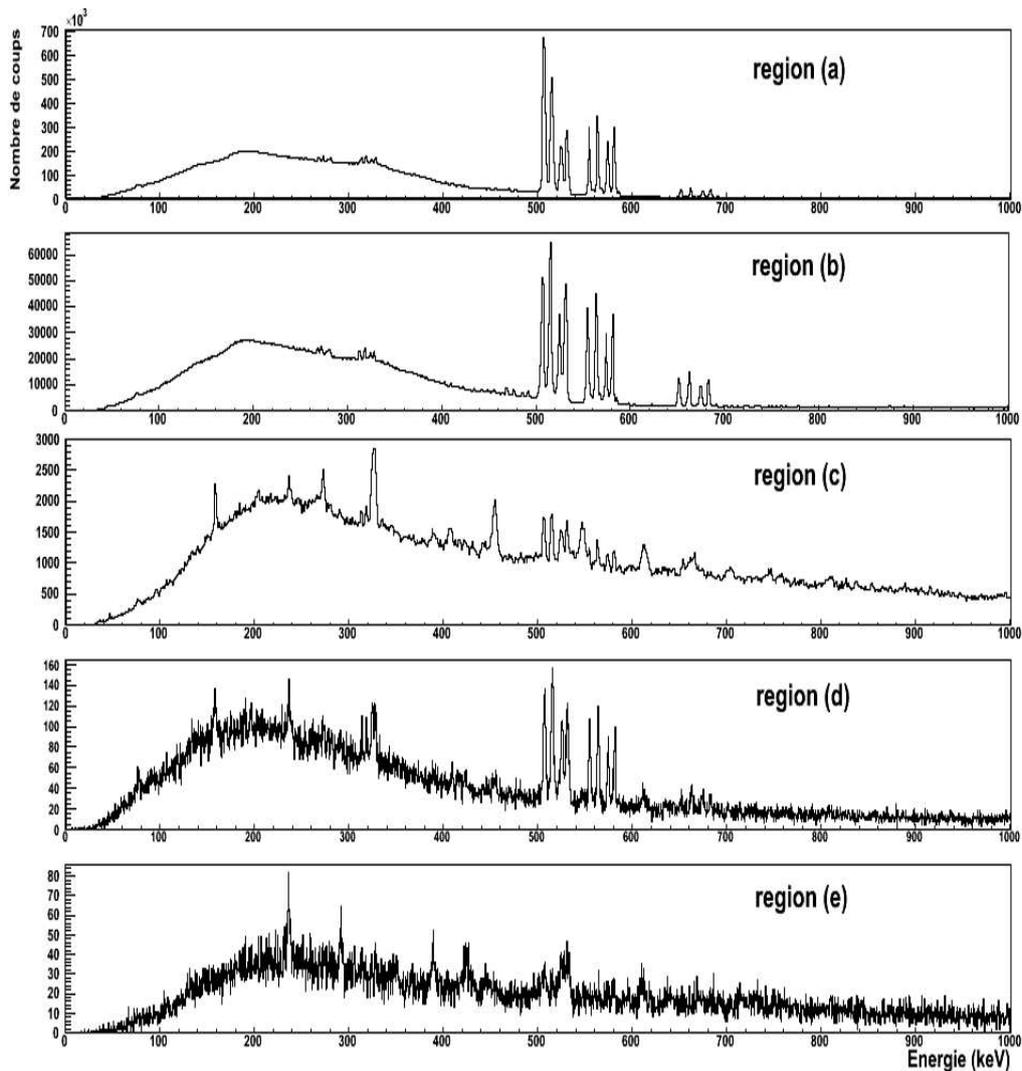


FIG. 5.8 – Spectres  $\gamma$ , corrigés de l'effet Doppler, détectés par EXOGAM en fonction des différentes sélections sur la matrice d'identification de DIAMANT. Les régions sont décrites sur la figure 5.7.

Les résultats des figures 5.7 et 5.8 peuvent être interprétés de la manière suivante :

- **région (a)** : les événements DIAMANT situés dans cette région sont en coïncidence avec des raies de radioactivité du faisceau. Cette région, avec des énergies faibles et des temps d'identification élevés, a été identifiée comme des rayonnements  $\gamma$  détectés dans DIAMANT. Le processus de fluorescence des cristaux de CsI(Tl) étant assez lent lors de l'interaction de photons, le temps d'identification est donc grand.
- **région (b)** : les événements DIAMANT situés dans cette région sont également en coïncidence avec des raies  $\gamma$  liées à la radioactivité du faisceau. Mais le processus mis en jeu est différent de celui de la région (a). Ici, les temps d'identification sont courts, ce qui correspond à des temps de montée du signal relativement rapides. Nous avons donc identifié ces événements comme des photons ayant directement interagi dans la PIN diode de Silicium. Le processus de fluorescence n'entrant pas en jeu, le temps de montée du signal est très rapide.
- **région (c)** : ces événements DIAMANT sont en coïncidence avec des raies  $\gamma$  associées à des voies d'évaporation mettant en jeu au moins un proton (voies  $xp yn$ ). Les neutrons ne sont pas détectés dans l'expérience, mais peuvent être produits par certaines voies d'évaporation. Nous pouvons donc en déduire que les événements de cette région correspondent à des protons.
- **région (d)** : l'explication de cette région est assez imprécise dans le sens où nous pouvons voir en coïncidence des raies  $\gamma$  associées à la fois à des voies d'évaporation proton ( $xp yn$ ), à des voies d'évaporation mettant en jeu une particule  $\alpha$  ( $\alpha xp$ ), et à des raies liées à la radioactivité du faisceau. Nous verrons, dans le prochain paragraphe, comment l'information "temps de coïncidence" nous a permis de réaliser une sélection fine dans cette région.
- **région (e)** : les événements DIAMANT sont en coïncidence principalement avec les raies  $\gamma$  associées aux voies d'évaporation mettant en jeu une particule  $\alpha$  ( $\alpha xp$ ). Nous pouvons donc en déduire que les événements de cette région correspondent à des particules  $\alpha$ .

### Filtrage en temps de coïncidence

L'information temps de coïncidence permet de supprimer des événements non corrélés en temps, pour améliorer la qualité des sélections des particules chargées légères (proton, particule  $\alpha$ ). Pour illustrer la méthode, la figure 5.9 présente les matrices de corrélation entre le temps d'identification et le temps de coïncidence, pour la totalité des événements ainsi que pour les régions (c), (d) et (e). La région (c) correspond à des protons, la région (e) à des particules  $\alpha$ . Alors que le temps de coïncidence est comparable pour les régions (c) et (e), la majorité des événements correspondant à la région (d) possède des temps de coïncidence sensiblement différents.

Les événements de la région (d) présentant des temps de coïncidence élevés sont rejetés. Une coupure identique est également imposée sur les événements des régions (c) et (e) pour éliminer des événements décorrélés en temps (radioactivité du faisceau).

Pour valider la pertinence de cette coupure en temps de coïncidence, les spectres  $\gamma$  ont été construits pour les différentes régions, avec et sans la coupure sur le temps de coïncidence. Nous avons vérifié que pour la région (c) correspondant à des protons et

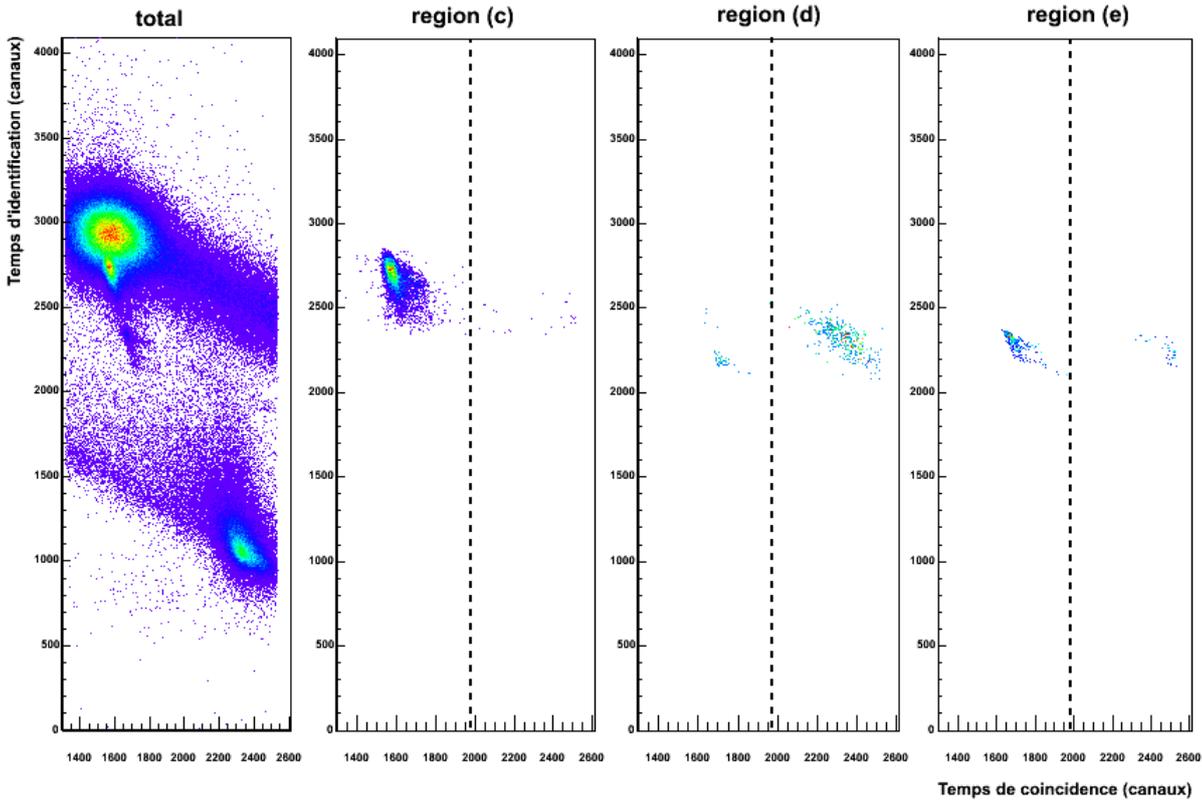


FIG. 5.9 – Matrices temps d'identification - temps de coïncidence pour une cellule particulière de DIAMANT. De la gauche vers la droite : totalité des événements, région (c), région (d), région (e). La coupure imposée sur le temps de coïncidence, pour cette cellule, est représentée par le trait en pointillés.

pour la région (e) correspondant à des particules  $\alpha$ , seules des raies liées à la radioactivité du faisceau sont supprimées. Pour la sélection des protons, la coupure en temps de coïncidence permet de rejeter 3% des événements. Pour la région (d), la coupure en temps de coïncidence permet de ne sélectionner que des particules  $\alpha$ . Ainsi, les particules  $\alpha$  détectées par DIAMANT sont localisées à la fois dans la région (e) et dans la région (d), si une coupure en temps de coïncidence est imposée. Pour les deux régions (d) et (e), la coupure en temps de coïncidence a pour conséquence de supprimer 57% des événements.

### 5.2.5 Calibrations de DIAMANT

Pendant l'expérience, il ne nous a pas été possible d'utiliser une source émettant des protons ou des particules  $\alpha$  pour effectuer une calibration en énergie correcte des cellules de CsI. En fait, seule l'identification de la particule chargée légère a été utilisée.

Cependant, pour réunir suffisamment de données statistiques, les cellules DIAMANT appartenant à une même couronne ont été alignées entre elles en énergie, puis sommées. Pour chaque cellule, nous avons sélectionné la région contenant des protons, puis élaboré

le spectre en énergie non calibré de ces protons (projection sur l'axe des abscisses de la matrice d'identification). Comme toutes les cellules appartiennent à la même couronne, les protons détectés possèdent la même distribution en énergie, et nous pouvons donc aligner les cellules entre elles. Ceci suppose toutefois que le faisceau était centré sur la cible. Nous avons ainsi déduit les caractéristiques de la distribution en énergie détectée (énergie moyenne, seuil de détection, largeur) dans les couronnes à  $35^\circ$  et  $57^\circ$  en utilisant la distribution en énergie des protons simulée par le code PACE pour un angle d'émission dans le référentiel du laboratoire situé à  $45^\circ$ . Les résultats sont schématisés sur la figure 5.10. Le seuil de détection en énergie des protons est d'environ 4-5 MeV. Par ailleurs, nous avons également voulu vérifier la présence de protons discrets dans DIAMANT pouvant signer un processus de décroissance par émission de proton entre deux états discrets de deux noyaux. La largeur en énergie de protons discrets est typiquement  $\sim 0.7$  MeV. La décroissance entre deux états par l'émission d'un proton discret a déjà été observée dans la région de masse  $A \sim 60$  dans l'étude des transitions de liens des états du puits superdéformé [60]. Pour les noyaux proches de la "drip-line" proton, l'énergie de liaison du dernier proton est très faible et la décroissance par émission d'un proton d'énergie discrète peut être en compétition avec la radioactivité  $\beta^+$ . Aucun proton discret n'a pu être mis en évidence dans les spectres en énergie de DIAMANT.

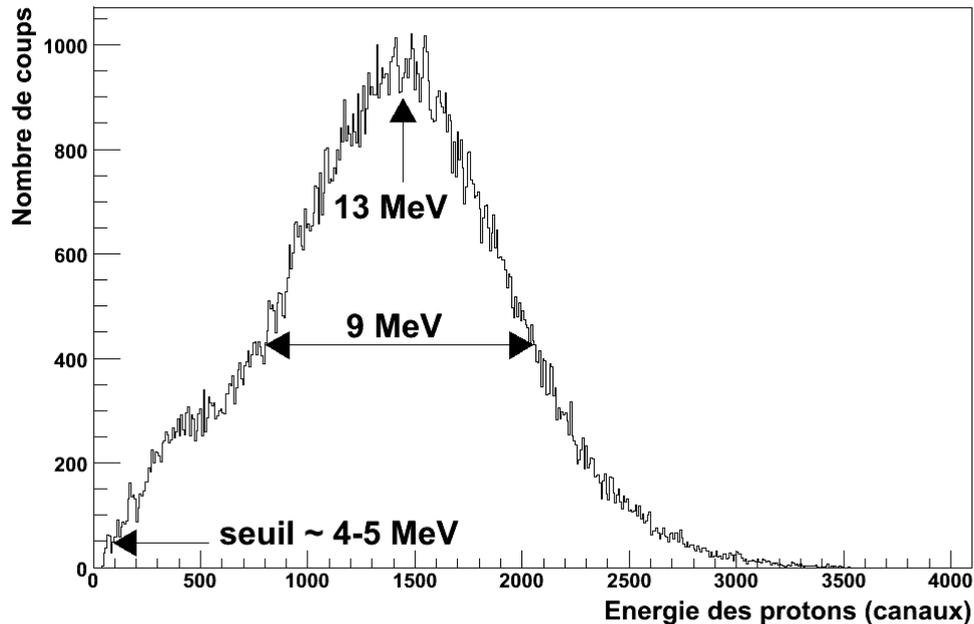


FIG. 5.10 – Distribution en énergie des protons détectés dans les couronnes à  $35^\circ$  et  $57^\circ$  (somme des distributions). Les valeurs en énergie sont estimées par le code de simulation PACE.

### 5.2.6 Multiplicités et statistiques

Lors de l'analyse des événements, 47 cellules (sur 48) ont été retenues, la cellule défectueuse ne délivrant aucune information, suite probablement à une défaillance des cartes électroniques. La distribution en multiplicité détectée (c'est-à-dire le nombre total de cellules CsI touchées dans l'événement) par DIAMANT est présentée sur la figure 5.11, pour des événements correspondant à la radioactivité (lorsque au moins une particule détectée appartient à la région (a) ou la région (b) de la figure 5.7) et pour des événements de fusion-évaporation, contenant au moins un proton ou une particule  $\alpha$  (régions (c), (d) et (e) de la figure 5.7). Les deux distributions ont été normalisées pour obtenir le même nombre de coups dans les deux spectres.

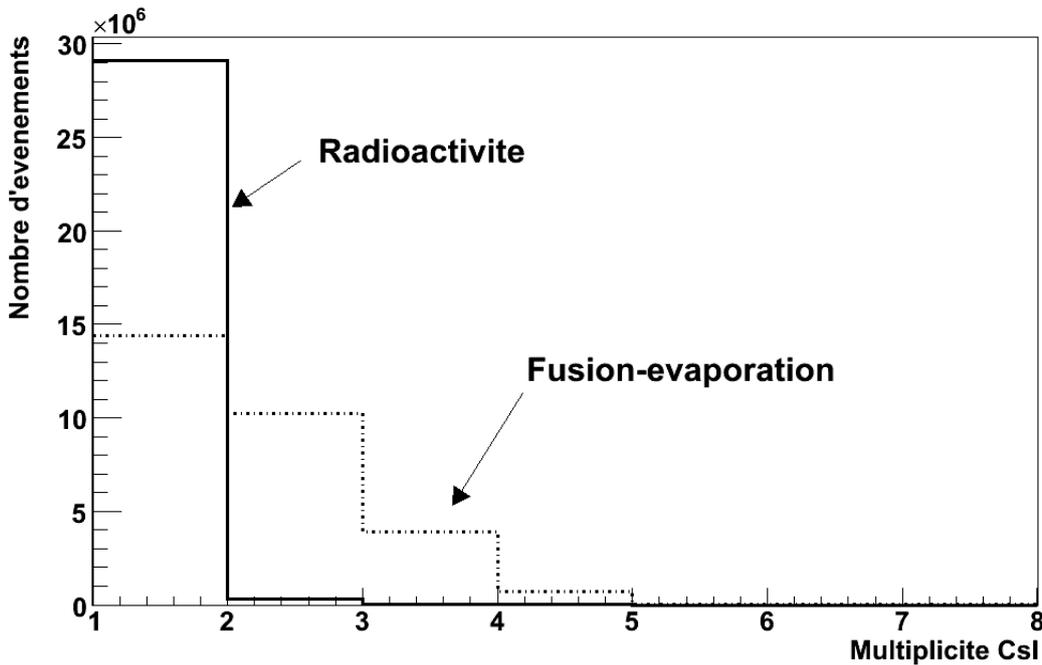


FIG. 5.11 – Distributions en multiplicité CsI associées aux événements de fusion-évaporation ou correspondant à la radioactivité du faisceau.

Le nombre de cellules DIAMANT touchées est plus important lorsqu'il s'agit d'événements de fusion-évaporation (moyenne  $\sim 1.7$ ) que lorsqu'il s'agit d'événements liés à la radioactivité du faisceau (moyenne  $\sim 1$ ).

Lors de l'expérience, un total d'environ 37 millions d'événements avec une information DIAMANT a été enregistré. Les événements de fusion-évaporation (au moins un proton ou une particule  $\alpha$  détectés) s'élèvent à un total d'environ 370 000, soit 1% des événements avec au moins une information délivrée par DIAMANT. Ce détecteur étant relativement lent, il ne peut pas être utilisé pour déclencher l'acquisition. Il peut cependant permettre de valider un événement. Pour notre expérience, si nous avions imposé une validation de DIAMANT avec comme condition une multiplicité CsI d'au moins 2 cellules touchées, nous aurions pu éliminer directement en ligne la majorité des événements de radioactivité.

Toutefois, ceci n'est envisageable que si le taux de réactions de fusion-évaporation est élevé. Dans ce cas, les événements pour lesquels une seule cellule est touchée sont éliminés, ce qui représente 50% des événements de fusion-évaporation (d'après la figure 5.11). Comme le nombre d'événements intéressants était très faible, nous avons préféré utiliser un système de déclenchement moins strict, enregistrer la majorité des événements et procéder ensuite à une analyse plus précise des résultats obtenus pour en extraire l'information utile.

Le tableau 5.1 présente le nombre de particules détectées dans DIAMANT (rayonnements  $\gamma$ , proton,  $\alpha$ ) et les pourcentages respectifs.

protons	542 577	1.8%
$\alpha$	29 080	0.1%
rayonnements $\gamma$	$29.7 \times 10^6$	98.1%

TAB. 5.1 – Nombres de particules (protons,  $\alpha$ ,  $\gamma$ ) détectées dans DIAMANT et pourcentages respectifs.

A la lumière de ces résultats, nous pouvons en conclure que DIAMANT était, tout comme le multidétecteur EXOGAM, complètement "aveuglé" par les rayonnements  $\gamma$  issus de la décroissance radioactive du faisceau. Une sélection fine sur les matrices d'identification, combinée à une sélection sur l'information "temps de coïncidence", s'avère essentielle pour identifier les particules chargées légères (protons,  $\alpha$ ) et pour extraire les événements de fusion-évaporation qui nous intéressent.

Comme nous le verrons dans le chapitre présentant l'analyse de données (chapitre 6), le détecteur ancillaire DIAMANT a joué un rôle essentiel pour extraire l'information utile d'un bruit de fond important. Sans ce détecteur additionnel, aucun rayonnement  $\gamma$  lié à des événements de fusion-évaporation n'aurait pu être isolé.

## 5.3 Le spectromètre de grande acceptance VAMOS

Le spectromètre VAMOS (VARIABLE MOde Spectrometer) a été conçu pour détecter des noyaux produits avec les faisceaux radioactifs de SPIRAL. Pour pallier la faible intensité du faisceau secondaire, ce détecteur efficace, couvrant un grand angle solide, a été réalisé. Pour explorer des régions inconnues de la carte des noyaux, de nouvelles méthodes de détection ont été développées pour identifier le noyau, produit de la réaction. Après une brève description générale du détecteur, nous décrirons dans la suite de ce chapitre les principales motivations qui nous ont conduits à utiliser le spectromètre VAMOS, puis nous présenterons les différents éléments qui le composent. Enfin, nous détaillerons les principales phases de sa calibration.

### 5.3.1 Présentation du spectromètre VAMOS

Le spectromètre VAMOS, tel que présenté sur la figure 5.12, est un outil de détection complexe et versatile. La distance entre la cible et l'entrée du spectromètre peut varier d'une distance minimale (40 cm) à une distance maximale (de l'ordre de 1.4 m). Cette

distance assez élevée permet de dégager l'espace autour de la cible, notamment pour inclure des détecteurs additionnels comme par exemple des détecteurs de rayonnements  $\gamma$  et particules. Pour sélectionner et identifier les noyaux d'intérêt, l'angle de déviation donné par le dipôle magnétique de VAMOS peut varier de  $0^\circ$  à  $60^\circ$ . De plus, pour s'adapter aux contraintes liées aux réactions nucléaires utilisées, il est possible de faire pivoter l'ensemble du spectromètre autour de la cible d'un angle d'environ  $100^\circ$ .

Lors de l'expérience, le spectromètre VAMOS était placé à une distance de 40 cm de la cible. La face d'entrée du détecteur était centré à  $0^\circ$ , et l'angle de déviation était fixé à  $45^\circ$ .

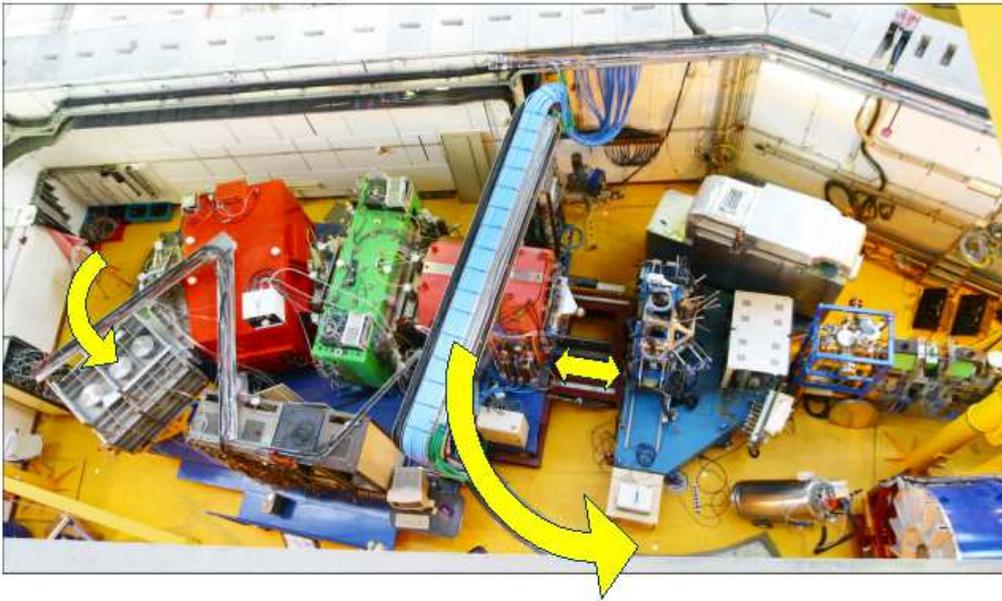


FIG. 5.12 – Photographie du spectromètre VAMOS [61]. Les flèches indiquent les mouvements possibles de VAMOS.

### 5.3.2 Le choix du spectromètre VAMOS dans l'expérience

Pour détecter les résidus d'évaporation issus des réactions de fusion-évaporation, le spectromètre de noyaux de recul VAMOS a été utilisé et couplé à la fois au détecteur de photons  $\gamma$  EXOGAM et au détecteur de particules chargées légères DIAMANT. Pour justifier le choix d'un tel détecteur dans notre expérience, quelques caractéristiques de la réaction et du dispositif expérimental doivent être détaillées.

Les résidus d'évaporation sont créés avec une large distribution en  $A/Q$  avec  $A$  la masse et  $Q$  l'état de charge du résidu d'évaporation. Une feuille de carbone d'une épaisseur de  $0.02 \text{ mg/cm}^2$  est placée derrière la cible pour atteindre l'équilibre de charge. De plus, la distribution angulaire des noyaux de recul, prédite par le code PACE, atteint  $\pm 105 \text{ mrad}$  (par rapport à la direction du faisceau) et la largeur à mi-hauteur de la distribution en vitesse des résidus atteint  $\pm 6\%$ . Ces distributions sont encore élargies par l'utilisation d'une cible assez épaisse ( $1 \text{ mg/cm}^2$ ), garantissant des taux de réactions raisonnables,

en raison de la forte dispersion en vitesse et en angle au passage du noyau de recul au travers de la cible. Pour garantir une efficacité élevée de détection de ces ions de recul, un spectromètre de large acceptation (en vitesse et en angle) doit donc être utilisé.

**Tout naturellement, le spectromètre de noyaux de recul VAMOS nous a semblé l'outil de détection adéquat.**

De plus, comme le cône d'émission des noyaux de recul est centré autour de  $0^\circ$  (à cause de l'effet d'entraînement du centre de masse), une séparation efficace entre le faisceau et les résidus d'évaporation est nécessaire. La face d'entrée du spectromètre VAMOS était située à seulement 40 cm de la cible, ce qui conduit à une ouverture angulaire élevée de  $\pm 160$  mrad dans les deux directions X et Y. La grande acceptation angulaire ( $\pm 160$  mrad dans les deux directions perpendiculaires à la direction du faisceau) et la grande acceptation en moments ( $\frac{\Delta p}{p} \sim \pm 7\%$ ) du spectromètre permettent de conduire la majorité des résidus d'évaporation jusqu'au plan focal de VAMOS, en n'utilisant qu'une seule valeur de la rigidité magnétique<sup>1</sup>. Par conséquent, la transmission de VAMOS pour l'expérience est attendue proche de 100%. Une description précise du spectromètre VAMOS peut être trouvée dans les références [62, 63].

Les performances du spectromètre VAMOS dans le cas de réactions inélastiques profondes [64] ou lors de mécanismes de transfert [65, 66] ne sont plus à démontrer. Par contre, lors de notre expérience, le spectromètre VAMOS a été utilisé, pour la première fois, pour la détection de noyaux lourds et lents ( $E < 2$  MeV/A) créés lors de réactions de fusion-évaporation induites par un faisceau secondaire d'ions radioactifs. Pour réaliser ces objectifs, un système de détection nouveau et spécifique, au plan focal, a été développé au sein de la collaboration VAMOS.

La figure 5.13 montre une vue schématique de l'ensemble du dispositif expérimental utilisé.

### 5.3.3 Les éléments optiques

Le système optique permettant de guider les noyaux jusqu'au système de détection de VAMOS est un arrangement QQFD : un doublet de quadrupôles, un filtre de vitesse (ou filtre de Wien), et un dipôle magnétique de déviation. Ce système permet à VAMOS de fonctionner suivant plusieurs modes selon que l'on se serve ou non des différents éléments optiques. Dans l'expérience, nous n'avons pas utilisé le filtre de vitesse. Le mode de fonctionnement de VAMOS ainsi constitué est dispersif pour permettre une bonne identification au niveau du plan focal du spectromètre. En se basant sur la cinématique inverse de la réaction et sur la distribution angulaire calculée des noyaux de recul, l'angle de déviation du dipôle a été fixé à  $45^\circ$ .

Le doublet de quadrupôles permet de focaliser les particules à environ 7.7 m de la cible. Le plan focal du spectromètre est ainsi déterminé. Alors que le premier quadrupôle Q1 focalise le faisceau dans la direction X (dans plan de dispersion du spectromètre), le second quadrupôle Q2 le focalise dans la direction Y (perpendiculairement au plan de dispersion).

<sup>1</sup>De manière générale, si le taux de réactions le permet, plusieurs valeurs du champ magnétique à l'intérieur du dipôle sont appliquées, de façon à balayer l'ensemble de la distribution des noyaux d'intérêt.

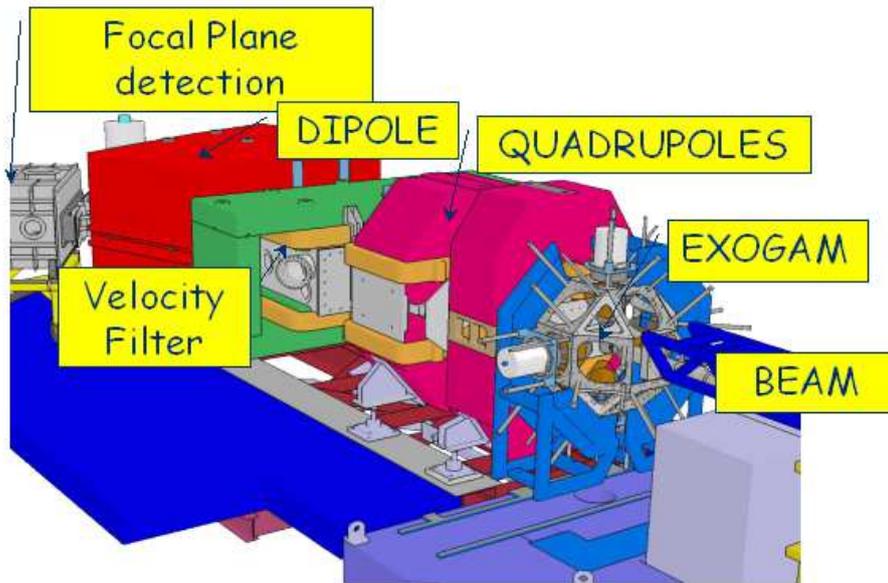


FIG. 5.13 – Vue schématique de l'ensemble du dispositif expérimental [61].

### 5.3.4 Les éléments de détection au plan focal

Les éléments de détection "standard" au plan focal du spectromètre VAMOS sont composés de deux chambres à dérives et d'une chambre d'ionisation suivi d'un scintillateur plastique. Cette configuration permet de mesurer l'angle d'émission, l'identification en masse et charge, ainsi que l'énergie totale de l'ion incident. Ce système de détection n'est cependant pas adapté à la détection d'ions lourds présentant une faible énergie cinétique, typique des noyaux de recul créés lors de réactions de fusion-évaporation. Pour ce type d'expériences, un nouveau système de détection au plan focal s'avère nécessaire. Nous avons donc utilisé deux détecteurs d'électrons secondaires ("SeD") [67,68], associés à une chambre d'ionisation segmentée en deux parties (figure 5.14). Ces éléments de détection sont décrits en détails dans les paragraphes suivants.

#### Les détecteurs d'électrons secondaires ("SeD")

Les détecteurs "SeD" (Secondary Electron Detector) ont été développés au CEA/Saclay pour détecter des ions lourds de faible énergie. Une description détaillée du principe de fonctionnement d'un détecteur "SeD" peut être trouvée dans la référence [68]. De manière générale, chaque "SeD" est composé d'une fenêtre d'entrée, placée dans la ligne du faisceau, dans laquelle l'ion incident va créer des électrons secondaires. Ces derniers sont extraits, accélérés, puis collectés par le système de détection placé en-dehors de l'axe du faisceau.

Le détecteur "SeD" possède une zone active de détection large puisqu'il mesure  $100 \times 400 \text{ mm}^2$ , assurant ainsi une couverture angulaire importante conduisant à une efficacité de détection élevée. Le but de ce détecteur est de fournir à la fois une position en X et en

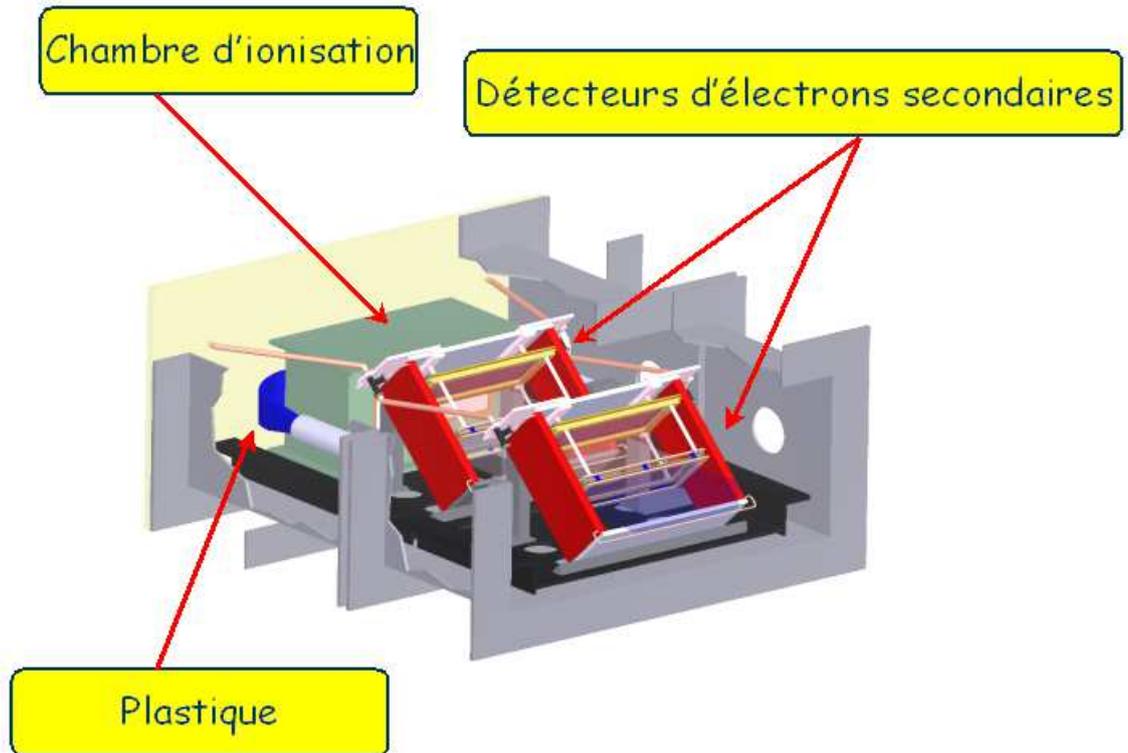


FIG. 5.14 – Vue schématique des détecteurs situés au plan focal de VAMOS [61].

Y de la particule incidente et également le temps de passage de l'ion.

Les détecteurs "SeD" ont été positionnés à 1 mètre l'un de l'autre, de part et d'autre du plan focal défini par les éléments optiques, pour assurer une bonne efficacité de détection, puisque l'ensemble des particules est acheminé au plan focal de VAMOS. La connaissance des points d'impact en X et en Y au niveau des deux détecteurs "SeD" permet de connaître la position et la direction du noyau de recul au niveau du plan focal de VAMOS ( $X_{foc}$ ,  $Y_{foc}$ ,  $\theta_{foc}$ ,  $\phi_{foc}$ ), ainsi que la distance de vol ( $d_{vol}$ ) entre les deux détecteurs. Pour permettre la mesure de la position dans la direction Y (perpendiculaire au plan de dispersion du spectromètre), le plan de détection est incliné à  $45^\circ$  par rapport à la direction du faisceau (axe Z). Une vue schématique de la détection d'un noyau au niveau des deux détecteurs "SeD" est donnée sur la figure 5.15.

Ainsi, pour chaque détecteur "SeD" d'indice  $i$  ( $i=1,2$ ), la mesure simultanée du triplet ( $X_i$ ,  $Y_i$ ,  $T_i$ ) permet de connaître la position et la direction de l'ion au niveau du plan focal de VAMOS (voir la figure 5.16 où sont définis les angles  $\theta_{foc}$ ,  $\phi_{foc}$ ), la distance de vol ( $d_{vol}$ ) et le temps de vol.

Le principe de fonctionnement d'un détecteur "SeD" est représenté de façon schématique par la figure 5.17. L'ion incident pénètre la fenêtre d'entrée qui est composée d'une feuille en Mylar ( $H_8C_{10}O_4$ ) aluminisée de 900 nm d'épaisseur. Au passage de l'ion, des électrons secondaires sont arrachés. Ces électrons sont extraits de la fenêtre d'entrée, puis

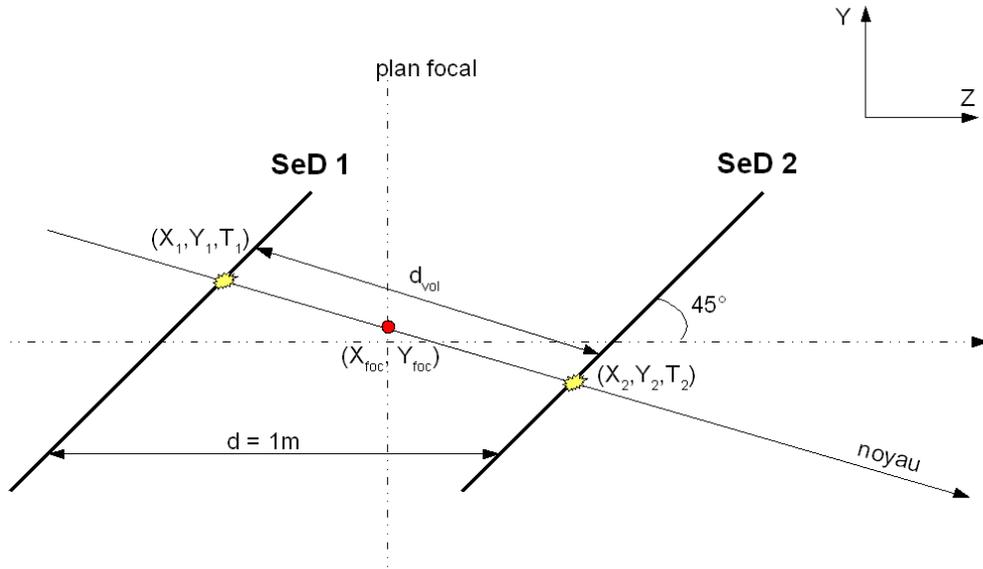


FIG. 5.15 – Représentation schématique de la détection d'un noyau au niveau des 2 "SeD".

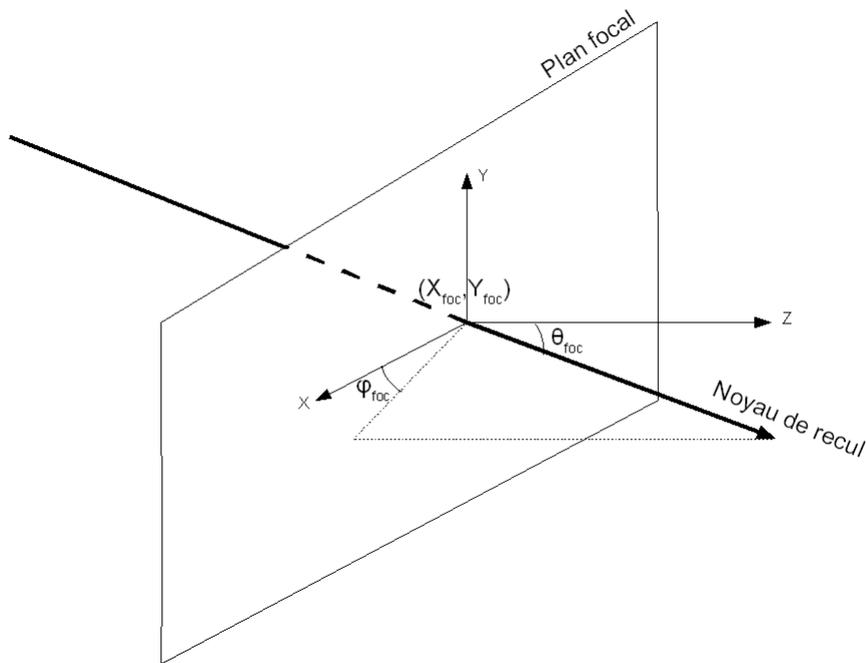


FIG. 5.16 – Position et direction du noyau de recul au niveau du plan focal de VAMOS.

accélérés par une différence de potentiel de 10 kV. Pour éviter une divergence de la gerbe électronique, cette dernière est focalisée par un champ magnétique jusqu'au système de détection de ces électrons secondaires. Ce dernier fonctionne comme un détecteur gazeux

classique, avec de l'iso-butane à faible pression (4 Torr). L'énergie des électrons secondaires ( $\sim 10$  keV) est suffisante pour traverser une deuxième fenêtre d'entrée ( $0.9 \mu\text{m}$  de Mylar aluminisé). Cette fenêtre d'entrée est supportée par une grille de fils de  $50 \mu\text{m}$  de diamètre, dirigée suivant l'axe Y et portée à un potentiel nul, jouant le rôle d'une première cathode. La gerbe électronique va ensuite subir une amplification due à la présence d'une grille de fils ( $10 \mu\text{m}$  de diamètre) portée à un potentiel d'environ 600 V, jouant ainsi le rôle d'anode. Une deuxième grille de détection est positionnée suivant l'axe X, portée à un potentiel nul, formant la deuxième cathode. Les mesures en position sont obtenues en analysant la distribution de charges induites au niveau des deux cathodes. La position en X est déterminée par un ensemble de 128 fils permettant de prendre en compte la forte dispersion des ions dans cette direction causée par les caractéristiques des éléments optiques de VAMOS. La position en Y, qui nécessite une résolution moindre, est déterminée par un ensemble de 48 fils. Les distributions de charges au niveau des deux cathodes sont recueillies sur des blocs appelés "pads" et sont ensuite transformées en signaux électriques, mises en forme, numérisées et stockées sur supports informatiques par le système de lecture.

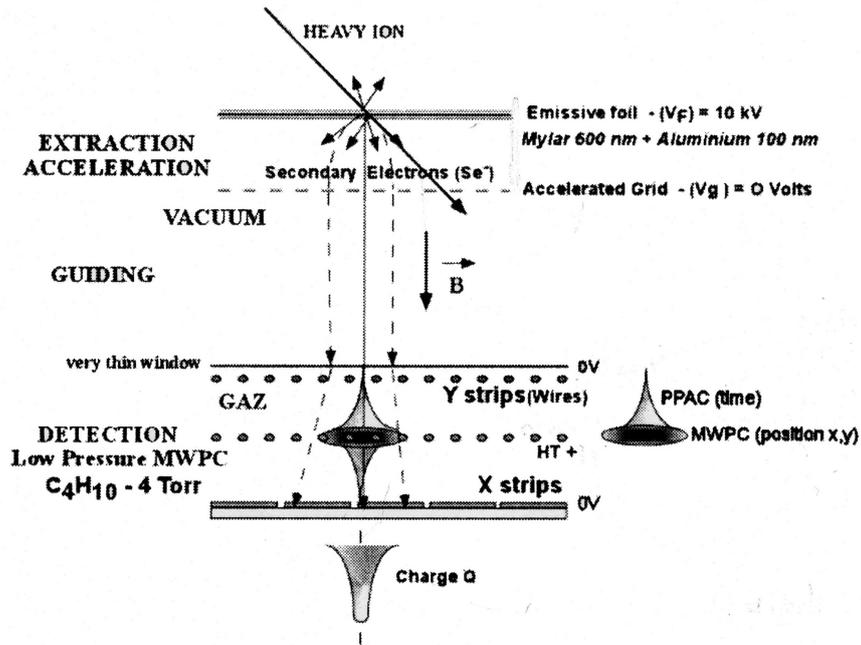


FIG. 5.17 – Principe de fonctionnement d'un détecteur "SeD" [68].

La photographie de la figure 5.18 représente un détecteur "SeD", incliné de  $45^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau. On aperçoit la fenêtre d'entrée du détecteur sur laquelle a été positionné un masque permettant la calibration du détecteur (voir le paragraphe 5.3.5), ainsi que le système de détection des électrons secondaires.

Les détecteurs "SeD" sont également segmentés en 3 secteurs, délimités par 3 fils. Lors du passage d'une particule, la charge induite au niveau de l'un de ces trois fils permet, à l'aide d'un discriminateur à fraction constante, d'effectuer une prise en temps. L'interaction d'un noyau au niveau des deux "SeD" permet donc de connaître le temps

de vol de la particule, et de déclencher la lecture des "pads" touchés des deux "SeD".

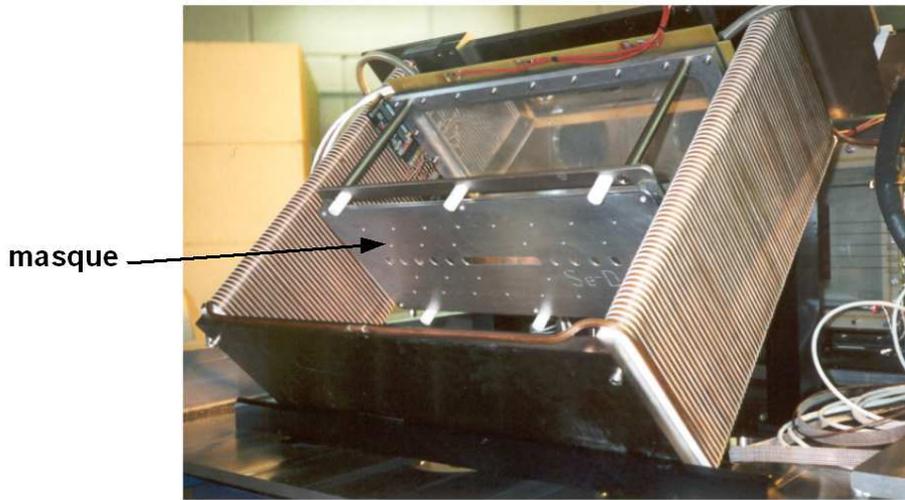


FIG. 5.18 – Photographie d'un détecteur SeD. La flèche indique le masque utilisé lors de la calibration du détecteur [68].

### La chambre d'ionisation

La faible énergie cinétique des résidus d'évaporation (entre 1 et 2 MeV/A) permet de stopper les noyaux de recul dans la chambre d'ionisation. Celle-ci est segmentée en deux parties : la première, d'une largeur de 9.95 cm permet une mesure de la perte d'énergie ( $\Delta E$ ), alors que la seconde partie, d'une largeur de 19.4 cm, permet de déterminer l'énergie résiduelle ( $E^{\text{res}}$ ) de la particule. La figure 5.19 présente une vue schématique de la détection d'un noyau de recul dans la chambre d'ionisation.

Chaque partie ( $IC_A$  et  $IC_B$ ) de la chambre d'ionisation est divisée en 7 blocs (ou "pads") de détection, suivant la direction X. Cette segmentation permet de sélectionner des noyaux de recul possédant des trajectoires précises. Pour s'assurer que le résidu d'évaporation s'arrête dans la deuxième partie ( $IC_B$ ) de la chambre d'ionisation, la pression à l'intérieur de l'ensemble de la chambre a été fixée à 34 mbar. Cette valeur a été déduite en utilisant le code de simulations de perte d'énergie SRIM [69].

### L'"active finger"

Plusieurs états de charges du faisceau radioactif sont acheminés au niveau du plan focal du spectromètre. Pour limiter le taux de particules au niveau du plan focal du spectromètre, un doigt mobile (ou "active finger") a été utilisé. Ce doigt est placé en sortie du dipôle de déviation et permet de stopper certains états de charges du faisceau. En effet, les détecteurs "SeD" ne sont pas prévus pour fonctionner avec des taux de détection

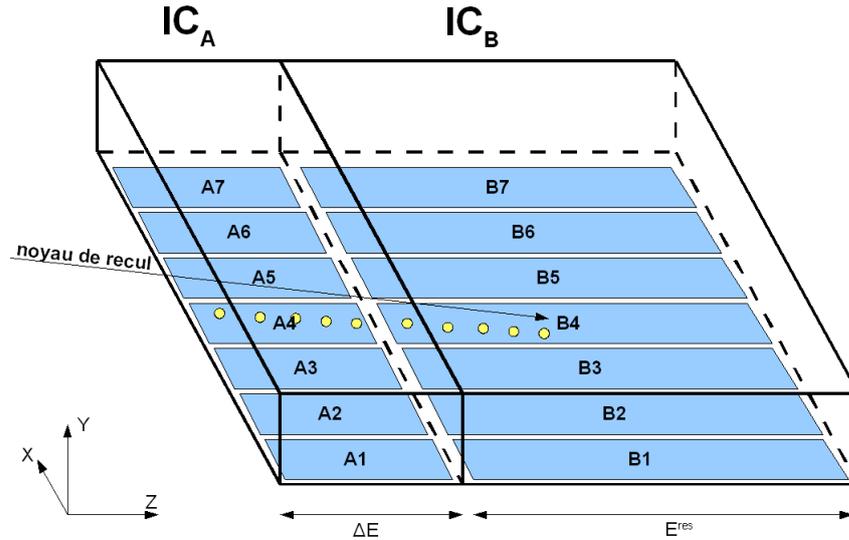


FIG. 5.19 – Représentation schématique de la chambre d'ionisation segmentée de VAMOS.

supérieurs à environ  $10^4$  particules par seconde. Les noyaux  $^{76}\text{Kr}$  et les noyaux de fusion-évaporation possèdent des rigidités magnétiques légèrement différentes, permettant de positionner l'"active finger" de façon à n'arrêter pratiquement aucun résidu de fusion-évaporation.

### 5.3.5 Les calibrations des détecteurs du plan focal

#### Alignement des "pads" des détecteurs "SeD"

Pour uniformiser la réponse électronique de tous les blocs de détection des détecteurs "SeD", on envoie sur les 3 secteurs de chaque "SeD" la même quantité de charges grâce à un générateur d'impulsions. L'amplitude du générateur (sans atténuation) est réglée de façon à se positionner en haut de la gamme de détection pour l'ensemble des blocs de détection, en évitant la saturation. Ensuite, on atténue l'amplitude du signal par des facteurs déterminés (0, 1.2, 1.4, 1.68, 2, 2.4, 4). Ainsi, pour chaque "pad", nous obtenons 7 pics correspondant aux 7 valeurs d'atténuation de l'amplitude du générateur d'impulsions. Cette opération est effectuée pour les 4 ensembles de "pads", correspondant aux 128 "pads" en X des détecteurs "SeD1" et "SeD2", et aux 48 pads en Y pour "SeD1" et "SeD2".

Ensuite, nous définissons de manière arbitraire un "pad" de référence dont nous déterminons, en canaux, la position des pics de référence. Finalement, pour chaque "pad", nous repérons la position des 7 pics, que nous comparons aux valeurs de référence. Un ajustement de courbe est effectué en utilisant une formule quadratique :

$$Q_{ref} = a + bQ_{mesuré} + cQ_{mesuré}^2 \quad (5.2)$$

avec a, b et c les coefficients recherchés (bien évidemment, pour le "pad" de référence,

$a=0$ ,  $b=1$  et  $c=0$ ).

Ainsi, les réponses des blocs de détection sont comparables entre elles.

### Détermination de la position au niveau des "pads"

Maintenant que les réponses des différents "pads" sont uniformes, nous pouvons déduire la position de la distribution de charges au niveau du système de détection des électrons secondaires. La forme typique d'une distribution de charges au niveau des "pads" est présentée sur la figure 5.20. Pour obtenir une bonne résolution en position, une méthode utilisant le centre de gravité de la distribution en charge a été utilisée [70]. Connaissant la position de chacun des "pads" et leur taille (3 mm pour chaque "pad" dans la direction X, et 2 mm dans la direction Y), nous pouvons en déduire, en déterminant le centre de gravité de la distribution de charges, la position (en mm) au niveau du système de détection des électrons secondaires (figure 5.20).

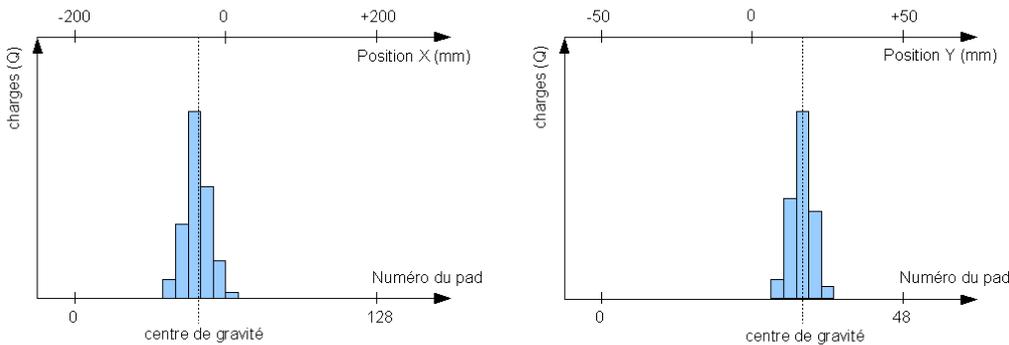


FIG. 5.20 – Distribution de charges au niveau des "pads". Application du centre de gravité pour calculer la position ; à droite, détermination de la position dans la direction X (à partir des 128 "pads") et à gauche, dans la direction Y (à partir de 48 "pads").

### Fonction de transfert entre la feuille émissive et les "pads".

Nous désirons connaître la position réelle de l'ion incident, au niveau de la feuille émissive de Mylar en entrée. Pour cela, il nous faut établir la correspondance entre la position au niveau des "pads" (au niveau du système de détection des électrons secondaires qui se situe en dehors de l'axe du faisceau) et la position au niveau de la fenêtre d'entrée (position de l'impact du noyau incident sur la fenêtre d'entrée située dans la ligne du faisceau). La mesure de la position au niveau du système de détection des électrons secondaires a été décrite au paragraphe 5.3.5.

Nous rappelons ici qu'un champ magnétique est appliqué à l'intérieur des "SeD" pour focaliser les électrons secondaires sur les éléments de détection et éviter ainsi les distorsions. Néanmoins, on se heurte à un problème de non-linéarité des champs appliqués sur le détecteur, notamment au voisinage des bords. Ainsi, l'image détectée au niveau des

"pads" apparaît légèrement "déformée" par rapport à l'image au niveau de la fenêtre d'entrée du détecteur.

Pour établir la carte de corrélation et la fonction de transfert, nous plaçons un masque contenant une série de trous de localisation bien déterminée devant la feuille émissive de Mylar (fenêtre d'entrée). L'image de ce masque au niveau des "pads" nous permet de trouver la fonction de transfert, pour ensuite pouvoir établir la correspondance entre la position mesurée au niveau des "pads" et la position réelle du noyau de recul au niveau de la fenêtre d'entrée du "SeD".

Pour cette calibration, les noyaux incidents percutant les feuilles émissives des détecteurs "SeD" sont des fragments de fission spontanée d'une source radioactive de  $^{252}\text{Cf}$ , d'activité d'environ  $10^5$  fissions/s. Les produits de fission ont les caractéristiques suivantes :  $Z \sim 40-60$  et  $E \sim 0.5-1$  MeV/A. Différentes valeurs de champ magnétique ont été testées : 0, 100 et 120 Gauss, correspondant respectivement à des intensités de 0, 62 et 71 A. La valeur du champ magnétique retenue était de 100 Gauss (soit une intensité de courant de 62 A), valeur pour laquelle les déformations sont les plus faibles. La haute tension au niveau des feuilles émissives a été réglée à 10 kV, la tension au niveau des "SeD" à 500 V et la pression d'iso-butane à 6.5 mbar (4.87 Torr). Pour optimiser le temps de lecture des "SeD" (148 voies en X et 48 voies en Y pour chaque "SeD"), des seuils de lecture haut et bas ont dû être appliqués. Tout d'abord, un seuil bas a été nécessaire pour éliminer les piédestaux et numériser uniquement les voies sur lesquelles une charge réelle a été déposée. Cela a permis de réduire de manière significative le temps mort de l'acquisition de  $\sim 700 \mu\text{s}$  à  $\sim 200 \mu\text{s}$ . Par ailleurs, nous nous sommes aperçus que certains événements présentaient des distributions de charges de très grandes amplitudes. En effet, la source de  $^{252}\text{Cf}$  était placée de telle sorte que certains fragments de fission pouvaient venir frapper directement les systèmes de détection, sans créer nécessairement d'électrons secondaires. Pour éliminer ces événements parasites, un seuil haut a été appliqué.

Une carte montrant l'image du masque mesurée pour l'un des deux "SeD" est présentée sur la figure 5.21. On observe des tâches correspondant aux différents trous du masque. Les déformations, notamment aux bords du détecteur, sont visibles.

Grâce à ces cartes, nous avons pu déterminer une fonction de transfert analytique. Une correction au premier ordre a été jugée suffisante. Les dépendances en position (en X et Y) s'écrivent alors :

$$X_{cor} = X + \alpha Y \quad (5.3)$$

$$Y_{cor} = Y + \beta X \quad (5.4)$$

avec  $\alpha$  et  $\beta$  les coefficients calculés et  $X_{cor}$  et  $Y_{cor}$  les positions corrigées.

La figure 5.22 présente la position déduite au niveau de la feuille d'entrée du détecteur avec et sans corrections. Dans le cas où la correction est appliquée, les distorsions (surtout au niveau des bords) sont beaucoup plus faibles. Dans notre analyse, les paramètres utilisés étaient :  $\alpha = 0.18$  et  $\beta = 0.012$  pour les deux "SeD".

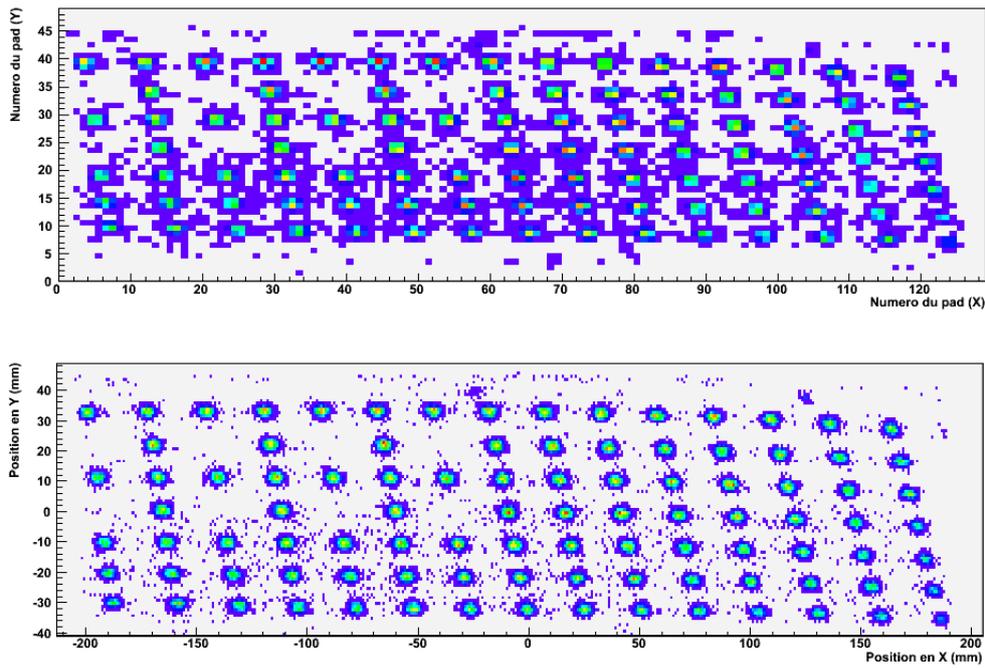


FIG. 5.21 – Corrélations entre les positions (X et Y) sur "SeD1", en fonction des "pads" touchés (en haut) et après calcul de la position en mm (en bas).

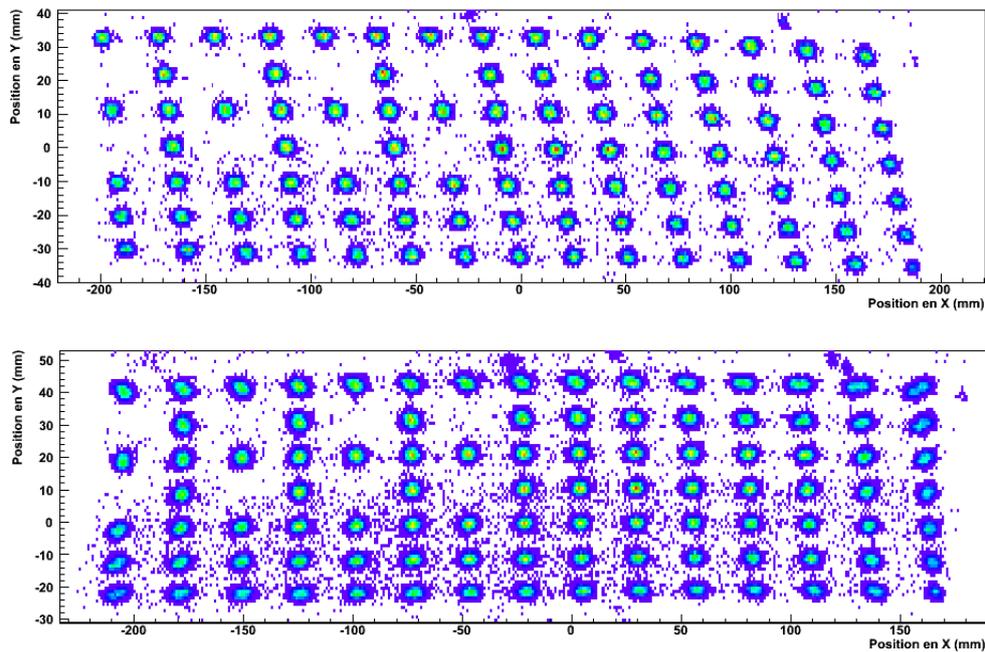


FIG. 5.22 – Corrélations entre les positions (X et Y) en mm sur "SeD1", avant (en haut) et après (en bas) corrections.

### 5.3.6 Calibrations et résolutions des détecteurs

Pour réaliser la calibration des détecteurs situés au plan focal de VAMOS, nous avons utilisé un faisceau pinceau stable de  $^{83}\text{Kr}$ . Ce faisceau avait une énergie de 4.37 MeV/A et une intensité de  $4 \times 10^2$  particules par seconde et a été envoyé sur une cible mince en or de  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur. Afin de procéder à la calibration des "pads" de la chambre d'ionisation, une grille a été placée derrière la cible pour "arroser" l'ensemble du plan focal.

En accord avec l'acceptance du spectromètre, 4 états de charges du faisceau stable atteignent le plan focal ( $25^+$ ,  $26^+$ ,  $27^+$ ,  $28^+$ ). L'état de charge correspondant à la rigidité magnétique nominale fixée  $B\rho_{\text{nominale}} = 0.96 \text{ Tm}$  est  $26^+$ . Au niveau des deux "SeD", la calibration absolue en position est alors donnée par la position de l'état de charge majoritaire ( $26^+$ ), prise comme origine des coordonnées. Les 4 états de charge du faisceau stable, comme le montre la figure 5.23, sont bien séparés en position dans la direction X au niveau des deux "SeD", direction qui correspond au plan dispersif de VAMOS. Dans le même temps, dans la direction Y, les 4 états de charges se confondent.

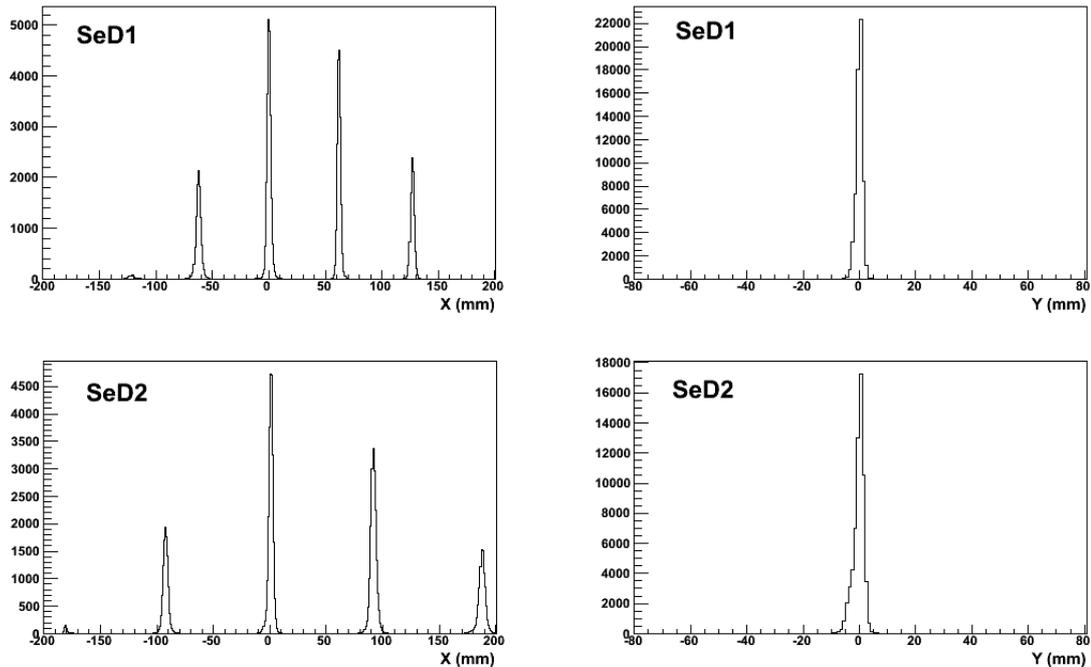


FIG. 5.23 – Positions absolues en X et Y des quatre états de charges prépondérants ( $25^+$ ,  $26^+$ ,  $27^+$ ,  $28^+$ ) du faisceau stable  $^{83}\text{Kr}$  au niveau des deux "SeD". L'état de charge  $26^+$  est pris comme référence.

Les résolutions en position obtenues sont présentées dans le tableau 5.2. Sachant que les deux détecteurs "SeD" sont séparés de 1 mètre, l'incertitude sur la position implique une incertitude maximale d'environ 1% sur la distance de vol ( $d_{\text{vol}}$ ).

Pour calibrer l'ensemble des "pads" de la chambre d'ionisation, le faisceau pinceau stable de  $^{83}\text{Kr}$  a également été utilisé en présence de la grille, mais cette fois, sans la cible

	SeD1	SeD2
Résolution en X (mm)	4	4.5
Résolution en Y (mm)	2.5	3.5

TAB. 5.2 – Résolution en position (FWHM) au niveau des deux détecteurs "SeD".

en or. Différentes valeurs du champ magnétique à l'intérieur du dipôle de déviation ont permis aux noyaux de  $^{83}\text{Kr}$  d'atteindre l'ensemble des blocs de détection. Connaissant l'énergie du faisceau et la pression à l'intérieur de la chambre d'ionisation (34 mbar), un point de calibration a pu être réalisé à l'aide du code de simulation SRIM [69] qui nous a permis de déterminer les pertes d'énergie du faisceau à l'intérieur des deux parties de la chambre d'ionisation.

### 5.3.7 Extraction des quantités physiques

Les équations permettant de déterminer les quantités physiques du noyau de recul telles que la masse  $A$ , le nombre de protons  $Z$ , l'état de charge électronique  $Q$ , en fonction des données délivrées par le détecteur VAMOS sont données par :

$$A/Q \propto \frac{B\rho}{v_{vol}} \quad (5.5)$$

$$A \propto \frac{E^{tot}}{v_{vol}^2} \quad (5.6)$$

$$Z^2 \propto E \times \Delta E \propto \Delta E \times v_{vol}^2 \quad (5.7)$$

avec :

- $v_{vol} = d_{vol}/T_{vol}$  : la vitesse de vol de la particule. La quantité  $d_{vol}$  est déterminée à partir des deux points d'impact au niveau des deux "SeD" ;
- $B\rho$  : la rigidité magnétique de la particule ; elle dépend de la position au plan focal ( $X_{foc}$ ,  $Y_{foc}$ ,  $\theta_{foc}$ ,  $\phi_{foc}$ ) et de la reconstruction des trajectoires à l'intérieur du spectromètre données par des calculs optiques comme le code ZGOUBI [71] ;
- $E^{tot}$  : l'énergie totale de la particule avec  $E^{tot} = \Delta E + E^{res} + E^{corrections}$  ;  $\Delta E$  et  $E^{res}$  sont les énergies mesurées dans les deux secteurs de la chambre d'ionisation ;  $E^{corrections}$  prend en compte les pertes d'énergie du noyau de recul dans les fenêtres d'entrée des détecteurs "SeD", de la chambre d'ionisation, ainsi que la perte d'énergie dans la cible ; ces pertes d'énergie le long de la trajectoire du noyau de recul ont été calculées par le code de simulation SRIM [69] ;
- $\Delta E$  : la perte d'énergie de la particule dans la première partie de la chambre d'ionisation.

Le schéma de la figure 5.24 présente l'ensemble des combinaisons entre les différentes données délivrées par les détecteurs qui permettent d'extraire les données physiques relatives au noyau de recul.

La direction de la particule en sortie de cible ( $\theta_{cible}$ ,  $\phi_{cible}$ ) est reconstruite à partir d'une matrice de transfert, reliant l'état final à l'état initial de la particule, qui prend en



### 5.3.9 Conclusions

L'ensemble des détecteurs a très bien fonctionné pendant la première partie de l'expérience. Malheureusement, un problème de vide a alors endommagé de manière définitive les détecteurs "SeD", ne nous permettant ni de connaître précisément la trajectoire du noyau de recul dans le spectromètre, ni d'extraire les données physiques selon la procédure décrite au paragraphe précédent. Un autre problème, lié à la qualité du faisceau, a considérablement dégradé les performances de VAMOS, notamment en terme de temps mort. Ce problème n'a été analysé et compris qu'après la fin de l'expérience, lors de l'analyse des données, et sera donc présenté dans le prochain chapitre. Ainsi, seulement une partie des événements souhaités a pu être récoltée par le spectromètre VAMOS. Parmi les  $1.4 \times 10^6$  événements détectés par VAMOS, le nombre d'événements de fusion-évaporation détecté par le spectromètre s'élève à environ 15 000 événements (soit 1%). Néanmoins, nous verrons au chapitre 6 que le spectromètre VAMOS est capable de sélectionner les événements de fusion-évaporation. Il peut être utilisé comme un "trigger" fort de fusion-évaporation.

## Chapitre 6

# RESULTATS ET INTERPRETATIONS



## 6.1 Pré-analyse des données : extraction des événements de fusion-évaporation

Dans cette partie, nous décrirons en détails tous les moyens mis en œuvre pour extraire les événements de fusion-évaporation des données brutes. Nous présenterons la façon dont les systèmes de détection ont été utilisés pour atteindre ce but et comment nous avons réussi à améliorer la qualité des spectres par étapes successives.

### 6.1.1 Les données brutes

Pendant l'expérience, un événement est validé et enregistré sur support informatique si au moins 2 rayonnements  $\gamma$  sont détectés dans 2 "clovers" différents d'EXO-GAM, ou bien si au moins 1 photon  $\gamma$  est détecté dans EXOGAM avec un noyau de recul détecté en coïncidence par le spectromètre VAMOS. Dans tous les cas, si le détecteur de particules chargées légères DIAMANT déclenche, les informations concernant les cellules CsI touchées sont codées dans l'événement. Comme nous l'avons déjà mentionné précédemment, nous avons choisi de ne pas imposer de restrictions trop sévères pour l'acquisition des événements. En effet, les taux de comptage relativement faibles permettent d'enregistrer une grande partie des événements sans restriction stricte, puis de les analyser de façon fine après l'expérience, pour en extraire les données souhaitées.

Nous avons collecté durant l'expérience, avec ces conditions de déclenchement, une quantité de données qui s'élève à  $1,3 \times 10^9$  événements. Parmi ces événements, un total de  $32 \times 10^6$  événements présente une information du détecteur de particules chargées légères DIAMANT et environ  $6 \times 10^6$  événements présentent une information liée au spectromètre de recul VAMOS (dont 1.5% avec une information délivrée par DIAMANT).

Concernant la détection des rayonnements  $\gamma$ , nous avons uniquement utilisé l'énergie détectée dans les contacts centraux (les cristaux) des "clovers". En effet, l'électronique associée aux contacts centraux s'est révélée beaucoup plus stable que celle associée aux segments, facilitant la calibration.

La figure 6.1 présente le spectre brut récolté dans les cristaux des "clovers" d'EXO-GAM. Sur cette figure, aucune correction de l'effet Doppler n'a été appliquée sur les spectres. Les raies visibles sont liées au processus de radioactivité du faisceau de  $^{76}\text{Kr}$  et de ses noyaux fils ( $^{76}\text{Br}$  et  $^{76}\text{Se}$ ) suivant le schéma de décroissance présenté dans le chapitre 3 sur la figure 3.5. Nous reconnaissons également la raie à 511 keV, reliée au processus d'annihilation en fin de parcours du positron créé lors de la décroissance  $\beta^+$ . Ces rayonnements  $\gamma$  sont émis par des noyaux qui se sont implantés au voisinage des détecteurs (porte-cible, DIAMANT, chambre de réactions, ...). Il s'agit de noyaux à l'arrêt, donc ces photons  $\gamma$  ne subissent pas l'effet Doppler.

### 6.1.2 Correction de l'effet Doppler pour rechercher les événements de fusion-évaporation

Bien évidemment, pour rechercher les événements de fusion-évaporation, il faut corriger les énergies  $\gamma$  de l'effet Doppler. Comme la cible utilisée est relativement mince

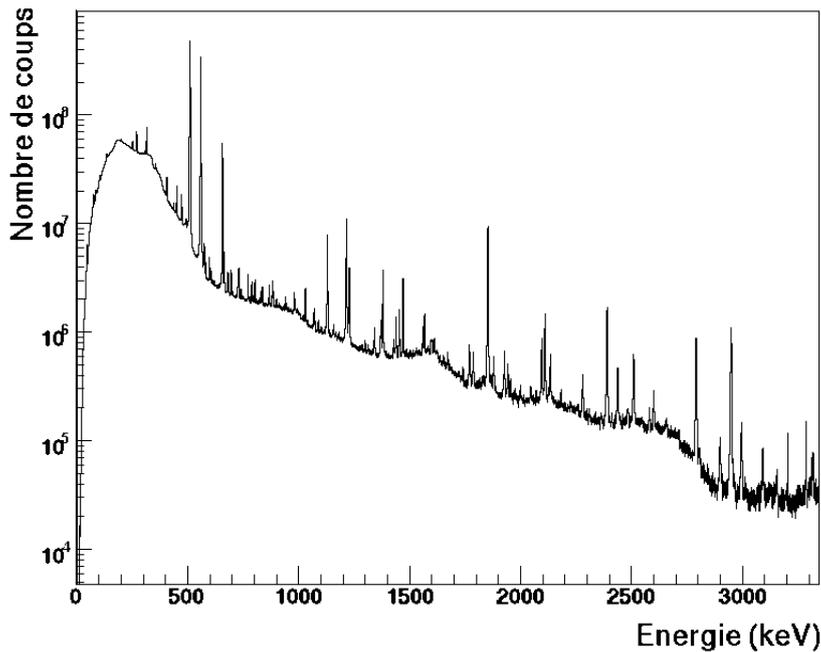


FIG. 6.1 – Spectre de rayonnements  $\gamma$  détectés dans EXOGAM durant la totalité de l'expérience. Aucune correction Doppler n'a été appliquée. Les principales raies visibles sont liées à la radioactivité du faisceau.

(1 mg/cm<sup>2</sup>), les noyaux issus de réactions de fusion-évaporation émettent leurs rayonnements  $\gamma$  en mouvement. D'après l'équation 4.10, pour corriger efficacement l'influence de l'effet Doppler, nous devons connaître précisément la direction du noyau de recul, sa vitesse ainsi que l'angle d'émission du rayonnement  $\gamma$ .

Grâce à l'effet d'entraînement du centre de masse lié à la réaction effectuée en cinématique inverse, le code de simulation PACE prédit un cône d'émission des noyaux de recul piqué vers l'avant et centré autour de 0° (l'angle maximum atteint 105 mrad, soit 6°). Nous prendrons donc en moyenne la direction du faisceau comme direction des noyaux de recul.

La vitesse du noyau de recul  $\beta$  peut être déterminée, événement par événement, par le spectromètre VAMOS. Cependant, VAMOS n'a pu être utilisé que pendant la première moitié de l'expérience (voir le paragraphe 5.3.9), et même durant cette période, seul un petit nombre d'événements de fusion-évaporation a été détecté (voir le paragraphe 6.1.8). Ainsi, nous avons dû corriger les énergies  $\gamma$  de façon moyenne, en n'utilisant qu'une seule valeur de la vitesse du noyau de recul. Pour rechercher la valeur optimale de ce paramètre, nous avons utilisé les énergies  $\gamma$  détectées par EXOGAM. Plusieurs valeurs de  $\beta$  ont été testées sur une sélection des événements de fusion-évaporation (voir les paragraphes suivants pour un détail des différentes étapes qui nous ont permis d'extraire les événements de fusion-évaporation) et la valeur qui a conduit aux meilleurs résultats (en termes de position et d'élargissement des pics) est  $\beta = 4.7\%$ . Cette valeur est en accord avec les différents codes d'évaporation que nous avons utilisés. Nous choisissons

donc cette valeur de  $\beta = 4.7\%$  pour l'ensemble des événements.

Enfin, concernant l'angle d'émission du photon  $\gamma$ , nous démarrerons l'analyse avec l'angle moyen du cristal de germanium touché. Nous verrons dans la section 6.1.6 comment nous pouvons améliorer la qualité des spectres en utilisant l'information délivrée par les segments d'EXOGRAM.

La figure 6.2 présente l'ensemble des événements recueillis pendant l'expérience, corrigés du déplacement Doppler de façon moyenne. Nous retrouvons les pics liés à la radioactivité du faisceau, décomposés en 4 structures correspondant aux 4 différents angles des couronnes d'EXOGRAM. Cette correction est bien entendu inadéquate dans ce cas puisque les pics de radioactivité sont émis alors que les noyaux sont à l'arrêt, d'où l'apparition de ces structures artificielles. Aucun pic lié à des événements de fusion-évaporation n'est encore visible dans le spectre à ce stade de l'analyse.

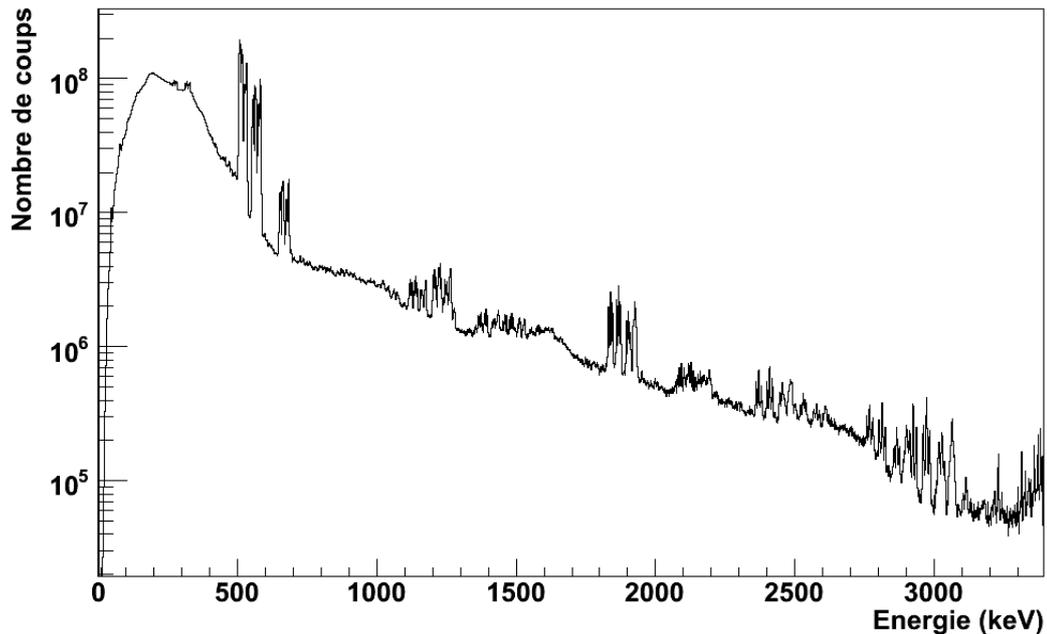


FIG. 6.2 – Spectre de rayonnements  $\gamma$ , corrigés de l'effet Doppler, détectés dans EXOGAM durant la totalité de l'expérience.

### 6.1.3 Sélection des voies "particules chargées légères" avec DIAMANT

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, si seules les informations délivrées par le multidétecteur EXOGAM sont utilisées, nous ne pouvons pas extraire les événements de fusion-évaporation, du fait de la présence d'un fort bruit de fond lié à la radioactivité du faisceau.

Grâce au détecteur additionnel DIAMANT, nous pouvons exiger la présence, à l'aide de sélections précises sur les matrices d'identification de DIAMANT (figure 6.3), d'au

moins une particule chargée légère ( $\alpha$ , proton) dans l'événement, et observer les raies  $\gamma$  en coïncidence. Nous verrons, dans la suite de ce chapitre, que DIAMANT nous permettra de distinguer les différentes voies de réactions ( $\alpha$ , proton) de manière plus précise. Nous nous contenterons dans cette partie d'extraire les événements de fusion-évaporation avec au moins une particule chargée légère émise.

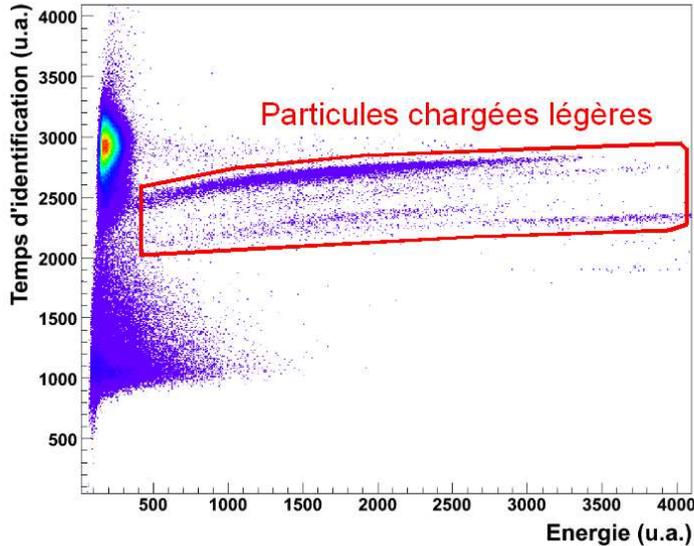


FIG. 6.3 – Matrice d'identification pour une cellule de DIAMANT. La zone marquée correspond à des particules chargées légères ( $\alpha$ , proton).

La figure 6.4 présente les spectres de rayonnements  $\gamma$  sans et avec la sélection dans le détecteur DIAMANT décrite précédemment.

Grâce à la sélection dans le détecteur DIAMANT, une structure complètement différente de celle liée à la radioactivité apparaît dans les spectres. Les pics ne sont pas dédoublés, ce qui indique que la correction de l'effet Doppler est correcte pour ces événements. Une analyse plus détaillée des pics prouve que ces événements sont liés à des réactions de fusion-évaporation. On retrouve en effet les transitions  $\gamma$  principales des noyaux les plus produits par ces réactions :  $^{130}\text{Nd}$ ,  $^{131}\text{Pm}$  et  $^{127}\text{Pr}$ .

Ainsi, grâce à un détecteur additionnel tel que DIAMANT, nous avons réussi à extraire d'un fort bruit de fond les événements intéressants. L'effet est spectaculaire puisque nous cherchons des informations dissimulées dans un bruit de fond qui est de 5 ordres de grandeur plus important que le signal utile.

#### 6.1.4 Utilisation des boucliers anti-Compton

Comme nous l'avons vu dans la description du détecteur EXOGAM au chapitre 4, lors de l'expérience, des boucliers anti-Compton (scintillateurs en BGO ou en CsI) ont été installés sur les côtés, ainsi qu'à l'arrière des détecteurs "clovers". L'utilisation de cette information nous permet de rejeter les rayonnements  $\gamma$  qui ont subi l'effet Compton avant

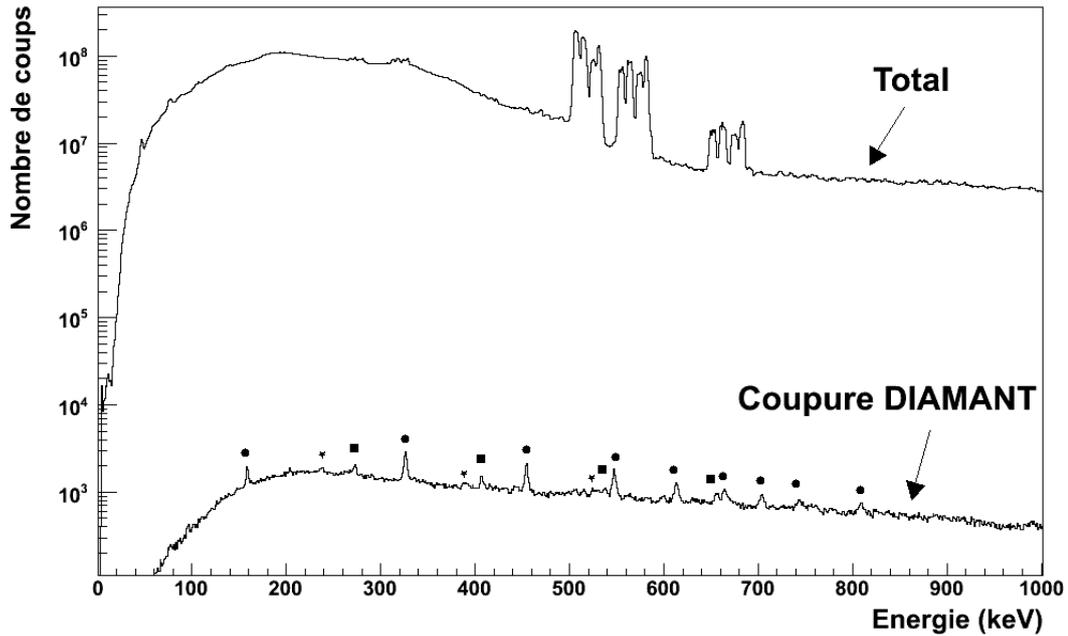


FIG. 6.4 – Spectres  $\gamma$  avec et sans sélection sur DIAMANT. L'effet Doppler a été corrigé de façon moyenne. Des raies connues associées à des noyaux créés par des réactions de fusion-évaporation sont visibles :  $^{130}\text{Nd}$  (cercles pleins),  $^{131}\text{Pm}$  (carrés pleins),  $^{127}\text{Pr}$  (étoiles pleines).

de s'échapper du cristal de germanium. Un tel événement est schématisé sur la figure 6.5, et la figure 6.6 montre l'effet de cette sélection sur un spectre de rayonnements  $\gamma$ .

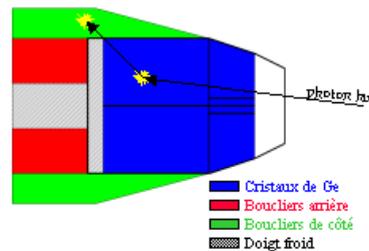


FIG. 6.5 – Effet Compton dans un cristal de germanium et détection du photon diffusé dans les boucliers anti-Compton.

L'intensité dans chaque pic n'est pas diminuée, ce qui montre que nous ne supprimons pas de rayonnement  $\gamma$  de pleine énergie. Par contre, le bruit de fond diminue. Le gain dans le rapport Pic/Fond est d'environ 5% pour une énergie autour de 300 keV et d'environ 20% à 800 keV, ce qui est très intéressant pour extraire les pics de faible intensité.

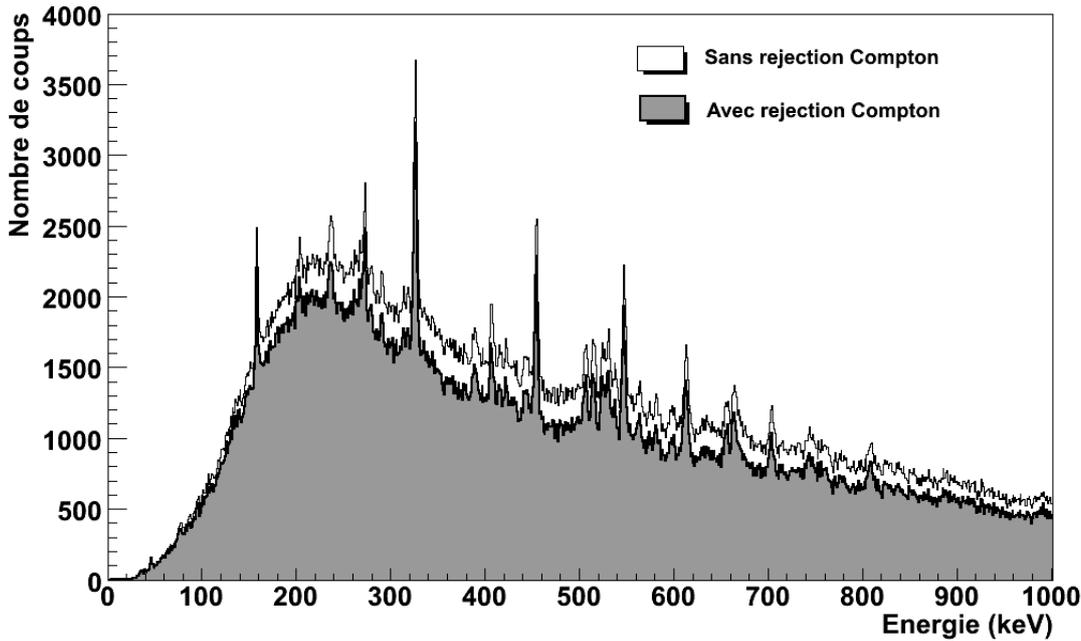


FIG. 6.6 – Effet de la réjection des rayonnements  $\gamma$  diffusés et détectés par les boucliers anti-Compton. En clair, le spectre  $\gamma$  sans sélection, et en gris, avec la réjection Compton. Le rapport Pic/Total est amélioré.

### 6.1.5 Filtrage en temps des événements

Après avoir sélectionné les événements de fusion-évaporation avec les informations délivrées par DIAMANT et utilisé les boucliers anti-Compton pour améliorer le rapport Pic/Fond, nous allons utiliser le signal "temps" fourni par EXOGAM. Le signal "temps" appelé "TAC" (Time to Amplitude Converter) est le temps entre le déclenchement de l'acquisition d'EXOGAM et l'arrivée d'un photon  $\gamma$  dans EXOGAM. Dans notre expérience, les photons  $\gamma$  issus de la radioactivité du faisceau sont complètement décorrélés en temps par rapport aux rayonnements  $\gamma$  émis par les noyaux produits par réactions de fusion-évaporation. Ces derniers sont appelés événements prompts. Pour sélectionner les événements prompts, il est usuel d'imposer une coupure en temps. La figure 6.7 présente une matrice "TAC" en fonction de l'énergie du photon  $\gamma$ . Sur cette figure, aucune correction Doppler n'a été appliquée, et aucune sélection sur DIAMANT n'a été imposée. On aperçoit très nettement les différentes raies liées à la radioactivité du faisceau, qui sont décorrélés en temps par rapport aux événements prompts situés autour du canal 18000. On notera également que les rayonnements  $\gamma$  de basse énergie (en dessous de 300 keV) sont systématiquement retardés. En effet, à ces énergies, les photons  $\gamma$  interagissent moins profondément dans le cristal. Comme le champ électrique situé aux bords des cristaux est moins homogène, la collecte de charge se fait plus lentement.

Pour éliminer les événements fortuits, tout en conservant les rayonnements  $\gamma$  de basse énergie, il convient d'imposer une coupure en temps (partie hachurée de la figure 6.7) qui dépende de l'énergie des photons  $\gamma$ . On peut donc encore améliorer la qualité des

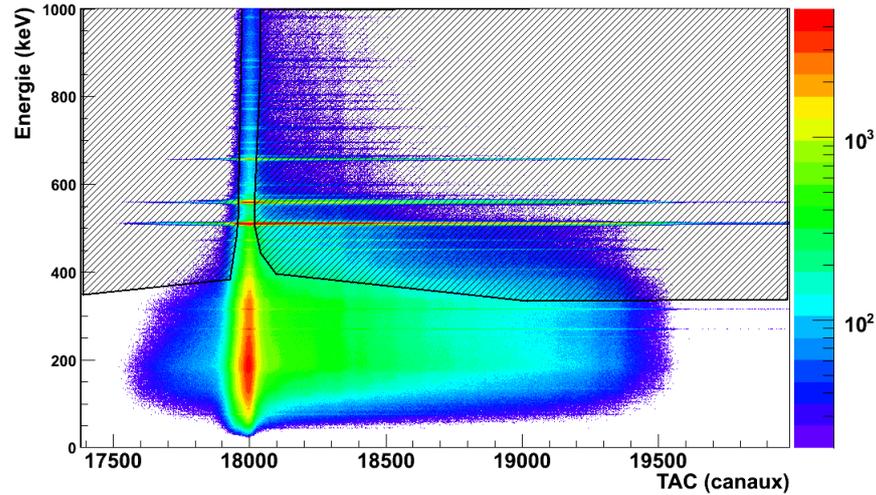


FIG. 6.7 – Matrice (énergie - TAC) des données de l'expérience. Aucune correction Doppler n'a été appliquée. On aperçoit très clairement les principales raies liées à la radioactivité du faisceau. Une coupure à 2 dimensions (partie hachurée) permet de supprimer une partie des événements fortuits dus à la radioactivité.

spectres de fusion-évaporation grâce à cette coupure en temps. Après avoir sélectionné les événements correspondant aux critères définis par celle-ci, nous obtenons le spectre présenté sur la figure 6.8. On remarque que les raies  $\gamma$  de radioactivité (et notamment le rayonnement à 511 keV) sont éliminées. Par contre, les raies liées aux événements de fusion-évaporation ne sont pas affectées par cette coupure en temps.

A partir de cette étape, nous pouvons considérer que les événements correspondant à l'ensemble de ces critères de sélection (au moins une particule chargée légère dans DIAMANT, élimination d'événements grâce aux boucliers anti-Compton et coupure en temps) ne contiennent pratiquement plus aucune radioactivité.

### 6.1.6 Amélioration de la correction Doppler grâce à la segmentation d'EXOGRAM

Pour corriger les énergies des rayons  $\gamma$  de l'effet Doppler, il convient de connaître, événement par événement, la direction du noyau de recul, sa vitesse et l'angle d'émission du rayon  $\gamma$ . Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4 sur la figure 4.12, la grande ouverture angulaire des détecteurs d'EXOGRAM dégrade de manière importante la résolution sous faisceau du multidétecteur  $\gamma$ . Pour limiter cet effet, nous avons utilisé **la segmentation d'EXOGRAM**. Lorsqu'un seul segment d'un cristal de germanium est touché, nous considérons comme angle d'émission du photon  $\gamma$  l'angle moyen défini par le segment. Ceci réduit l'ouverture angulaire de chaque détecteur d'un facteur 2, et la détermination du point d'impact est alors plus précise. La figure 6.9 présente les spectres  $\gamma$  corrigés de l'effet Doppler, en utilisant d'une part l'angle moyen du cristal touché et d'autre part l'angle moyen du segment touché. La résolution du spectre est améliorée lorsque nous utilisons

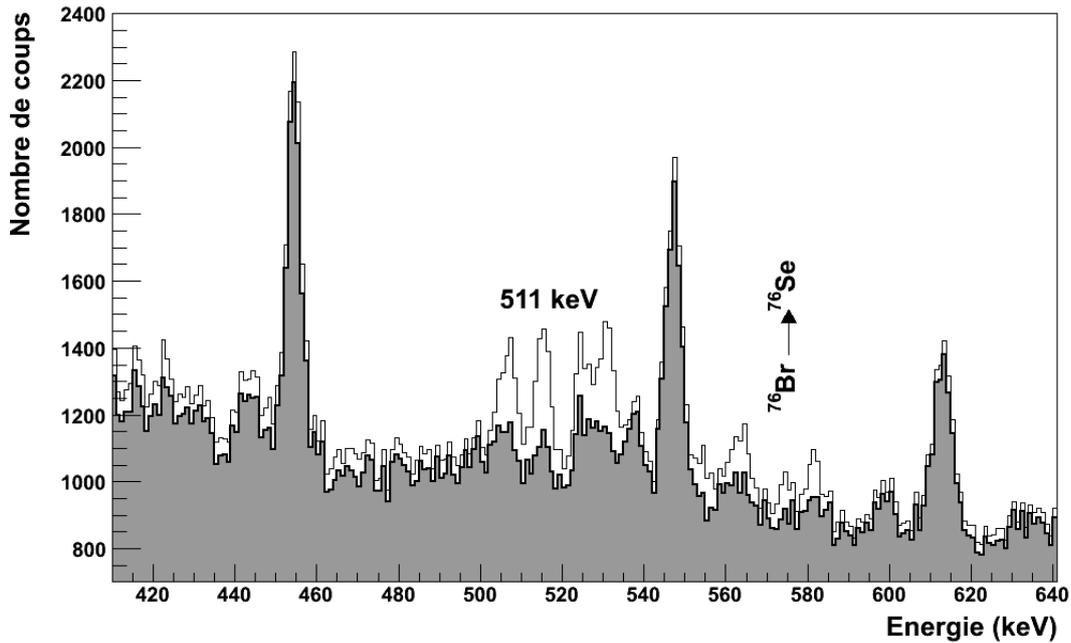


FIG. 6.8 – Effet de la coupure en temps d'EXOAM décrite sur la figure 6.7 appliquée aux spectres en énergie des photons  $\gamma$ . Les raies  $\gamma$  liées à la décroissance radioactive du faisceau sont nettement atténuées.

l'information des segments. Pour la raie à 454 keV, appartenant au noyau  $^{130}\text{Nd}$ , la largeur à mi-hauteur se trouve améliorée de 25% lorsque la correction Doppler est effectuée à l'aide de l'angle moyen du segment touché. A basse énergie, l'effet est moins prononcé puisque l'élargissement Doppler est proportionnel à l'énergie.

Dans la suite de l'analyse, pour traiter la totalité des événements de fusion-évaporation, nous avons utilisé l'angle moyen du cristal lorsque deux, trois ou quatre segments ont été touchés (diffusion Compton entre les segments). Par contre, lorsqu'un seul segment a délivré une information, l'angle moyen du segment a été utilisé pour corriger l'énergie des photons  $\gamma$  de l'effet Doppler. Le cas d'un seul segment touché par cristal représentent environ 76% des événements, comme le montre le tableau 6.1

Nombre de segments touchés par cristal	pourcentage des événements
1	76.4 %
2	20.0 %
3	2.4 %
4	1.2 %

TAB. 6.1 – Pourcentages du nombre de segments touchés par cristal.

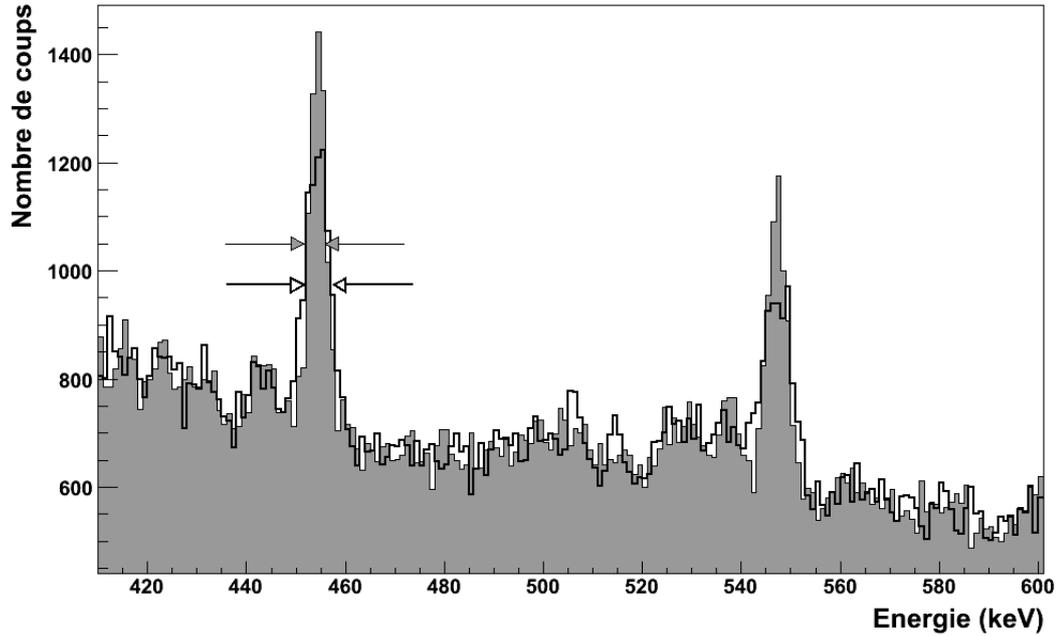


FIG. 6.9 – Spectres  $\gamma$  sans (en clair) et avec (en grisé) utilisation de l'information segment pour effectuer la correction de l'effet Doppler. Les largeurs à mi-hauteur de la raie à 454 keV pour les deux spectres sont indiquées par des flèches

### 6.1.7 Technique de l'"addback"

La technique de l'"addback" est très employée lorsque des détecteurs composites sont utilisés, comme c'est le cas pour les "clovers" d'EXOAM, qui comporte un ensemble de 4 cristaux de germanium regroupés dans un même cryostat. La technique consiste à sommer les énergies de plusieurs cristaux lorsque ces derniers sont considérés comme participant à la détection d'un seul photon  $\gamma$ , ce dernier ayant subi une diffusion Compton entre les cristaux. Généralement, lorsque des détecteurs voisins sont touchés, la technique standard de l'"addback" est réalisée (la somme des énergies est calculée lorsque deux cristaux voisins, horizontaux ou verticaux, d'un même "clover" sont touchés, en excluant les cristaux diagonaux). Le gain en efficacité par rapport à un fonctionnement d'un "clover" en mode simple (sans "addback") définit le facteur d'"addback"  $F$  :

$$F = \frac{(\epsilon_{ph})_{C=1} + (\epsilon_{ph})_{C>1}}{(\epsilon_{ph})_{C=1}} \quad (6.1)$$

avec  $C$  le nombre de cristaux.

La figure 6.10 présente les valeurs du facteur d'"addback" en fonction de la multiplicité  $\gamma$  émise, pour les deux configurations d'EXOAM. Ces valeurs ont été simulées à l'aide du code GEANT III [42]. Nous remarquons qu'à faible multiplicité ( $M_\gamma < 15$ ), le facteur d'addback est supérieur à 1, quelque soit la configuration utilisée. Par contre, pour les hautes multiplicités, la configuration A n'est plus adaptée ( $F < 1$ ).

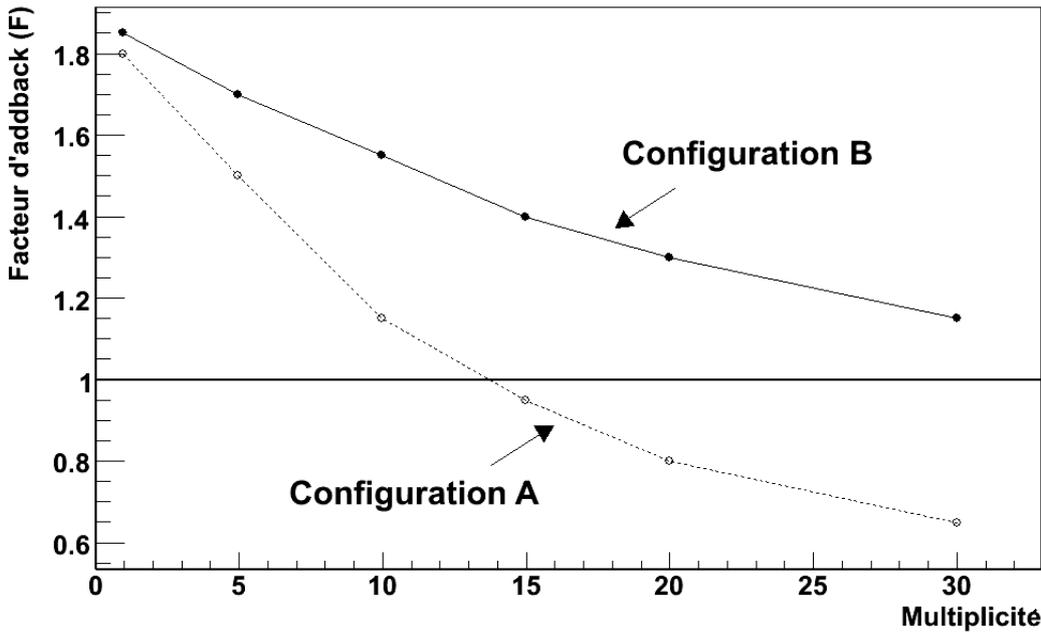


FIG. 6.10 – Facteur d'addback pour le multidétecteur EXOGAM, simulé à l'aide du code GEANT III, en fonction de la multiplicité  $\gamma$  émise. Les rayonnements  $\gamma$  simulés ont une énergie de 1.33 MeV. En pointillés, EXOGAM en configuration A (boucliers latéraux proches et collimateurs enlevés). En traits pleins, EXOGAM en configuration B (l'ensemble des boucliers anti-Compton sont présents). La ligne  $F = 1$  représente le cas où EXOGAM est utilisé en mode simple (sans "addback") [42].

Lors de l'analyse de l'expérience, nous avons tout d'abord appliqué la technique standard sur une source  $^{152}\text{Eu}$ , en sommant les énergies contenues dans 2 cristaux voisins (non diagonaux) d'un même "clover". Comme attendu, la reconstruction des photons  $\gamma$  de haute énergie permet d'améliorer le rapport Pic/Total de manière importante. Par contre, nous avons constaté que l'intensité des pics de faible énergie ( $< 300$  keV) diminue après reconstruction. Le but premier de l'expérience étant la détection des premiers états des bandes rotationnelles de noyaux grandement déformés, les énergies des photons  $\gamma$  attendues sont faibles (de l'ordre de la centaine de keV). Pour éviter ce problème à basse énergie, nous avons adopté la stratégie suivante : lorsque 2 cristaux voisins sont touchés et que l'énergie dans l'ensemble du détecteur "clover" est inférieure à 300 keV, l'addback n'est pas réalisé. En effet, la probabilité pour qu'un rayonnement  $\gamma$  d'énergie incidente inférieure à 300 keV diffuse entre les deux cristaux est faible puisque l'effet photoélectrique domine à ces énergies. Dans ce cas, nous supposons que 2 photons  $\gamma$  distincts ont été détectés. Cette méthode nous a permis de ne pas diminuer l'intensité des pics de basse énergie, tout en reconstruisant de façon satisfaisante les pics de plus haute énergie. Les événements pour lesquels deux cristaux voisins d'un même "clover" (non-diagonaux) représentent  $\sim 12\%$  des données traitées.

Nous avons appliqué cette méthode aux événements de l'expérience sous faisceau ra-

dioactif. Pour les événements liés à la radioactivité du faisceau, les mêmes conclusions que précédemment sont valables. Néanmoins, en construisant une matrice  $\gamma$ - $\gamma$  après avoir effectué l'"addback" standard, nous avons constaté qu'il demeure des événements non reconstruits, marqués par la présence de lignes perpendiculaires à la première diagonale (figure 6.11).

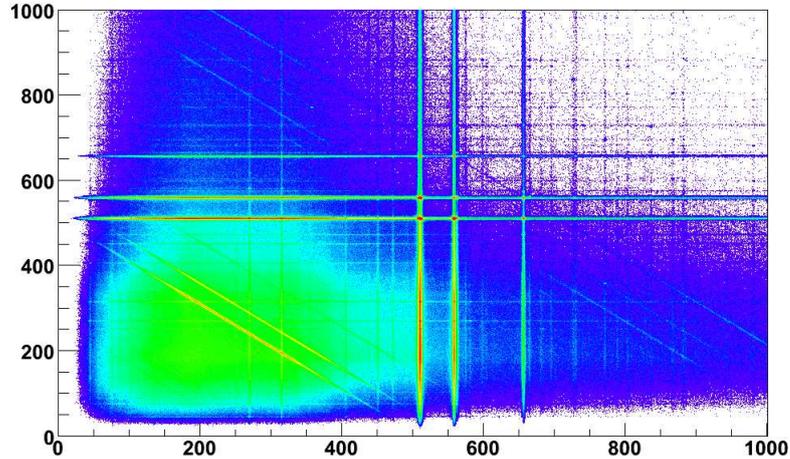


FIG. 6.11 – Matrice brute  $\gamma$ - $\gamma$  sans correction Doppler et sans "addback" standard.

Pour comprendre ce phénomène, il faut rappeler que la configuration A a été utilisée pour l'expérience ; les boucliers latéraux proches et les collimateurs sont enlevés. Les parties avant des cristaux de germanium sont alors proches, sans élément absorbant pouvant gêner la diffusion d'un "clover" à l'autre (figure 6.12). La proportion de cet effet s'élève à environ 4%. Pour essayer de reconstruire correctement ces événements, une méthode d'"addback" étendue a été utilisée. Dans ce cas, les énergies des cristaux voisins horizontaux et verticaux sont sommées même si ces cristaux n'appartiennent pas au même "clover".

Pour les événements de fusion-évaporation, la technique de l'"addback" (standard ou étendue) n'est pas adaptée. En effet, la reconstruction des énergies ne permet pas d'augmenter l'intensité des pics de haute énergie ( $> 500$  keV) mais surtout, on perd en efficacité à basse énergie. Pour ces événements, la correction de l'effet Doppler est indispensable. Lorsque la technique de l'"addback" est réalisée, nous devons définir l'angle moyen entre les deux cristaux voisins comme l'angle d'émission du photon. L'incertitude sur l'angle est augmentée et l'élargissement des pics également. De plus, pour les événements de fusion-évaporation, la multiplicité  $\gamma$  est relativement élevée (10-15), la figure 6.10 montre que la configuration choisie n'est pas la plus adaptée pour effectuer l'"addback". Rappelons que la configuration A a été privilégiée pour maximiser l'efficacité de détection.

Dans la suite de l'analyse, nous avons décidé de ne pas effectuer d'"addback", pour conserver le maximum d'efficacité à basse énergie. Par ailleurs, nous n'avons pas accès à la totalité des informations nous permettant de définir des méthodes plus fines pour réaliser l'"addback", comme la position des différentes interactions à l'intérieur du détecteur. Cela a motivé récemment, au sein du groupe, la réalisation de simulations à l'aide du code

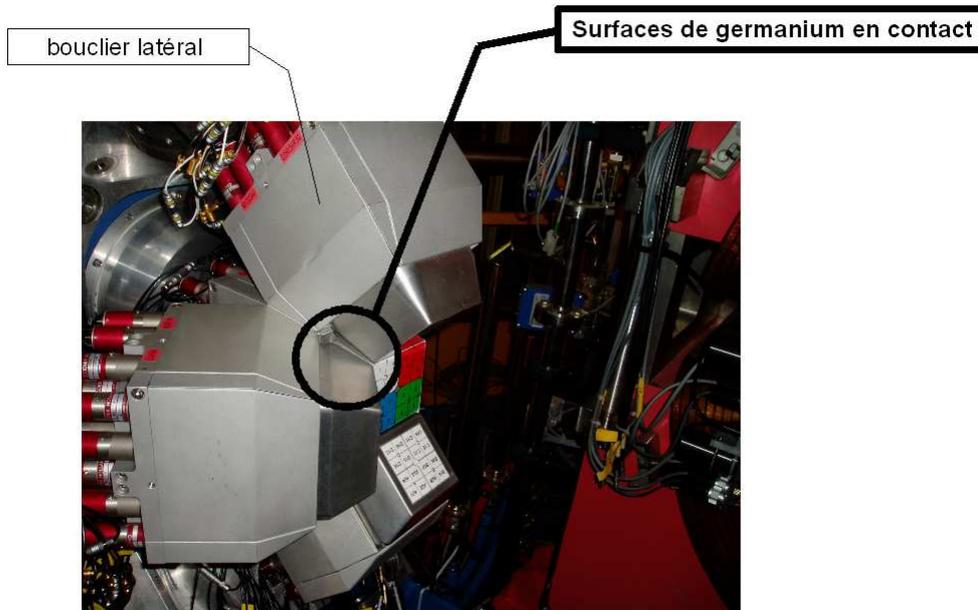


FIG. 6.12 – Photographie d'EXOGAM montrant les parties avant des cristaux en contact.

GEANT IV pour mieux comprendre et étudier ces phénomènes. Les premiers résultats sont prometteurs et reproduisent nos observations.

### 6.1.8 Sélection des événements de fusion-évaporation avec le spectromètre VAMOS

Le principal intérêt de l'utilisation du spectromètre VAMOS est de fournir un système de sélection efficace des événements de fusion-évaporation et de rejeter le faisceau radioactif. L'identification précise d'un résidu d'évaporation (en A, Z et Q) reste une tâche très difficile pour des noyaux relativement lourds. Néanmoins, l'ensemble des informations délivrées par le spectromètre, nous a permis de sélectionner les événements de fusion-évaporation.

La figure 6.13.a présente la corrélation entre la perte d'énergie ( $\Delta E$ ) dans la première partie de la chambre d'ionisation et l'énergie résiduelle ( $E^{res}$ ) dans la deuxième partie, des noyaux aboutissant au plan focal de VAMOS sans aucune sélection sur les autres détecteurs.

Pour un fonctionnement normal, on s'attend à la présence d'au plus 2 taches : l'une correspondant aux résidus d'évaporation, et l'autre correspondant à l'état de charge minoritaire du faisceau  $^{76}\text{Kr}^{32+}$  que nous avons laissé pénétrer volontairement jusqu'au plan focal de VAMOS pour obtenir un point de référence durant la totalité de l'expérience. La présence de plusieurs taches bien définies pour des pertes d'énergie ( $\Delta E$ ) similaires et des énergies résiduelles ( $E^{res}$ ) variables, peut paraître surprenante a priori. En fait, ces diffé-

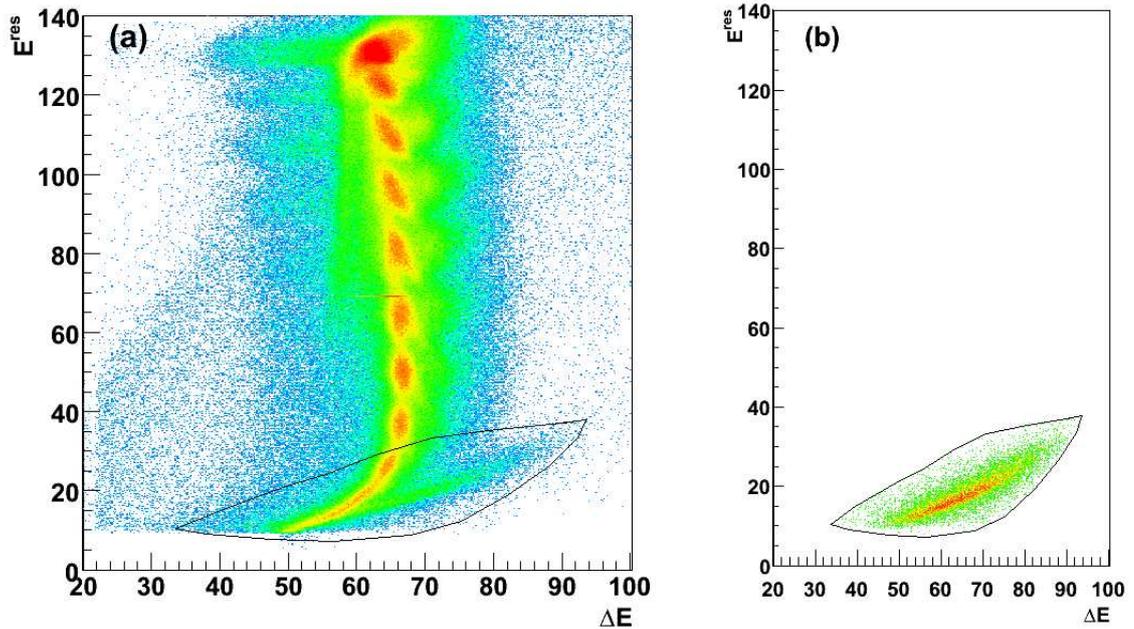


FIG. 6.13 – (a) : corrélations  $(\Delta E, E^{res})$  pour l'ensemble des événements. La sélection indiquée par le trait plein représente l'emplacement des événements de fusion-évaporation. (b) : corrélations  $(\Delta E, E^{res})$  avec au moins une particule chargée légère détectée par DIAMANT et un temps de vol compris entre 65 et 85 ns.

rentes taches correspondent à une contamination du faisceau. Il s'agit de noyaux  $^{76}\text{Kr}^{Q+}$  qui ne possèdent pas la bonne énergie de bombardement. La combinaison de la vitesse du noyau et de son état de charge permet d'obtenir des rigidités magnétiques ( $B\rho \propto \frac{A}{Q}v$ ) compatibles avec celles des noyaux de fusion-évaporation. Bien que cette contamination corresponde à une faible fraction ( $\leq 2\%$ ) du faisceau, ces noyaux diffusés dominent les spectres. En effet, le taux d'événements liés à ces particules est d'environ  $10^4$  par seconde, à comparer au taux de réactions de fusion d'environ 1 réaction par seconde. Malgré cette contamination, on devine la présence d'une composante allongée sur la figure 6.13.a, repérée par le trait plein, située à des énergies résiduelles faibles. Pour comprendre la nature de ces particules, la figure 6.13.b représente la corrélation  $(\Delta E, E^{res})$  en coïncidence avec au moins une particule chargée légère dans DIAMANT et un temps de vol compris entre 65 et 85 ns, correspondant aux temps de vol représentatifs des résidus d'évaporation. On peut ainsi extraire les seuls événements de fusion-évaporation par des sélections fines sur la matrice  $(\Delta E, E^{res})$ , sur le temps de vol et sur DIAMANT.

Pour étudier de façon plus détaillée les résidus d'évaporation, une matrice de corrélation  $(A/Q, A)$  est présentée sur la figure 6.14.a. Les noyaux correspondant au faisceau direct  $^{76}\text{Kr}^{32+}$  apparaissent clairement à la bonne masse ( $A=76$ ). Bien que ces noyaux ne soient pas stoppés dans la chambre d'ionisation, leurs informations sont bien reconstruites puisque nous connaissons précisément leurs caractéristiques (pertes d'énergie dans les deux secteurs de la chambre d'ionisation). Par contre, nous observons également les

noyaux liés à la contamination du faisceau. Pour ces particules, la reconstruction des informations  $A/Q$  et  $A$  est nécessairement fautive puisque nous ne connaissons ni leur énergie incidente, ni leurs pertes d'énergie le long de leur trajectoire. La figure 6.14.b présente la corrélation entre  $A/Q$  et  $A$  lorsque les sélections citées précédemment sont introduites (coupure sur DIAMANT, sur la matrice  $(\Delta E, E^{res})$  et sur le temps de vol). Elle confirme la présence des événements de fusion-évaporation avec  $A \sim 130$  et  $A/Q$  entre 3.5 et 5.5.

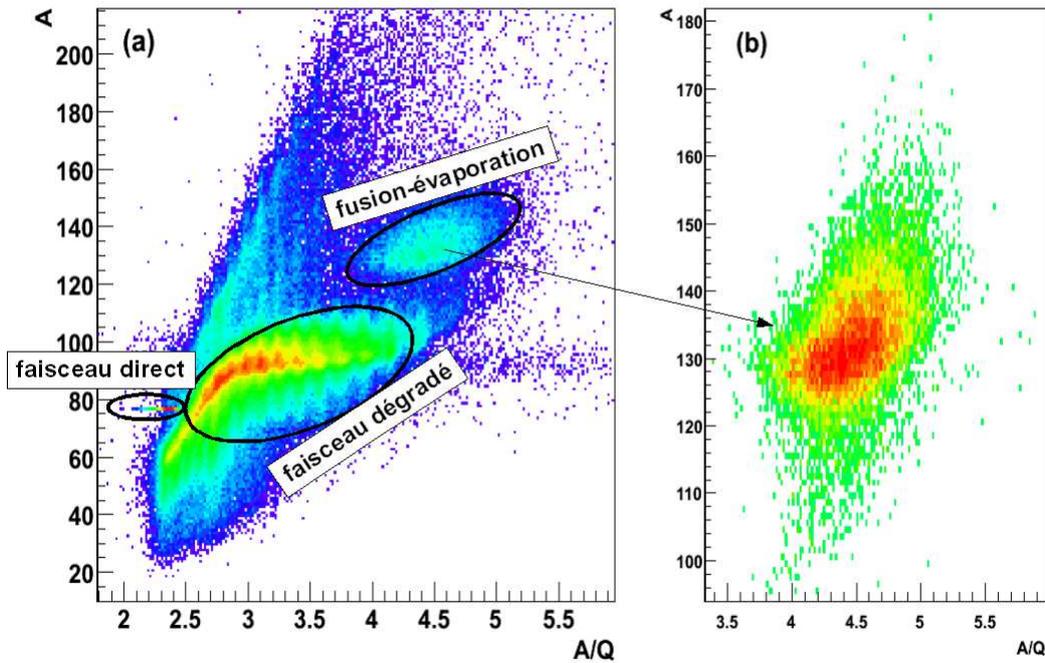


FIG. 6.14 – (a) : corrélations  $(A/Q, A)$  pour l'ensemble des événements. (b) : corrélations  $(A/Q, A)$  avec au moins une particule chargée légère détectée par DIAMANT, un temps de vol compris entre 65 et 85 ns et la sélection sur la matrice  $(\Delta E, E^{res})$  définies sur la figure 6.13.a.

Pour montrer que VAMOS est capable de sélectionner efficacement les événements de fusion-évaporation, le spectre de rayonnements  $\gamma$  délivré par EXOGAM a été construit en sélectionnant uniquement les événements d'intérêt (voir la figure 6.15). La correction de l'effet Doppler a été effectuée à l'aide d'une vitesse moyenne de  $\beta = 4.7\%$ . La connaissance, événement par événement, de la vitesse du noyau ne permet pas d'améliorer de façon probante la qualité des spectres. En effet, la résolution en énergie des rayonnements  $\gamma$  est dominée par la forte ouverture angulaire des détecteurs d'EXOGAM. Les différentes transitions liées à des noyaux de fusion-évaporation sont bien visibles, ce qui met en évidence le pouvoir de sélection du dispositif. Malheureusement, la statistique demeure faible pour extraire des informations complémentaires. Si on se base sur les 570 000 événements de fusion-évaporation détectés par DIAMANT, VAMOS n'en a détecté que 15 000, soit environ 3%. Cependant, à partir des acceptances angulaires et en moment de VAMOS, et à partir des prédictions du code PACE, la transmission de VAMOS devrait être proche de 100%. La présence de noyaux liés au faisceau dégradé qui sont entrés dans le spectro-

mètre a conduit à un temps mort élevé, expliquant ainsi le faible nombre d'événements de fusion-évaporation détectés. Malgré tout, nous avons démontré que les informations relatives aux noyaux de fusion-évaporation sont bien reconstruites. Ces événements de fusion-évaporation apparaissent nettement séparés du faisceau incident au niveau de la matrice (A/Q,A). A l'aide d'une statistique plus élevée, des coupures en A/Q auraient pu être définies, apportant ainsi des informations complémentaires, qui nous auraient permis d'identifier les noyaux émetteurs de rayonnements  $\gamma$  inconnus.

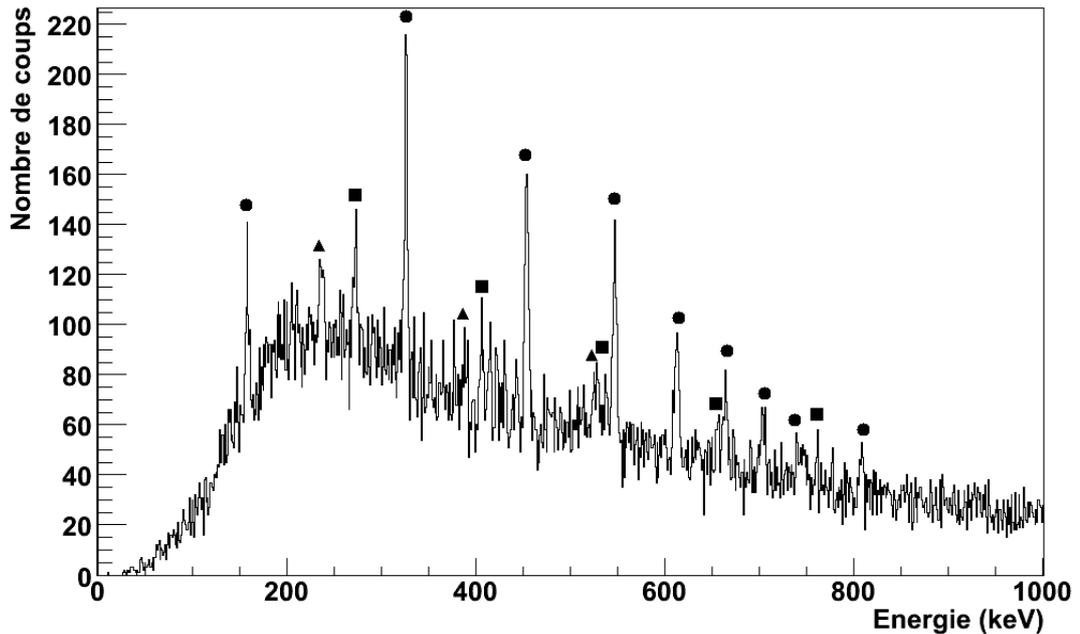


FIG. 6.15 – Spectre en énergie des rayonnements  $\gamma$ , pour les événements de fusion-évaporation sélectionnés par VAMOS (au moins une particule chargée légère dans DIAMANT est également demandé). La correction de l'effet Doppler a été effectuée avec une vitesse moyenne pour tous les événements. Les raies  $\gamma$  connues correspondant aux voies d'évaporation les plus peuplées, sont indiquées :  $^{130}\text{Nd}$  (cercles),  $^{131}\text{Pm}$  (carrés) et  $^{127}\text{Pr}$  (triangles).

## 6.2 Analyse des événements de fusion-évaporation

Nous avons pu extraire, notamment à l'aide du détecteur additionnel de particules chargées légères DIAMANT, les événements de fusion-évaporation. Après l'amélioration des spectres par étapes successives, nous avons analysé et étudié les différentes raies  $\gamma$  qui apparaissent dans les spectres délivrés par le détecteur EXOGAM. Le nombre d'événements de fusion-évaporation s'élève à environ  $5.7 \times 10^5$ .

### 6.2.1 Multiplicités proton, $\alpha$ , $\gamma$

Après les différentes phases de calibration et de pré-analyse des données, nous pouvons fournir quelques caractéristiques des événements de fusion-évaporation. La figure 6.16 présente la distribution en multiplicité détectée (ou "fold") concernant les protons et les particules  $\alpha$ . Seuls une dizaine d'événements présentent le cas de 2 particules  $\alpha$  en coïncidence, ce qui s'avère bien évidemment trop peu pour réaliser des études de spectroscopie  $\gamma$ . Le nombre de protons détectés par événement varie de 1 à 4. Au delà de 4 protons détectés, la statistique devient insuffisante pour permettre de réaliser les spectres  $\gamma$  en coïncidence.

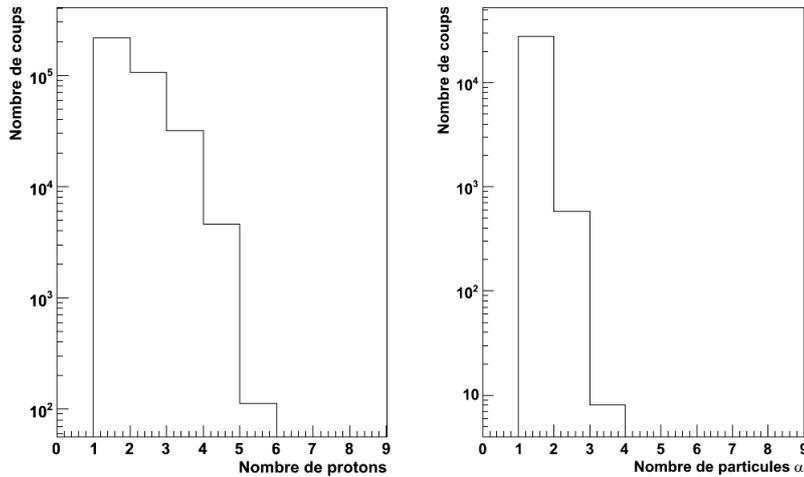


FIG. 6.16 – Distributions en "fold" pour les protons (à gauche) et les particules  $\alpha$  (à droite), détectés dans DIAMANT.

La figure 6.17 présente la distribution en "fold" des rayonnements  $\gamma$  détectés dans les cristaux d'EXOAM lorsqu'au moins une particule chargée légère a été détectée par DIAMANT. Aucune technique d'"addback" n'a été employée. Le nombre moyen de photons  $\gamma$  détectés dans un événement est de 4.

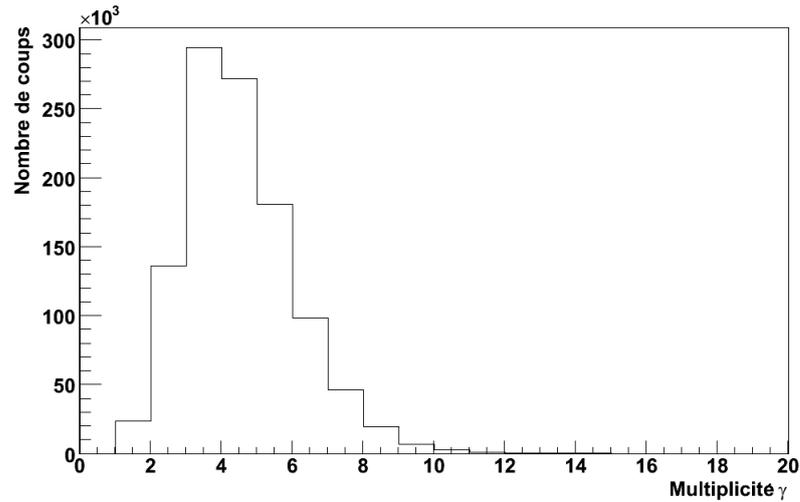


FIG. 6.17 – Distribution en "fold" pour les photons  $\gamma$  détectés dans EXOGAM avec au moins une particule chargée dans DIAMANT. La valeur moyenne de cette distribution est égale à 4.

### 6.2.2 Analyse des spectres de fusion-évaporation

La figure 6.18 présente le spectre  $\gamma$  en coïncidence avec au moins 2 protons détectés par DIAMANT et aucune particule  $\alpha$ . Les voies de fusion-évaporation du type  $xp\gamma n$  sont visibles, ainsi que la voie  $\alpha 3p$  ( $^{127}\text{Pr}$  qui est le noyau prédit le plus produit par la réaction), la particule  $\alpha$  n'ayant pas été détectée.

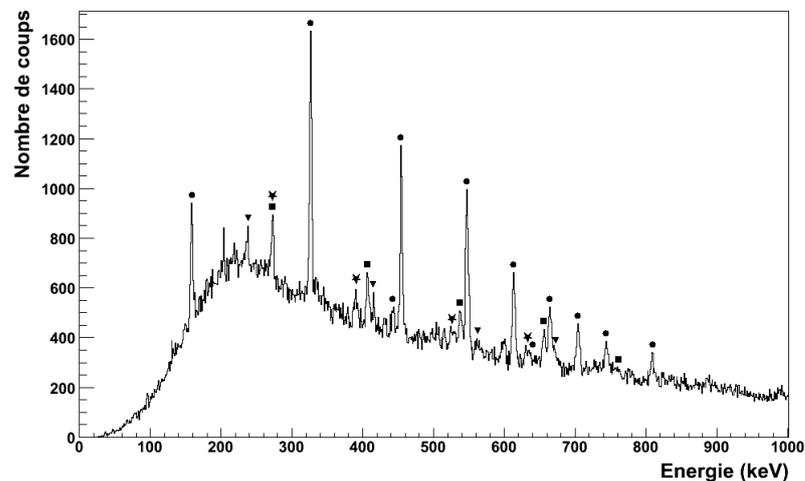


FIG. 6.18 – Spectre  $\gamma$  en coïncidence avec au moins 2 protons détectés dans DIAMANT (et aucune particule  $\alpha$ ). Les raies  $\gamma$  connues sont marquées pour les différentes voies :  $^{130}\text{Nd}$  (cercles pleins),  $^{131}\text{Pm}$  (carrés pleins),  $^{129}\text{Pr}$  (triangles bas pleins),  $^{127}\text{Pr}$  (étoiles pleines).

Les voies majoritaires mettant en jeu au moins un proton d'évaporation, sont clairement identifiées. Le tableau 6.2 synthétise toutes les raies  $\gamma$  que nous pouvons observer

sur le spectre de la figure 6.18.

- $^{130}\text{Nd}$  (voie d'évaporation 4p) : le noyau pair-pair le plus produit ; la bande de rotation yrast de ce noyau a été observée jusqu'à l'état  $22^+$  ; quelques transitions appartenant à l'une des bandes excitées sont également visibles, jusqu'au spin  $13^{(-)}$ .
- $^{131}\text{Pm}$  (voie d'évaporation 3p) : la bande de rotation yrast de ce noyau a été observée jusqu'à l'état  $31/2^-$ .
- $^{129}\text{Pr}$  (voie d'évaporation 5p) : la bande de rotation yrast de ce noyau a été observée jusqu'à l'état  $27/2^-$ .
- $^{127}\text{Pr}$  (voie d'évaporation  $\alpha 3p$ ) : les quatre premières transitions (jusqu'à l'état de spin  $27/2^-$ ) sont visibles.

Energie (keV)	noyau (voie d'évaporation)	transition
158.7 (4)	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	$2^+ \rightarrow 0^+$
326.3 (3)	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	$4^+ \rightarrow 2^+$
454.6 (3)	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	$6^+ \rightarrow 4^+$
547.4 (3)	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	$8^+ \rightarrow 6^+$
613.3 (3)	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	$10^+ \rightarrow 8^+$
664.1 (4)	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	$12^+ \rightarrow 10^+$
703.9 (4)	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	$14^+ \rightarrow 12^+$
743.2 (4)	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	$16^+ \rightarrow 14^+$
809.1 (4)	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	$18^+ \rightarrow 16^+$
897 (1)	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	$20^+ \rightarrow 18^+$
991 (1)	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	$22^+ \rightarrow 20^+$
443 (1)	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	$9^{(-)} \rightarrow 7^{(-)}$
546 (1)	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	$11^{(-)} \rightarrow 9^{(-)}$
632 (1)	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	$13^{(-)} \rightarrow 11^{(-)}$
272.8 (5)	$^{131}\text{Pm}$ (3p)	$\frac{15^-}{2} \rightarrow \frac{11^-}{2}$
407.3 (5)	$^{131}\text{Pm}$ (3p)	$\frac{19^-}{2} \rightarrow \frac{15^-}{2}$
537.9 (6)	$^{131}\text{Pm}$ (3p)	$\frac{23^-}{2} \rightarrow \frac{19^-}{2}$
656.3 (6)	$^{131}\text{Pm}$ (3p)	$\frac{27^-}{2} \rightarrow \frac{23^-}{2}$
760 (1)	$^{131}\text{Pm}$ (3p)	$\frac{31^-}{2} \rightarrow \frac{27^-}{2}$
237.8 (6)	$^{129}\text{Pr}$ (5p)	$\frac{15^-}{2} \rightarrow \frac{11^-}{2}$
415 (1)	$^{129}\text{Pr}$ (5p)	$\frac{19^-}{2} \rightarrow \frac{15^-}{2}$
561 (1)	$^{129}\text{Pr}$ (5p)	$\frac{23^-}{2} \rightarrow \frac{19^-}{2}$
671 (1)	$^{129}\text{Pr}$ (5p)	$\frac{27^-}{2} \rightarrow \frac{23^-}{2}$
236.4 (4)	$^{127}\text{Pr}$ ( $\alpha$ 3p)	$\frac{15^-}{2} \rightarrow \frac{11^-}{2}$
389.1 (4)	$^{127}\text{Pr}$ ( $\alpha$ 3p)	$\frac{19^-}{2} \rightarrow \frac{15^-}{2}$
524.3 (5)	$^{127}\text{Pr}$ ( $\alpha$ 3p)	$\frac{23^-}{2} \rightarrow \frac{19^-}{2}$
637.6 (6)	$^{127}\text{Pr}$ ( $\alpha$ 3p)	$\frac{27^-}{2} \rightarrow \frac{23^-}{2}$
731 (1)	$^{127}\text{Pr}$ ( $\alpha$ 3p)	$\frac{31^-}{2} \rightarrow \frac{27^-}{2}$

TAB. 6.2 – Tableau récapitulatif des transitions  $\gamma$  déjà connues, observées sur le spectre présenté sur la figure 6.18. Les erreurs sur les énergies sont indiquées entre parenthèses.

La figure 6.19 présente le spectre  $\gamma$  en coïncidence avec 1 particule  $\alpha$  dans l'événement, quelque soit le nombre de protons détectés. Les voies de fusion-évaporation du type  $\alpha xp$  sont visibles.

Les voies majoritaires mettant en jeu une particule  $\alpha$  d'évaporation, calculées par le code PACE, sont clairement identifiées. Le tableau 6.3 synthétise toutes les raies  $\gamma$  que nous pouvons observer sur le spectre de la figure 6.19.

- $^{128}\text{Nd}$  (voie d'évaporation  $\alpha 2p$ ) : la bande de rotation yrast de ce noyau a été observée jusqu'à l'état  $16^+$ .
- $^{127}\text{Pr}$  (voie d'évaporation  $\alpha 3p$ ) : les six premières transitions de la bande yrast ont

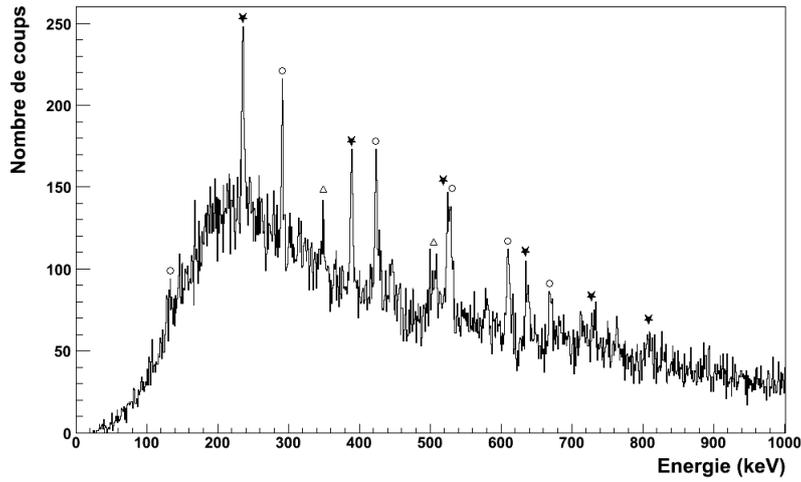


FIG. 6.19 – Spectre  $\gamma$  en coïncidence avec une particule  $\alpha$ , quelque soit le nombre de protons détectés. Les raies  $\gamma$  connues sont marquées pour les différentes voies :  $^{128}\text{Nd}$  (étoiles pleines),  $^{127}\text{Pr}$  (cercles vides),  $^{126}\text{Ce}$  (triangles haut vides).

Energie (keV)	noyau (voie d'évaporation)	transition
133.5 (7)	$^{128}\text{Nd}$ ( $\alpha 2p$ )	$2^+ \rightarrow 0^+$
291.3 (4)	$^{128}\text{Nd}$ ( $\alpha 2p$ )	$4^+ \rightarrow 2^+$
423.6 (4)	$^{128}\text{Nd}$ ( $\alpha 2p$ )	$6^+ \rightarrow 4^+$
528.7 (5)	$^{128}\text{Nd}$ ( $\alpha 2p$ )	$8^+ \rightarrow 6^+$
610.5 (5)	$^{128}\text{Nd}$ ( $\alpha 2p$ )	$10^+ \rightarrow 8^+$
670 (1)	$^{128}\text{Nd}$ ( $\alpha 2p$ )	$12^+ \rightarrow 10^+$
716 (1)	$^{128}\text{Nd}$ ( $\alpha 2p$ )	$14^+ \rightarrow 12^+$
764 (1)	$^{128}\text{Nd}$ ( $\alpha 2p$ )	$16^+ \rightarrow 14^+$
236.4 (4)	$^{127}\text{Pr}$ ( $\alpha 3p$ )	$\frac{15^-}{2} \rightarrow \frac{11^-}{2}$
389.1 (4)	$^{127}\text{Pr}$ ( $\alpha 3p$ )	$\frac{19^-}{2} \rightarrow \frac{15^-}{2}$
524.3 (5)	$^{127}\text{Pr}$ ( $\alpha 3p$ )	$\frac{23^-}{2} \rightarrow \frac{19^-}{2}$
637.6 (6)	$^{127}\text{Pr}$ ( $\alpha 3p$ )	$\frac{27^-}{2} \rightarrow \frac{23^-}{2}$
731 (1)	$^{127}\text{Pr}$ ( $\alpha 3p$ )	$\frac{31^-}{2} \rightarrow \frac{27^-}{2}$
809 (1)	$^{127}\text{Pr}$ ( $\alpha 3p$ )	$\frac{35^-}{2} \rightarrow \frac{31^-}{2}$
349 (1)	$^{126}\text{Ce}$ ( $\alpha 4p$ )	$4^+ \rightarrow 2^+$
496 (1)	$^{126}\text{Ce}$ ( $\alpha 4p$ )	$6^+ \rightarrow 4^+$

TAB. 6.3 – Tableau récapitulatif des transitions  $\gamma$  déjà connues, observées sur le spectre présenté sur la figure 6.19. Les erreurs sur les énergies sont indiquées entre parenthèses.

été observées (jusqu'au spin  $35/2^-$ ).

- $^{126}\text{Ce}$  (voie d'évaporation  $\alpha 4p$ ) : les deux premières transitions sont visibles.

### 6.2.3 Les rayonnements $\gamma$ inconnus

Après avoir identifié la majorité des transitions  $\gamma$  observées dans les spectres de fusion-évaporation, quelques transitions n'ont pu être assignées à un noyau donné. Ces transitions  $\gamma$  peuvent donc être considérées comme des candidats potentiels pour l'étude en spectroscopie  $\gamma$  de noyaux inconnus.

Sur les spectres des figures 6.20 et 6.21 sont présentées les transitions  $\gamma$  inconnues. Les raies d'énergie 204 keV, 599 keV sont des pics liés à des voies d'évaporation proton tandis que les raies à 301 keV et 580 keV sont liées à des voies d'évaporation  $\alpha$ .

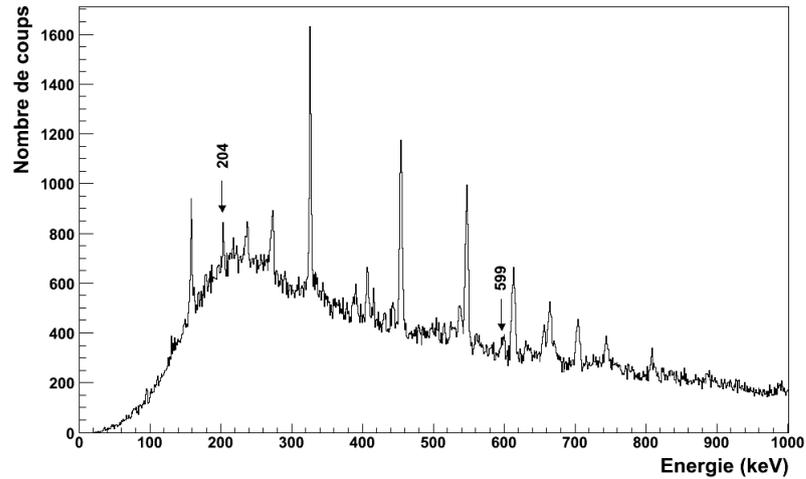


FIG. 6.20 – Spectre  $\gamma$  en coïncidence avec au moins 2 protons détectés dans DIAMANT (et aucune particule  $\alpha$ ). Les raies  $\gamma$  inconnues sont repérées par leur énergie.

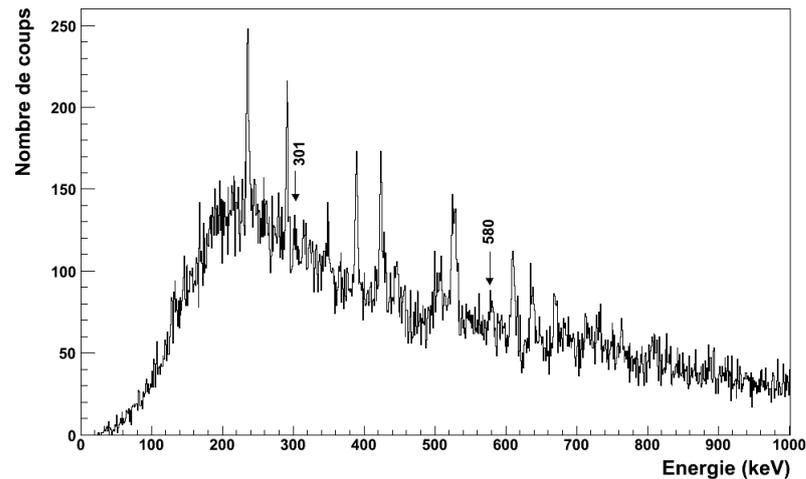


FIG. 6.21 – Spectre  $\gamma$  en coïncidence avec une particule  $\alpha$ , quelque soit le nombre de protons détectés. Les raies  $\gamma$  inconnues sont repérées par leur énergie.

Le nombre de voies d'évaporation ouvertes étant relativement élevé, nous avons cherché à identifier les noyaux auxquels ces transitions  $\gamma$  inconnues pouvaient appartenir. Les méthodes d'identification que nous avons utilisées sont décrites dans le paragraphe suivant.

## 6.2.4 Méthodes d'identification des rayonnements $\gamma$

### Étude des coïncidences $\gamma$ - $\gamma$

Au vue de la distribution en "fold" des rayonnements  $\gamma$  de la figure 6.17 (au moins 3 photons  $\gamma$  détectés dans la majorité des événements), une matrice  $\gamma$ - $\gamma$  symétrique a été construite. L'objectif est de positionner dans cette matrice (de dimension 2) les événements  $\gamma$ , de sélectionner sur l'un des axes une énergie donnée et enfin d'extraire les rayonnements  $\gamma$  en coïncidence avec l'énergie sélectionnée (projection sur l'autre axe). Les spectres de dimensions supérieures à 2 n'ont pas été construits, la statistique étant insuffisante. La matrice  $\gamma$ - $\gamma$  a été construite de la manière suivante :

Pour un événement de "fold"  $f$  ( $f \geq 2$ ), c'est-à-dire un événement du type  $(e_1, e_2, \dots, e_f)$ , les  $C_2^f = \frac{f!}{2(f-2)!}$  couples  $(e_i, e_j)$  ( $i \in [1, f]$ ,  $i \neq j$ ) sont rangés dans la matrice.

Pour disposer d'une statistique suffisante, nous pouvons utiliser l'opérateur logique "OU" (noté  $\oplus$ ) pour les conditions imposées. Le spectre total sera alors simplement la somme des spectres conditionnés par l'une des transitions.

La figure 6.22 présente un spectre conditionné par les 7 premières transitions ( $\oplus$  entre les transitions) de la bande yrast du noyau  $^{130}\text{Nd}$ , qui représente la voie d'évaporation (4p) la plus observée lors de l'expérience. La sélectivité est grande et la procédure permet d'observer sans ambiguïté les 9 premières transitions de la bande yrast du noyau  $^{130}\text{Nd}$  (jusqu'au spin  $18\hbar$ ). Cela prouve que le dispositif expérimental fonctionne correctement et permet la recherche de transitions  $\gamma$  dans cette région, à l'aide d'un faisceau radioactif.

Ainsi, pour la voie majoritaire observée ( $^{130}\text{Nd}$ ), prédite avec une section efficace d'environ 75 mb, la technique  $\gamma$ - $\gamma$  conduit à de bons résultats et permet d'isoler les transitions  $\gamma$  d'un même noyau. Néanmoins, à chaque condition imposée, nous perdons un ordre de grandeur sur la statistique. Cette technique ne nous a donc pas permis d'extraire des informations portant sur les voies moins produites lors de l'expérience. Avec une intensité de faisceau radioactif d'environ  $5 \times 10^5$  particules par seconde, cette technique ne nous a pas permis d'observer des voies ayant des sections efficaces inférieures à quelques dizaines de millibarns. Pour les raies  $\gamma$  inconnues, aucun résultat probant n'a pu être exploité à l'aide de cette technique. Nous avons donc développé d'autres méthodes pour identifier le noyau émetteur.

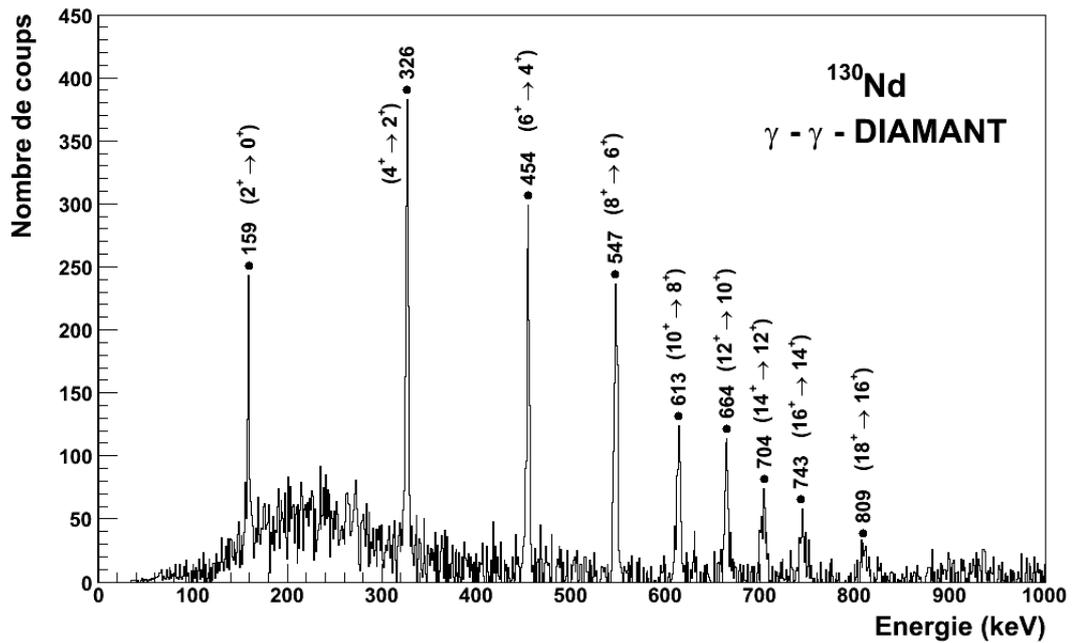


FIG. 6.22 – Spectre conditionné par les 7 premières transitions de la bande rotationnelle yrast du noyau  $^{130}\text{Nd}$  ("OU" logique entre les 7 "gates").

### Analyse en fonction du nombre de protons détectés

Les spectres des rayonnements  $\gamma$  détectés en fonction du nombre de protons sont présentés sur la figure 6.23. Selon le nombre de protons imposés dans l'événement, certaines voies de fusion-évaporation sont plus ou moins favorisées.

L'intensité relative des différentes voies d'évaporation varie en fonction du nombre de protons détectés par DIAMANT. Plus le nombre de protons détectés est grand, plus les voies d'évaporation les mettant en jeu sont favorisées (c'est par exemple le cas pour le noyau  $^{129}\text{Pr}$  (voie d'évaporation 5p), comme le montre le trait en pointillés de la figure 6.23). L'intensité relative des raies liées au noyau  $^{131}\text{Pm}$  (voie 3p) diminue lorsque le nombre de protons détectés augmente (trait d'axe de la figure 6.23), et la raie disparaît normalement lorsque 4 protons sont exigés dans l'événement.

Cette méthode permet d'identifier (de façon relative) les différentes voies d'évaporation ou tout au moins d'estimer le nombre de protons évaporés par le résidu. Pour avoir une approche plus quantitative, nous avons développé une méthode d'identification basée sur cette observation. Cette méthode est décrite à la section suivante.

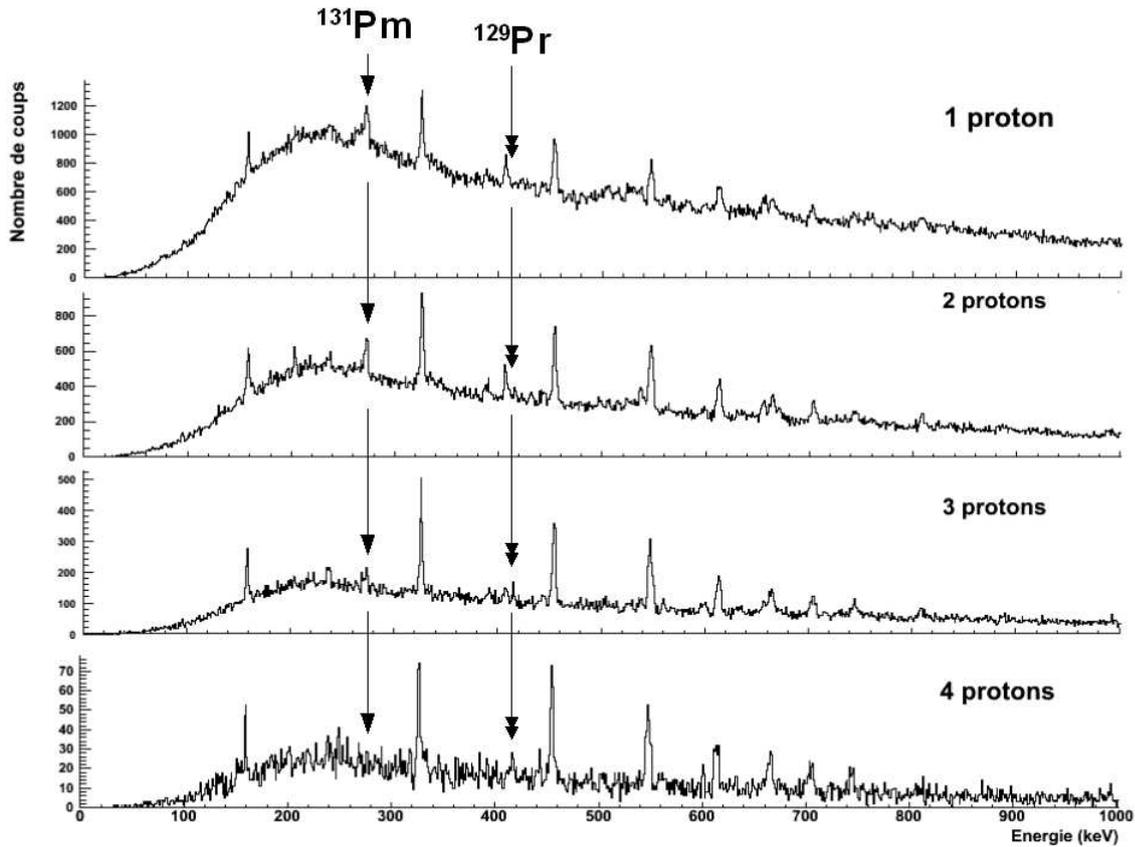


FIG. 6.23 – Spectres  $\gamma$  en fonction du nombre de protons détectés. Les flèches doubles (simples) montre l'évolution de l'intensité d'une raie  $\gamma$  du noyau  $^{129}\text{Pr}$  ( $^{131}\text{Pm}$ ).

### Méthode d'identification : la distribution de protons

#### (a) Principe de la méthode

Au regard des spectres de rayonnements  $\gamma$  en fonction du nombre de protons détectés (figure 6.23), nous avons tracé la distribution du nombre de protons détectés par DIAMANT associée à chacune des raies  $\gamma$  présentes dans les spectres. Pour cela, nous avons tracé la distribution de protons en coïncidence avec les photons  $\gamma$  possédant une certaine énergie (sélection hachurée sur le spectre de la figure 6.24). Naturellement, l'information intéressante est la distribution du nombre de protons en coïncidence avec le pic de pleine énergie. Il faut donc soustraire à la distribution précédente la distribution liée au fond situé en-dessous du pic. Pour estimer cette distribution, et pour moyenner les fluctuations statistiques, de larges sélections à droite et à gauche du pic sont réalisées (parties pointillées de la figure 6.24). Après normalisation de la distribution associée au fond, les deux distributions obtenues sont soustraites. Pour établir les sélections, pour les voies d'évaporation ne mettant pas en jeu une particule  $\alpha$ , le spectre  $\gamma$  en coïncidence avec au moins 1 proton dans DIAMANT a été utilisé. Pour les voies mettant en jeu une particule

$\alpha$ , le spectre  $\gamma$  en coïncidence avec une particule  $\alpha$ , quelque soit le nombre de protons, a été utilisé. Nous prendrons comme exemple d'application l'une des raies les plus intenses des spectres, à savoir la raie  $\gamma$  à 326 keV, appartenant au noyau  $^{130}\text{Nd}$  (voie d'évaporation 4p).

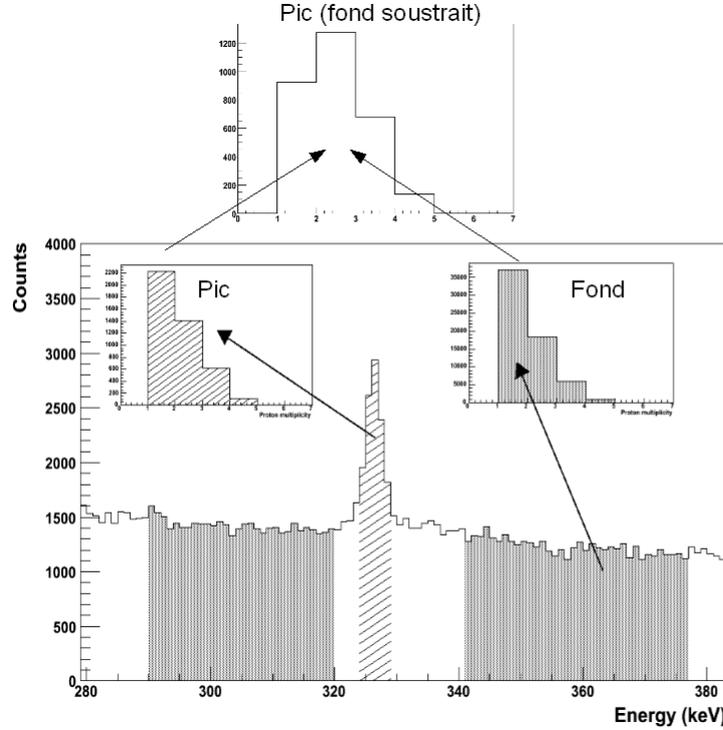


FIG. 6.24 – Principe de la méthode d'identification à l'aide des distributions de protons.

Une fois la distribution finale obtenue, deux quantités sont calculées pour caractériser cette distribution : la moyenne ( $\bar{X}$ ) et le coefficient de dissymétrie ( $D$ ). Soit  $x_j$  le nombre de coups au canal  $j$ ,  $n_j$  le nombre de protons au canal  $j$ , et  $N$  l'intégrale de la distribution, on définit les moments centrés d'ordre  $n$  comme :

$$m_n = \frac{\sum_j x_j (n_j - \bar{X})^n}{N} \quad (6.2)$$

Bien évidemment, le moment centré d'ordre 1 vaut 0. Le moment centré d'ordre 2 représente la variance de la distribution. Le coefficient de dissymétrie ( $D$ ) fait intervenir le moment centré d'ordre 3 et se définit par l'expression :

$$D = \frac{m_3}{\sqrt{m_2^3}} \quad (6.3)$$

(b) *Les résultats de la méthode*

L'application de la méthode décrite au paragraphe précédent a été effectuée sur les différentes voies de fusion-évaporation. Certaines distributions sont présentées sur la figure 6.25 et l'ensemble des résultats est reporté dans le tableau 6.4.

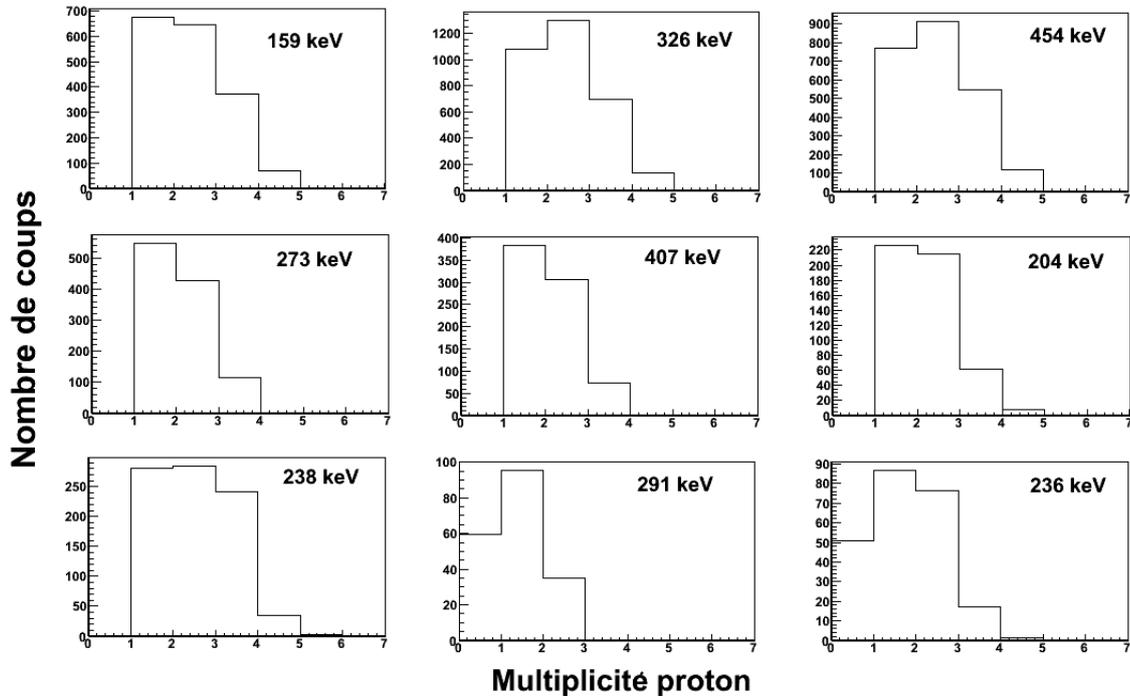


FIG. 6.25 – Distributions expérimentales de protons obtenues pour différentes transitions  $\gamma$ .

raie $\gamma$ (keV) (fond soustrait)	noyau (voie d'évaporation)	moyenne ( $\bar{X}$ )	dissymétrie (D)
159	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	1.91	0.57
326	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	1.96	0.47
454	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	2.00	0.44
613	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	1.92	0.58
809	$^{130}\text{Nd}$ (4p)	1.80	0.64
273	$^{131}\text{Pm}$ (3p)	1.59	0.77
407	$^{131}\text{Pm}$ (3p)	1.56	0.84
204	?? (??)	1.70	0.78
238	$^{129}\text{Pr}$ (5p) et $^{127}\text{Pr}$ ( $\alpha$ 3p)	1.82	0.69
291	$^{128}\text{Nd}$ ( $\alpha$ 2p)	0.88	0.39
236	$^{127}\text{Pr}$ ( $\alpha$ 3p)	1.28	0.22

TAB. 6.4 – Résultats des quantités calculées (moyenne et coefficient de dissymétrie) sur les distributions de protons pour quelques raies  $\gamma$ . Lorsque la transition  $\gamma$  est connue, le noyau associé et la voie d'évaporation sont indiqués.

Les mêmes quantités ont également été calculées sur les distributions associées aux bruits de fond sélectionnés. Les résultats sont présentés dans le tableau 6.5. Les différences de moyennes et dissymétries sur les voies  $\alpha$  sont due à la possibilité de n'avoir aucun proton détecté dans DIAMANT.

fond associé à la raie $\gamma$ (keV)	moyenne ( $\bar{X}$ )	dissymétrie (D)
159	1.52	1.23
326	1.54	1.19
454	1.54	1.20
613	1.53	1.19
809	1.50	1.24
273	1.53	1.22
407	1.54	1.20
204	1.54	1.21
238	1.54	1.20
291	0.95	0.54
236	0.94	0.55

TAB. 6.5 – Résultats des quantités calculées (moyenne et coefficient de dissymétrie) sur les distributions de protons associées aux différents fonds utilisés.

La sélection de la raie  $\gamma$  a été testée suivant différentes largeurs en énergie et les résultats ne sont pas significativement modifiés. Pour estimer certaines des erreurs (systématiques et statistiques), nous avons tout d'abord surestimé le fond à soustraire (en choisissant quelques valeurs parmi les plus élevées) et sous-estimé le fond à soustraire (en choisissant quelques valeurs parmi les plus basses). La méthode décrite précédemment a été appliquée dans ces deux cas et nous avons comparé les distributions de protons obtenues avec la distribution expérimentale (figure 6.26). La moyenne et le coefficient de dissymétrie ont été calculés pour les cas les plus extrêmes. Pour la moyenne de la distribution, l'erreur obtenue est de  $\pm 0.03$ . En ce qui concerne le coefficient de dissymétrie, elle est de  $\pm 0.03$ . Les résultats du tableau 6.4 montrent également, pour un noyau donné, une erreur systématique. Cette dernière a été mesurée à  $\pm 0.07$  pour la moyenne et à  $\pm 0.08$  pour le coefficient de dissymétrie. L'erreur statistique, pour la raie à 326 keV, est de  $\pm 0.01$  sur la moyenne de la distribution et de  $\pm 0.01$  pour la coefficient de dissymétrie. Bien évidemment, plus le pic étudié a une intensité faible, plus les erreurs statistiques sont importantes. La méthode a donc des limites liées à la statistique dans le pic. De ce fait, parmi les transitions inconnues, nous n'avons pu utiliser cette méthode que sur la raie  $\gamma$  d'énergie 204 keV.

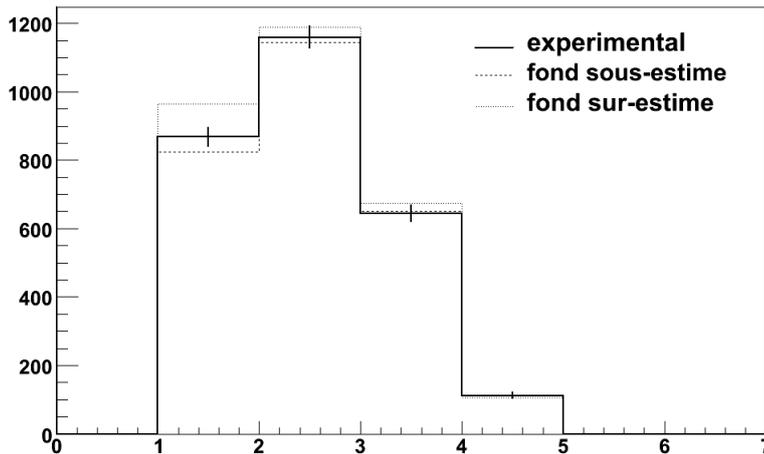


FIG. 6.26 – Détermination des erreurs systématiques et statistiques sur les distributions de protons. Les barres verticales représentent les erreurs statistiques sur la distribution expérimentale de protons.

Pour les voies d'évaporation mettant en jeu des protons, nous obtenons une moyenne de  $1.92 \pm 0.11$  et un coefficient de dissymétrie de  $0.54 \pm 0.12$  pour 4 protons émis. Lorsque 3 protons sont émis, nous obtenons  $\bar{X} = 1.57 \pm 0.11$  et  $D = 0.80 \pm 0.12$ .

Ainsi, la raie  $\gamma$  inconnue, d'énergie 204 keV, de moyenne  $\bar{X} = 1.70 \pm 0.13$  et de coefficient de dissymétrie  $D = 0.78 \pm 0.12$  est clairement compatible avec une voie d'évaporation comportant 3 protons. Les candidats possibles sont les suivants : voies d'évaporation 3p, 3p $\alpha$ n,  $\alpha$ 3p et  $\alpha$ 3p $\alpha$ n. Pour la voie d'évaporation 3p, correspondant au noyau  $^{131}\text{Pm}$ , la bande yrast est connue et cette transition n'apparaît pas dans le schéma de niveaux.

Comme l'intensité de la raie à 204 keV est comparable aux intensités des raies du noyau  $^{131}\text{Pm}$ , elle aurait déjà pu être mise en évidence. En ce qui concerne les voies  $\alpha 3p$  et  $\alpha 3p1n$ , correspondant aux isotopes de praséodyme  $^{127}\text{Pr}$  et  $^{126}\text{Pr}$ , les schémas de niveaux sont bien connus et aucune transition de cette énergie n'apparaît dans les états de bas spin. De plus, cette transition n'a pas été observée dans les spectres mettant en jeu une particule  $\alpha$ . Nous excluons donc les voies  $\alpha 3pxn$  ( $x = 0,1,2,\dots$ ). La voie d'évaporation la plus prometteuse est la voie  $3pxn$  ( $x = 1,2$ ), c'est-à-dire les noyaux de prométhéum  $^{130}\text{Pm}$  et  $^{129}\text{Pm}$ , qui restent inconnus en spectroscopie  $\gamma$ . Au regard des sections efficaces de réactions prédites par le code PACE, les voies les plus peuplées sont  $^{130}\text{Nd}$  (4p),  $^{128}\text{Nd}$  ( $\alpha 2p$ ),  $^{131}\text{Pm}$  (3p),  $^{129}\text{Pr}$  (5p),  $^{127}\text{Pr}$  ( $\alpha 3p$ ), qui ont toutes été clairement identifiées lors de notre analyse, et le noyau  $^{130}\text{Pm}$  (3p1n) qui reste inconnu en spectroscopie  $\gamma$ . Cette dernière voie d'évaporation du type  $3pxn$  nous semble la plus prometteuse et nous attribuons donc la transition à 204 keV au noyau impair-impair  $^{130}\text{Pm}$ . **C'est la première transition  $\gamma$  observée dans ce noyau très déficient en neutrons.**

(c) *Simulations des distributions de protons dans DIAMANT*

Pour comprendre les résultats concernant les distributions de protons observées en fonction des différentes voies d'évaporation, des simulations du détecteur DIAMANT ont été effectuées. Pour simplifier, nous avons restreint notre simulation à une vue schématique à 2 dimensions du détecteur, comme le montre la figure 6.27.

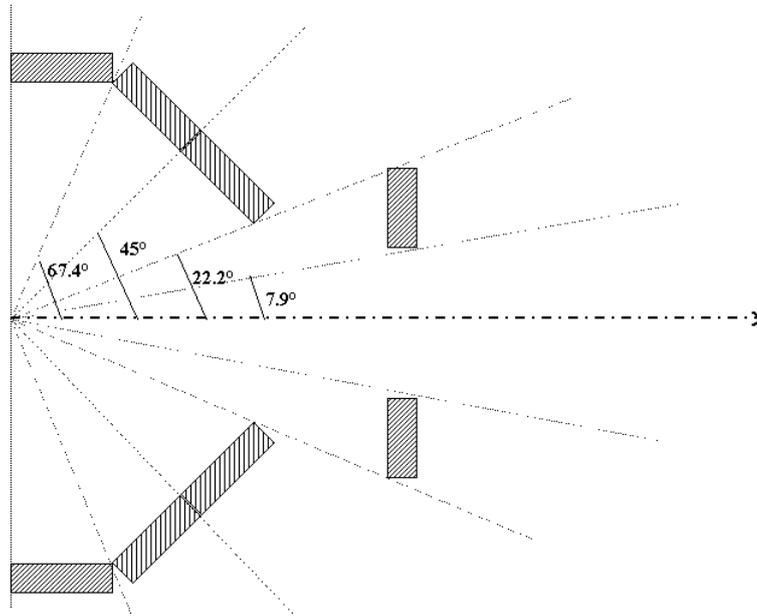


FIG. 6.27 – Représentation schématique à 2 dimensions du détecteur DIAMANT. Les différents angles utilisés lors de la simulation sont indiqués.

L'algorithme suivant a été utilisé :

- on détermine le nombre de protons et/ou de particules  $\alpha$  émis,

- pour chaque particule émise, on tire aléatoirement l'angle d'émission dans le référentiel du laboratoire, suivant les distributions angulaires calculées par le code de simulation PACE (figure 5.4),
- on détermine quelles sont les cellules touchées suivant l'angle d'émission, à l'aide des angles définis sur la figure 6.27,
- on introduit une efficacité géométrique pour tenir compte de la cellule n°23 (défectueuse) de DIAMANT ; cette efficacité est de 100% pour toutes les couronnes, sauf pour celle contenant la cellule morte où l'efficacité n'est plus que de 3/4 (1 cellule morte sur 4 pour cette couronne),
- on introduit une efficacité intrinsèque ( $\epsilon_{int}$ ) de détection, c'est-à-dire la probabilité de détecter 1 proton ou 1 particule  $\alpha$  dans une cellule CsI ; nous avons pu faire varier ce paramètre pour tenir compte des efficacités liées à nos sélections graphiques sur les matrices d'identification de DIAMANT,
- lorsque la même cellule est touchée plusieurs fois dans un événement ("pile-up"), aucune particule chargée légère n'est détectée,
- finalement, on comptabilise le nombre de particules chargées légères effectivement détectées par DIAMANT.

Les événements pour lesquels une même cellule est touchée par plusieurs particules ("pile-up") représentent 3% des événements lorsque 3 protons sont émis et 5% lorsque 5 protons sont émis, avec une efficacité intrinsèque de détection de 70% pour les protons.

Les distributions de protons obtenues lors de cette simulation sont présentées sur la figure 6.28.

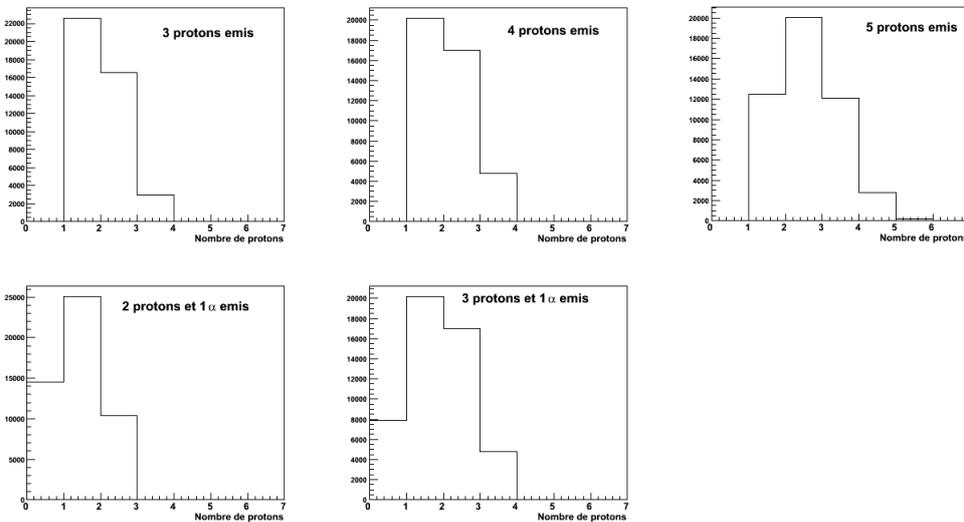


FIG. 6.28 – Distribution de protons pour différentes voies d'évaporation (3p, 4p, 5p,  $\alpha$ 3p,  $\alpha$ 4p). L'efficacité intrinsèque de détection a été fixée à 70%.

Les quantités telles que la moyenne et le coefficient de dissymétrie (D) ont également été calculées pour ces distributions. Les résultats sont synthétisés dans le tableau 6.6.

Nous retrouvons donc, à l'aide de la simulation, des formes de distributions similaires (comparaison des figures 6.25 et 6.28) et les chiffres obtenus sont également cohérents avec

voie d'évaporation	moyenne ( $\bar{X}$ )	dissymétrie (D)
3 protons	2.03	0.74
4 protons	2.32	0.55
5 protons	2.62	0.41
2 protons et 1 $\alpha$	1.42	0.91
3 protons et 1 $\alpha$	1.87	0.60

TAB. 6.6 – Résultats des quantités calculées (moyenne et coefficient de dissymétrie) sur les distributions de protons obtenues par simulation. La valeur intrinsèque de détection d'un proton par une cellule CsI a été fixée à 70%.

les valeurs expérimentales. La surestimation de la valeur moyenne, dans nos simulations, peut s'expliquer par le fait que nous n'avons pas pris en compte les zones mortes du détecteur DIAMANT. Notre simulation est basée sur une distribution angulaire des particules chargées donnée par le code PACE qui peut différer de la distribution réelle. Nos sélections graphiques sur les matrices d'identification de DIAMANT nous permettant de construire les spectres expérimentaux, peuvent introduire des coupures non prises en compte par la simulation. Des améliorations peuvent être apportées à la simulation en prenant en compte la réelle géométrie de DIAMANT et en simulant également les interactions des particules chargées dans les cellules de CsI.

En conclusion, nous avons attribué la raie à 204 keV au noyau impair-impair  $^{130}\text{Pm}$  [72] par une méthode utilisant la distribution du nombre de protons en coïncidence avec la transition  $\gamma$  étudiée. La faible statistique ne nous a pas permis d'utiliser cette procédure pour les autres raies  $\gamma$  inconnues. Cette méthode a été étalonnée par l'étude des transitions  $\gamma$  connues et validée par des simulations.

## 6.3 Le noyau $^{130}\text{Pm}$ : premier rayonnement $\gamma$ observé

Comme nous l'avons démontré au paragraphe précédent, nous avons attribué la transition à 204 keV au noyau impair-impair  $^{130}\text{Pm}$ . Nous nous sommes basés sur les calculs présentés au chapitre 2, utilisant la force effective SLy4, et sur les systématiques des noyaux voisins pour interpréter cette transition.

Nous allons déterminer quelles sont les configurations neutron-proton sur lesquelles les bandes rotationnelles sont bâties.

### 6.3.1 Systématique du dernier proton célibataire dans les isotopes de prométhéum impairs

Le 61<sup>ème</sup> proton célibataire est à l'origine de bandes semi-découplées dans les isotopes  $^{131}\text{Pm}$  et  $^{133}\text{Pm}$  [31]. Les bandes rotationnelles yrasts de ces noyaux, de parité négative ( $\frac{11}{2}^- \rightarrow \frac{15}{2}^- \rightarrow \frac{19}{2}^- \dots$ ) (voir figure 6.29) traduisent une déformation quadrupolaire axiale relativement importante ( $\beta_2 \sim 0.20$ ) et sont bâties sur l'orbitale proton  $\pi[541]_{\frac{3}{2}}^-$  issue de la couche sphérique  $\pi h_{11/2}$ . Cette orbitale joue un rôle essentiel dans cette région. Dans

les noyaux de prométhéum, comme  $^{133}\text{Pm}$  par exemple, cohabitent également des bandes excitées fortement couplées, de parité positive, bâties sur les orbitales proton  $\pi[413]_{\frac{5}{2}}^{5+}$  (issue de la couche sphérique  $g_{7/2}$ ) et  $\pi[402]_{\frac{5}{2}}^{5+}$  (issue de  $d_{5/2}$ ). Des calculs de modèle en couches "tournant" montrent que ces configurations sont responsables d'une déformation importante du noyau ( $\beta \sim 0.28$ ) [23]. Pour le noyau  $^{130}\text{Pm}$ , ces différentes orbitales doivent jouer un rôle important.

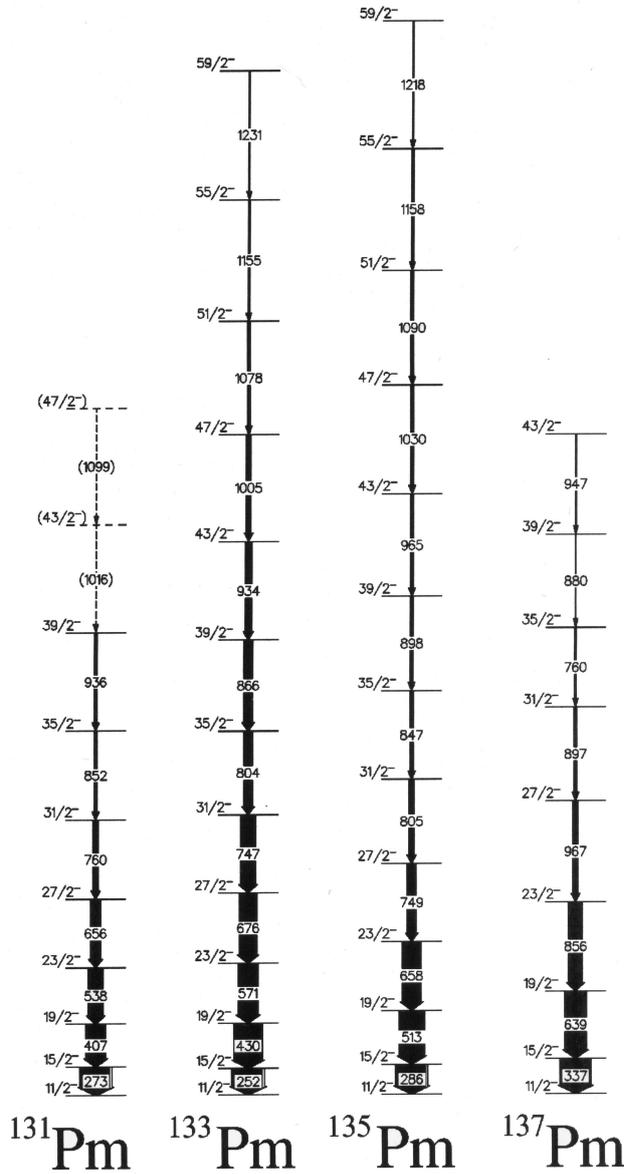


FIG. 6.29 – Bandes rotationnelles yrasts de parité négative dans les isotopes de prométhéum  $^{131,133,135,137}\text{Pm}$ , basées sur l'orbitale proton  $\pi h_{11/2}$  [31].

### 6.3.2 Systématique du dernier neutron célibataire dans les isotopes de néodyme impairs

Comme pour le proton célibataire, nous avons voulu savoir quelles sont les orbitales disponibles pour le dernier neutron célibataire. L'étude de la systématique des noyaux impairs de néodyme très déficients en neutron peuvent fournir quelques éléments de réponse. Dans le noyau  $^{129}\text{Nd}$ , O. Zeidan et collaborateurs [73] ont observé une bande très intense, fortement couplée, de parité négative ( $\frac{7}{2}^- \rightarrow \frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{11}{2}^- \dots$ ). Cette bande est bâtie sur l'orbitale neutron  $\nu[523]_{\frac{7}{2}}^-$  (issue de  $h_{11/2}$ ), orbitale que l'on retrouve également dans les isotopes de néodyme impairs en neutron plus lourds. Les auteurs ont observé d'autres bandes de rotation, bâties sur les orbitales  $\nu[402]_{\frac{5}{2}}^+$ ,  $\nu[541]_{\frac{1}{2}}^-$  et  $\nu[411]_{\frac{1}{2}}^-$  (issues respectivement des couches sphériques  $g_{7/2}$ ,  $h_{9/2}$  et  $f_{7/2}$ ) (voir la figure 6.30). On retrouve également la présence de ces configurations dans le noyau  $^{131}\text{Nd}$  [74].

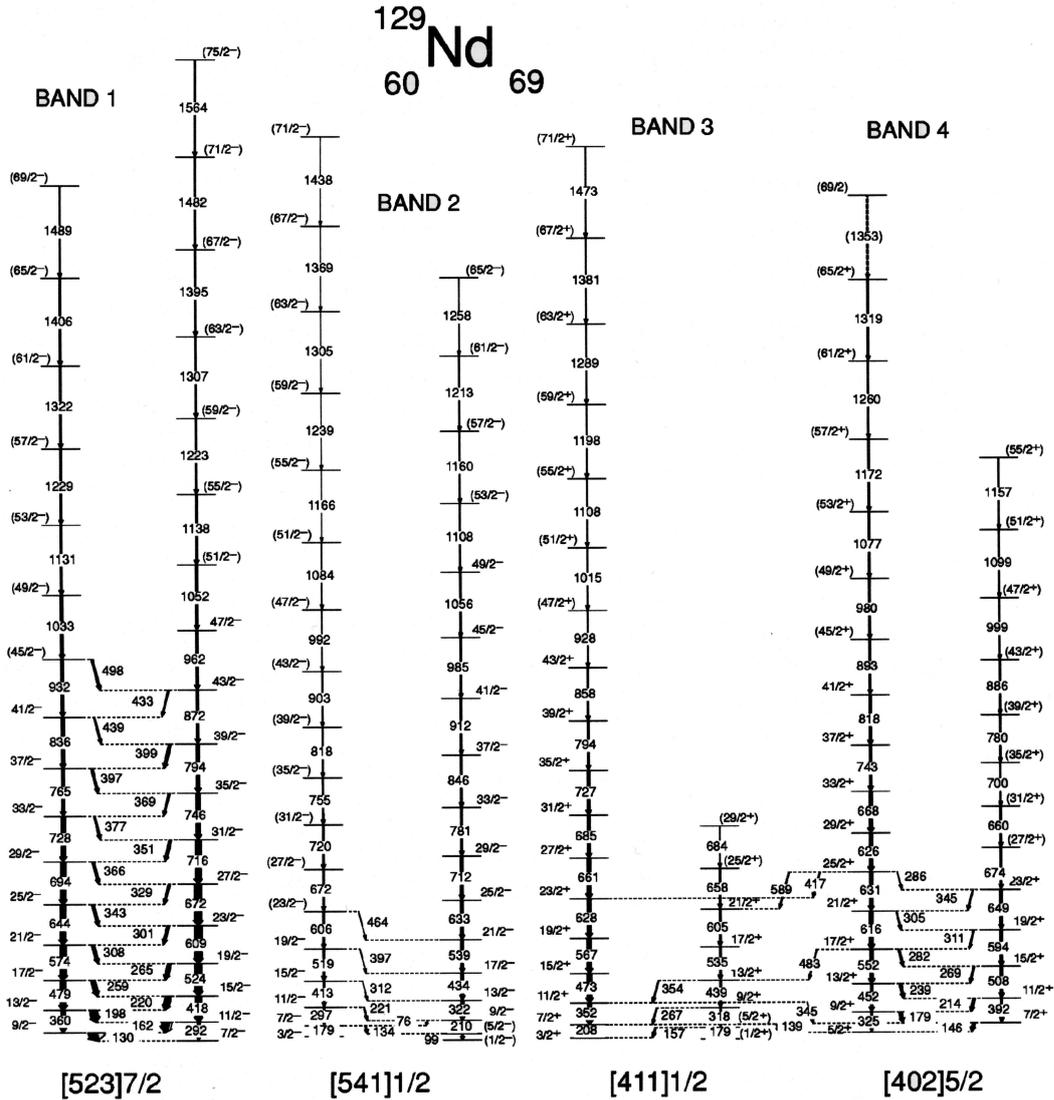


FIG. 6.30 – Schéma de niveaux du noyau  $^{129}\text{Nd}$  [73]. Les configurations proposées par O. Zeidan et ses collaborateurs sont données pour chaque bande de rotation.

### 6.3.3 Systématique dans les noyaux impairs-impairs de prométhéum

Dans tous les noyaux impairs-impairs de prométhéum déficitaires en neutron ( $^{136,134,132}\text{Pm}$ ) [75–77], la configuration majoritaire peut être écrite comme  $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ . Cette configuration donne naissance à une bande rotationnelle, bâtie sur l'état  $K^\pi = 5^+$ , état favorisé énergétiquement par les règles de Gallagher-Moszkowski [78], dont les états seront de spin  $I^\pi \geq 5^+$ .

Dans le cas du noyau  $^{136}\text{Pm}$  [75], une bande excitée a été observée. La configuration proposée est  $\pi [413]_{\frac{5}{2}} \otimes \nu h_{11/2}$ .

Pour le noyau  $^{134}\text{Pm}$  [76], l'orbitale proton  $\pi [413]_{\frac{5}{2}}^+$  (issue d'un mélange entre les

couches  $\pi g_{7/2}$  et  $\pi d_{5/2}$ ) se trouve proche du niveau de Fermi. En la combinant avec l'orbitale neutron  $\nu[523]_{2}^{7-}$  (issue de  $\nu h_{11/2}$ ), nous obtenons une bande de rotation de parité négative bâtie sur  $K^{\pi} = 6^{-}$ .

Dans le cas de  $^{132}\text{Pm}$  [77], 4 bandes de rotation ont été observées. Les auteurs n'ayant pu attribuer ni le spin, ni la parité des bandes, ni même leur position relative en énergie, les 4 orbitales (2 protons et 2 neutrons), à savoir :  $\pi h_{11/2}[541]_{2}^{3-}$ ,  $\pi g_{7/2}[413]_{2}^{5+}$ ,  $\nu g_{7/2}[402]_{2}^{5+}$  et  $\nu h_{11/2}[523]_{2}^{7-}$  sont possibles.

La figure 6.31 présente les bandes de rotation observées dans le noyau  $^{134}\text{Pm}$  et indique les configurations des orbitales mises en jeu.

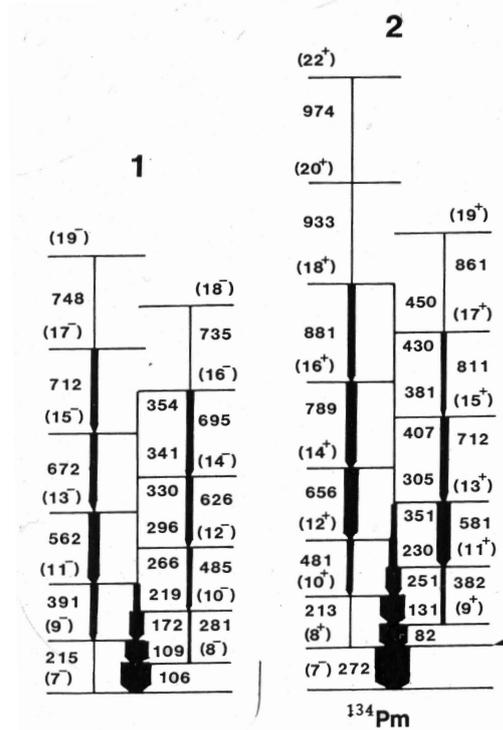


FIG. 6.31 – Bandes rotationnelles observées dans le noyau  $^{134}\text{Pm}$  [76]. La bande 1 a été interprétée par la configuration  $\pi[413]_{2}^{5+} \otimes \nu h_{11/2}$ , tandis que la bande 2 est bâtie sur la configuration  $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ .

### 6.3.4 Les résultats de nos calculs HFB

Les calculs théoriques de type HFB, présentés au chapitre 2, utilisant la force effective SLy4, effectués sur le noyau  $^{128}\text{Nd}$ , nous permettent de connaître les orbitales proton et neutron disponibles aux alentours du niveau de Fermi, en se plaçant au minimum de l'énergie potentielle en fonction de la déformation quadrupolaire axiale, c'est-à-dire un moment quadrupolaire de masse  $Q_{20} = 1550 \text{ fm}^2$  (ou encore  $\beta \sim 0.28$ ). La figure 6.32 présente les énergies des orbitales individuelles neutron et proton, obtenues par nos calculs, pour le noyau  $^{128}\text{Nd}$ .

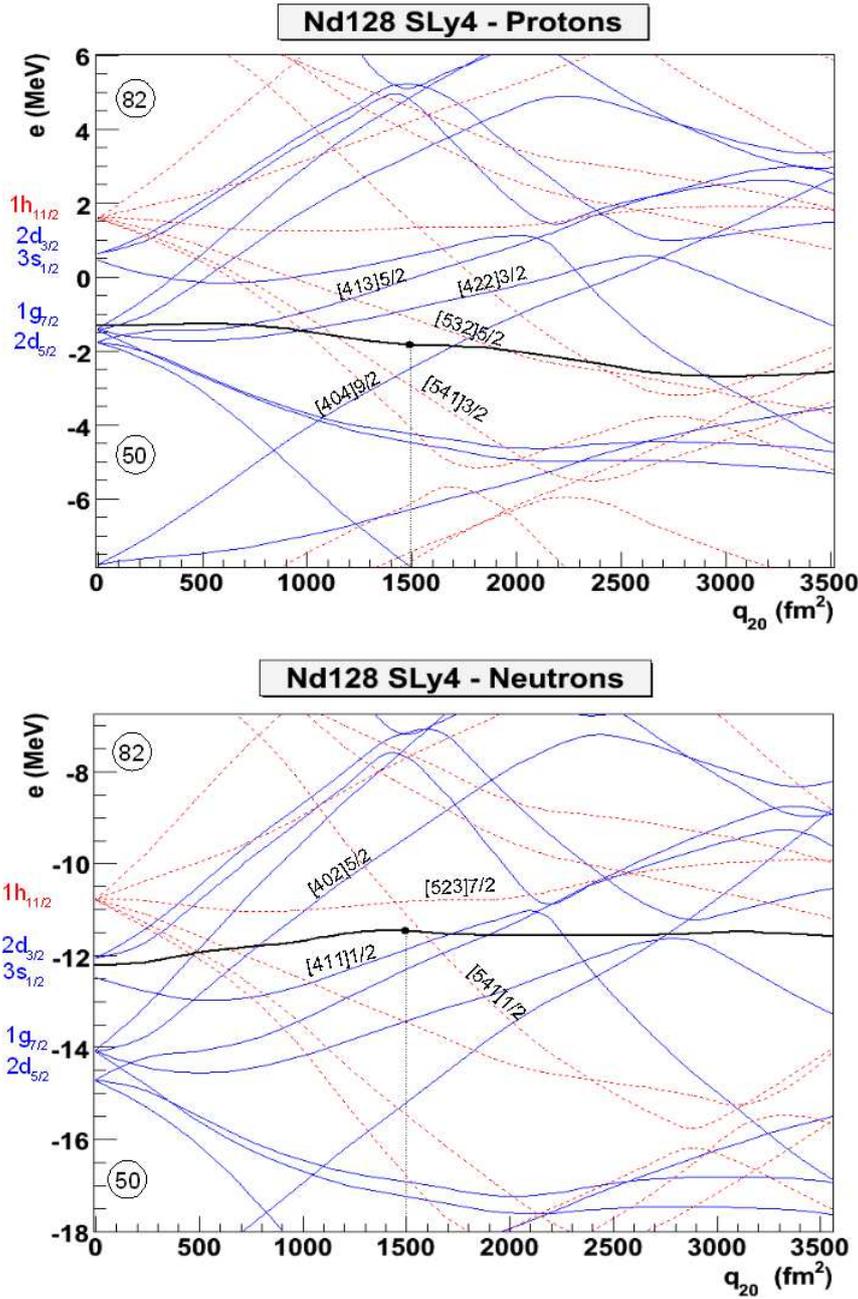


FIG. 6.32 – Spectres de particules individuelles en fonction du moment quadrupolaire de masse pour le noyau  $^{128}\text{Nd}$ , issus de nos calculs HFB utilisant la force SLy4 et une force d'appariement dépendant de la densité piquée à la surface. Les orbitales de parité positive sont en traits pleins tandis que les orbitales de parité négative sont représentées en pointillés. Les traits gras indiquent les niveaux de Fermi proton et neutron. Le minimum de l'énergie potentielle ( $1550 \text{ fm}^2$ ) est repéré par le point.

Pour les neutrons, nous retrouvons les orbitales de valence décrites dans les paragraphes précédents. Pour les protons, on retrouve également les 2 orbitales majoritaires ( $\pi h_{11/2}[541]_{\frac{3}{2}}^{-}$  et  $[413]_{\frac{5}{2}}^{+}$ ), ainsi que 2 nouvelles orbitales ( $\pi g_{9/2}[404]_{\frac{9}{2}}^{+}$  et  $\pi g_{7/2}[422]_{\frac{3}{2}}^{+}$ ).

Cela prouve la qualité des calculs théoriques et justifie la confiance que nous avons dans ces prédictions. Pour ces 4 orbitales proton, les énergies de quasi-particules associées ne diffèrent que de 400 keV au maximum.

En se limitant à une approximation simpliste, en négligeant l'interaction résiduelle neutron-proton (les orbitales proton et neutron peuvent appartenir à la même couche) et en négligeant l'interaction de Coriolis entre les bandes, nous pouvons retrouver les configurations susceptibles de donner lieu à des bandes de rotation. Lors de l'expérience, les noyaux d'intérêt sont peuplés à relativement haut spin, nous nous limiterons donc aux combinaisons faisant intervenir des orbitales de grand K. Nous conservons alors les 2 orbitales proton  $\pi h_{11/2}[541]_{\frac{3}{2}}^{-}$  et  $\pi g_{7/2}[413]_{\frac{5}{2}}^{+}$  et les 2 orbitales neutron  $\nu h_{11/2}[523]_{\frac{7}{2}}^{-}$  et  $\nu g_{7/2}[402]_{\frac{5}{2}}^{+}$ . En suivant les règles de Gallagher-Moszkowski [78], les têtes de bande seraient :

- $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2} \longrightarrow 5^{+}$
- $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2} \longrightarrow 4^{-}$
- $\pi g_{7/2} \otimes \nu h_{11/2} \longrightarrow 6^{-}$
- $\pi g_{7/2} \otimes \nu g_{7/2} \longrightarrow 5^{+}$

### 6.3.5 Interprétation du 204 keV

A ce stade de la discussion, nous avons une idée relativement précise sur les configurations des bandes de rotation existant dans le noyau  $^{130}\text{Pm}$ . Pour mieux comprendre où pourrait se situer la transition à 204 keV dans le schéma de niveaux, la figure 6.33 montre la systématique des 2 bandes les plus intenses observées, de parité opposée, dans les noyaux impairs-impairs voisins.

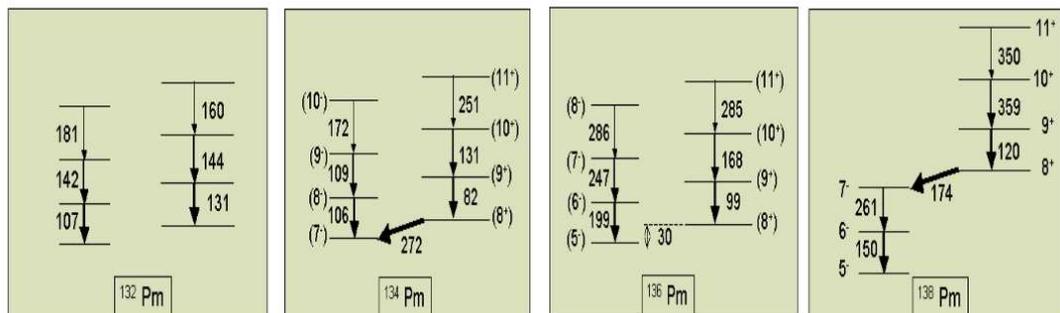


FIG. 6.33 – Schémas de niveaux partiels des isotopes impairs-impairs de prométhéum  $^{132,134,136,138}\text{Pm}$  [75–77, 79].

Dans l'hypothèse où cette transition à 204 keV est la première transition d'une des deux bandes, nous pouvons nous placer dans le cadre du modèle rotor + particules. Ce modèle phénoménologique, développé par Bohr et Mottelson [80], propose de décrire le noyau en rotation comme un cœur collectif en rotation autour duquel gravitent quelques nucléons de valences. Ce modèle est particulièrement bien adapté pour décrire la rotation à faible spin pour un noyau bien déformé, de symétrie axiale. Dans ce cas, le spin total du

noyau  $\vec{I}$  d'un noyau en rotation peut se décomposer en deux contributions,  $\vec{R}$  le moment angulaire collectif du cœur et  $\vec{J}$  la somme des  $\vec{j}_i$  spins des nucléons de valence (voir la figure 6.34).

$$\vec{I} = \vec{R} + \vec{J} \quad \text{avec} \quad \vec{J} = \sum_i \vec{j}_i \quad (6.4)$$

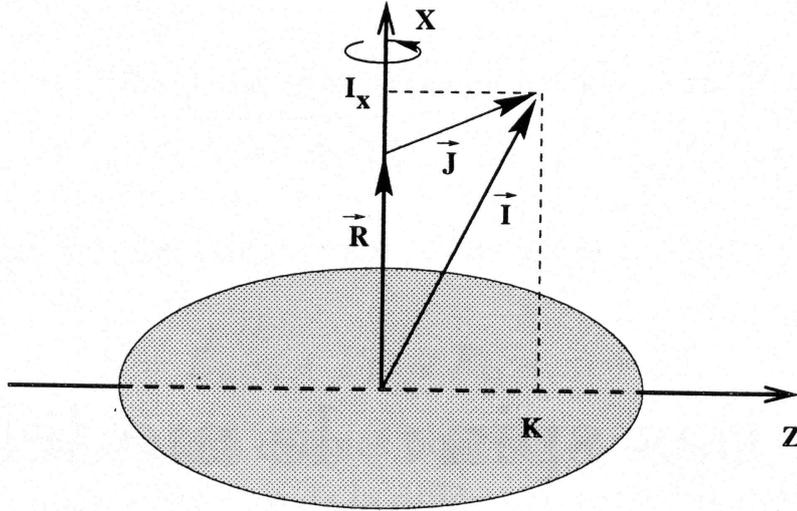


FIG. 6.34 – Représentation schématique du modèle rotor + particule(s).

Lorsque le noyau possède une symétrie axiale,  $\vec{R}$  est aligné sur l'axe x, perpendiculaire à l'axe de symétrie z. Le spin total  $\vec{I}$  possède donc deux composantes,  $I_x$  sur l'axe x et  $K$  représentant la somme des projections  $\Omega_i$  des  $\vec{j}_i$  sur l'axe z.

$$K = \sum_i \Omega_i \quad \text{et} \quad I_x = \sqrt{I(I+1) - K^2} \quad (6.5)$$

Pour une bande de rotation d'un noyau impair-impair, bâtie sur l'état  $K = \Omega_p + \Omega_n$ , les énergies des états peuvent s'écrire en fonction du spin  $I$ <sup>1</sup> :

$$E_{I,K} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} [I(I+1) - K^2] + \epsilon_{\Omega_p} + \epsilon_{\Omega_n} \quad (6.6)$$

avec  $\mathfrak{S}$  le moment d'inertie, et  $\epsilon_{\Omega_{p,n}}$  les énergies individuelles proton et neutron.

L'énergie entre deux états de spin  $I$  et  $I+1$  donne accès à l'énergie de la transition  $\Delta E$  :

$$\Delta E = E_{I+1,K} - E_{I,K} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} 2(I+1). \quad (6.7)$$

<sup>1</sup>L'expression 6.6 ne prend pas en compte le terme de Coriolis qui couple les orbitales  $K = 1/2$ . Le paramètre de découplage est donc nul [81].

Pour une énergie de 204 keV, l'expression 6.7 donne accès au moment d'inertie  $\mathfrak{S} \sim 40 \hbar^2 \cdot \text{MeV}^{-1}$ . Or, pour des déformations importantes de l'ordre de  $\beta \sim 0.28$ , la première transition est attendue autour de la centaine de keV.

Ainsi, nous pensons que cette transition à 204 keV est certainement la transition qui relie la bande de parité positive à la bande de parité négative. En effet, comme le montre la figure 6.33, cette transition interbande très intense a été observée dans les noyaux  $^{134}\text{Pm}$  [76] et  $^{138}\text{Pm}$  [79,82]. La valeur de cette transition ne peut malheureusement pas nous indiquer si la déformation augmente ou pas dans le noyau  $^{130}\text{Pm}$ . D'autres expériences devront confirmer cette hypothèse, assigner sans ambiguïté les configurations observées, pour en déduire la déformation de ce noyau très déficient  $^{130}\text{Pm}$ .



# Chapitre 7

## CONCLUSIONS

Dans ce mémoire ont été présentés les résultats originaux concernant la recherche de grandes déformations nucléaires, prédites par des calculs théoriques, dans la région des noyaux de terres-rares, proches de la ligne d'émission spontanée de protons, dans la région de masse  $A \sim 130$ . C'est la première fois que des noyaux aussi lourds sont produits si proches de la ligne  $N=Z$  où des effets liés à l'interaction résiduelle proton-neutron peuvent être observés. L'utilisation de faisceaux radioactifs permet de produire de nouveaux noyaux par des réactions secondaires de fusion-évaporation et ouvre ainsi un large horizon de nouvelles découvertes en Physique Nucléaire. Pour sonder les propriétés de structure d'un noyau, la spectroscopie  $\gamma$  est l'une des techniques les plus utilisées et le développement de multidétecteurs  $\gamma$  de plus en plus performants permet d'entrevoir la découverte de nouveaux phénomènes, d'améliorer notre compréhension du noyau dans lequel cohabite des effets individuels et collectifs et de contraindre les modèles nucléaires. Dans ce but, le spectromètre  $\gamma$  EXOGAM, installé au GANIL à Caen, utilisant des détecteurs segmentés de germanium, a été conçu pour maximiser l'efficacité de détection, devenant ainsi un outil permettant la détection d'événements rares. Parmi les techniques d'analyse des données provenant du multidétecteur EXOGAM, nous citerons la nouvelle technique de calibration des segments d'EXOGAM que nous avons développée au cours de cette thèse [37], permettant de calibrer de manière satisfaisante l'ensemble des segments d'EXOGAM. Cette méthode repose sur l'utilisation de l'énergie contenue dans l'ensemble du cristal de germanium, et nous avons démontré que les coefficients de calibration dépendaient à la fois du nombre de segments touchés et de leur identité. Cette technique, validée par des simulations, est applicable à tous les types de détecteurs segmentés.

Concernant l'expérience réalisée au GANIL, nous avons montré que l'utilisation de détecteurs additionnels performants, couplés au multidétecteur EXOGAM, permet d'extraire les événements de fusion-évaporation d'un bruit de fond très important lié à la radioactivité du faisceau radioactif de  $^{76}\text{Kr}$  ( $T_{1/2} = 14.8$  h) que nous avons utilisé. Ainsi, le détecteur de particules chargées légères (p,  $\alpha$ ) DIAMANT et le spectromètre de noyaux de recul VAMOS ont permis, grâce à une analyse minutieuse de l'ensemble des informations, d'extraire les événements de fusion-évaporation et ainsi de mettre en évidence de nouvelles transitions  $\gamma$ . Afin d'identifier le noyau émetteur, nous avons là-encore utilisé les précieuses informations des détecteurs additionnels et notamment celles du détecteur

DIAMANT. Grâce à une méthode basée sur l'étude des distributions de protons en coïncidence avec une raie  $\gamma$  donnée, nous avons réussi à identifier la première transition  $\gamma$  observée dans le noyau impair-impair  $^{130}\text{Pm}$  [72]. La forme de ces distributions de protons ont été reproduite de manière satisfaisante par des simulations du détecteur DIAMANT.

L'interprétation des résultats est basée d'une part sur les systématiques des transitions  $\gamma$  déjà connues dans la région, et d'autre part sur des calculs microscopiques auto-cohérents de champ moyen, en collaboration étroite avec les physiciens du groupe de Physique Théorique de Lyon. Ces calculs de type Hartree-Fock-Bogoliubov, utilisant la force effective de Skyrme SLy4, ont été réalisés sur un grand nombre de noyaux pairs-pairs de la région. Deux forces d'appariement ont été utilisées et comparées entre elles : une force dépendant de la densité et piquée à la surface et une force d'appariement de volume. Ces résultats permettront, lorsque la structure de certains noyaux sera connue, de privilégier l'une ou l'autre de ces forces d'appariement dans cette région de masse.

La faible intensité des faisceaux radioactifs disponibles actuellement auprès du système de production SPIRAL rend encore difficile d'accès la structure de ces noyaux très exotiques produits par des réactions de fusion-évaporation. L'aboutissement de projets complémentaires tels que le système de production SPIRAL2 [83] et le spectromètre  $\gamma$  de nouvelle génération AGATA [40] devrait révolutionner la discipline. En effet, l'utilisation de faisceaux encore plus exotiques et plus intenses délivrés par SPIRAL2 permettra de produire des noyaux très exotiques encore inconnus avec des taux de production permettant d'étudier finement leur structure. En ce qui concerne le projet européen de multidétecteur  $\gamma$  AGATA, il adoptera une philosophie différente de ces prédécesseurs puisqu'il utilisera la technique du "tracking  $\gamma$ " permettant de s'affranchir intégralement d'enceintes anti-Compton. Dans ce cas, les interactions du photon  $\gamma$  seront connues au millimètre près à l'intérieur des détecteurs hautement segmentés de germanium et des algorithmes de reconstruction permettront de connaître la trajectoire précise du rayonnement dans le détecteur et d'en déduire son énergie. Cette technique permettra d'augmenter de manière significative l'efficacité "photopic" totale, d'abaisser la limite d'observation et ouvre des perspectives nouvelles pour la détection d'événements rares et la mise en évidence de nouveaux phénomènes en Physique Nucléaire.

# Bibliographie

- [1] P.J. Twin *et al.*, Phys. Rev. Lett **57** (1986) 811.
- [2] A. Lopez-Martens, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, Orsay, 1996.
- [3] M. Girod, Notes du CEA N-2560.
- [4] M.V. Stoitsov, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, S. Pittel and D.J. Dean, Phys. Rev. C **68** (2003) 054312.
- [5] J. Dechargé and D. Gogny, Phys. Rev. C **21** (1969) 1568.
- [6] T. H. R. Skyrme, Nucl. Phys **9** (1959) 615.
- [7] J.F. Berger, M. Girod and D. Gogny, Nucl. Phys. A **502** (1989) 85c.
- [8] J. Bartel, P. Quentin, M. Brack, C. Guet and H.-B. Hakansson, Nucl. Phys. A **386** (1982) 79.
- [9] H. Krivine, J. Treiner and O. Bohigas, Nucl Phys. A **366** (1980) 155.
- [10] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer and R. Schaeffer, Nucl. Phys. A **627** (1997) 710.
- [11] E. Chabanat, Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon I, 1995.
- [12] J. Meyer, Cours de l'École Joliot-Curie (2000).
- [13] N.N. Bogoliubov, Sov. Phys. Usp. **2** (1959) 236.
- [14] J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer, Phys. Rev. **108** (1957) 1175.
- [15] J. Dobaczewski, H. Flocard and J. Treiner, Nucl. Phys. A **422** (1984) 103.
- [16] H.J. Lipkin, Ann. Phys. **9** (1960) 272.
- [17] Y. Nogami, Phys. Rev. **134** (1964) B313.
- [18] T. Duguet, P. Bonche and P.-H. Heenen, Nucl. Phys. A **679** (2001) 427.
- [19] C. Rigollet, P. Bonche, H. Flocard and P.-H. Heenen, Phys. Rev. C **59** (1999) 3120.
- [20] M. Girod, private communication, Bruyères-le-Châtel, CEA/DAM.
- [21] L. Grodzins, Phys. Lett **2** (1962) 88.
- [22] F.S. Stephens *et al.*, Phys. Rev. Lett **29** (1972) 438.
- [23] P.H. Regan *et al.*, Nucl. Phys. A **533** (1991) 476.
- [24] T. Komatsubara *et al.*, Nucl. Phys. A **557** (1993) 419c.
- [25] <http://www.ganil.fr/user/areas/index.html>.
- [26] <http://www.ganil.fr>.

- [27] A. Görgen *et al.*, Acta Physica Polonica B **36** (2005) 1281.
- [28] A. Gavron, Phys. Rev. C **21** (1980) 230.
- [29] A. Prévost, Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon I, 2003.
- [30] N. Redon *et al.*, AIP Conference Proceedings series **701** (2004) 47.
- [31] C.M. Parry *et al.*, Phys. Rev. C **57** (1998) 2215.
- [32] B.H. Smith *et al.*, Phys. Lett. B **443** (1990) 89.
- [33] D.J. Hartley *et al.*, Phys. Rev. C **63** (2001) 024316.
- [34] C.M. Petrache *et al.*, Eur. Phys. J. A **12** (2001) 139.
- [35] P.A. Wilmarth, J.M. Nitschke, P.K. Lemmertz and R.B. Firestone, Z. Phys. A **321** (1985) 179.
- [36] A.A. Sonzogni *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 1116.
- [37] B. Rossé and O. Stézowski, Nucl. Inst and Meth. A **565** (2006) 623.
- [38] H. Morinaga and P.C. Gugelot, Nucl. Phys. **46** (1963) 210.
- [39] <http://www.ganil.fr/exogam>.
- [40] <http://www-w2k.gsi.de/agata>.
- [41] M. A. Deleplanque *et al.*, Nucl. Inst and Meth. A **430** (1999) 292.
- [42] *EXOGRAM - Memorandum of Understanding, Février 1998*.
- [43] R. Brun and F. Rademakers, Nucl. Inst and Meth. A **389** (1997) 81.
- [44] Z.Wang and G.J. Klir, Plenum Press, New York (1992).
- [45] O. Stézowski, A. Astier, A. Prévost, A.G. Smith and R.Wall, Nucl. Inst and Meth. A **488** (2002) 314.
- [46] M. Morhàč, J. Kliman, V. Matoušek and I. Turzo, Nucl. Inst and Meth. A **389** (1997) 89.
- [47] Z. Hu *et al.*, Nucl. Inst and Meth. A **482** (2002) 715.
- [48] K. Vetter *et al.*, Nucl. Inst and Meth. A **452** (2000) 105.
- [49] A. Boston, Communication privée.
- [50] C.E. Svensson *et al.*, Nucl. Inst and Meth. A **540** (2000) 348.
- [51] N.S. Pattabiraman, S.N. Chintalapudi and S.S. Ghugre, Nucl. Inst and Meth. A **526** (2004) 432.
- [52] J.N. Scheurer *et al.*, Nucl. Inst and Meth. A **385** (1997) 501.
- [53] B.M. Nyako *et al.*, Acta. Phys. Pol. B **36** (2005) 1033.
- [54] F. Bourguine, Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux I, Bordeaux, 1996.
- [55] J.N. Scheurer *et al.*, Proceedings of the International Conference on the Future of Nuclear Spectroscopy, Crête, Grèce (1993).
- [56] J. Gál *et al.*, Nucl. Inst and Meth. A **516** (2003) 502.
- [57] M. Aïche *et al.*, Nucl. Inst and Meth. A **391** (1997) 329.
- [58] J. Gál *et al.*, Nucl. Inst and Meth. A **366** (1995) 120.

- [59] J. Gál *et al.*, Nucl. Inst and Meth. A **399** (1997) 407.
- [60] D. Rudolph *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 3018.
- [61] M. Rejmund, Workshop SPIRAL 2 (2005) "Future prospects for high resolution gamma spectroscopy at GANIL".
- [62] H. Savajols (pour la collaboration VAMOS), Nucl. Phys. A **654** (1999) 1027c.
- [63] H. Savajols, Nucl. Inst and Meth. B **204** (2003) 146.
- [64] H. Savajols and M. Rejmund, Communication privée.
- [65] W.N. Catford *et al.*, Eur. Phys. J. A **25**, s01 (2005) 245.
- [66] A. Obertelli *et al.*, Phys. Rev. Lett. B **633** (2006) 33.
- [67] A. Drouart *et al.*, Nucl. Inst and Meth. A **477** (2002) 401.
- [68] E. Bougamont *et al.*, Nucl. Inst and Meth. A **518** (2004) 129.
- [69] J.F. Ziegler *et al.*, Pergamon Press, New York (1985).
- [70] O.H. Odland *et al.*, Nucl. Inst and Meth. A **378** (1996) 149.
- [71] F. Meot and S. Valero, Fermilab-TM-2010 (1997).
- [72] B. Rossé *et al.*, en cours de soumission.
- [73] O. Zeidan *et al.*, Phys. Rev. C **65** (2002) 24303.
- [74] D.J. Hartley *et al.*, Phys. Rev. C **61** (2000) 044328.
- [75] C.W. Beausang *et al.*, Phys. Rev. C **36** (1987) 1810.
- [76] R. Wadsworth *et al.*, Nucl. Phys. A **526** (1991) 188.
- [77] R. Wadsworth *et al.*, Appendix to the Daresbury Annual Report (1990) 13.
- [78] C.J. Gallagher and S.A. Moszkowski, Phys. Rev. **111** (1958) 1282.
- [79] C.W. Beausang *et al.*, Phys. Rev. C **42** (1990) 541.
- [80] A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear structure vol i : Single-particle motion, World Scientific, Singapore, 1998.
- [81] A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear structure vol ii : Nuclear deformation, World Scientific, Singapore, 1998.
- [82] U. Datta Pramanik *et al.*, Nucl. Phys. A **632** (1998) 307.
- [83] [http ://www.ganil.fr/research/developments/spiral2](http://www.ganil.fr/research/developments/spiral2).

