

N° d'ordre : 179-2005

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 30.3.1992)

Spécialité : Physique Nucléaire

présentée et soutenue publiquement le 26 Octobre 2005

par

Audrey Chatillon

Spectroscopie des transfermiums impairs en proton :

la structure du noyau de ^{251}Md

Commission d'examen :

Pr. M. Meyer	Directeur de Thèse
Dr. B. Blank	Rapporteur
Dr. M. Lewitowicz	Rapporteur
Pr. P. Butler	
Pr. P.-H. Heenen	
Dr. Ch. Theisen	Correspondant CEA

Remerciements

J'aimerais dans ces quelques lignes remercier les personnes qui m'ont aidée et soutenue durant cette thèse et qui ont contribué à l'aboutissement de ce travail.

Je voudrais tout d'abord remercier Nicolas Alamanos de m'avoir accueillie au sein du Service de Service de Physique Nucléaire du CEA de Saclay.

Je tiens à remercier Michèle Meyer, ma directrice de thèse qui a également été mon professeur en Licence, Maîtrise et DEA et m'a sans cesse encouragée et conseillée dans mon cursus universitaire. Merci à Bertram Blank et Marek Lewitowicz d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail et à Peter Butler d'avoir participé au jury. Un grand merci à Paul-Henri Heenen d'avoir présidé le jury et surtout de m'avoir guidée avec Paul Bonche au travers des calculs HFB.

Un immense merci à Christophe Theisen, qui a encadré mon travail. Avec le recul de ces trois années je réalise combien cette tâche a nécessité une patience extraordinaire. Merci Christophe pour ta disponibilité, tes conseils et surtout, merci de m'avoir communiquée un tel goût de l'expérience.

Je voudrais remercier les équipes GAMMA et RITU de l'université de Jyväskylä, notamment Matti Leino et Rauno Julin pour m'avoir accueillie pendant ces quelques mois au sein de leur équipe. Et surtout merci à toi, Sarah pour ton accueil si chaleureux dans l'hiver finlandais.

J'ai maintenant une pensée toute particulière pour les personnes du GANIL avec lesquelles j'ai travaillé lors des différentes expériences. Leur disponibilité et leur enthousiasme ont rendu les séjours au GANIL toujours plus agréables. Je pense particulièrement à toute l'équipe LISE : Christelle Stodel, Antonio Villari, François De Oliveira, Gérard Auger, Marie-Geneviève Saint Laurent et bien sûr Robert Hue et Claude Cauvin. Un énorme merci à Georges Frémont, Charles Spitaels et Patrice Bourgault qui nous ont ouverts leur laboratoire et ont réalisé un formidable travail sur BEST.

J'aimerais remercier Roland pour son aide apporté sur la manip GANIL, ainsi que Diane, Flore, Antoine et Jean-Marc pour toutes les conversations animées dans les couloirs ou autour d'un café.

Merci Danielle pour ta présence et tes encouragements pendant cette dernière année de thèse. Ton soutien du mois d'août a été une réelle aide pour cette fin de rédaction. Et parce que les missions "gamma" ne sont jamais simples, merci Isabelle ! J'ai une pensée également pour Valérie grâce à qui ce manuscrit est publié et relié.

Je voudrais également remercier l'ensemble du groupe "neutron", en particulier Gaëlle, qui a rendu le quotidien plus animé ! Dank u wel Frank... voisin de bureau et tuteur, qui m'a sans cesse soutenue, écoutée et également aidée dans mon combat face à ROOT.

Je souris en pensant à tous les moments partagés avec le groupe gamma. Les manip resteront de sacrés souvenirs.

Merci Wolfram pour tes judicieuses remarques dans certaines phases critiques de l'analyse... Merci Andreas pour ta disponibilité (la troisième tournée de Glögi m'a montrée que sous certaines conditions, la Finlande est un pays tropical). Yves (aidé de tes acolytes Justine et Corine), tu nous as donné pas mal de baume au coeur dans les périodes difficiles des manip. Manu ("merchi !"), je te souhaite plein de courage pour ta dernière année de thèse. Ton humour et ton sens de la dérision ont été une soupape pour cette fin de thèse. Merci également à Cédric pour sa bonne humeur venue tout droit du sud ouest. J'aimerais remercier Alexander, qui a eu la lourde tâche de partager mon bureau pendant ces derniers mois de thèse... Merci aussi à tous ceux qui ont fait partie du groupe gamma : John, Karl et Maurycy. Je voudrais remercier tout particulièrement Alexia et Emmanuelle, les anciennes "gamma-girls" qui m'ont accueillie dans la bonne humeur quand je commençais en stage. Je me rappelle surtout de nos franches rigolades et de la hausse du niveau sonore lorsque nous étions toutes les trois réunies. Rien n'aurait été pareil sans votre complicité.

J'aimerais maintenant remercier toute ma famille et mes amis de m'avoir accompagnée et encouragée. Merci à mes parents de m'avoir donnée les moyens de réussir, et de sans cesse avoir cru en moi. Merci à mes soeurs, Emmanuelle et Caroline, pour vos encouragements et votre écoute. Notre connivence a été et sera toujours un socle pour moi. Merci à toi Sébastien, d'être là. Merci à Catherine, Magali et tous mes amis pour tous les instants partagés.

Table des Matières

Introduction	1
1 La problématique des noyaux très lourds impairs	5
1.1 Caractérisation des transfermiums	5
1.2 De la découverte des transfermiums à la quête des noyaux super-lourds	10
1.3 Les résultats expérimentaux actuels	13
1.3.1 Les schémas de niveaux à une particule	13
1.3.2 Les excitations collectives : la rotation	16
1.4 Approche théorique : calculs Hartree-Fock-Bogolyubov	21
1.4.1 Formalisme	21
1.4.2 Codes utilisés	25
2 Dispositifs expérimentaux	27
2.1 Mécanismes de réaction	28
2.1.1 Production des noyaux de ^{251}Md et ^{255}Lr par réactions de fusion-évaporation	28
2.1.2 Production du ^{251}Md par décroissance- α du ^{255}Lr	30
2.1.3 Récapitulatif des expériences	30
2.2 Dispositifs expérimentaux	31
2.2.1 Spectroscopie prompte	31
2.2.2 Spectroscopie retardée	39
2.3 Électronique et systèmes d'acquisition	46
2.3.1 Électronique et système d'acquisition du GANIL	47
2.3.2 Le TDR ou une nouvelle approche du système d'acquisition à l'université de Jyväskylä	50
3 Analyse des données de spectroscopie prompte	53
3.1 Détermination et mise en place du trigger	53
3.1.1 Choix du trigger	54

3.1.2	Décodage des données brutes	54
3.1.3	Reconstruction des événements	56
3.2	Étude de la section efficace de production du ^{251}Md	58
3.2.1	Fonction d'excitation	58
3.2.2	Calcul de section efficace	60
3.3	Techniques d'analyse et résultats expérimentaux	62
3.3.1	Méthode de <i>Recoil-Tagging</i>	62
3.3.2	Coïncidences gamma-gamma	65
3.3.3	Méthode de <i>Recoil-Decay-Tagging</i>	67
3.4	Interprétation des résultats	69
3.4.1	Prédiction du schéma de niveau à une particule du ^{251}Md	70
3.4.2	Moments d'inertie dynamique et cinématique	71
3.4.3	Tentative d'application de la méthode de Harris	75
3.4.4	Prédiction du rapport des taux de transitions M1 et E2	77
3.4.5	Bilan de la spectroscopie prompte	82
4	Analyse des données de spectroscopie retardée	87
4.1	Méthodes d'analyse par spectroscopie α	88
4.1.1	Corrélations génétiques	88
4.1.2	Extraction du temps de vie	92
4.1.3	Facteur d'empêchement ou <i>Hindrance Factor</i>	93
4.2	Spectroscopie- α de l'isotope du ^{255}Lr	94
4.2.1	Résultats des corrélations génétiques	94
4.2.2	Temps de vie du ^{255}Lr	95
4.2.3	Bilan des caractéristiques des transitions- α	101
4.3	Spectroscopie- α de l'isotope du ^{251}Md	103
4.3.1	Résultat des corrélations génétiques	103
4.3.2	Temps de vie du ^{251}Md	103
4.3.3	Rapport d'embranchement- α du ^{251}Md	105
4.3.4	Bilan des caractéristiques des transitions- α	106
4.4	Spectroscopie- γ et électron	107
4.4.1	Coïncidences α - γ	107
4.4.2	Coïncidences α -électron	111
4.5	Interprétation des résultats	112
4.5.1	Désexcitation- γ du ^{247}Es	113
4.5.2	Décroissance- α du ^{251}Md et du ^{255}Lr	115
4.5.3	Schéma de niveaux	116

Bilan et conclusion	123
Annexes	127
A Résultats théoriques sur les propriétés collectives	127
A.1 Bande construite sur l'état $[633]7/2^+$	128
A.2 Bande construite sur l'état $[514]7/2^-$	130
A.3 Bande construite sur l'état $[521]1/2^-$	132
B Résultats théoriques sur les niveaux à une particule	134
B.1 Isotopes d'Einsteinium	135
B.2 Isotopes de Mendelevium	137
Bibliographie	139
Table des figures	145

Introduction

Lorsqu'en 1955, Albert Ghiorso peupla pour la première fois le Mendeleevium ($Z=101$), sa motivation n'était autre que celle de la découverte de nouveaux noyaux. À cette époque connaître la structure de tels éléments relevait de la science fiction. Pourtant cinquante ans après, cette information est désormais à notre portée.

Les premiers noyaux situés au-delà du Fermium ($Z=100$) sont regroupés sous le terme de transférmiens, ou plus couramment : transférmiiums. Actuellement mal connue, de nombreuses études théoriques et expérimentales se développent afin de caractériser cette région extrême en masse. Ce travail de thèse s'inscrit dans cette recherche. Le but est d'identifier au travers d'un isotope de Mendeleevium, le $^{251}_{101}\text{Md}$, une partie des orbitales présentes dans cette région de masse de noyaux très lourds.

Expérimentalement, l'étude des transférmiiums est extrêmement délicate car ces noyaux sont produits en très faible quantité. Leur étude n'a pu se développer qu'en même temps que les performances des détecteurs utilisés. Les premiers résultats concluants ont été obtenus en 1998, sur l'isotope de $^{254}_{102}\text{No}$. L'ensemble des études sur les noyaux pair-pair a donné des résultats cohérents sur la déformation de la région des transférmiiums. L'étape suivante a été l'étude des noyaux impairs. Ces noyaux possèdent en effet un nucléon célibataire dont le spin et la parité signent l'orbitale sur lequel il est placé.

Le noyau de $^{251}_{101}\text{Md}$, impair en proton, a ainsi été choisi. Faisant partie des plus légers des transférmiiums, il est produit avec une section efficace assez grande (relativement à la région de masse à laquelle il appartient). Il constitue donc un excellent candidat pour débiter l'étude des transférmiiums de masse impaire. Ce travail propose d'étudier les deux types d'excitation des nucléons dans le noyau de ^{251}Md . Tout d'abord la rotation du noyau qui est le mode d'excitation collectif privilégié du noyau déformé. Et ensuite les excitations à une particule, grâce auxquelles l'identification des orbitales impliquées dans la structure du ^{251}Md ainsi que leur ordre et énergie

pourront être déterminés. Cette étude expérimentale sera complétée par des calculs théoriques de champ moyen auto-cohérents de type Hartree-Fock-Bogolyubov, réalisés en collaboration avec le SPhT du CEA-Saclay et l'Université Libre de Bruxelles.

Théoriquement, les modèles utilisés ne s'accordent pas sur la structure de ces noyaux. Un autre enjeu théorique important, outre la structure des transférmiiums, est la localisation de l'îlot de stabilité des noyaux super-lourds. La majorité des noyaux sont déformés lorsqu'ils se situent loin des fermetures de couche. Dans ce dernier cas, les noyaux possèdent un nombre magique de protons et/ou de neutrons pour lesquels ils deviennent sphériques et acquièrent une grande stabilité. Tous ces nombres ont été mis en évidence expérimentalement et reproduits théoriquement, jusqu'à l'isotope de $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$. Mais pourquoi celui-ci serait-il le dernier noyau doublement magique ? Les différentes théories s'accordent sur l'existence d'un îlot sphérique de noyaux super-lourds à stabilité renforcée, qui se situerait juste au dessus des transférmiiums. Cependant certaines divergences existent entre les prédictions des différents modèles en ce qui concerne les valeurs des prochains nombres magiques.

Les divergences théoriques proviennent essentiellement de la manière dont est traitée l'interaction entre les nucléons. Ainsi l'exploration de la carte des noyaux vers les isotopes très lourds et la comparaison des résultats expérimentaux avec les prédictions théoriques permettrait de contraindre la modélisation de l'interaction nucléaire.

Enfin, les transférmiiums sont les noyaux les plus lourds dont la structure peut être déduite par spectroscopie. Et le développement des techniques expérimentales vers des détecteurs encore plus performants constitue la dernière marche menant à l'îlot de stabilité.

Ce domaine de la recherche nucléaire reste fondamental : l'application des noyaux très lourds n'est actuellement pas envisageable. La découverte de l'inconnu se justifie d'elle-même, comme en témoigne l'émulation entre les différents laboratoires basés aux États-Unis, en Finlande, en Allemagne, en Russie, au Japon et en France.

Ce manuscrit s'articule autour de quatre chapitres.

Les modèles généraux de structure nucléaire qui seront utilisés pour l'interprétation des résultats expérimentaux sont développés au cours du premier chapitre. La problématique de la région des transférmiiums ainsi que les observations expérimentales qui ont précédé ce travail serviront d'illustration. Enfin le formalisme du modèle microscopique auto-cohérent qui a été utilisé pour calculer les données théoriques

nécessaires à l'interprétation des données sera présenté.

Afin d'étudier les excitations collectives et individuelles, deux types de dispositifs expérimentaux (spécialement conçus pour appliquer les techniques d'analyse adaptées à l'étude des transférmioms) ont été utilisés. Le second chapitre détaillera les expériences réalisées à l'université de Jyväskylä et au GANIL, ainsi que les dispositifs expérimentaux qui leur sont associés.

Les méthodes d'analyse, les résultats expérimentaux et théoriques ainsi que l'interprétation de l'ensemble des données seront exposés dans les chapitres 3 et 4.

Enfin, ce manuscrit se clôturera autour d'une large conclusion permettant de faire le bilan de l'ensemble des résultats obtenus. Un aperçu des diverses perspectives sera finalement donné.

Chapitre 1

La problématique des noyaux très lourds impairs

1.1 Caractérisation des transfermiums

Les noyaux appelés transfermiums ($Z > 100$) se situent tout en haut de la carte des noyaux, bien au-delà des derniers isotopes stables connus ($^{206,207,208}_{82}\text{Pb}$). Cette région de masse de noyaux très lourds, reste très mal connue : les sections efficaces de production sont faibles ($\sim 1 \mu\text{b}$) rendant ainsi les expériences très délicates. Néanmoins, l'étude de leur structure par spectroscopie est possible, et actuellement, cette région constitue la limite de faisabilité de telles expériences. Au-delà, les noyaux encore plus massifs, les noyaux super-lourds, sont produits avec une section efficace toujours plus faible (de l'ordre du pb). L'étude expérimentale de tels isotopes se réduit à l'identification des noyaux produits, ainsi qu'à leur mode de décroissance et leur temps de vie, afin de découvrir de nouveaux éléments toujours plus lourds. Cette quête de noyaux super-lourds est motivée par la prédiction de l'existence d'un îlot de noyaux à stabilité renforcée, correspondant à la prochaine fermeture de couche.

Les nucléons se répartissent sur des orbitales dont le spectre présente des sauts en énergie (ou *gap*) correspondant à un nombre N de protons et/ou de neutrons de : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Pour ces nombres qualifiés de magiques, la stabilité du noyau est accrue et sa déformation nulle. Expérimentalement ces nombres magiques ont été observés jusqu'au ^{208}Pb , avec $Z=82$ et $N=126$. Théoriquement, la reproduction de ces nombres magiques a été réalisée lors des calculs de modèle en couches [1, 2]

utilisant comme potentiel :

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} M \omega_0^2 r^2 - C \vec{\ell} \cdot \vec{s} - D \ell^2. \quad (1.1)$$

Ce potentiel dans lequel sont plongés les nucléons est induit par les nucléons eux-même. Le premier terme est le potentiel central de l'oscillateur harmonique auquel sont ajoutés les corrections dues au couplage spin-orbite (second terme) et aux effets de bord (troisième terme). En dehors des fermetures de couches, les noyaux vont adopter une forme non sphérique pour se stabiliser.

Modèle de Nilsson

Afin de calculer l'énergie des états à une particule pour des déformations non nulles, Nilsson [3] a généralisé l'approche du champ moyen aux noyaux déformés à symétrie axiale en introduisant dans le hamiltonien décrivant le système, le potentiel :

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} M (\omega_{\perp}^2 (x^2 + y^2) + \omega_{\parallel}^2 z^2) - C \vec{\ell} \cdot \vec{s} - D \ell^2, \quad (1.2)$$

où l'axe z est l'axe de symétrie du noyau et ω_{\perp} et ω_{\parallel} dépendent du paramètre de déformation $\epsilon \sim 0,95 \beta$ selon les relations [4] :

$$\omega_{\perp}^2 = \omega_0^2 \left(1 + \frac{1}{3}\epsilon\right) \quad \text{et} \quad \omega_{\parallel}^2 = \omega_0^2 \left(1 - \frac{2}{3}\epsilon\right). \quad (1.3)$$

Pour des déformations positives ω_{\perp} est supérieur à ω_{\parallel} , le noyau est allongé ou prolate. Pour les déformations négatives, c'est l'inverse, le noyau est aplati ou oblate. La résolution de l'équation de Schrödinger détermine l'évolution des niveaux à une particule en fonction de la déformation du noyau. Les fonctions d'onde sont obtenues dans la base des nombres quantiques $\Omega^{\pi}[N n_z \Lambda]$, où (cf. Figure 1.1) :

- N : nombre quantique principal de l'oscillateur harmonique,
- n_z : nombre de noeuds de la fonction d'onde sur l'axe de symétrie,
- Λ : projection du moment orbital $\vec{\ell}$ sur l'axe de symétrie,
- π : parité de la fonction d'onde,
- $\Omega = \Lambda + \Sigma$, projection du moment angulaire \vec{j} sur l'axe de symétrie,
- Σ : projection du spin \vec{s} sur l'axe de symétrie du noyau.

Les états de déformation nulle sont dégénérés $(2j+1)$ fois, où j est le moment angulaire. Le terme portant la déformation lève la dégénérescence en j , qui n'est plus bon

nombre quantique. Ainsi les fonctions d'onde solutions de l'équation de Schrödinger pour $\epsilon \neq 0$ sont dégénérées deux fois. Cette dégénérescence correspond aux projections $\pm\Omega$, indistinguables, due à la symétrie du noyau.

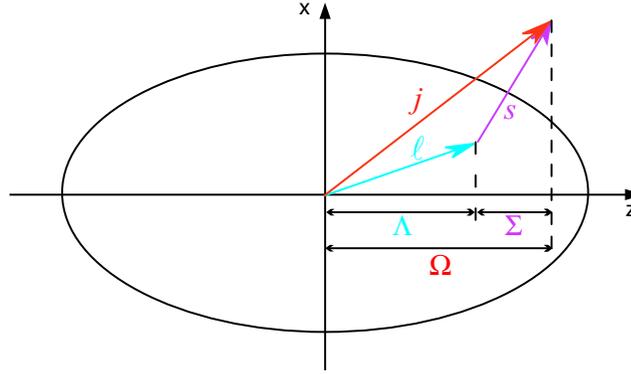


Figure 1.1 : Représentation schématique, pour une particule individuelle, du moment angulaire \vec{j} , du moment orbital \vec{l} , du spin \vec{s} et de leur projection sur l'axe de symétrie du noyau.

Le résultat pour les noyaux très lourds est représenté sur le diagramme de Nilsson de la figure 1.2. Afin de minimiser leur énergie, les transfermiums peuplent des états déformés : deux sauts en énergie à $Z=100$ et $Z=102$ pour des déformations prolate vont stabiliser ces noyaux dans une déformation allongée. Enfin ils se situent entre la dernière fermeture de couche connue des isotopes de plombs ($Z=82$, $N=126$) et le prochain nombre magique proton, qui dans le modèle de Nilsson est prédit à $Z=114$. Sans les effets de couche, les noyaux sphériques et déformés au-delà de $Z=104$ (Rf) ne seraient pas stables. En effet, l'interaction nucléaire ne suffit plus à vaincre la répulsion coulombienne. Les noyaux les plus lourds ne doivent donc leur stabilité qu'à l'agencement des nucléons.

Les transfermiums et l'îlot des super-lourds

Les différents modèles existants, qu'ils soient de type champ moyen : Woods-Saxon, Nilsson, ou de type auto-cohérent tels que les calculs Hartree-Fock-Bogolyubov, ne s'accordent pas sur la localisation de la prochaine fermeture de couche. Toutes les approches théoriques prédisent l'existence d'un îlot de noyaux super lourds sphériques, à stabilité renforcée. Mais selon les calculs réalisés, cet îlot devrait être situé à $Z=114$ et $N=184$ pour un modèle de Woods-Saxon [5], $Z=120$ et $N=172$ dans le cas du calcul de champ moyen relativiste (RMF, relativistic mean-field) [6, 7, 8, 9], à $Z=126$ et

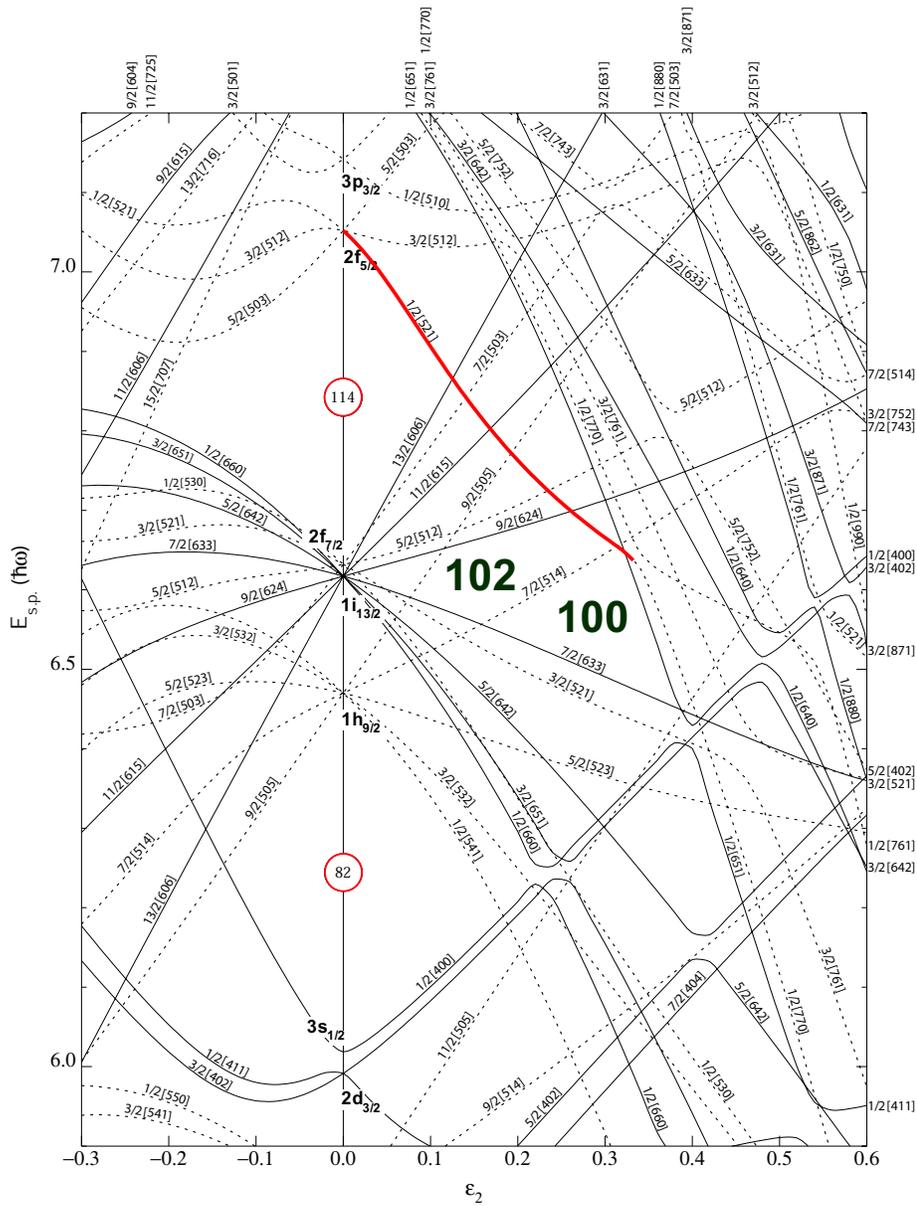


Figure 1.2 : Diagramme de Nilsson proton représentant les états des noyaux très lourds dans la base $\Omega^\pi [N n_z \Lambda]$. Ce diagramme décrit l'évolution de l'énergie des états à une particule en fonction de la déformation, pour les noyaux au-delà du dernier nombre magique proton connu ($Z=82$). La localisation des *gaps* en énergie à $Z=100$ et $Z=102$ stabilisant les transfermiums est indiquée. L'orbitale venant de la couche $2f_{5/2}$ active dans la région des transfermiums est accentuée en gras.

$N=184$ pour un calcul de champ moyen auto-cohérent de type HFB [10] ou encore à $Z=114$ ou 124 et $N=184$ pour SHF (Skyrme Hartree Fock) [7, 8]. On s'attend donc à une rupture de la séquence des nombres magiques 2, 8, (...), 82, 126 dans ces conditions extrêmes. Le même phénomène de disparition des nombres magiques remplacés par d'autres est également observé pour les noyaux légers et exotiques.

Expérimentalement, la recherche des noyaux super-lourds s'inscrit dans le programme de recherche de nombreux laboratoires, tels que Dubna (Russie), Berkeley (Californie, États-Unis), Riken (Japon), GSI (Darmstadt, Allemagne) et GANIL (Caen, France). En effet bien plus que l'attrait de la découverte de nouveaux éléments, les enjeux théoriques de cette quête sont importants, étant donné les divergences dans les prédictions des divers modèles. Un autre point de divergence entre les différents modèles repose sur la structure même des transfermiums. Toutes ces différences proviennent essentiellement de la manière dont est traitée l'interaction nucléon-nucléon. La comparaison avec les données expérimentales constitue un premier test des différentes théories.

Actuellement, seule l'étude des transfermiums permet d'identifier les orbitales présentes dans cette région de masse. Ces noyaux occupent ainsi une position stratégique dans la quête des super-lourds : situés juste en dessous de la dernière fermeture couche, ils sont sensibles à certaines orbitales provenant de l'îlot des super lourds, comme l'illustre le diagramme de Nilsson de la figure 1.2. L'orbitale $1/2^- [521]$, qui provient de la prochaine couche $2f_{5/2}$, est active dans la région des transfermiums. Son identification dans différents noyaux peut donner des indications quant à son évolution et ainsi apporter des premières réponses sur l'existence ou non d'un saut en énergie pour $Z=114$. Et si un tel *gap* existe, il faut évidemment déterminer sa profondeur pour connaître jusqu'à quel point ces noyaux sont stabilisés.

Afin d'identifier quelles sont les orbitales présentes et à quelle énergie, il existe un unique outil : l'étude des noyaux impairs. En effet ces noyaux ont un nucléon célibataire non apparié, dont le spin et la parité caractérisent l'orbitale sur laquelle il est placé. Le premier but de cette thèse est d'étudier la structure du noyau impair de ${}^{251}_{101}\text{Md}$. Au cours des expériences réalisées, d'autres informations sur la structure de son noyau père, le ${}^{255}_{103}\text{Lr}$ et de son noyau fils, le ${}^{247}_{99}\text{Es}$ ont également été obtenues.

Dans la suite de ce chapitre, les notions nécessaires à la compréhension et à l'interpré-

tation des résultats expérimentaux sont détaillées et illustrées par les premiers résultats obtenus sur les transfermiums, permettant ainsi de faire un état des lieux de cette région. Après le bilan expérimental (cf. §1.3), l'approche théorique [11] qui a été utilisée pour cerner cette région sera expliquée (cf. §1.4). Au préalable, une brève parenthèse historique (cf. §1.2) explique la découverte des noyaux très lourds et super-lourds [12, 13, 14].

1.2 De la découverte des transfermiums à la quête des noyaux super-lourds

La découverte des transfermiums a débuté en Novembre 1952, lors de l'explosion de la bombe thermonucléaire, Mike, dans l'atoll Eniwetok. L'analyse chimique des résidus révèle deux nouvelles raies- α ne provenant pas de la décroissance d'isotope de Plutonium. Albert Ghiorso, de l'équipe de Berkeley (Californie) soupçonne la présence de noyaux plus lourds produits par captures neutroniques successives (similaires au processus de nucléosynthèse r). L'analyse des résidus confirme son hypothèse : les deux raies- α proviennent de nouveaux éléments, l'isotope 255 du Fermium (Fm, Z=100) et l'isotope 253 de l'Einsteinium (Es, Z=99) [15].

Le Mendeleevium (Md, Z=101) a quant à lui été produit, toujours par la même équipe en 1955, en laboratoire par la réaction $^{253}\text{Es}(\alpha, n)^{256}\text{Md}$ avant d'être identifié par séparation chimique [16]. Il s'agira du dernier élément identifié chimiquement et son nom sera donné par l'équipe américaine, en l'honneur du chimiste russe, alors que la guerre froide entre les États-Unis et l'ex-URSS partageait le monde. Néanmoins la chimie des super-lourds continue. Ce domaine de recherche ne permet plus de découvrir de nouveaux éléments, mais elle déduit les comportements chimiques des nouveaux éléments produits, permettant une meilleure compréhension des principes fondamentaux gouvernant le tableau périodique [17].

Cette même année 1955, les développements théoriques de John A. Wheeler aboutissent à la prédiction d'un îlot de stabilité super-lourd.

Le manque d'équipements rend les conditions expérimentales difficiles et la compétition entre les différents laboratoires commence. Alors qu'à Berkeley, les premiers détecteurs silicium sont développés pour la détection des particules- α émises par les noyaux produits, à Dubna (Russie) c'est l'identification chimique des noyaux fils qui

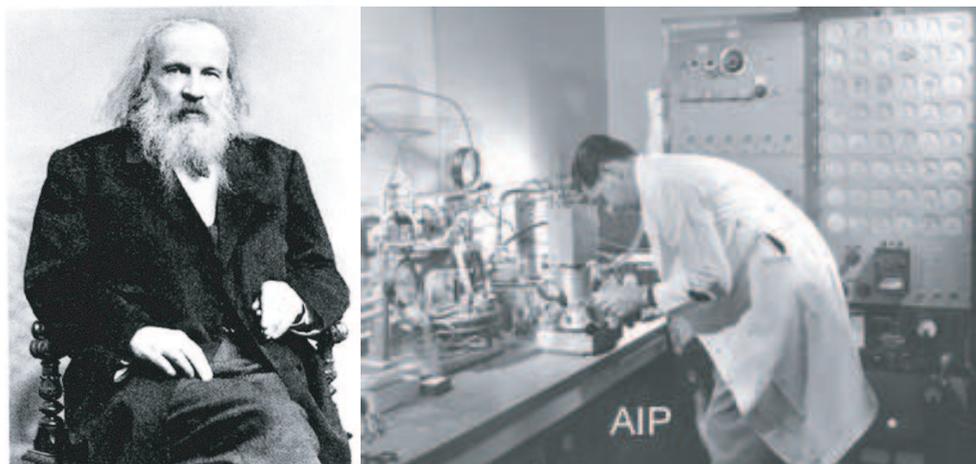


Figure 1.3 : À gauche : Mendeleïev, à droite : Albert Ghiorso dans son laboratoire.

est adoptée. Parallèlement, le Nobélium (No, $Z=102$) [18, 19] et le Lawrencium (Lr, $Z=103$) [20, 21] sont identifiés par les deux laboratoires.

En 1940, l'existence de la fission spontanée est mise en évidence par G.N. Flerov, qui par la suite se lance dans l'exploration des noyaux très lourds. Dubna adopte une nouvelle technique d'identification des noyaux produits : la détection des produits de fission spontanée. C'est ainsi que le Rutherfordium ($Z=104$) est découvert en 1964 [22], puis confirmée par Ghiorso et collaborateurs en 1969 [23]. Les dispositifs utilisés étaient similaires. Les résidus produits par réaction de fusion-évaporation (cf. §2.1.1) sont déposés, soit sur une courroie (Dubna), soit sur une roue tournante (Berkeley), le but étant de les transporter devant les détecteurs dédiés à leur identification. À Dubna ces détecteurs sont en verre pour mettre en évidence la trace laissée par les produits de fission spontanée. À Berkeley, la roue tourne et s'arrête devant des stations de comptage formées de détecteurs silicium afin de mesurer la décroissance- α et la fission. Les mêmes techniques ont été utilisées pour la découverte du Dubnium (Db, $Z=105$) [24, 25, 26] et du Seaborgium (Sg, $Z=106$) [27]. La découverte de ces deux éléments sera partagée entre les deux laboratoires.

La course aux noyaux super-lourds va entraîner un essor dans le nombre et la qualité des dispositifs expérimentaux. En Allemagne, à GSI un nouvel accélérateur est construit. Un séparateur est alors dédié exclusivement à la recherche des noyaux super-lourds : SHIP [28]. Pour la première fois un filtre de vitesse permet de réaliser une première sélection des résidus de fusion-évaporation avant leur interac-

tion dans différents détecteurs permettant de mesurer le temps de vol des noyaux produits, leur énergie et d'identifier leur décroissance- α , qui est le principal mode de décroissance des noyaux super-lourds. Désormais, la technique des corrélations génétiques est employée (cf. §4.1.1) : la chaîne de décroissance- α issue du noyau produit et peuplant un noyau connu va être identifiée. Les trois éléments suivants furent ainsi découverts dans les années 80 : le Bohrium (Bh, $Z=107$) en 1981 [29], le Meitnerium (Mt, $Z=109$) [30] en 1982 et le Hassium (Hs, $Z=108$) en 1984 [31].

Les succès remportés par GSI poussèrent les autres laboratoires à construire de nouveaux séparateurs. Deux séparateurs à gaz furent construits en 1988 à Berkeley (SASSY [32]) et en 1989 à Dubna. Mais c'est toujours à GSI que le Darmstadtium (Ds, $Z=110$) [33], le Roentgenium (Rg, $Z=111$) [34] et l'élément 112 [35] furent découverts.

La découverte des éléments 114 [36], 115 [37], 116 [38, 39] et 118 [39] eut lieu à Dubna par Yu. Ts. Oganessian et collaborateurs grâce au séparateur à gaz et au nouveau séparateur électrostatique, VASSILISSA, dédié à la recherche des super-lourds. Quant à l'élément 113 [40], c'est à Riken (Japon) qu'il fût mis en évidence. La découverte des éléments 113 à 118 est encore à débattre et reste à confirmer.

Au GANIL (Caen), un autre type d'expérience est réalisé, visant à mettre en évidence les noyaux composés super-lourds avant leur fission (cf. Figure 2.1). Jusqu'à présent les noyaux étudiés sont ceux produits par les réactions de fusion-évaporation. Cependant, lorsque le noyau composé est créé, la section efficace d'évaporation est extrêmement faible face à celle de la fission. Le but ici est de mettre en évidence la formation du noyau composé en étudiant les temps de vie de fission. Si la fission est rapide (inférieur à 10^{-19} s), la fission a lieu avant la formation du noyau composé. Si elle est plus lente, elle est issue du noyau composé et la détection de tous les fragments de fission permet de s'assurer de la charge du noyau père. La formation du noyau composé $Z=120$ a été avancée [41] par la technique de canalisation ou *crystal blocking* et de nouvelles expériences visent à étudier les noyaux composés $Z=114$ et $Z=124$.

Actuellement, l'amélioration des techniques expérimentales permet d'étudier la structure nucléaire des transfermiums. Les premiers résultats obtenus dans cette région de masse avant cette étude sont présentés dans le paragraphe suivant.

1.3 Les résultats expérimentaux actuels

La structure des transférmius est étudiée en utilisant deux modes d'excitation : les excitations à une particule (cf. §1.3.1) qui permettent de mettre en évidence les orbitales présentes dans cette région de masse, et les excitations rotationnelles (cf. §1.3.2) issues de l'excitation de l'ensemble des nucléons.

1.3.1 Les schémas de niveaux à une particule

Dans cette région de masse, les noyaux se désintègrent par émission β^+ , par capture électronique, en fissionnant spontanément, mais surtout en émettant une particule- α . Les premiers spectres en énergie des noyaux de transférmius ont été obtenus par l'étude des chaînes de décroissance- α .

Rappel sur la désintégration alpha

La désintégration- α :



n'est possible que si la masse des produits de désintégration ($m_Y c^2 + m_\alpha c^2$) est inférieure à la masse du noyau père ($m_X c^2$), c'est-à-dire si la chaleur de réaction Q_α est positive. Ainsi, par conservation de l'énergie, on obtient, pour l'énergie de la transition- α :

$$Q_\alpha = m_X c^2 - m_Y c^2 - m_\alpha c^2 = E_\alpha + E_Y. \quad (1.5)$$

E_α est l'énergie cinétique de la particule α ; c'est cette énergie qui est mesurée lors des expériences. E_Y est l'énergie cinétique de recul du noyau fils. Cette relation peut aussi s'exprimer à l'aide de l'énergie de liaison B des noyaux :

$$Q_\alpha = B_\alpha - [B(A,Z) - B(A-4,Z-2)] \quad (1.6)$$

$$\sim B_\alpha - 2\frac{\partial B}{\partial Z} + 4\frac{\partial B}{\partial A} \quad (\text{si } A \gg 4 \text{ et } Z \gg 2) \quad (1.7)$$

$Q_\alpha = 0$ représente la limite inférieure pour laquelle, la désintégration- α se produit spontanément. En remplaçant dans l'équation 1.6 l'énergie de liaison par son expression donnée par la formule de Von Weizsäcker, on trouve que les noyaux lourds ayant une masse A supérieure à 150 deviennent émetteurs- α . Ainsi dans notre région de masse (où $A \geq 250$) la désintégration- α est un mode de décroissance privilégié. De plus, cette désintégration obéit à des règles de sélection permettant d'assigner le spin et la parité de l'état initial et de l'état final (cf. §4.1.3)

Dans la plupart des isotopes impairs jusqu'au Rutherfordium, de nombreux états ont été observés. Cependant l'identification de ces états aux orbitales prédites est excessivement épineuse, si bien que mis à part le ^{255}Fm [42] aucun schéma de niveaux dans les transfermiums n'a clairement été identifié. Néanmoins de nombreuses suppositions ont été avancées sur la configuration des états observés.

Les expériences réalisées pour ce travail de thèse combinaient spectroscopies- α , γ et électron ; le but étant de lever toute ambiguïté de l'interprétation des résultats en ajoutant des données supplémentaires sur la désexcitation des états excités vers l'état fondamental au sein d'un même noyau. En effet, ces transitions internes au noyau suivent des règles de sélection.

Règles de sélection

La transition électromagnétique d'un état excité vers un état de plus basse énergie peut être radiative ou procéder par émission d'un électron de conversion. Pour une transition donnée, le rapport entre le nombre d'électrons et le nombre de rayonnements- γ émis définit le facteur de conversion interne. La nature de la transition est régie par les deux règles de sélection portant : sur le moment angulaire transféré, et sur la conservation de la parité.

Le moment angulaire total d'une transition doit être conservé. Si le spin de l'état initial est noté I_i et celui de l'état final I_f , alors le moment angulaire \vec{L} emporté par le photon suit la règle suivante :

$$\vec{I}_i = \vec{L} + \vec{I}_f. \quad (1.8)$$

Ainsi les valeurs autorisées pour L doivent respecter l'inégalité triangulaire :

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \quad \text{où } L \neq 0. \quad (1.9)$$

De plus la parité d'une transition suit la règle :

$$\pi_i \pi_\gamma \pi_f = 1. \quad (1.10)$$

Si les états initial et final ont même parité ($\pi_i = \pi_f$), la parité de la transition électromagnétique (π_γ) doit être positive. S'ils ont une parité opposée ($\pi_i = -\pi_f$), la parité de la transition doit être négative. Étant donné que la parité du champ électromagnétique est défini par :

$$\pi(\text{EL}) = (-1)^L \quad ; \quad \pi(\text{ML}) = (-1)^{L+1}, \quad (1.11)$$

les transitions électriques paires et magnétiques impaires sont caractérisées par une parité positive, et les transitions électriques impaires et magnétiques paires par une parité négative.

Dans le cas où $I_i = I_f = 0$, la transition E0 ne peut être radiative. Elle a nécessairement lieu par émission d'électron de conversion. Le coefficient de conversion pour les autres transitions augmente avec la multipolarité et la charge du noyau. Enfin, pour le cas particulier où $\Delta K > L$, ces transitions sont en principe interdites et confèrent à l'état un temps de vie anormalement élevé : il s'agit d'un isomère K.

En combinant l'étude de la désintégration- α et de la désexcitation par émission de rayonnements- γ et d'électrons de conversion, de nouvelles données ont pu être obtenues sur les isotopes de ^{255}Lr , ^{251}Md et ^{247}Es . L'avantage d'étudier cette chaîne de décroissance- α , est qu'elle aboutit sur le noyau de ^{247}Es , dont l'état fondamental a déjà été identifié [43, 44]. La figure 1.4 présente les résultats expérimentaux obtenus avant ce travail [42, 45, 43].

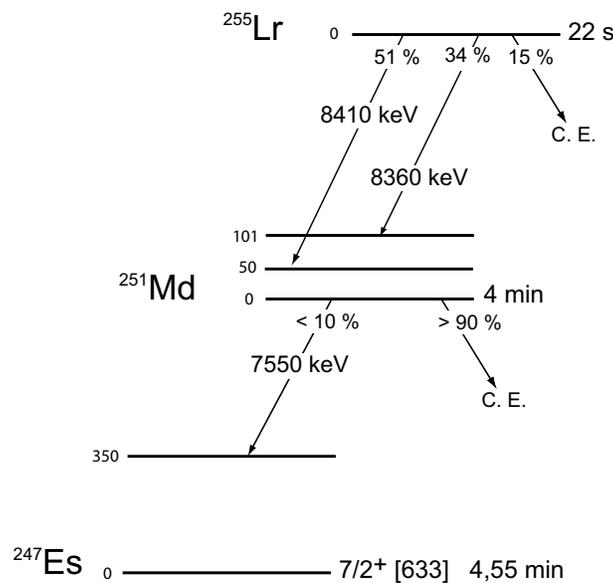


Figure 1.4 : État des connaissances de la chaîne de décroissance- α issue du ^{255}Lr , avant ce travail.

1.3.2 Les excitations collectives : la rotation

Comme il a été vu dans le noyau de ^{254}No , les noyaux de transfermiums étant déformés ils sont autorisés à tourner, entraînant l'apparition d'états excités rotationnels. Ainsi sur chaque état (fondamental ou excité) une structure collective est construite, appelée bande rotationnelle. En fonction du nombre de nucléons du noyau, la bande rotationnelle n'aura pas la même structure.

La rotation nucléaire

Le modèle de la rotation nucléaire exposé ici est valable dans l'approximation dite adiabatique, c'est-à-dire dans le cas où la rotation du noyau est lente vis-à-vis du mouvement des nucléons.

Dans le cas d'une bande rotationnelle construite sur l'état fondamental d'un noyau à symétrie axiale ayant un nombre pair de protons et de neutrons, le moment angulaire total \vec{I} du noyau est nul. La bande rotationnelle est constituée d'une unique bande, dont l'énergie des états suit la formule du rotor quantique :

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [I(I+1)]. \quad (1.12)$$

\mathcal{J} est le moment d'inertie statique et I est le spin total du noyau, défini par $\vec{I} = \vec{R}$, où \vec{R} est l'opérateur de rotation considéré perpendiculaire à l'axe de symétrie. Les transfermiums sont peuplés, par réactions de fusion-évaporation, dans un état excité à haut moment angulaire. La désexcitation procède par émission d'une cascade de rayonnements- γ ou d'électrons de conversion de type E2, dont l'état final et l'état initial ont même parité, mais une différence de spin de 2. Le spectre résultant dans le cadre du rotor parfait est en forme de râteau, puisque toutes les transitions entre les différents états sont équidistantes en énergie de $\frac{4\hbar^2}{\mathcal{J}}$. Le cas des noyaux pair-pair est illustré sur la figure 1.5-a.

Dans le cas des noyaux ayant un nombre impair de protons ou de neutrons, ou dans les noyaux pair-pair lors d'une brisure de paire ou d'une excitation à deux quasi-particules, la structure est différente. La configuration brise la symétrie par renversement du temps ($K \neq 0$). Deux bandes rotationnelles sont alors construites sur un état. Chacune de ces bandes se désexcite par transition E2, et de plus elles sont interconnectées par des transitions M1. L'énergie de ces états rotationnels est reproduite dans le mode du couplage fort par:

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [I(I+1) - K^2], \quad K \neq \frac{1}{2} \quad (1.13)$$

où K est la projection du moment angulaire total \vec{I} du noyau sur l'axe de symétrie, $\vec{I} = \vec{j} + \vec{R}$ et \vec{j} le moment angulaire à une particule. Le cas particulier $K=1/2$ sera décrit plus loin. On a donc la relation : $K = \sum_1^A \Omega_i$, avec Ω_i , projection du moment angulaire d'un nucléon (cf. Figure 1.1). Dès que K diffère de zéro, la structure de la bande rotationnelle perd sa forme de râtelier et le spectre correspondant devient beaucoup plus dense (cf. Figure 1.5-b). Le formalisme du modèle de Cranking décrit très bien cette brisure de symétrie, qui lève le dernier degré de dégénérescence des états déformés statiques du modèle de Nilsson.

Modèle de Cranking

Dans ce modèle (valable pour tous \hbar) la rotation du noyau est prise en compte en faisant un changement de référentiel pour se placer dans le système du noyau tournant à la fréquence ω , selon l'axe de rotation (Ox) perpendiculaire à l'axe de symétrie du noyau (Oz). L'opérateur de rotation est défini par : $R(\omega t) = e^{-i I_x \omega t}$, I_x étant la composante sur l'axe de rotation du moment angulaire total. Le hamiltonien H décrivant le système est remplacé, dans l'équation de Schrödinger, par le Routhian :

$$H^\omega = H - \hbar\omega I_x. \quad (1.14)$$

Lorsqu'un nucléon i est non apparié ou que la fréquence de rotation ω est non nulle, la valeur moyenne de l'opérateur I_x diffère de zéro, et la valeur propre dans le référentiel du noyau (E^ω) et dans le laboratoire (E) sont liées par la relation : $E^\omega = E - \hbar\omega I_x$. La brisure de symétrie par renversement dans le temps est désormais explicite : $E^\omega \neq E^{-\omega}$. D'un point de vue classique, le terme en $\hbar\omega I_x$ décrit les forces de Coriolis dont l'interaction avec le nucléon non apparié va induire des forces de signes opposés en fonction du sens de rotation du nucléon. Ainsi, dès que la fréquence de rotation $\hbar\omega$ devient non nulle, la dégénérescence en $\pm\Omega$ dans le modèle statique de Nilsson est levée. Les deux états résultants sont états propres de l'opérateur rotation. Et parce que le Hamiltonien est invariant par rotation de 180° autour de l'axe (Ox), l'opérateur de rotation se réécrit :

$$R_x = e^{-i\pi I_x}. \quad (1.15)$$

Les deux valeurs propres r_x de l'opérateur rotation, appelées signature, deviennent donc des bons nombres quantiques pour définir le système. Usuellement le mot signature n'est pas employé pour la valeur propre elle-même, mais pour l'exposant α de la fonction exponentielle :

$$r_x = e^{-i\pi\alpha} \quad \text{avec : } \alpha = I \bmod 2. \quad (1.16)$$

Dans le cas des noyaux impairs, α prend la valeur $\pm\frac{1}{2}$:

$$\begin{aligned}\alpha &= +\frac{1}{2}; & r_x &= -i; & I &= \frac{1}{2}, \frac{5}{2}, \frac{9}{2}, \dots \\ \alpha &= -\frac{1}{2}; & r_x &= +i; & I &= \frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \frac{11}{2}, \dots\end{aligned}$$

Dans le cas des noyaux pairs, α prend la valeur 0 ou 1 :

$$\begin{aligned}\alpha &= 0; & r_x &= +1; & I &= 2, 4, 6, \dots \\ \alpha &= 1; & r_x &= -1; & I &= 1, 3, 5, \dots\end{aligned}$$

Les deux bandes rotationnelles apparaissant pour $K \neq 0$ sont dites partenaires en signature. Ces deux bandes sont séparées en énergie de façon fixe, excepté dans le cas particulier où $K = 1/2$. Dans ce cas là il y a un couplage entre les deux états $\alpha = \pm 1/2$ introduisant un décalage en énergie entre les deux bandes.

Ce phénomène est reproduit dans le modèle de la rotation nucléaire en introduisant dans la formule donnant l'énergie rotationnelle, un paramètre de découplage a :

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \left[I(I+1) - K^2 + \delta_{K, \frac{1}{2}} a (-)^{I+\frac{1}{2}} (I + \frac{1}{2}) \right], \quad (1.17)$$

Finalement, étudier un noyau ayant $K \neq 0$, déformé et en rotation, permet de déterminer les propriétés de la tête de bande.

Résultats expérimentaux

La différence entre les spectres caractéristiques d'une bande rotationnelle construite sur l'état fondamental d'un noyau pair-pair ou sur un état d'un noyau pair-impair, est illustrée sur la figure 1.5.

À gauche de la figure, le spectre en forme de râteau a été obtenu lors de l'étude des propriétés rotationnelles du noyau de ${}^{254}_{102}\text{No}$ par spectroscopie- γ . Le pic de plus basse énergie après les rayons-X du Nobelium correspond à la transition $6^+ \rightarrow 4^+$. Les transitions de plus basse énergie ne peuvent être observées par spectroscopie- γ , étant trop converties. Cette bande rotationnelle a été observée en 1998 à Argonne [46] (en associant le multidétecteur γ Gammasphere avec le filtre FMA) et à l'université de Jyväskylä [47] (en couplant quatre détecteurs clovers segmentés, SARI avec le séparateur à gaz RITU construit suivant la base de SASSY). Devant un résultat si positif, l'étude du noyau fût complétée par spectroscopie électron [48]. Mais avant tout ce résultat lança la spectroscopie des transfermiums. Après le ${}^{254}\text{No}$ (qui a de nouveau été étudié en Mai 2005 à l'université de Jyväskylä [49]),

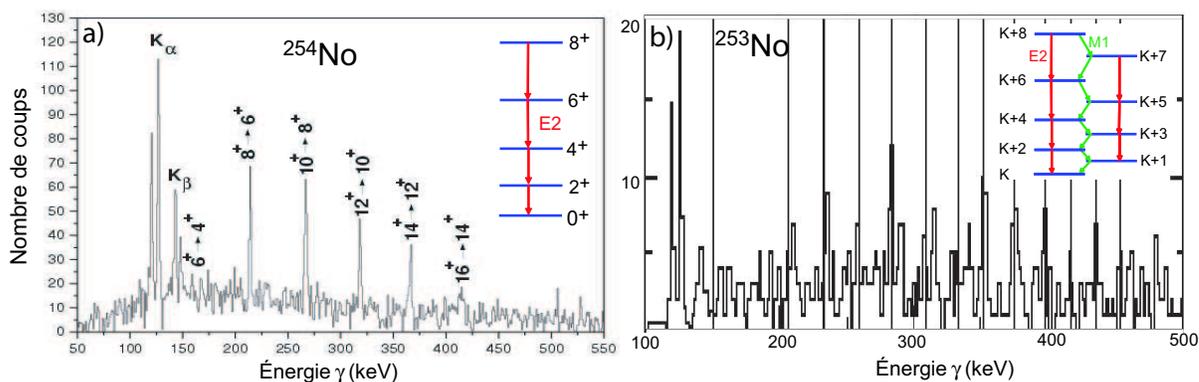


Figure 1.5 : Structure d'une bande rotationnelle dans le cas d'un noyau pair-pair, le ^{254}No (a) et pair-impair, le ^{253}No (b).

d'autres structures rotationnelles similaires furent observées dans les isotopes de ^{252}No [60] et ^{250}Fm [50], jusqu'à des fréquences de rotation de $22 \hbar$. Ces données permirent d'estimer la déformation de cette région de masse. Toutes convergèrent vers un moment quadripolaire électrique Q_0 d'environ 1350 e.f.m^2 , ce qui correspond à un paramètre de déformation $\beta_2 \sim 0,27$. Ainsi, bien que très déformés, ces noyaux sont stables devant la fission, étant donné que des états de plus de $20 \hbar$ ont pu être produits. Cette stabilité est interprétée comme des effets de couche tels qu'ils ont été prédits par le modèle de Nilsson (cf. Figure 1.2).

À droite, la figure représente les seules données obtenues dans un noyau impair. Une structure collective a été observée dans le noyau impair en neutron de ^{253}No [51] lors d'une expérience réalisée au laboratoire d'Argonne. Le spectre, bien que très pauvre en statistique, montre la complexité de l'interprétation d'une bande rotationnelle dans le cas des noyaux impairs. En effet la désexcitation des états rotationnels de chacune des bandes partenaires en signature procède soit selon une transition E2, soit selon une transition M1. Par spectroscopie- γ , ce sont les transitions E2 de plus hautes énergies, situées à plus haut spin, qui sont favorablement détectées. Quant aux transitions M1, étant hautement converties, et d'autant plus dans les noyaux très lourds, c'est par spectroscopie électron qu'elle seront majoritairement observées. Les pics correspondant à la désexcitation de la bande sont très peu intenses par rapport aux rayons-X du nobelium : de nombreuses transitions fortement converties, telles que les transitions M1, ne sont donc pas observées. Dans le cas du ^{254}No , le rapport s'équilibre montrant ainsi que mis à part les transitions situées en bas de bandes, la conversion est très faible dans le cas de bandes rotationnelles construites

sur l'état fondamental des noyaux pair-pair, due à l'absence de transitions M1.

Moments d'inertie

L'évolution de la bande rotationnelle en fonction du spin des transitions est caractérisée par les moments d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$ et cinématique $\mathcal{J}^{(1)}$ (exprimés en $\hbar^2 \cdot \text{MeV}^{-1}$) en fonction de la fréquence de rotation ω .

La fréquence de rotation ω est définie par :

$$\hbar\omega = \frac{\partial E(I)}{\partial I_x} \quad \text{avec : } I_x = \sqrt{I(I+1) - K^2}, \quad (1.18)$$

et les moments d'inertie par :

$$\mathcal{J}^{(1)} = \hbar^2 I_x \left(\frac{dE(I)}{dI_x} \right)^{-1} = \hbar \frac{I_x}{\omega}, \quad (1.19)$$

$$\mathcal{J}^{(2)} = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E(I)}{dI_x^2} \right)^{-1} = \hbar \frac{dI_x}{d\omega}. \quad (1.20)$$

Dans le cas de transitions quadripolaires, où $\Delta I = 2$, la fréquence de rotation et le moment d'inertie dynamique peuvent s'exprimer en fonction de l'énergie des transitions E_γ mesurée :

$$\hbar\omega \approx \frac{E_\gamma}{2} \quad \text{pour : } I \gg K, \quad (1.21)$$

$$\mathcal{J}^{(2)} = \frac{4}{\Delta E_\gamma}. \quad (1.22)$$

où ΔE_γ est la différence d'énergie entre deux transitions consécutives quadripolaires. Le moment d'inertie cinématique s'exprime quant à lui en fonction de l'énergie et du spin des transitions. Pour le calculer il est donc nécessaire d'avoir identifié la bande rotationnelle :

$$\mathcal{J}^{(1)} = \frac{\sqrt{I(I+1)}}{\hbar\omega}. \quad (1.23)$$

Dans le plan (E,I), le moment d'inertie cinématique représente la pente de la cascade de désexcitation (dérivée simple) et le moment d'inertie dynamique, la courbure de la cascade (dérivée seconde). Ce sont les valeurs du $\mathcal{J}^{(2)}$ qui seront par la suite les plus exploitées étant donné que la présence de la dérivée seconde rend le moment d'inertie dynamique plus sensible aux changements de structure, mais surtout cette quantité possède l'avantage d'être indépendante du spin des transitions.

1.4 Approche théorique : calculs Hartree-Fock-Bogolyubov

Concernant les isotopes étudiés dans ce travail de thèse, très peu d'informations sont connues expérimentalement. Théoriquement, une analyse complète des excitations individuelles et collectives a été réalisée sur le noyau de ^{251}Md à l'aide des calculs de champ moyen auto-cohérents de type Hartree-Fock-Bogolyubov dynamiques.

1.4.1 Formalisme

État Fondamental

Dans les méthodes de champ moyen auto-cohérent, le noyau de masse A est considéré comme un système de A nucléons indépendants plongés dans un potentiel moyen commun : celui qu'ils créent collectivement. La fonction d'onde décrivant l'état fondamental du noyau correspond à un état produit. Cet état n'est autre qu'un état de particules (déterminant de Slater [89]) ou de quasi-particules indépendantes. Il s'exprime sous la forme :

$$|\phi\rangle = \prod_{k=1}^{k=A} c_k^\dagger |0\rangle \quad (1.24)$$

$$|\tilde{\phi}\rangle = \prod_k \eta_k |\tilde{0}\rangle, \quad (1.25)$$

avec, pour le formalisme Hartree-Fock (HF) :

$$\begin{aligned} c_k^\dagger &: \text{opérateur création de particules,} \\ |0\rangle &: \text{état du vide de particule,} \end{aligned}$$

et pour le formalisme Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) :

$$\begin{aligned} \eta_k &: \text{opérateur d'annihilation de quasi-particules,} \\ |\tilde{\phi}\rangle &: \text{état du vide de quasi-particule.} \end{aligned}$$

Dans le formalisme Hartree-Fock, le hamiltonien décrivant le système H_0^{HF} ne prend pas en compte l'appariement entre les nucléons. Ce formalisme atteint ses limites pour les noyaux non magiques, où il existe un fort couplage entre l'état fondamental et les premiers états excités. Afin de prendre en compte l'interaction résiduelle entre les nucléons, le formalisme Hartree-Fock-Bogolyubov se base non plus sur des

opérateurs de particules, mais sur des opérateurs de quasi-particules.

Les opérateurs de création η_k^\dagger ou d'annihilation η_k de quasi-particules s'expriment en fonction des opérateurs de création c_n^\dagger et d'annihilation c_n de particules, selon :

$$\eta_k = \sum_n (U_{nk}^* c_n + V_{nk}^* c_n^\dagger), \quad (1.26)$$

$$\eta_k^\dagger = \sum_n (V_{nk} c_n + U_{nk} c_n^\dagger). \quad (1.27)$$

U et V déterminent les états de quasi-particules et sont caractérisés par le fait que la matrice de transformation :

$$\begin{pmatrix} U^\dagger & V^\dagger \\ V^T & U^T \end{pmatrix}$$

soit unitaire et préserve les relations de commutation fermioniques entre les opérateurs de quasi-particules.

Appariement

Le hamiltonien du système s'écrit à l'aide des opérateurs de création et d'annihilation de particules :

$$H = \sum_{ij} T_{ij} c_i^\dagger c_j + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} \overline{V_{ijkl}} c_i^\dagger c_k^\dagger c_\ell c_j. \quad (1.28)$$

Le premier terme du hamiltonien correspond à l'énergie cinétique du système. Le second terme décrit quant à lui l'interaction nucléon-nucléon à deux corps. Lorsque l'énergie du système est calculée :

$$E = \frac{\langle \phi | H | \phi \rangle}{\langle \phi | \phi \rangle}, \quad (1.29)$$

il faut entre autres déterminer la valeur moyenne du terme d'interaction nucléon-nucléon :

$$V \langle c_i^\dagger c_k^\dagger c_\ell c_j \rangle = \overbrace{V \left(\langle c_i^\dagger c_j \rangle \langle c_k^\dagger c_\ell \rangle - \langle c_i^\dagger c_\ell \rangle \langle c_k^\dagger c_j \rangle \right)}^{\text{canal particule-trou}} + \overbrace{V \langle c_i^\dagger c_k^\dagger \rangle \langle c_\ell c_j \rangle}^{\text{canal d'appariement}}. \quad (1.30)$$

Le premier terme fait intervenir le produit d'un opérateur de création et d'un d'annihilation d'une particule. Il ne modifie donc pas le nombre de particules. Ce

terme correspond au canal particule-trou. Dans le cas de l'approximation Hartree-Fock, seul ce canal existe.

Le terme du canal d'appariement est non nul si et seulement si les états produits $|\tilde{\phi}\rangle$ ne sont plus états propres du nombre de particules. En effet, $\langle c_i^\dagger c_k^\dagger \rangle$ consiste à créer deux particules et $\langle c_\ell c_j \rangle$ à détruire deux particules. C'est le prix à payer pour inclure dans le calcul les corrélations d'appariement. Le bon nombre moyen de particules est imposé par deux paramètres de Lagrange : λ_N et λ_Z . Au hamiltonien H décrivant le système, il faut ajouter deux contraintes et le hamiltonien associé au système est : $H - \lambda_N N - \lambda_Z Z$.

Enfin, comme interaction effective nucléon-nucléon, l'interaction de Skyrme, Sly4 [54] a été choisie, permettant ainsi de travailler avec une fonctionnelle de la densité : l'énergie des états s'expriment en fonction de la densité ρ . une fonctionnelle de la densité est utilisée [11] sous la forme de l'interaction de Skyrme, Sly4 [54].

Équation HFB

Pour faire le calcul et caractériser le système, il suffit de connaître trois types d'expression : $\langle c_i^\dagger c_j \rangle$, $\langle c_i c_j \rangle$ et $\langle c_i^\dagger c_j^\dagger \rangle$. On définit :

$$\langle c_i^\dagger c_j \rangle : \text{l'élément de matrice } \rho_{ij} \text{ de la matrice densité à un corps } \rho, \quad (1.31)$$

$$\langle c_i c_j \rangle : \text{l'élément de matrice } \kappa_{ij} \text{ du tenseur d'appariement } \kappa, \quad (1.32)$$

$$\langle c_i^\dagger c_j^\dagger \rangle = \kappa_{ij}^*. \quad (1.33)$$

L'énergie Hartree-Fock-Bogolyubov s'écrit :

$$\mathcal{E}^{HFB}[\rho] = \sum_{ij} (T_{ij} - \lambda) \rho_{ij} + \frac{1}{2} \sum_{ijkl} \overline{V_{ijkl}}[\rho] \rho_{ji} \rho_{lk} + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} \overline{V_{ijkl}}[\rho] \kappa_{ik}^* \kappa_{jl}. \quad (1.34)$$

Le paramètre de Lagrange λ provient du fait que l'énergie est calculée sous contrainte afin de conserver le bon nombre de particules. La minimisation de cette énergie par rapport à ρ et κ conduit aux équations HFB :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{h} & \Delta \\ -\Delta^* & -\mathbf{h}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{U}_k \\ \mathbf{V}_k \end{pmatrix} = E_k \times \begin{pmatrix} \mathbf{U}_k \\ \mathbf{V}_k \end{pmatrix}, \quad (1.35)$$

\mathbf{h} est le hamiltonien HF, et Δ le champ d'appariement. Leurs éléments de matrice h_{ij} et Δ_{ij} sont définis comme la dérivée partielle de l'énergie \mathcal{E}^{HFB} par rapport à ρ_{ij} et κ_{ij} , respectivement. E_k sont les énergies de quasi-particules.

Cranking

Afin de connaître la réponse du noyau à la rotation, une contrainte supplémentaire est ajoutée au hamiltonien. Comme on l'a vu précédemment (cf. équation 1.14), l'énergie à minimiser dans les calculs tournants est :

$$\mathcal{E}_{HFB}^{\omega} = \mathcal{E}^{HFB} - \omega \langle J_x \rangle \quad \text{avec (Ox) axe de rotation.} \quad (1.36)$$

Techniquement, la contrainte porte sur la projection J_x du moment angulaire sur l'axe de rotation. Cependant dans les calculs présentés ici, l'axe de rotation est selon (Oz) et l'hamiltonien de cranking ne s'écrit pas $H - \omega J_z$, mais :

$$H - c(J_z - \overline{J_z})^2, \quad (1.37)$$

ce qui donne lors de la minimisation de l'énergie :

$$\mathcal{E}_{HFB}^{\omega} = \mathcal{E}^{HFB} - 2c (\langle J_z \rangle - \overline{J_z}) \langle J_z \rangle, \quad (1.38)$$

avec :

$$\begin{aligned} \langle J_z \rangle & : \text{moment angulaire de l'état calculé,} \\ \overline{J_z} & : \text{valeur de la contrainte,} \\ c & : \text{amplitude fixe,} \\ \omega & = 2c (\langle J_z \rangle - \overline{J_z}). \end{aligned}$$

Durant les itérations, la valeur de $\overline{J_z}$ est modifiée afin que $\langle J_z \rangle$ atteigne le moment angulaire demandé.

Enfin, pour tous les calculs réalisés dans ce travail, la prescription de Lipkin-Nogami [52, 53] a été utilisée. C'est une méthode approchée de la méthode de variation après projection utilisée dans les calculs allant au-delà du champ moyen.

Techniques de calcul

Le noyau impair est traité comme une excitation à une quasi-particule du noyau pair-pair voisin. Techniquement, cette excitation est réalisée en faisant agir un opérateur de quasi-particule sur le vide de quasi-particule qui représente l'état fondamental du noyau pair-pair. Cet état fondamental est construit à partir des fonctions d'onde propres obtenues lors de la diagonalisation du hamiltonien Hartree-Fock, h . Le vide de quasi-particule étant de spin nul et de parité et signature positives, les propriétés de

l'état du noyau impair sont déterminées par celles de l'opérateur de quasi-particule.

La diagonalisation de h et Δ ne se fait pas simultanément : le calcul utilise la méthode dite "des deux bases".

Tout d'abord la base Hartree-Fock est construite par l'ensemble des fonctions d'onde qui diagonalise le hamiltonien HF. Dans cette base Hartree-Fock, les éléments de matrice du champ d'appariement sont calculés. Ainsi la matrice de Bogolyubov (équation 1.35) peut être construite et diagonalisée, et l'énergie \mathcal{E}_{HFB}^ω est obtenue. C'est dans la base qui diagonalise la matrice Bogolyubov, que la quasi-particule excitée est construite lors du passage de la base HF à la base Bogolyubov (cf. équations 1.26 et 1.27).

Ensuite, la matrice densité à un corps est construite dans la base Hartree-Fock, puis diagonalisée. La base formée des états propres de ρ constitue la deuxième base de la méthode : la base canonique. Le tenseur d'appariement est exprimé dans cette nouvelle base et tous les termes de l'interaction effective dépendant de la densité sont recalculés. Ainsi champ moyen et appariement sont pris en compte de façon auto-cohérente.

1.4.2 Codes utilisés

Pratiquement, les premières fonctions d'onde d'essai sont obtenues par la méthode HF+BCS¹ [55] (Hartree Fock + Bardeen-Cooper-Schrieffer) appliquée au noyau pair-pair voisin. Dans ce cas, le champ d'appariement couple uniquement les états conjugués, symétriques par renversement dans le temps. Cette méthode est un cas particulier des calculs HFB. Puis le noyau impair est préparé pour le cranking. Le nombre de fonction d'onde va être doublé par rapport au noyau pair-pair : désormais, il y a une fonction d'onde par signature. Par permutation, l'axe de symétrie du noyau est pris selon (0x) et l'axe de rotation selon (Oz).

Les premières quasi-particules sont bloquées afin d'obtenir le spectre en énergie des niveaux à une particule (cf. Figures 3.11 et 4.24). L'approximation BCS n'est plus employée. Désormais ce sont des calculs HFB qui sont réalisés². La bande rotationnelle construite sur chaque état à une particule va être déterminée en contraignant la projection du moment angulaire sur l'axe de rotation. Chaque bande partenaire en signature sera étudiée (cf. §3.4.2 et 3.4.4).

¹programme ev8.f90, P. Bonche, H. Flocard, P.H. Heenen

²programme cr8.f90, P. Bonche, H. Flocard, P.H. Heenen

Chapitre 2

Dispositifs expérimentaux

Les premières expériences réalisées sur les transfermiums au début des années 70 ont permis d'observer, par spectroscopie- α , quelques rares niveaux sans pour autant arriver à les identifier sans ambiguïté. Par la suite, cette région est restée quasi inexplorée : la section efficace de production de ces noyaux est si faible, qu'elle les rendait inaccessibles expérimentalement. Les récents progrès techniques ainsi que le développement de méthodes de détection, dites de *Recoil Tagging* et de *Recoil Decay Tagging* (RDT) [56] [57], ont permis de démarrer un programme expérimental en Finlande et aux États-Unis ayant débuté en 1998 avec l'étude du ^{254}No [46, 47]. Pour la première fois, dans les noyaux très lourds, une bande rotationnelle a été observée par spectroscopie- γ . L'analyse a de plus indiqué que ce noyau, bien que très déformé ($\beta \sim 0.27$) reste stable vis-à-vis de la fission même pour les hauts spins. Plus récemment, des calculs HFB ont permis de calculer la barrière de fission des isotopes $^{252,253,254}\text{No}$ [58, 59] et de confirmer ces résultats expérimentaux. Suite à ces avancées encourageantes, d'autres expériences ont été réalisées sur les noyaux de ^{252}No [60] et ^{250}Fm [50], mettant en évidence les mêmes propriétés collectives pour les noyaux très lourds pair-pair [61]. La prochaine étape dans l'étude des transfermiums est de comprendre la structure des noyaux impairs. En plus d'excitations collectives, ces noyaux ont également des niveaux d'excitation individuels ; ces deux modes étant accessibles en étudiant les bandes rotationnelles des noyaux impairs et en identifiant sur quels états ces bandes sont construites. Malheureusement les informations sur ces noyaux sont extrêmement rares. Le noyau impair le plus lourd où le spin et la parité de l'état fondamental ont été identifiés sans ambiguïté est le ^{255}Fm . Quant aux états excités des transfermiums, beaucoup ont été observés, mais aucun n'a été formellement identifié...

L'objet de cette thèse est d'étudier la structure nucléaire du noyau de ^{251}Md , c'est-à-dire de déduire le spin et la parité de son niveau fondamental et des niveaux excités, ainsi que d'observer les bandes rotationnelles construites sur chacun de ces états. Une campagne expérimentale a été réalisée entre 2002 et 2003 afin de déduire le schéma de niveau du ^{251}Md . Deux techniques différentes ont été utilisées :

▷ *La spectroscopie dite retardée ou spectroscopie plan focal.*

La spectroscopie retardée est employée pour découvrir le spectre à une particule du noyau de ^{251}Md . Les noyaux de ^{255}Lr sont tout d'abord produits, puis vont décroître sur le ^{251}Md en émettant une particule- α . Les premiers états du noyau de ^{251}Md sont ainsi peuplés par les diverses décroissances- α du ^{255}Lr . Les différentes transitions α entre le noyau père et le noyau fils, ainsi que les transitions γ et électron entre les différents niveaux du ^{251}Md , sont étudiées afin de déterminer le spin et la parité des états à une particule des deux noyaux.

▷ *La spectroscopie dite spectroscopie prompte.*

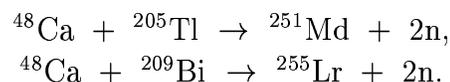
Dans ce cas, ce sont principalement les propriétés collectives du noyau qui sont étudiées. Les noyaux de ^{251}Md sont directement peuplés dans des états excités avec un haut moment angulaire. Ils vont se désexciter et perdre leur moment angulaire en émettant une cascade de rayonnements- γ et d'électrons de conversion. Ce sont ces transitions, délivrant l'information sur les états rotationnels du noyaux, qui sont détectées.

Ce chapitre détaillera les deux types de spectroscopie employés, ainsi que les dispositifs expérimentaux qui leur sont associés. Les réactions utilisées pour produire les noyaux de ^{251}Md et de ^{255}Lr seront tout d'abord présentées.

2.1 Mécanismes de réaction

2.1.1 Production des noyaux de ^{251}Md et ^{255}Lr par réactions de fusion-évaporation

Lors des expériences réalisées par spectroscopie prompte ou retardée, les noyaux de ^{251}Md et de ^{255}Lr sont produits par les réactions de fusion-évaporation suivantes :



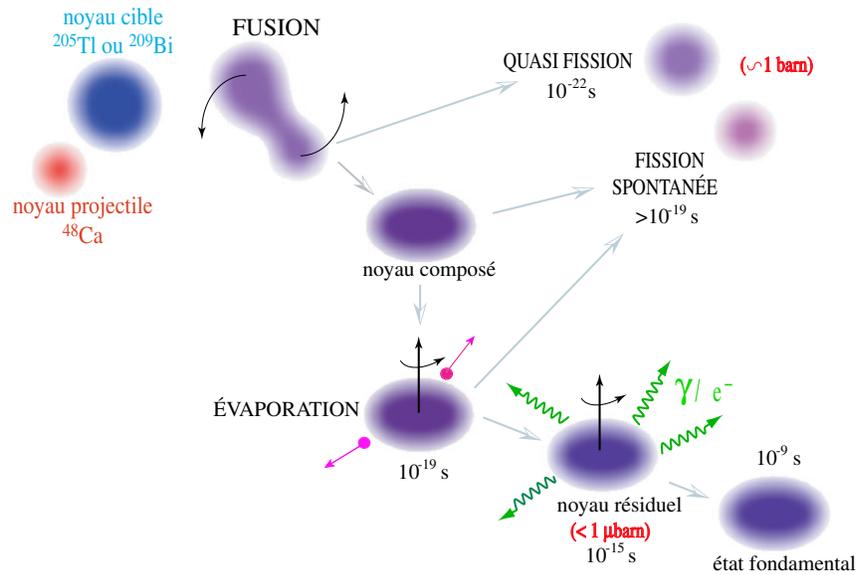


Figure 2.1 : Réaction de fusion évaporation

Dans de telles réactions, le mécanisme de quasi fission prédomine : les noyaux fissionnent presque instantanément (10^{-22} s). Si les noyaux du faisceau ont une énergie suffisamment grande pour vaincre la barrière coulombienne, ils fusionnent avec ceux de la cible pour former un noyau composé possédant un grand moment angulaire. Ce noyau se désexcite rapidement (10^{-22} s) en émettant des particules légères, principalement des neutrons, ou s'il possède assez d'énergie pour vaincre la barrière coulombienne, des protons et des particules- α . C'est la phase d'évaporation. Dans notre cas une seule voie d'évaporation est majoritairement ouverte, la voie $2n$ (cf. §3.2.2). Ce processus est en permanente compétition avec la fission, car le noyau composé est produit avec une énergie suffisante pour franchir la barrière de fission. Le paramètre de fission étant proportionnel à Z^2/A , c'est malheureusement la fission dans le cas des noyaux très lourds qui est le mode de désexcitation dominant, avec une section efficace d'environ 1 barn, contre $1 \mu\text{barn}$ pour la fusion-évaporation. Si, après chaque émission de particules, le noyau résiste à la fission, il forme un noyau, appelé noyau résiduel, très énergétique, mais cependant insuffisamment pour émettre d'autres particules légères. La désexcitation se poursuit alors par émission de γ -statistiques qui emportent très peu de moment angulaire. Enfin, la décroissance de ces états excités procède par une cascade de rayonnements- γ ainsi que d'électrons de conversion (10^{-15} s). Ces dernières transitions portent une partie de l'information

sur la structure nucléaire ; ce sont elles qui vont être étudiées par spectroscopie prompte (spectroscopie au niveau de la cible).

2.1.2 Production du ^{251}Md par décroissance- α du ^{255}Lr

Lors des expériences par spectroscopie retardée, les noyaux de ^{255}Lr sont produits dans des états excités par la réaction :



Les noyaux de ^{255}Lr décroissent ensuite à 85 % par émission- α sur le ^{251}Md et à 15 % par capture électronique sur le ^{255}No , peuplant ainsi les premiers niveaux de leurs spectres en énergie à une particule. Le but de ces expériences est d'identifier les différents niveaux individuels du ^{251}Md , fondamental et excités. Il s'agit ainsi de détecter non seulement la chaîne de décroissance- α entre les noyaux de ^{255}Lr , de ^{251}Md et de ^{247}Es , mais aussi les transitions γ et électron entre les différents états des noyaux de ^{255}Lr , ^{251}Md et ^{247}Es (cf. Figure 2.2).

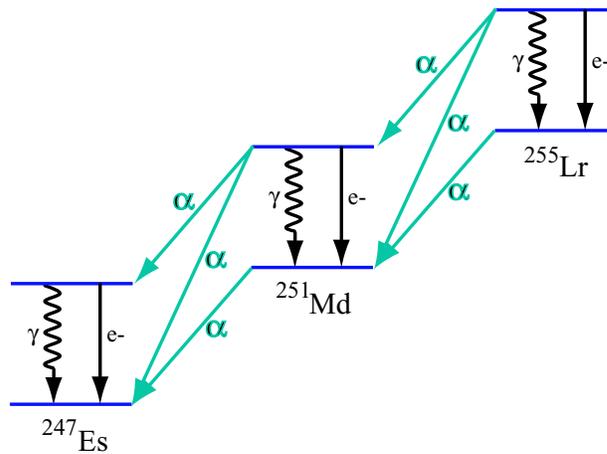


Figure 2.2 : Transitions α , γ et électron étudiées par spectroscopie retardée.

2.1.3 Récapitulatif des expériences

Une campagne expérimentale a été réalisée dans le but de déterminer la structure du ^{251}Md . Deux expériences par spectroscopie retardée ont permis d'étudier les excitations à une particule. Une s'est déroulée au GANIL, l'autre, à l'université de

Jyväskylä. Pour l'étude des propriétés collectives, deux expériences par spectroscopie prompte γ et électron ont eu lieu à l'université de Jyväskylä.

Toutes les caractéristiques de ces expériences sont résumées dans le tableau 2.1. Le choix de l'énergie pour la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{205}\text{Tl}$ sera détaillé au §3.2. Pour la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{209}\text{Bi}$, l'énergie du faisceau a été ajustée afin de correspondre au maximum de la section efficace [62].

Table 2.1 : Récapitulatif des expériences

	Spectroscopie prompte		Spectroscopie retardée	
	γ	électron	Jyväskylä	GANIL
Réaction	$^{205}\text{Tl}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{251}\text{Md}$		$^{209}\text{Bi}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{255}\text{Lr}$	
Épaisseur de cible ($\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$)	400 à 440		450	400 à 460
Faisceau :				
Énergie (MeV)	218±2	218±2	221±2	219,4
Énergie, milieu de cible (MeV)	216±2	214±2	217±2	217
État de charge	10 ⁺	10 ⁺	10 ⁺	8 ⁺
Intensité (électrique nA)	70 à 90	60	800	1000

2.2 Dispositifs expérimentaux

2.2.1 Spectroscopie prompte

Comme tous les noyaux lourds et très lourds, le ^{251}Md possède un coefficient de conversion très fort pour les transitions M1 et les transitions de basses énergies. La désexcitation d'une bande rotationnelle va procéder par émission d'électrons de conversion pour les transitions M1 et les transitions E2 de bas spins, et par émission de rayonnements- γ pour les transitions E2 de haut spins. En effet pour un noyau de Md, une transition de 100 keV de type E2 a un coefficient de conversion $\alpha(\text{E2})$ de 27 et une transition de type M1 un coefficient de conversion $\alpha(\text{M1})$ de 12. À plus haute énergie, une transition de 300 keV possède un coefficient de conversion $\alpha(\text{E2})$ de 0,3 et $\alpha(\text{M1})$ de 2. Ainsi, spectroscopie γ et électron sont deux outils complémentaires qui doivent être utilisés pour l'étude des propriétés collectives de tels noyaux. Les deux modes de désexcitation ont été étudiés séparément à l'université de Jyväskylä (Finlande), en utilisant au niveau de la cible le multi-détecteur de rayons- γ , JU-ROGAM, et le multi-détecteur d'électrons, SACRED.

Cependant, ces détecteurs utilisés seuls ne permettent pas d'isoler les transitions issues de la désexcitation du ^{251}Md , du bruit de fond provenant : soit de la désexcitation des produits de fission, soit d'autres réactions parasites, telle que l'excitation coulombienne de la cible. La technique d'analyse dite de *Recoil Tagging* (cf. §3.3.1) permet d'identifier ces transitions de désexcitation. Expérimentalement, cette technique consiste à combiner JUROGAM ou SACRED avec un séparateur, RITU, possédant un ensemble de détecteurs à son plan focal, GREAT. Grâce au séparateur une première sélection parmi tous les noyaux produits est réalisée. Ensuite, les informations obtenues par spectroscopie au niveau de GREAT permettent de ne sélectionner majoritairement que les noyaux de ^{251}Md . En ne considérant que les rayons- γ et électrons de conversion émis en coïncidence avec les noyaux de ^{251}Md identifiés par *Recoil Tagging*, la structure collective du ^{251}Md peut ainsi être mise en évidence.

JUROGAM

Au printemps 2003, JUROGAM, un nouveau multi-détecteur γ a été installé à l'université de Jyväskylä. L'étude par spectroscopie- γ du noyau de ^{251}Md a été réalisée au tout début de la première campagne de JUROGAM, en Juin 2003, dans le cadre d'une collaboration entre le CEA de Saclay, les universités de Jyväskylä et de Liverpool et l'IREs Strasbourg.

▷ *Description de JUROGAM.*

Ce multi-détecteur comprend un ensemble de 43 détecteurs germanium coaxiaux de type Eurogam phase I et GASP, provenant du patrimoine d'EUROBALL et du pool Grande-Bretagne France.

Installés sur une structure issue d'Eurogam, les détecteurs sont placés à 23 cm de la cible et répartis sur 6 couronnes. Ils couvrent ainsi une ouverture angulaire allant de 72° à 158° par rapport au faisceau incident (cf. Figure 2.3). Chaque détecteur germanium est placé à l'intérieur d'une enceinte anti-Compton, de type BGO. Ces enceintes sont indispensables : pour des énergies supérieures à 150 keV, c'est l'effet Compton qui prédomine lors de l'interaction entre les rayons- γ et le cristal de germanium. Lors de telles interactions le photon diffuse sur un électron du germanium ; il peut s'échapper du détecteur germanium, à l'intérieur duquel il ne dépose qu'une partie seulement de son énergie. C'est pour s'affranchir de cette source de bruit de fond que les enceintes sont utilisées : tous les événements où l'enceinte anti-Compton et le détecteur germanium sont en coïncidence vont être rejetés. Une partie du bruit de fond est ainsi éliminée.

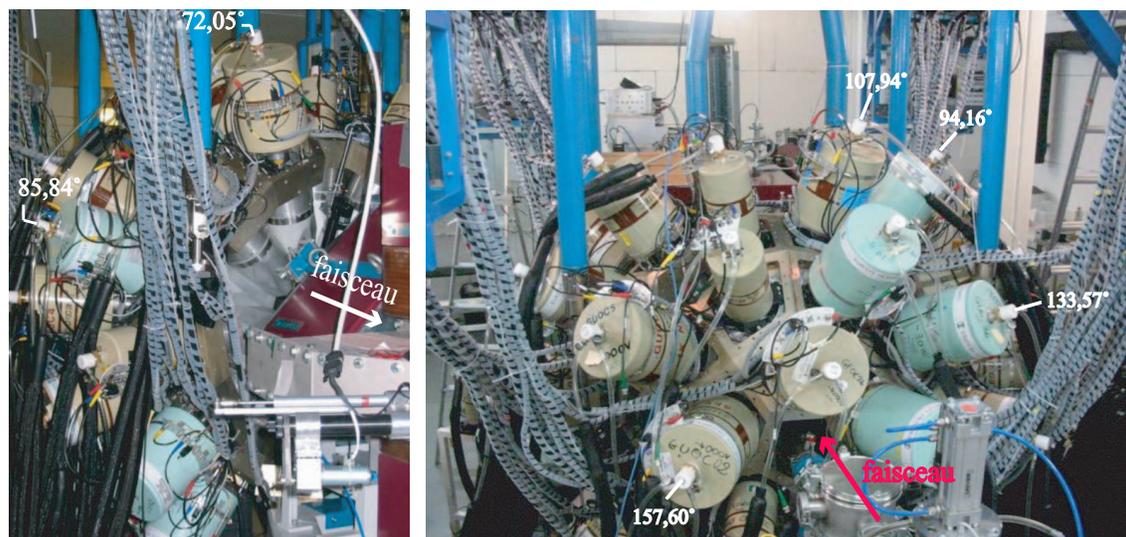


Figure 2.3 : Photographies du multi-détecteur γ JUROGAM. Les angles des détecteurs sont indiqués.

Enfin, pour arrêter une partie des rayons-X (provenant principalement des fragments de fission), des absorbeurs, pièces de cuivre de 0,5 mm d'épaisseur, sont placés devant chaque détecteur germanium, permettant ainsi de minimiser le taux de comptage des détecteurs.

▷ *Caractéristiques de JUROGAM.*

Tous les détecteurs germanium ont une résolution allant de 2,2 keV à 3,2 keV. Il s'agit de la largeur à mi-hauteur du pic de ^{60}Co à 1332 keV. En moyenne sur les 43 détecteurs elle vaut 2,8 keV.

Les mesures d'efficacité ont été réalisées pendant le montage de JUROGAM au printemps 2003 à partir d'une source de ^{60}Co positionnée à 25 cm. L'efficacité photopique absolue de chaque détecteur, définie comme étant le nombre de photons totalement absorbés par le détecteur à une énergie donnée divisé par le nombre de radiations totales émises par la source, a été mesurée à 1332 keV. Sa valeur varie pour chaque détecteur entre 0,05% jusqu'à 0,14%. L'efficacité photopique de JUROGAM est d'environ 4% à 1,3 MeV. Ceci constitue une nette amélioration par rapport au multi-détecteur utilisé précédemment à l'université de Jyväskylä: JUROSPHERE, ayant une efficacité de 1,7%. Cette augmentation rend désormais possible l'étude des coïncidences γ - γ (cf. §3.3.2).

Enfin, à la fin de la prise de données, une mesure avec deux sources de ^{133}Ba et de

^{152}Eu a été réalisée ; et l'efficacité relative de JUROGAM a pu ainsi être déterminée. Le résultat présenté sur la figure 2.4 montre que le maximum d'efficacité se situe vers 200 keV puis décroît progressivement avec les énergies croissantes. Cette courbe permettra par la suite de corriger l'intensité de chaque pic en fonction de son énergie.

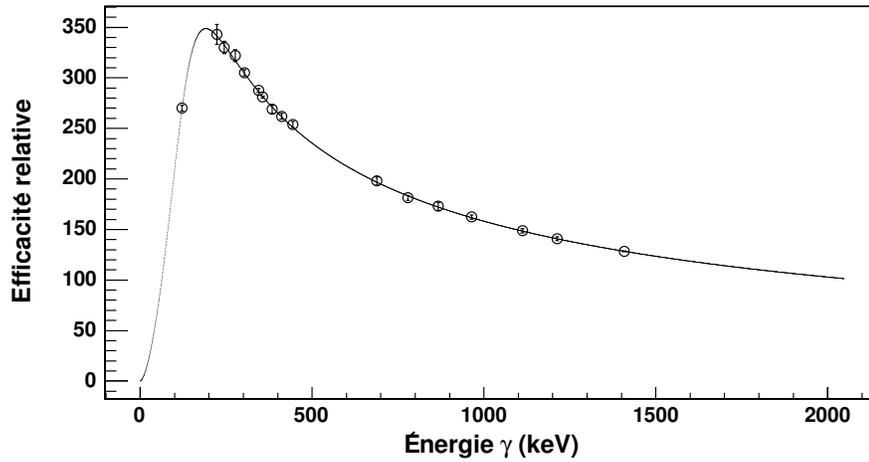


Figure 2.4 : Courbe d'efficacité de Jurogam en fonction de l'énergie.

SACRED, Solenoid and Array for ConveRision Electron Detection

La spectroscopie électron du noyau de ^{251}Md a été réalisée en Novembre 2002 à l'université de Jyväskylä, en collaboration avec le CEA de Saclay et l'université de Liverpool. Lors de cette expérience, le multi-détecteur SACRED [63] [64] a été utilisé pour réaliser la spectroscopie prompt du noyau.

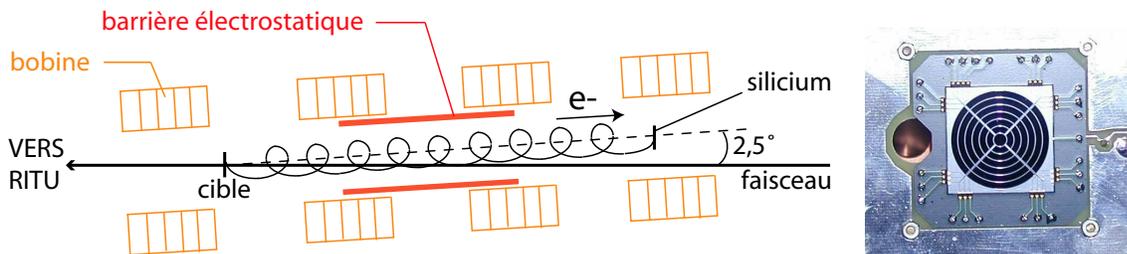


Figure 2.5 : À gauche : représentation schématique du dispositif expérimental. À droite : détecteur silicium segmenté. Le petit trou sur la gauche de la photographie permet le passage du faisceau incident vers la cible.

Ce détecteur est constitué de quatre bobines disposées longitudinalement autour de la cible en faisant un angle de $2,5^\circ$ avec la ligne de faisceau (cf. Figure 2.5). Le solénoïde ainsi formé crée un champ magnétique qui transporte les électrons émis au niveau de la cible jusqu'à un détecteur silicium placé à 55 cm de la cible, ayant un rayon de 14 mm et une épaisseur de 300 μm .

Le détecteur silicium est segmenté en 25 : 6 couronnes, chacune segmentée en quatre, entourent le contact central (cf. Figure 2.5). Cette géométrie permet d'avoir un taux de comptage équivalent entre les différents segments. En effet, la trajectoire des électrons dans le champ magnétique créé par le solénoïde est hélicoïdale. De plus, la densité d'électrons diminue de l'intérieur vers l'extérieur du faisceau d'électrons. Le fait d'avoir des segments circulaires, plus grands en périphérie, permet au détecteur silicium de s'adapter parfaitement à la distribution des électrons sur sa surface.

Une grande difficulté de la spectroscopie électron est de s'affranchir du bruit de fond créé par les électrons- δ . Arrachés du cortège atomique lors de collisions entre les noyaux cible et projectile, ces électrons de basse énergie sont produits avec une très grande section efficace suivant une loi exponentielle décroissante. Pour supprimer la plus grande partie de ce bruit de fond, il faut arriver à couper les basses énergies. C'est pour cela qu'une barrière électrostatique est installée entre la cible et le détecteur. Le principe de fonctionnement est simple : cette barrière électrostatique est portée à un potentiel pouvant aller de -30 keV à -50 keV (avec une très bonne précision de 0,1 keV) ; les électrons ayant une énergie inférieure au potentiel sont stoppés, les autres sont seulement ralentis. Ceux qui arrivent à franchir la barrière électrostatique sont soumis à la sortie de celle-ci à un potentiel opposé. Ils sont donc réaccélérés et arrivent au niveau du détecteur silicium avec leur énergie initiale.

Avant d'interagir avec la cible, le faisceau passe par cette barrière électrostatique et ionise le gaz qui se trouve à l'intérieur. Les électrons ainsi générés vont être accélérés et transportés vers le détecteur silicium, engendrant un nouveau bruit de fond. La barrière électrostatique doit donc être sous un très bon vide. Une pression d'environ 10^{-7} mbar est suffisante pour lutter contre ce phénomène. Cependant, la chambre à réaction baigne dans de l'hélium à 0,6 mbar. Pour atteindre un vide suffisant au niveau de la barrière électrostatique, deux feuilles de carbone de $50 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ à l'intérieur desquelles règne une pression intermédiaire de 10^{-4} mbar, sont utilisées pour séparer la chambre à réaction de la barrière électrostatique.

RITU, Recoil Ion Transport Unit

Les résidus de fusion-évaporation produits avec une section efficace très faible sont noyés dans le bruit de fond dû à la fission, à l'excitation coulombienne et autres réactions de transfert. Le séparateur à gaz RITU [65], placé dans le prolongement de la ligne de faisceau, permet de faire un premier filtrage. RITU suit la configuration QDQQ (cf. Figure 2.6) : les produits de réaction et le faisceau sont d'abord fortement focalisés verticalement par le premier quadripôle, améliorant ainsi l'acceptance angulaire. Ensuite, le passage dans la chambre dipolaire permet d'éliminer le faisceau et les produits de fission en les séparant du reste des noyaux, qui sont refocalisés par les deux derniers quadripôles. Afin d'optimiser la transmission de RITU, le champ dipolaire a été balayé lors de la première expérience par spectroscopie prompt. La valeur du champ qui a été retenue était celle pour laquelle le maximum de reculs était transmis avec une distribution centrée au milieu des détecteurs installés au plan focal de RITU.

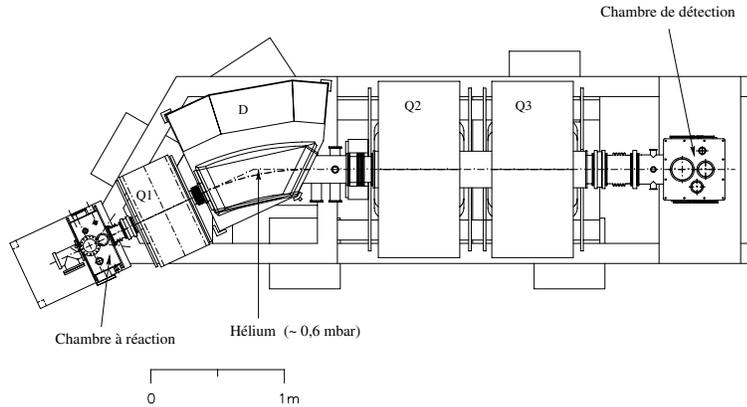


Figure 2.6 : Schéma du séparateur à gaz, RITU.

▷ *Fonctionnement d'un séparateur à gaz [65].*

Dans un champ magnétique la trajectoire d'une particule chargée non relativiste est gouvernée par la force de Lorentz :

$$B\rho = \frac{mv}{q}, \quad (2.1)$$

où q est la charge de la particule, m sa masse, v sa vitesse et B la valeur du champ magnétique dans lequel se déplace la particule selon une trajectoire de rayon ρ .

Dans les réactions de fusion évaporation, les résidus sont tous produits avec une

vitesse similaire, mais avec une large distribution de charge. D'après l'équation 2.1, ces différents états de charge se trouvent sur des trajectoires de rayons différents. La distribution spatiale devient alors tellement grande qu'il est impossible de guider les noyaux d'intérêt vers le dispositif placé au plan focal du séparateur, sans une diminution drastique de la transmission du séparateur. Pour s'affranchir de cet effet, une solution est de créer un flot continu d'hélium à l'intérieur du séparateur afin d'établir un état de charge moyen aux noyaux. Pratiquement, le flot d'hélium est maintenu à une pression de 0,6 mbar. La séparation avec le vide de la ligne de faisceau se fait en amont de la chambre à réaction :

- par un pompage différentiel lors des expériences utilisant JUROGAM,
- en plaçant deux feuilles minces de carbone lors des expériences utilisant SACRED.

Il en résulte que lors de leur passage dans le séparateur, les ions vont interagir avec le gaz par échange de charges, lors de collisions atomiques. Tous vont finalement posséder un état de charge moyen :

$$\bar{q} = \frac{v}{v_0} Z^{1/3}. \quad (2.2)$$

Cette équation, dans laquelle v_0 représente la vitesse de Bohr ($2,19 \times 10^6 \text{ m.s}^{-1}$) est valable si et seulement si la vitesse v des ions est telle que :

$$1 < \frac{v}{v_0} < Z^{2/3}. \quad (2.3)$$

Ainsi, il ne reste plus qu'une seule trajectoire centrée autour du rayon correspondant à l'état de charge moyen :

$$B\rho = mv_0 Z^{-1/3}. \quad (2.4)$$

Le rayon de la trajectoire est seulement dépendant du numéro de masse atomique, Z et du nombre de masse, A . La distribution spatiale devient ainsi très piquée ; cela permet d'augmenter la transmission et d'utiliser au plan focal des détecteurs de petites surfaces. Cependant l'information sur la masse est perdue. Ainsi, lors de réactions de fusion-évaporation, où plusieurs canaux d'évaporation sont ouverts, le pouvoir de résolution en masse de RITU est insuffisant pour séparer les différents résidus de fusion-évaporation. Dans notre cas une seule voie d'évaporation est ouverte, et pour sélectionner les noyaux de ^{251}Md , il suffit d'identifier les résidus de fusion-évaporation parmi le faisceau diffusé et autres polluants transmis au plan focal. Pour cela, GREAT, un système de détection placé au plan focal de RITU a été conçu afin d'appliquer la méthode d'identification de *Recoil-Tagging* (§3.3.1).

GREAT, Gamma Recoil Electron Alpha -Tagging

GREAT [66] (cf. Figure 2.7) permet de détecter et sélectionner les reculs sortant du séparateur. Ce détecteur est également conçu pour identifier les reculs grâce à leurs décroissances α , β , γ ou électron caractéristiques. Ce projet a été réalisé par une collaboration britannique entre le laboratoire de Daresbury et les universités de Liverpool, Manchester, Surrey, York et Keele.

▷ *DSSD, Double-Sided silicon Strip Detector*

À la sortie du séparateur à gaz, les reculs s'implantent dans deux détecteurs silicium, placés à l'intérieur d'une chambre à vide. Chaque détecteur, de dimension 60 mm de long sur 40 mm de haut et 300 μm d'épaisseur, est segmenté en 60 pistes verticales et 40 pistes horizontales. Ainsi, le DSSD fournit non seulement l'énergie, mais aussi la position (grâce aux 4800 pixels de 1 mm² chacun) du recul implanté ainsi que celles de la décroissance- α , si elle a lieu. Étant donné que le recul s'implante à la surface du détecteur, seulement 55 % des particules- α déposent toute leur énergie dans le détecteur silicium.

▷ *Détecteur à gaz*

Avant de s'implanter dans les détecteurs silicium, les reculs traversent tout d'abord un détecteur à gaz de type MWPC (MultiWire Proportional Counter), placé à 20 cm du DSSD. Ce détecteur isole la chambre d'implantation de l'hélium de RITU. L'énergie déposée dans le détecteur à gaz, ainsi que le temps de vol entre le détecteur à gaz et le DSSD, va dépendre de la nature du recul. C'est grâce à ses informations que les résidus de fusion-évaporation sont sélectionnés par *Recoil Tagging*.

▷ *Pin Diodes*

Lorsque le recul est implanté dans le DSSD, il peut se désexciter par émission d'un électron de conversion. Pour permettre la détection de ces électrons le DSSD est entouré d'un tunnel de 28 pin-diodes, qui sont des carrés de silicium de 28 mm de côté répartis sur deux rangées. Ces pin-diodes servent également de veto pour les particules- α s'échappant du DSSD.

▷ *Détecteurs germanium planaire et de type clover*

Un détecteur germanium planaire segmenté est placé à la suite du DSSD, à l'intérieur de la chambre à vide, permettant de détecter les rayons-X, les photons de basse énergie (jusqu'à 500 keV) ainsi que les particules- β , émis par le recul implanté. Ce détecteur de 120 mm de long, 60 mm de haut et 15 mm d'épaisseur est segmenté

horizontalement en 24 pistes, et verticalement en 12 pistes offrant ainsi 288 pixels de 5 mm^2 . Enfin, à l'extérieur de la chambre à vide, à l'arrière de GREAT, un "super clover" de type Vega [67] détecte les rayons- γ de plus hautes énergies. Ce détecteur germanium est composé de quatre cristaux de germanium hyperpurs, segmentés électriquement en quatre parties.

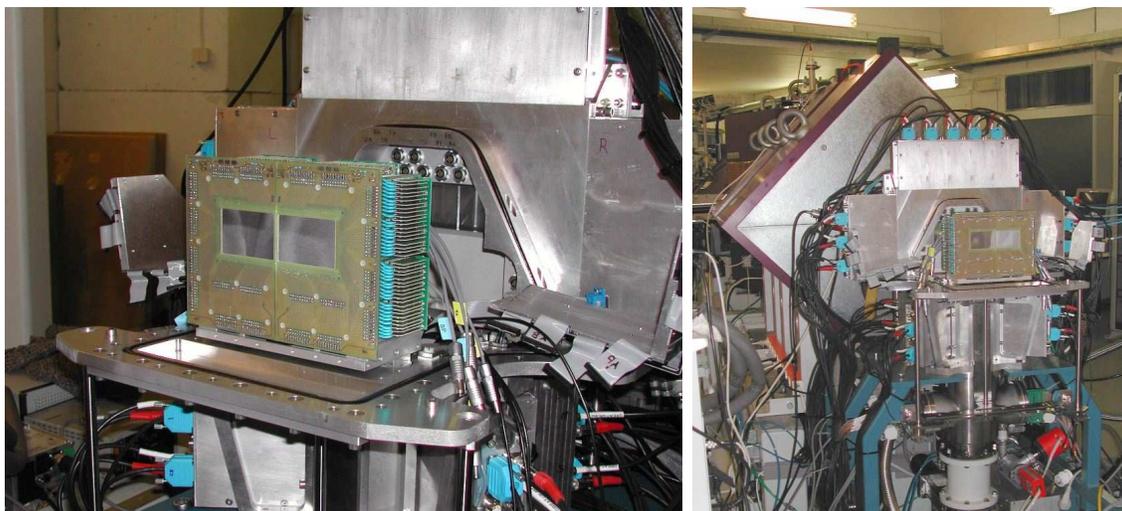


Figure 2.7 : Photographies de la phase de montage de GREAT. À gauche : le DSSD, entouré des 200 pré-amplificateurs (pour chacune de ses pistes), est placé entre le détecteur à gaz et l'emplacement prévu pour le détecteur germanium planaire. À droite : vue de la position de GREAT par rapport à RITU.

2.2.2 Spectroscopie retardée

Un dispositif expérimental adapté à ces expériences de spectroscopie retardée se compose d'un séparateur et d'un ensemble de détecteurs installé à son plan focal. Il devient ainsi possible de sélectionner le noyau père et de détecter les particules et rayonnements émis après son implantation. Étant donné l'absence de détecteurs autour de la cible, l'intensité du faisceau est seulement limitée par les cibles elles-mêmes. Pour ne pas fondre tout en recevant une grande intensité, ces dernières sont montées sur des roues pouvant tourner jusqu'à 1500 tours par minute. En Février et Décembre 2003, deux expériences de ce type, visant à étudier la décroissance- α du ^{255}Lr sur le ^{251}Md ont été réalisées respectivement à l'université de Jyväskylä en Finlande, et au GANIL, Grand Accélérateur National d'Ions Lourds situé à Caen.

Le couplage RITU et GREAT

L'étude par spectroscopie retardée du ^{251}Md à l'université de Jyväskylä a eu lieu en Février 2003 dans la cadre de la collaboration entre le CEA de Saclay, l'université de Jyväskylä et l'université de Liverpool. Le dispositif expérimental combinait le séparateur à gaz RITU avec le spectromètre GREAT. Cet ensemble de détection constituait également une partie du dispositif expérimental des expériences par spectroscopie prompt et a déjà été décrit en détail dans la partie 2.2.1.

Le couplage FULIS et BEST

L'expérience réalisée au GANIL en Décembre 2003 s'inscrit dans une collaboration entre le CEA de Saclay, le GANIL et le LPC de Caen, le CSNSM d'Orsay, l'université de Jyväskylä, l'université de Liverpool et le laboratoire JINR de DUBNA.

Les noyaux de ^{255}Lr sont sélectionnés grâce au spectromètre LISE [69], Ligne d'Ions Super Epluchés, placé dans les aires expérimentales D3, D4 et D6 du GANIL. Pour l'expérience, LISE était installée dans le mode de fonctionnement FULIS [70], Fusion @ LIse (cf. Figure 2.8).

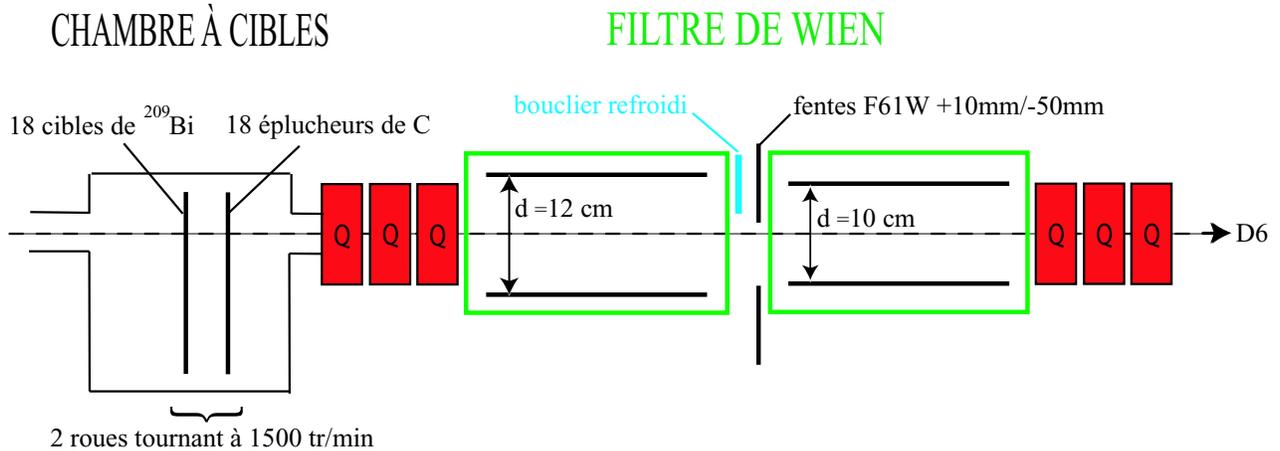


Figure 2.8 : Schéma de l'ensemble de détection FULIS.

▷ Chambre à réaction

Dans la configuration FULIS, les cibles de ^{209}Bi et les feuilles de carbone, fabriquées au GANIL, sont montées sur deux roues de 60 cm de diamètre. Les feuilles de carbone, ou éplucheurs permettent d'équilibrer les états de charge des noyaux produits. Les noyaux possédant peu d'électrons vont en gagnant, et à l'inverse, ceux ayant un

faible état de charge vont en perdre.

La première roue supporte 18 cibles de ^{209}Bi d'épaisseur comprise entre 400 et 460 $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$. La seconde roue supporte 18 éplucheurs de carbone de 35 $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$. Ces roues conçues au DAPNIA peuvent tourner jusqu'à 1500 tours par minute et permettent d'utiliser une grande intensité de faisceau sans détériorer les cibles. Le faisceau est évidemment pulsé et synchronisé avec la rotation des roues. Afin de vérifier l'état des cibles, un détecteur silicium est installé à l'intérieur de la chambre à réaction et un détecteur BaF2 à l'extérieur.

Enfin, dû à un problème au niveau de la source, le faisceau de $^{48}\text{Ca}^{8+}$ d'énergie 4,57 MeV/A n'a pas dépassé 1 $e\mu\text{A}$ d'intensité contre 4 $e\mu\text{A}$ prévus.

▷ *Filtre de Wien [71]*

À la sortie de la chambre à réaction, le faisceau et les produits de réaction sont immédiatement refocalisés par trois quadripôles, avant d'atteindre le filtre de Wien qui effectue une sélection en vitesse des noyaux. Ce filtre est composé de deux sections de 2,25 m chacune, dans lesquelles champs magnétique et électrique sont perpendiculaires. Alors que le champ magnétique est commun à l'ensemble du filtre, le champ électrique est quant à lui créé dans chaque section du filtre par deux lames sous potentiel. Dans le mode FULIS, le faisceau primaire de ^{48}Ca est dévié à mi-filtre, pour être stoppé par un bouclier en cuivre refroidi à l'eau placé entre les deux sections du filtre de Wien. Afin d'éviter au faisceau de toucher la lame supérieure de la première section, la distance entre les électrodes a été augmentée de 2 cm. Ainsi, les lames sont séparées par une distance de 120 mm dans la première section du filtre contre 100 mm dans la seconde moitié. À l'intérieur du filtre, la force électrique : $\vec{F}_{\vec{E}} = q\vec{E}$ et la force magnétique : $\vec{F}_{\vec{B}} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$, s'opposent et sont égales uniquement pour les noyaux ayant une vitesse v valant : $v = \frac{E}{B}$. Seuls les noyaux possédant cette vitesse seront transmis par le filtre de Wien vers trois quadripôles puis un dipôle, avant de s'arrêter dans la chambre de détection. Ainsi, dans le cas d'un filtre de Wien parfait, il faudrait ajuster les champs B et E de telle sorte que leur rapport soit égal à la vitesse des noyaux de ^{255}Lr , calculée à $0,53 \text{ cm}\cdot\text{ns}^{-1}$. Mais dans notre cas, le filtre de Wien est géométriquement asymétrique : le champ magnétique ne recouvre pas totalement le champ électrique, qui doit être diminué d'un facteur 10% environ. Les différents couples (E,B) utilisés lors de l'expérience ont donc été : $(150 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}, 3,10 \times 10^{-2} \text{ T})$, $(125 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}, 2,61 \times 10^{-2} \text{ T})$ et $(137,5 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}, 2,85 \times 10^{-2} \text{ T})$. Tout le faisceau n'est cependant pas dévié dans le bouclier et une faible quantité est transmise à travers le filtre. Une partie de ce bruit de fond peut être éliminée grâce aux fentes installées le long de la ligne de faisceau, et tout parti-

culièrement à mi-filtre où le faisceau est dévié vers le haut, alors que les résidus de fusion-évaporation le sont vers le bas. C'est pour cela qu'à ce niveau, la fente haute était seulement ouverte à 10 mm, contre 50 mm pour la fente basse. Toute l'optique du filtre a été optimisée au GANIL avant l'expérience grâce au code de simulation Zgoubi [72]. Le résultat de cette simulation est montré sur la figure 2.9.

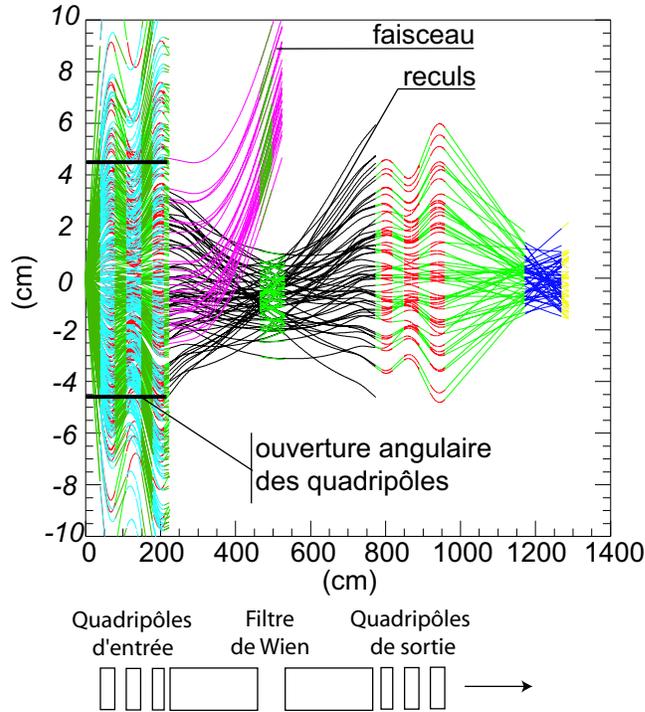


Figure 2.9 : Simulation des trajectoires des noyaux dans le filtre de Wien.

Cette figure illustre le fait que les quadripôles, placés à l'entrée du filtre de Wien, limitent la transmission. Selon les états de charge elle varie entre 15 % et 20 %. Quant à la réjection du faisceau elle a été mesurée à 2×10^{10} . La sélection en vitesse et par les fentes n'est donc pas suffisante pour s'affranchir de la totalité du bruit de fond. L'identification finale des noyaux de ^{255}Lr se fait au plan focal en utilisant le détecteur BEST, conçu et construit au GANIL spécialement pour cette expérience.

▷ *BEST, Box for Electron Spectroscopy after Tagging*

Le détecteur BEST (cf. Figure 2.10 et Figure 2.11) a été construit afin de réaliser une spectroscopie α , γ et électron des noyaux transmis par le filtre de Wien, mais également de ceux issus de leurs décroissances.

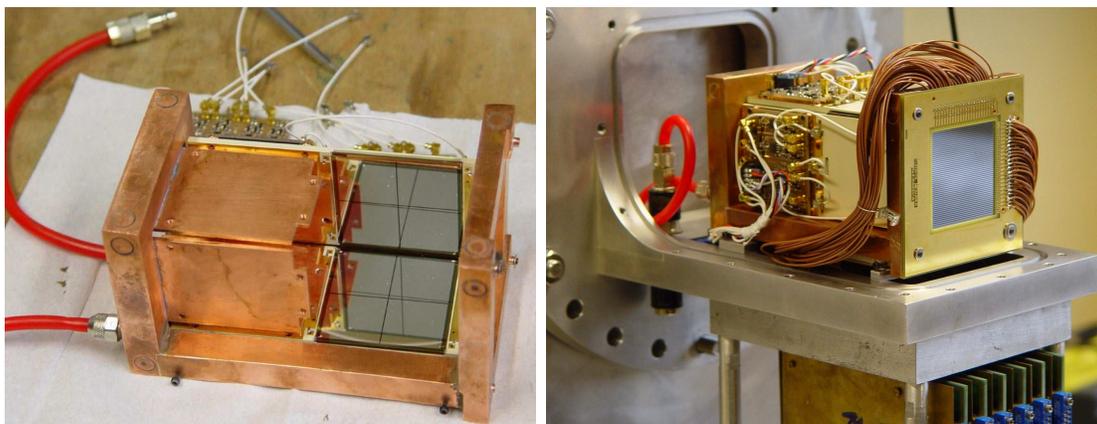


Figure 2.10 : Photographies de BEST. À gauche, phase de montage, deux détecteurs silicium du tunnel sont montés sur la structure en cuivre. À droite, détecteur complet.

Il est composé : d'une part, d'un détecteur silicium carré, de 5 cm de côté et $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur, segmenté en 48 pistes horizontales et 48 pistes verticales, et d'autre part, d'un tunnel de quatre détecteurs silicium carrés, de côté 5 cm et d'épaisseur 1 mm, chacun segmenté en quatre. Les détecteurs silicium sont montés sur un support de cuivre refroidi par circulation d'alcool à -10°C . Afin de compléter ce dispositif, BEST est entouré de quatre détecteurs germanium de type *clover*, empruntés au multi-détecteur EXOGAM, et une galotte (détecteur rapide de faisceau permettant dans notre cas d'avoir un repère temporel) est placée 45 cm en amont du détecteur silicium d'implantation.

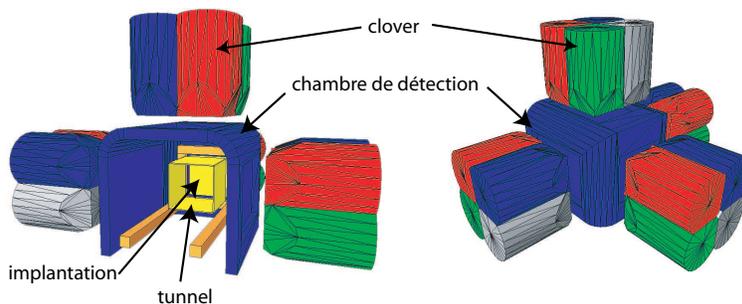


Figure 2.11 : Simulation de BEST avec GEANT 4. À gauche vu du faisceau, à droite vu arrière.

À la sortie du dernier dipôle, les noyaux traversent tout d'abord la galotte, avant de s'implanter dans le détecteur silicium. C'est la réponse simultanée de ces deux détecteurs qui signe l'implantation d'un noyau transmis par le filtre de Wien. La différence de temps entre la galotte et le détecteur silicium d'implantation est alors mesurée donnant ainsi le temps de vol des noyaux. Cette information combinée avec l'énergie d'implantation permet d'identifier la nature des différents noyaux arrivant au plan focal (méthode de *Recoil-Tagging*, §3.3.1). La figure 2.12 montre la distribution spatiale des résidus de fusion-évaporation sélectionnés par *Recoil-Tagging*. L'optique du filtre de Wien a donc été correctement ajustée, étant donné que les noyaux d'intérêt sont centrés dans le détecteur d'implantation.

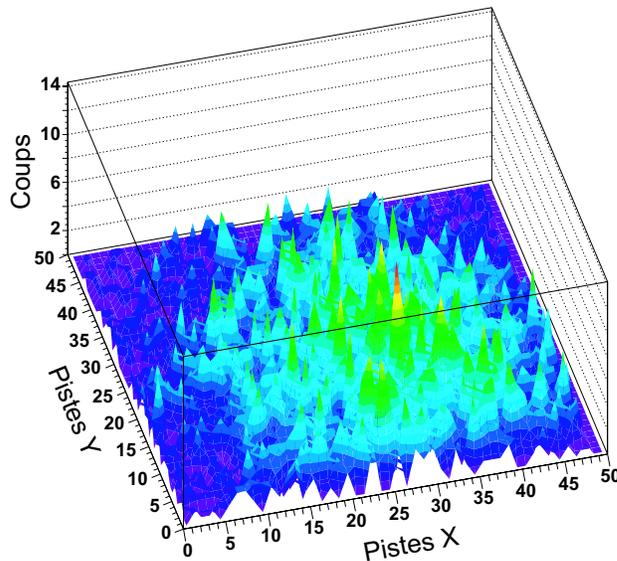


Figure 2.12 : Représentation de la distribution de l'implantation des résidus de fusion-évaporation dans BEST, réalisée avec toute la statistique de l'expérience du GANIL.

Après leur implantation, les noyaux de ^{255}Lr peuplent par émission de particules- α les noyaux de ^{251}Md . Ces derniers sont eux même émetteurs α à 9,5 %, et peuvent décroître sur le ^{247}Es . Pour identifier cette chaîne- α , une des méthodes est celle des corrélations génétiques (cf. §4.1.1) ; c'est ici que la segmentation du détecteur silicium d'implantation acquiert toute son importance. L'implantation du recul et la chaîne de décroissance- α qui suit ont lieu à la même position. Il est donc nécessaire de connaître le plus précisément possible les positions ainsi que les temps d'implantation et de décroissance des noyaux. Enfin, lorsque les noyaux de ^{255}Lr , ^{251}Md ou de ^{247}Es

sont dans un état excité ils peuvent se désexciter par émission d'électrons de conversion ou de rayons- γ . Pour détecter ces transitions le tunnel de silicium est placé 1,7 cm en amont du détecteur d'implantation et les détecteurs germanium entourent la chambre d'implantation.

Les tests en source réalisés sur BEST ont permis d'obtenir la résolution des différents détecteurs silicium (cf Figures 2.13 et 2.14).

Polarisé à 100 V avec une constante de mise en forme de 3 μ s, le détecteur d'implantation refroidi à -10° est caractérisé par une résolution α , qui varie selon les pistes, entre 34 et 50 keV. Cette valeur a été mesurée à 5805 keV en utilisant la décroissance du ^{244}Cm de la source triple alpha (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm).

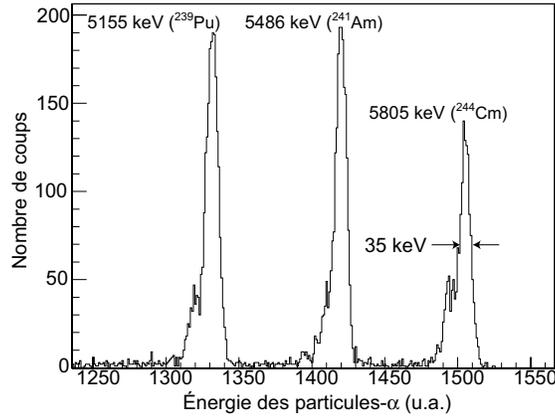


Figure 2.13 : Spectre alpha d'une piste du détecteur silicium d'implantation, obtenu avec une source triple alpha (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm).

Quant aux détecteurs du tunnel, les résolutions α et électron ont été mesurées avec, respectivement, une source triple alpha et une source de ^{133}Ba . La polarisation optimale est différente selon les détecteurs : elle varie entre 50 et 130 V. Les différents segments du tunnel ont une résolution α à 5805 keV variant de 25 à 50 keV (mesure à chaud), et une résolution électron mesurée à 320 keV comprise entre 8 et 10 keV (mesure avec les détecteurs refroidis). Cette raie à 320 keV correspond à la transition γ de 356 keV du ^{133}Ba convertie sur la couche K.

Afin de déterminer l'efficacité électron du tunnel, une simulation de BEST sous GEANT 4 [73] a été réalisée par Christophe Theisen (cf. Figure 2.11). En effet, suite à des problèmes techniques et logistiques l'efficacité n'a pu être déterminé par

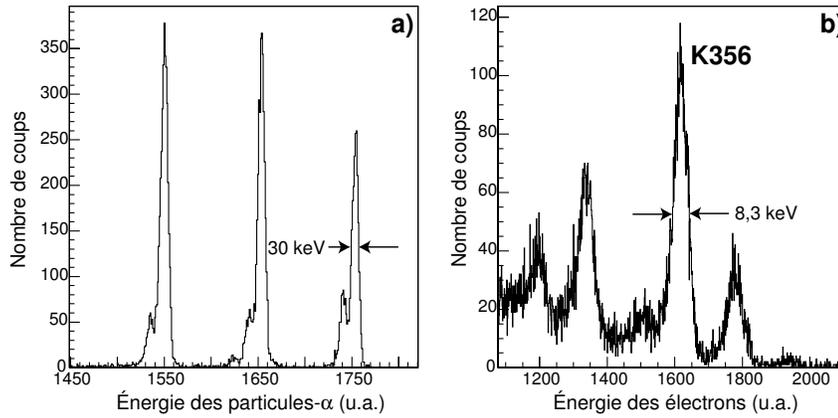


Figure 2.14 : Spectres d'un segment du tunnel obtenus avec : a) une source triple alpha (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm) et b) une source de ^{133}Ba .

des mesures prises en source. De plus, l'efficacité électron dépend non seulement de la profondeur d'implantation du noyau mais également de la distribution au plan focal. Ces deux paramètres ne peuvent être pris en considération que lors des simulations. Dans notre cas, les résidus de fusion-évaporation vont s'implanter en surface du détecteur, à moins de $10\ \mu\text{m}$. Les électrons de très faible énergie (inférieure à 50 keV) ne s'échappent pas du détecteur d'implantation. Au delà, ils perdent une partie de leur énergie dans le détecteur silicium d'implantation avant d'interagir dans les détecteurs silicium du tunnel avec une efficacité estimée à 15 %, pour une transition de 200 keV émise dans le détecteur d'implantation.

La figure 2.11 montre la disposition des détecteurs germanium autour de la chambre de détection. De la même manière que pour l'efficacité électron, l'efficacité γ a été déduite pour une transition de 300 keV. Elle aussi est d'environ 15 % sur l'ensemble des quatre détecteurs. L'essentiel de cette efficacité est portée par le détecteur en bout de ligne (9 %) étant donné qu'il est en position très rapprochée du détecteur d'implantation.

2.3 Électronique et systèmes d'acquisition

Les montages électroniques des expériences réalisées au GANIL et à l'université de Jyväskylä sont représentés sur les figures 2.15, 2.16 et 2.17. L'électronique utilisée pour la mise en forme et le traitement des signaux en sortie des détecteurs est similaire pour les deux laboratoires. Par contre, le système d'acquisition et le déclenchement, (plus communément appelé *trigger*), suivent deux philosophies différentes.

2.3.1 Électronique et système d'acquisition du GANIL

Électronique

Le montage électronique est similaire pour tous les détecteurs germanium et silicium (cf. Figure 2.15). Les signaux analogiques, en sortie des pré-amplificateurs

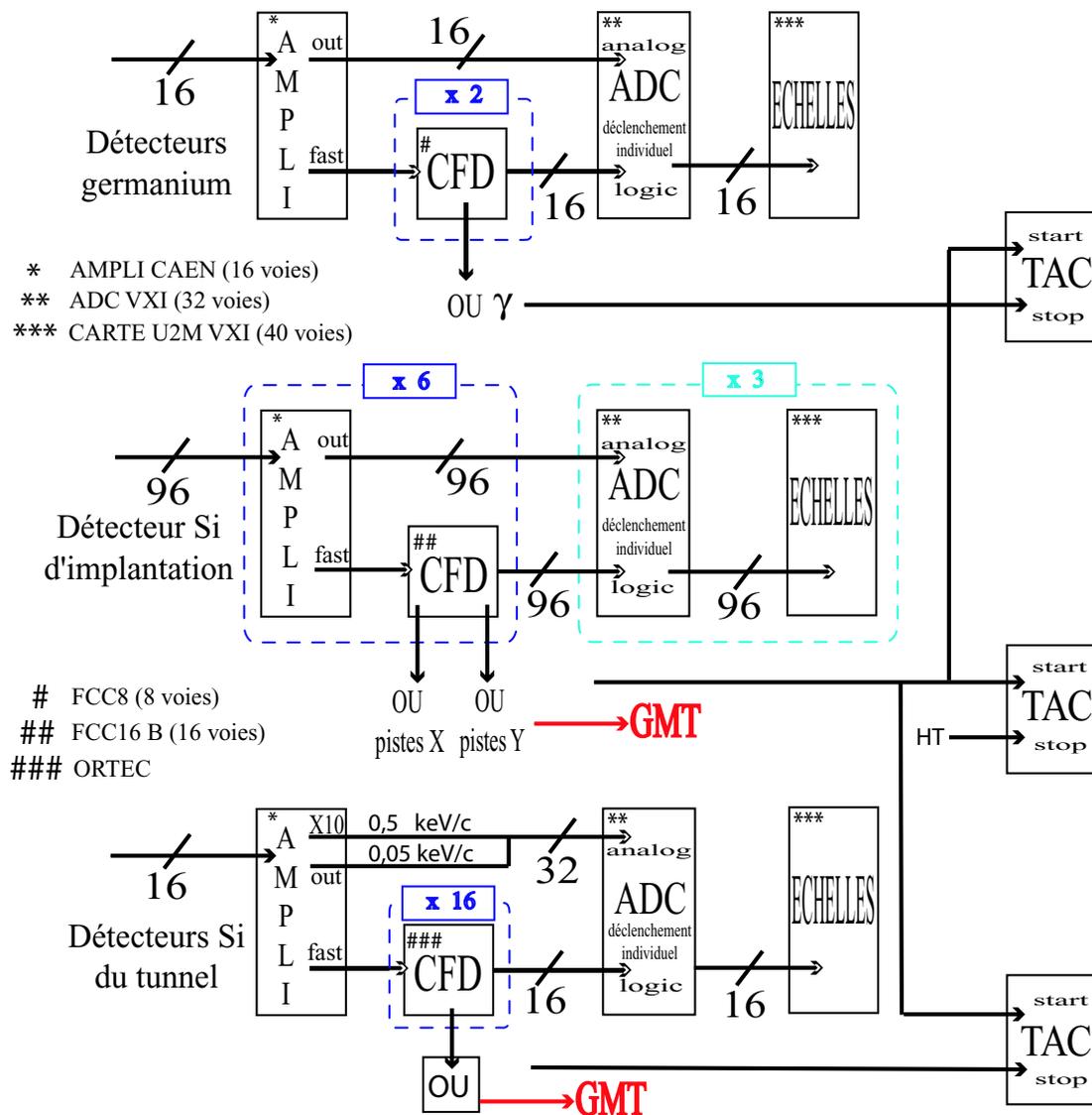


Figure 2.15 : Schéma de l'électronique utilisée au GANIL

sont transmis à un amplificateur de type CAEN. Ces amplificateurs sont tout particulièrement adaptés au grand nombre de voies électroniques présentes lors de

l'expérience. En effet, ils peuvent traiter 16 voies simultanément, et pour chacune d'elles, deux types d'amplification sont réalisés. Tout d'abord, une amplification linéaire, qui met en forme le signal analogique avant que ce dernier soit envoyé vers un ADC (*Analog to Digital Converter*) pour être codé. Pour une telle amplification, deux gains sont disponibles. Cela a permis dans le cas des détecteurs silicium du tunnel d'avoir une amplification de haut gain, adaptée à la détection des électrons, et une amplification de bas gain, adaptée à celle des particules- α . Le second type d'amplification est un processus rapide qui consiste simplement à différencier et amplifier fortement le signal d'entrée pour le transmettre à un discriminateur à fraction constante. Le DFC permet d'une part d'obtenir le temps associé au détecteur indépendamment de l'amplitude, et d'autre part d'appliquer un seuil au dessus duquel le signal logique est généré. Les signaux logiques ainsi créés vont déclencher les ADC puis être transmis à des échelles afin de contrôler le taux de comptage des détecteurs présents. Ils sont également utilisés comme "start" et "stop" des TACs (*Time to Analog Converter*), par exemple pour mesurer le temps de vol. Les modules DFC, TAC, amplificateurs CAEN,... utilisés étaient au standard NIM ou CAMAC.

L'électronique utilisée pour la galotte est un peu particulière (cf. Figure 2.16). Ce détecteur possède 5 sorties : deux sorties en X (gauche et droite), deux sorties en Y (basse et haute) et une sortie temps. Chacune des sorties position est envoyée vers un amplificateur rapide puis un discriminateur. La position d'interaction (X,Y) sur la galotte est reconstruite par deux TACs mesurant le décalage en temps entre les signaux logiques issus des voies X et ceux issus des voies Y. La sortie temps est non seulement envoyée vers un discriminateur, mais également vers un intégrateur pour obtenir la charge déposée dans le détecteur. Enfin, un troisième TAC va mesurer le temps de vol des noyaux transmis par le filtre de Wien, entre la galotte et le silicium d'implantation. Toutes ces données (charge, position et temps de vol) sont envoyées vers un ADC à déclenchement commun.

Principe de l'acquisition

Le but de l'expérience est d'étudier d'une part la chaîne de décroissance- α entre les noyaux de ^{255}Lr , ^{251}Md et ^{247}Es , et d'autre part les transitions γ et électrons au sein d'un même noyau entre les divers niveaux à une particule. Ainsi, le signal qui détermine l'acceptation de l'événement est le "ou logique" entre le détecteur silicium d'implantation et ceux du tunnel. Le fait d'introduire le tunnel dans la décision de déclenchement de l'acquisition permet d'enregistrer la décroissance électron des

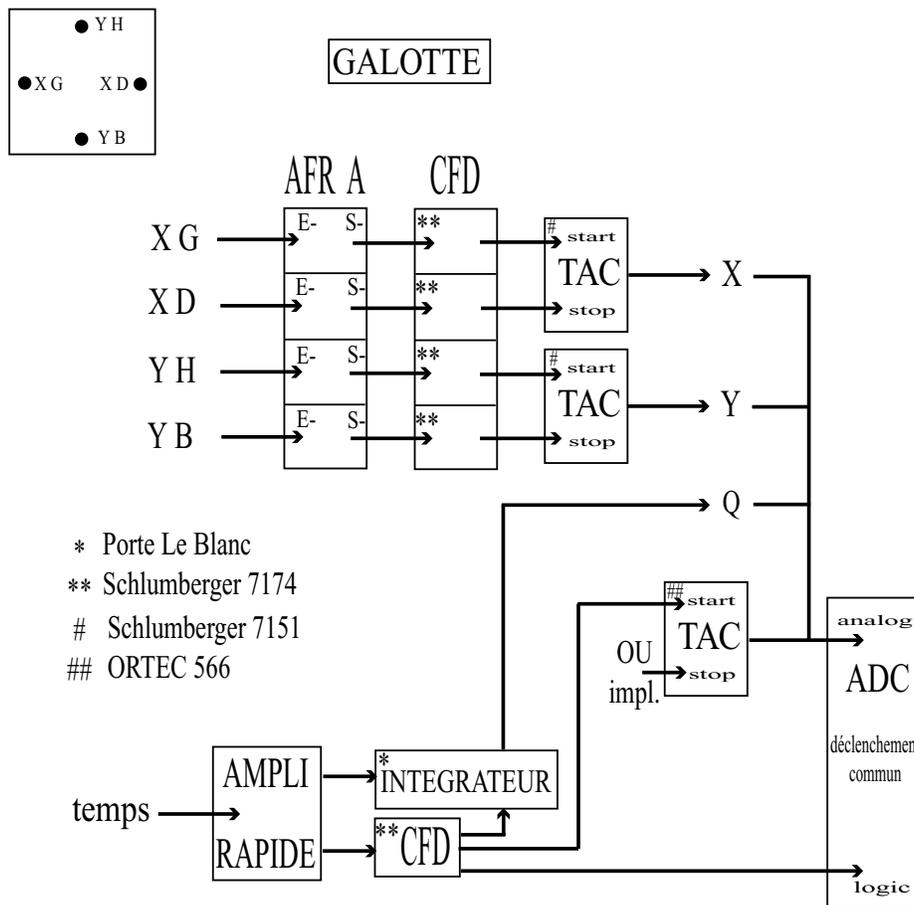


Figure 2.16 : Schéma de l'électronique utilisée au GANIL pour les galottes.

états excités, même si celle-ci provient de possibles états isomériques. Ces états possèdent un certain temps de vie et les transitions ne sont pas émises en coïncidence avec l'implantation ou la décroissance- α . Dans le cas des transitions- γ , le problème devient plus délicat. La radioactivité ambiante est trop forte pour permettre aux détecteurs germanium d'être introduits dans le trigger sans induire dans le système d'acquisition un temps mort beaucoup trop pénalisant. Il résulte de ce choix que les décroissances- γ d'états isomériques ne peuvent être mises en évidence.

Au GANIL, c'est le module GMT (*Ganil Master Trigger*) qui gère le déclenchement de l'acquisition. Le GMT, les ADC et les échelles (U2M), installés dans deux chassis différents, suivent le standard VXI (*VMEbus eXtension for Instrumentation*). Lorsque le discriminateur d'une piste du détecteur d'implantation et/ou d'un détec-

teur du tunnel fourni un signal, le “ou logique” est créé et transmis au GMT. De plus, chaque événement est marqué en temps grâce à une horloge HCMR (Horloge pour séquences de Collection et Mesures de Radioactivité) de type CAMAC et de résolution 10 μ s.

2.3.2 Le TDR ou une nouvelle approche du système d’acquisition à l’université de Jyväskylä

Le système d’acquisition utilisé à l’université de Jyväskylä est totalement différent. Il a été mis en place durant l’hiver 2002-2003, par la collaboration entre le laboratoire de Daresbury et les universités de Liverpool, Manchester, Surrey, York, Keele et Jyväskylä.

Le fort taux de comptage des détecteurs germanium de JUROGAM (10 kHz pour chaque détecteur germanium et pour chaque enceinte anti-Compton) ne permet pas d’utiliser les systèmes d’acquisition classiques sans être lourdement pénalisé par le temps mort commun. Une nouvelle approche de ce problème est le TDR : *Total Data Readout* [68]. Ce système possède la particularité de fonctionner sans trigger, si bien que toutes les voies ADC sont indépendantes les unes des autres et acceptées par l’acquisition avant d’être immédiatement remises à zéro. Cependant, pour que ce concept puisse fonctionner, il est nécessaire de faire un lien entre toutes les voies ADC. L’horloge joue ce rôle. Commune à tout le système, elle est transmise à chaque ADC. Ainsi chaque voie est marquée en temps avec une résolution de 10 ns. À partir de cette information temporelle, un programme informatique recombine les données issues des différentes voies ADC afin de se substituer au trigger classique électronique. On parle désormais de “*soft trigger*”.

Ce programme informatique s’appelle *Event Builder*. Son but est de reconstruire les événements à partir du flot de données venant du VME, et ainsi de recréer en informatique ce qui était fait préalablement de manière électronique sans aucun problème de temps mort commun. Il a fallu une année pour que sa mise au point soit complète. Si bien que pour l’expérience de spectroscopie électron, toutes les données brutes venant du VME ont dû être enregistrées, alors que pour l’expérience de spectroscopie gamma une version préliminaire avait déjà été installée. Cette version a permis de faire une première sélection des données issues de JUROGAM et également de traiter l’effet Compton : seuls les signaux de germanium ayant répondu dans un intervalle de temps de 10 μ s avant chaque signal provenant de GREAT ont été conservés pour être écrits sur cassette grâce au TAPE SERVER (cf. Figure 2.17).

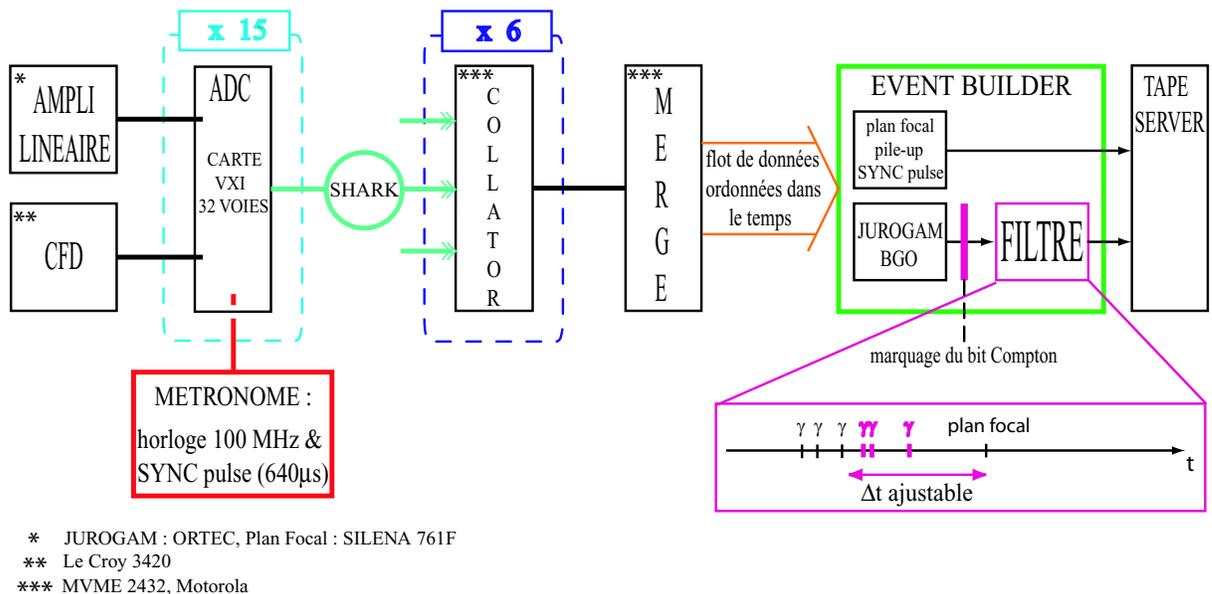


Figure 2.17 : Schéma du système d'acquisition utilisé à l'université de Jyväskylä.

La reconstruction des événements était absente. Elle a donc constitué la première phase de l'analyse des données et sera expliquée dans le paragraphe 3.1.

Finalement un tel système d'acquisition présente l'avantage d'être seulement limité en taux de comptage à 10 kHz par voie ADC. Cette limitation provient de l'empilement dans les détecteurs. Pour donner un ordre de grandeur, à LISE, dû au temps mort commun le système peut supporter au maximum un taux de comptage de 10 kHz au total. Cependant dans le cas du TDR, la reconstruction des événements rend le programme d'analyse bien plus lourd, mais cela permet une très grande flexibilité du *trigger*.

Chapitre 3

Analyse des données de spectroscopie prompt

La première tentative d'étude par spectroscopie- γ prompt d'un transfermium impair en proton a été réalisée en 1999 sur le noyau de ^{255}Lr , à l'université de Jyväskylä, en utilisant le multi-détecteur JUROSPHERE couplé au séparateur RITU. Cependant seuls les rayons X du Lr ont pu être détectés [74]. Avec la construction de JUROGAM, le nombre de détecteurs germanium a presque doublé et l'efficacité- γ mesurée à 1,33 MeV est passée de 1,7 % à 4 %. Cette amélioration a permis de relancer l'étude des noyaux très lourds impairs à l'université de Jyväskylä. Le noyau de ^{251}Md fût le premier noyau impair à être étudié, en Juin 2003, avec le couplage de JUROGAM, RITU et GREAT. Ce noyau avait préalablement été étudié, en Novembre 2002, par spectroscopie électron prompt en utilisant l'ensemble SACRED, RITU et GREAT. Cette expérience constituait le premier test pour le système d'acquisition dernièrement installé.

Ce chapitre présente tout d'abord la méthode de reprogrammation du *trigger*, avant de détailler les techniques d'analyse de *Recoil-Tagging*, de coïncidences et de *Recoil Decay Tagging*. Les différents résultats obtenus par l'application de ces trois techniques sont présentés puis interprétés à l'aide des calculs théoriques de type Hartree Fock Bogoliubov.

3.1 Détermination et mise en place du trigger

Comme il a été vu au chapitre précédent (cf. §2.3.2), le système d'acquisition de l'université de Jyväskylä est particulier du fait de l'absence de déclenchement (ou

trigger) électronique. Les données brutes ne sont pas structurées en événements, mais sont classées selon un ordre chronologique. La première partie de l'analyse des expériences par spectroscopie prompte consiste à programmer informatiquement ce trigger en corrélant les différentes voies ADC afin de reconstruire les événements physiques d'implantation et de décroissance- α .

3.1.1 Choix du trigger

Le choix du trigger s'est naturellement porté sur le DSSD, seul détecteur présent dans les deux types d'événements choisis d'être reconstruits. En effet, après l'émission des rayons- γ au niveau de la cible, le noyau, transmis par le séparateur, traverse le détecteur à gaz et s'implante dans le détecteur silicium. Il décroît ensuite à 9,5 % par émission d'une particule- α qui elle aussi sera détectée par le DSSD. Ainsi un tel événement rassemblera les numéros et données des voies ADC du DSSD, du détecteur à gaz, de JUROGAM et les temps de vol donnés par le $TAC_{DSSD-MWPC}$ et le $TAC_{DSSD-JUROGAM}$. Dans le cas d'une décroissance- α , seules les données provenant du DSSD et des TACs sont présentes, mais les valeurs renvoyées par les TACs sont nulles. Enfin, la résolution en énergie des pin-diodes et détecteurs germanium placés au plan focal n'était pas suffisante pour exploiter ces détecteurs lors des expériences.

3.1.2 Décodage des données brutes

Les données sont enregistrées sous forme d'une suite de quatre mots de 16 bits selon un ordre chronologique. Cependant, il existe trois types de données différenciables par leur format.

▷ *Les données de type ADC.*

Quand une voie ADC est touchée, le numéro de la voie, la valeur enregistrée et le véto BGO sont regroupés dans la même donnée. Afin de corrélérer cette succession de données entre elles, chacune possède en plus un marquage en temps sur 28 bits.

▷ *Les données de type horloge.*

Ces 28 bits constituent la partie de poids faible de l'horloge commune à tout le système (cf. Figure 3.2). Cette partie boucle toutes les 2,7 s. L'horloge est donc codée sur un plus grand nombre de bits, 48 exactement, pour couvrir en temps toute la durée de l'expérience. La partie de poids fort est construite sur 20 bits, et la totalité de l'horloge est écrite sur bande toutes les 65 μ s sous le format suiv-

ant : 16 bits nuls précédant les 20 bits de poids fort suivis des 28 bits de poids faible.

▷ *Les données de type pile-up.*

Enfin le dernier type de donnée permet d'éliminer les cas d'empilement (communément appelé "*pile-up*"). Grâce au TDR, le système d'acquisition est conçu sans temps mort commun, mais chaque voie ADC possède néanmoins son propre temps mort individuel, correspondant au temps nécessaire pour mettre en forme le signal et coder son amplitude.

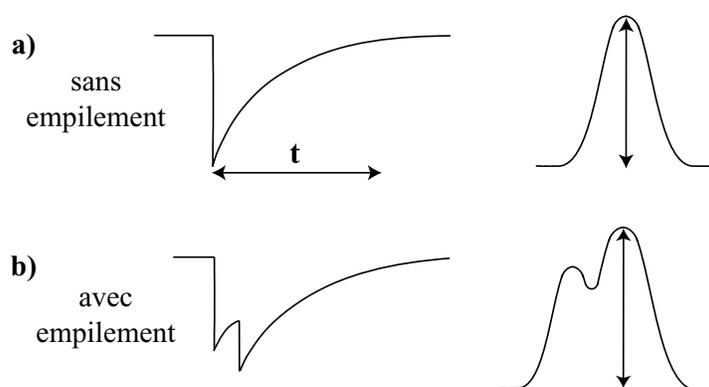


Figure 3.1 : Représentation schématique de la mise en forme du signal par l'amplificateur sans empilement (a) et avec (b). À gauche signal analogique en sortie de pré-amplificateur. À droite signal analogique à la sortie de l'amplificateur linéaire.

La figure 3.1-a) illustre la mise en forme du signal (ou "*shaping*") par l'amplificateur. t est le temps nécessaire pour mettre en forme un signal analogique dont l'amplitude sera codée par l'ADC. Si deux données sont séparées d'un temps trop court, la mise en forme du signal est trop longue pour discriminer les deux informations. Dans ce cas là il y a empilement des deux valeurs (cf. Figure 3.1-b) et la valeur de l'amplitude codée est fautive. Il faut donc supprimer ces informations erronées. C'est dans ce but qu'après la détection d'un cas d'empilement, une seconde donnée est générée dans un intervalle de temps pouvant aller jusqu'à $7,5 \mu\text{s}$ après le premier signal. Dans cette donnée sont codées la voie ADC où l'empilement a été détecté ainsi que le temps t où cette donnée est éditée. Une recherche doit s'effectuer dans l'intervalle de temps $[t, t-7,5\mu\text{s}]$, afin de trouver puis d'éliminer la donnée ADC erronée.

3.1.3 Reconstruction des événements

Reconstruction du temps

Le seul dénominateur commun de toutes les données brutes est le marquage en temps. La reconstruction du temps, telle qu'elle est présentée sur la figure 3.2, représente la première phase de la transformation du flot de données brutes en événement.

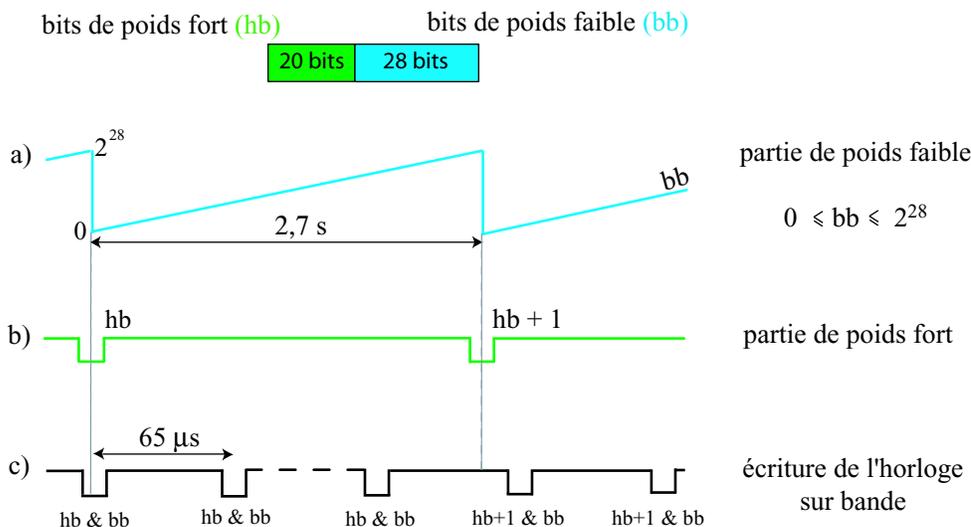


Figure 3.2 : Codage de l'horloge et reconstruction du temps.

Contrairement à la partie de poids faible de l'horloge qui est attachée à toutes les données, la partie de poids fort n'est codée que toutes les 65 μ s. Sa valeur est donc systématiquement gardée en mémoire afin d'être combinée avec la partie de poids faible obtenue à chaque lecture d'une donnée de type ADC. Cependant l'écriture sur cassette de la donnée de type horloge ne coïncide pas forcément avec la remise à zéro des 28 bits de poids faible. Dans ce cas là l'incrémentatation des 20 bits de poids fort est forcée dans le code d'analyse afin d'éviter un recul du temps.

Restructuration du flot de données en événements

La seconde phase consiste à identifier le trigger, c'est-à-dire la piste du DSSD à partir de laquelle se déclenche la reconstruction des événements. Enfin, dans la dernière phase, toutes les autres voies ADC appartenant à l'événement physique sont rajoutées à la piste trigger. L'événement physique est donc recomposé par l'ensemble de ces données regroupées au sein d'une même structure. Le choix de ces voies ADC

appartenant au même événement se fait exclusivement sur un critère temporel.

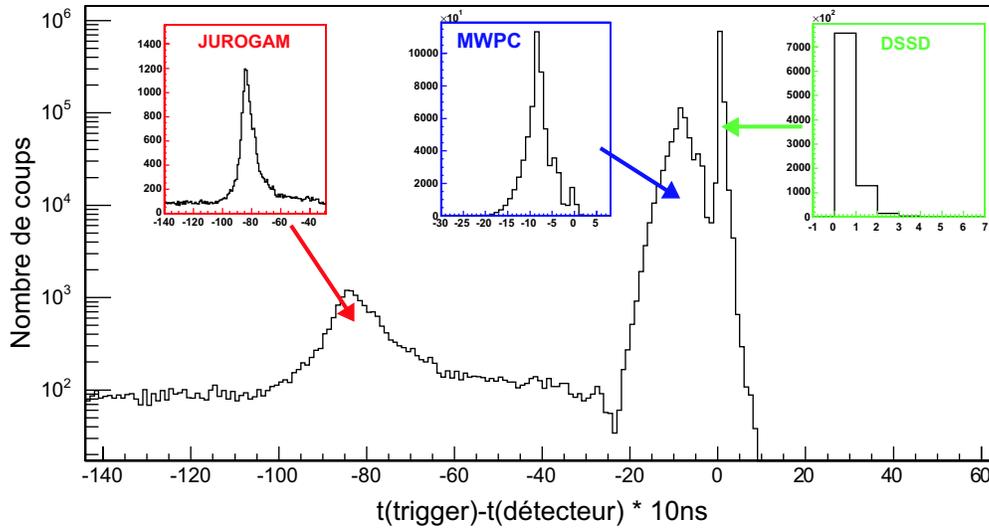


Figure 3.3 : Différence de temps entre la piste du DSSD trigger et les autres détecteurs. Les encarts représentent cette même différence de temps mais pour chacun des trois groupes de détecteurs (JUROGAM, le détecteur à gaz et le DSSD) mais en échelle linéaire.

La figure 3.3 montre le spectre de différence en temps entre la piste DSSD de référence et le reste des détecteurs. Trois pics se détachent correspondant aux trois groupes de détecteurs. Chacun de ces pics représente la fenêtre en temps qui sera appliquée.

La piste DSSD déclenchant la reconstruction des données en événements doit être séparée du trigger précédant d'un intervalle de temps supérieur à $7,5 \mu\text{s}$ (permettant ainsi de s'affranchir du pile-up). Une fois la piste du DSSD trigger ainsi identifiée, sont ajoutés tous les détecteurs répondant dans l'intervalle de temps déterminé par ce spectre. Chaque fenêtre en temps est caractéristique d'un détecteur : pour le DSSD elle est comprise entre 0 et +80 ns, pour le détecteur à gaz entre -300 et +50 ns et pour JUROGAM entre -1500 et -300 ns (cela correspond au temps de vol dans RITU). La fenêtre en temps de JUROGAM est grande afin de garder du fond. Tous ces temps sont plus ou moins arbitraires étant donné le retard que peuvent prendre les signaux dans les divers modules électroniques ainsi que les câbles. Évidemment toutes les données regroupées au sein d'un même événement ne doivent pas être touchées par l'empilement. Ces événements sont ensuite calibrés puis rangés dans des arbres ROOT [75] pour l'analyse.

En ce qui concerne JUROGAM il faut également que les détecteurs anti-Compton n'aient pas répondu : le bit qui marque la présence du BGO dans les données de type ADC doit être nul. S'il n'y a ni empilement ni effet Compton, alors la donnée est conservée et la correction de l'effet Doppler est réalisée. Les rayonnements- γ étant émis en vol, l'énergie mesurée (E_{mes}) diffère de l'énergie initiale E_{γ} . Les deux valeurs sont reliées par la relation :

$$E_{\text{mes}} = E_{\gamma}(1 + \beta \cos\theta), \quad (3.1)$$

où, $\beta = \frac{v(^{251}\text{Md})}{c}$ dépend de la vitesse du recul ($v(^{251}\text{Md})$) et θ est l'angle entre le rayonnement- γ émis et le détecteur germanium. L'énergie des noyaux en sortie de cible ne peut être mesurée et doit être calculée. En considérant que les noyaux du faisceau de ^{48}Ca interagissent au milieu de la cible de ^{205}Tl , la valeur de $\beta(^{251}\text{Md})$ a été déterminée égale à 1,88 %. La cible étant une cible mince, la perte d'énergie entre le début et la fin de la cible est faible. L'énergie du photon lors de son émission par le noyau de ^{251}Md peut ainsi être déterminée en utilisant la formule 3.1.

3.2 Étude de la section efficace de production du ^{251}Md

Avant la première expérience de Novembre 2002, dont le but était d'étudier le ^{251}Md par spectroscopie électron prompte en utilisant SACRED, la réaction utilisée pour peupler le noyau de ^{251}Md : $^{205}\text{Tl}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{251}\text{Md}$ avait très peu été étudiée [77]. Afin de trouver l'énergie de faisceau optimale, c'est-à-dire l'énergie pour laquelle un maximum de noyaux du ^{251}Md est produit, une fonction d'excitation a été mesurée en début d'expérience.

3.2.1 Fonction d'excitation

En faisant varier l'énergie du faisceau incident, on mesure les conséquences sur le taux de production des noyaux de ^{251}Md . Pour changer l'énergie du faisceau, il suffit de placer des dégradeurs, feuilles de nickel, devant la cible. En traversant ces dégradeurs les noyaux projectiles perdent une partie de leur énergie. Modifier l'épaisseur des feuilles permet de balayer toute une gamme d'énergie, dans laquelle se trouve l'énergie optimale calculée en milieu de cible. Le taux de production de ^{251}Md est directement caractérisé par le taux de sa décroissance- α . Il suffit de comptabiliser

le nombre de particules- α , ayant une énergie de 7.55 MeV. Avec une cible de ^{205}Tl de $413 \mu\text{g.cm}^{-2}$ précédée de deux feuilles de carbone de $50 \mu\text{g.cm}^{-2}$ correspondant aux fenêtres de SACRED (cf. §2.2.1) et en intercalant différentes épaisseurs de nickel avant la cible, trois énergies faisceau ont été utilisées : 211 ± 2 MeV (dégradeur de $445 \mu\text{g.cm}^{-2}$), 214 ± 2 MeV (dégradeur de $223 \mu\text{g.cm}^{-2}$) et 217 ± 2 MeV (aucun dégradeur).

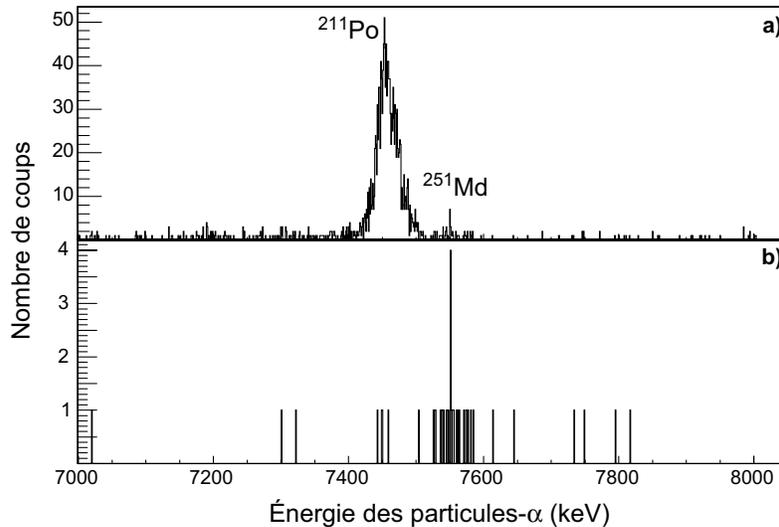


Figure 3.4 : Spectres alpha pour une énergie faisceau de 214 MeV en milieu de cible. a) Spectre brut. b) Spectre obtenu par corrélations génétiques.

Le spectre brut en énergie des particules- α (cf. Figure 3.4 a) ne permet pas de mesurer correctement le nombre de décroissances du ^{251}Md , car d'autres raies sont détectées et constituent une contamination importante. Ces raies parasites proviennent des prises de données sous faisceau pour calibrer le détecteur silicium. En effet, la calibration en source est limitée au contrôle du gain au cours de l'expérience. Pour une mesure en source, l'énergie que l'on détecte sera celle de la décroissance- α après la traversée des zones mortes du détecteur. Pour une mesure sous faisceau, la particule- α détectée provient d'un noyau implanté. L'énergie mesurée est celle de la particule- α émise à laquelle s'ajoute celle du recul. Une calibration en faisceau permet de s'affranchir de la composante induite par le recul du noyau. Donc afin de calibrer le détecteur silicium, l'expérience a débuté avec une cible de ^{170}Er . La réaction de fusion-évaporation avec le faisceau de ^{48}Ca peuple de nombreux noyaux, dont le ^{211}Rn qui possède une durée de vie de 14 h. Ce noyau est à l'origine d'une chaîne de décroissance β peuplant le ^{211}Po , qui décroît par émission d'une

particule- α de 7,45 MeV. Afin de séparer correctement les décroissances du ^{251}Md de celles du ^{211}Po , la méthode de *Recoil Decay Tagging* (cf. §3.3.3) a été appliquée. Elle permet de corrélérer l'implantation d'un noyau de ^{251}Md avec l'émission- α qui suit, en appliquant des conditions en position et sur le temps de vie du ^{251}Md . Ce dernier a été mesuré à 4,3 minutes (cf. §4.3.2). Le résultat est montré sur la figure 3.4 et récapitulé dans le tableau 3.1.

Table 3.1 : Récapitulatif de la fonction d'excitation

$E_{\text{faisceau}, MOT}$ (MeV)	durée de la prise de données (min)	nombre de particules- α corrélées	taux n_α corrélées (pps)	σ (nb)
211 ± 2	260	5	$3,205 \times 10^{-4}$	322^{+263}_{-105}
214 ± 2	665	32	$8,020 \times 10^{-4}$	804^{+188}_{-141}
217 ± 2	218	7	$5,352 \times 10^{-4}$	538^{+331}_{-158}

3.2.2 Calcul de section efficace

À partir du taux de décroissances- α détectées n_α , on peut calculer le taux de décroissances totales n_α^{total} , corrigé du temps de recherche et de l'efficacité. En effet d'après la loi de la décroissance radioactive, au bout de 10 minutes, 18 % des noyaux de ^{251}Md doivent encore décroître. On obtient ainsi : $n_\alpha^{total} = \frac{n_\alpha}{0,82}$. La section efficace (σ) de production du ^{251}Md , par réaction de fusion évaporation $^{205}\text{Tl}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{251}\text{Md}$, peut alors être estimée grâce à la relation :

$$\sigma = \frac{n_\alpha^{total}}{I \times n_{cible} \times \epsilon_\alpha \times \mathcal{T}_{RITU} \times b_\alpha} \times 10^{24} \text{ [barn]},$$

avec

- n_α^{total} : nombre de particules- α corrigé du temps de recherche en pps,
- I : intensité du faisceau en pps,
- n_{cible} : nombre de noyaux cible (^{205}Tl) par cm^2 ,
- ϵ_α : efficacité α ($\sim 55\%$),
- \mathcal{T}_{RITU} : transmission du séparateur ($\sim 40\%$),
- b_α : rapport d'embranchement α (9,5 %).

Il est très difficile d'estimer la transmission de RITU. Quant à l'efficacité ϵ_α , elle

prend en compte l'implantation des reculs en surface du détecteur silicium. Sa valeur est généralement prise à 55 %. En considérant une transmission pour RITU de 40 %, un rapport d'embranchement de 9,5 % (cf. §4.3.3), la valeur de la section efficace peut être évaluée à $\sigma = 804 \text{ }^{+188}_{-141}$ nbarn, pour une énergie en milieu de cible de 214 ± 2 MeV.

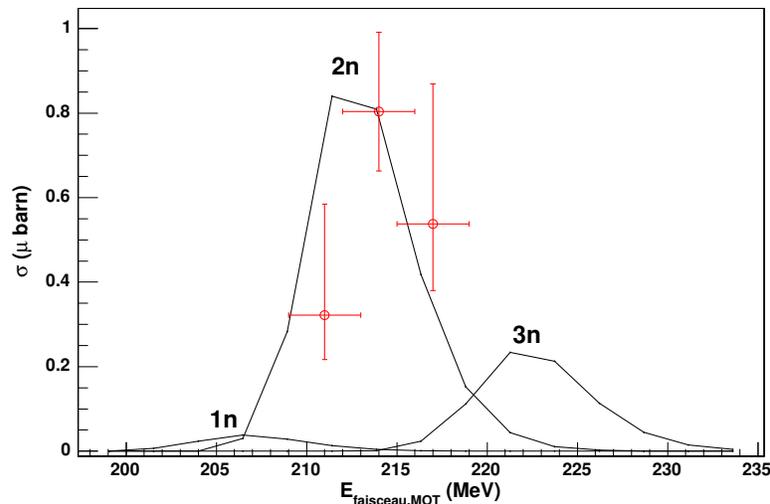


Figure 3.5 : Comparaison des résultats de la fonction d'excitation obtenus soit avec le code HIVAP (lignes noires) soit expérimentalement.

La comparaison entre la fonction d'excitation et les calculs obtenus à partir du code HIVAP [78] est représentée sur la figure 3.5. Les calculs HIVAP ont été réalisés pour les trois voies d'évaporation 1n, 2n, 3n produisant les isotopes $^{250,251,252}\text{Md}$. À l'énergie optimale de production du ^{251}Md , les deux autres voies d'évaporation sont minoritaires, confirmant ainsi qu'une seule voie d'évaporation est ouverte : la voie 2n.

Expérimentalement et théoriquement, les données sont en accord relatif : le maximum de la fonction d'excitation se situe autour de 214 MeV. Il faut cependant noter que les calculs HIVAP restent fiables à 20 % près et certains paramètres sont difficilement mesurables, tels que la transmission de RITU. Quant aux barres d'erreur sur l'énergie du faisceau, à l'université de Jyväskylä, l'énergie est délivrée à ± 1 % comme cela est indiquée sur la figure 3.5. C'est pour cela qu'il est préférable de mesurer une fonction d'excitation avant chaque expérience. En ce qui concerne l'erreur sur la section efficace, son importance est majoritairement due à la très faible statistique, mais également à la variation de l'intensité faisceau pendant la prise de

donnée.

C'est lors de cette expérience que le nouveau système d'acquisition et l'électronique associée a été utilisée pour la première fois. Le TDR (cf. §2.3.2) était loin d'être finalisé, et l'expérience a du être réalisée avec très peu de contrôle en ligne, notamment en ce qui concernait les spectres électrons prompts. Malheureusement, les amplificateurs utilisés avaient une très mauvaise résolution pour les forts de taux de comptage, rendant les données électron totalement inexploitable. Seules les données prises lors de la fonction d'excitation et des calibrations des détecteurs sont valables. Il serait intéressant de reprogrammer cette expérience lors de la première campagne SAGE (Silicon And GERmanium array). SAGE est un projet qui permettra de combiner les deux spectroscopies prompts, gamma et électron, lors d'une même expérience. Ce détecteur devrait être prêt en 2007.

3.3 Techniques d'analyse et résultats expérimentaux

Les rayons- γ issus de la désexcitation du ^{251}Md sont entièrement masqués par ceux provenant de la désexcitation des produits de fission, et autres réactions parasites. En effet la part des rayons- γ d'intérêts par rapport à la part des rayons- γ provenant surtout des réactions de fission est de l'ordre de 1 pour un 1000000 ! Cependant leur identification devient possible grâce au dispositif expérimental détaillé au paragraphe 2.2.1, composé d'un multi détecteur placé au niveau de la cible suivi d'un séparateur muni d'un ensemble de détecteurs localisé à son plan focal afin de réaliser la spectroscopie des noyaux transmis. Ce type de dispositif a été spécialement conçu afin d'appliquer les méthodes dites de *Recoil-Tagging* (RT) et de *Recoil Decay Tagging* (RDT). Ces deux méthodes, RT et RDT, permettent de sélectionner les transitions- γ émises en coïncidence avec, respectivement, les résidus de fusion-évaporation et les noyaux de ^{251}Md .

3.3.1 Méthode de *Recoil-Tagging*

Principe

La technique de *Recoil-Tagging* permet d'identifier les résidus de fusion-évaporation en combinant : l'énergie déposée soit dans le détecteur à gaz (ΔE) soit dans le détecteur silicium (E), et le temps de vol (ToF) entre ces deux détecteurs. La ma-

trice (cf. Figure 3.6) représentant le temps de vol en fonction de l'énergie perdue dans le détecteur à gaz caractérise tous les noyaux arrivant au plan focal, c'est-à-dire tous les noyaux transmis par RITU.

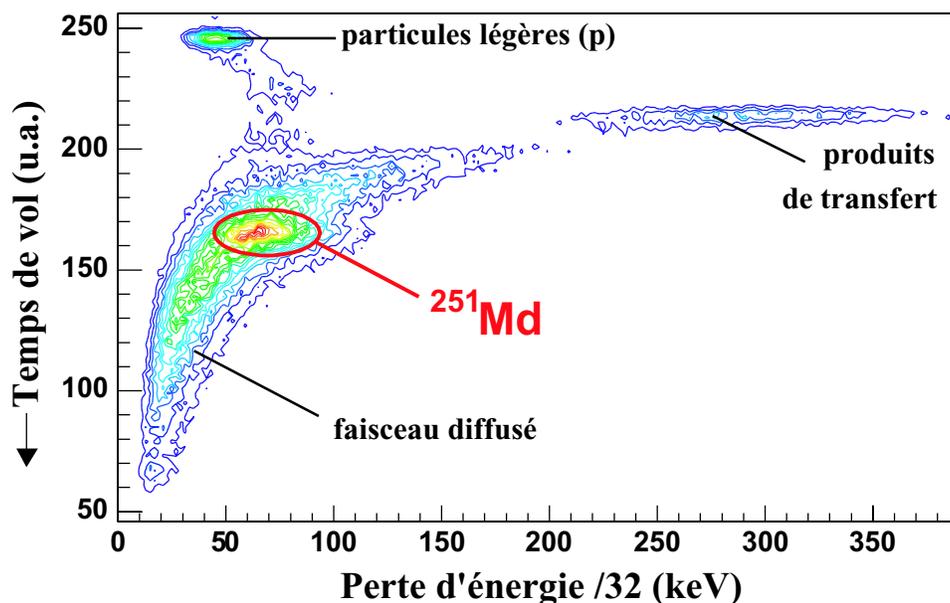


Figure 3.6 : Matrice ($\Delta E, ToF$) permettant de sélectionner les résidus de fusion-évaporation, avec un ordonnée le temps de vol entre le MWPC et le DSSD donné par le TAC et l'énergie perdue dans le détecteur à gaz.

Sur cette matrice, on distingue plusieurs régions correspondant à divers types de réactions. En effet, des noyaux de natures différentes auront une cinématique qui leur est propre, caractérisée par une perte d'énergie et un temps de vol typiques. Trois zones principales se détachent de la matrice. La première, localisée à une énergie faible et un temps de vol très court, correspond donc à des particules très légères et rapides, tels que les protons. La seconde zone correspond aux produits de transfert. Ce sont des noyaux de type quasi-projectiles. Enfin la dernière zone est composée majoritairement de noyaux provenant du faisceau diffusé ralenti, mais transmis par RITU. Dans cette zone une région est un peu excentrée et bien plus intense. C'est ici que se regroupent les résidus de fusion-évaporation.

Il devient donc possible de séparer les rayons- γ issus de la désexcitation prompte des produits de fusion-évaporation de tous les autres rayonnements émis par les produits de réactions parasites. En effet, il suffit d'appliquer un contour autour des

reculs pour les identifier. Et seuls les rayons- γ auxquels sont associés un résidu de fusion-évaporation sélectionné au plan focal par la matrice $(\Delta E, \text{ToF})$ incrémentent le spectre en énergie- γ (cf. Figure 3.7-b).

Résultats

La matrice $(\Delta E, \text{ToF})$ montre que la majorité des produits de fission sont déviés par le dipôle de RITU. Ainsi le spectre- γ conditionné par l'implantation des noyaux dans le DSSD (cf. Figure 3.7-a) permet de s'affranchir de la majorité du bruit de fond provenant de la fission. Mais cette sélection est encore insuffisante pour observer une structure collective. En effet, seuls les rayons-X du Md témoignent d'un réarrangement du cortège électronique d'un isotope du Md. Le spectre est toujours dominé par les décroissances- γ liées aux réactions parasites, telles que les réactions de transfert et d'excitation coulombienne de la cible de ^{205}Tl , mais aussi par les rayonnements γ émis en coïncidence fortuite avec les noyaux de ^{48}Ca du faisceau diffusé dans RITU s'implantant dans le DSSD.

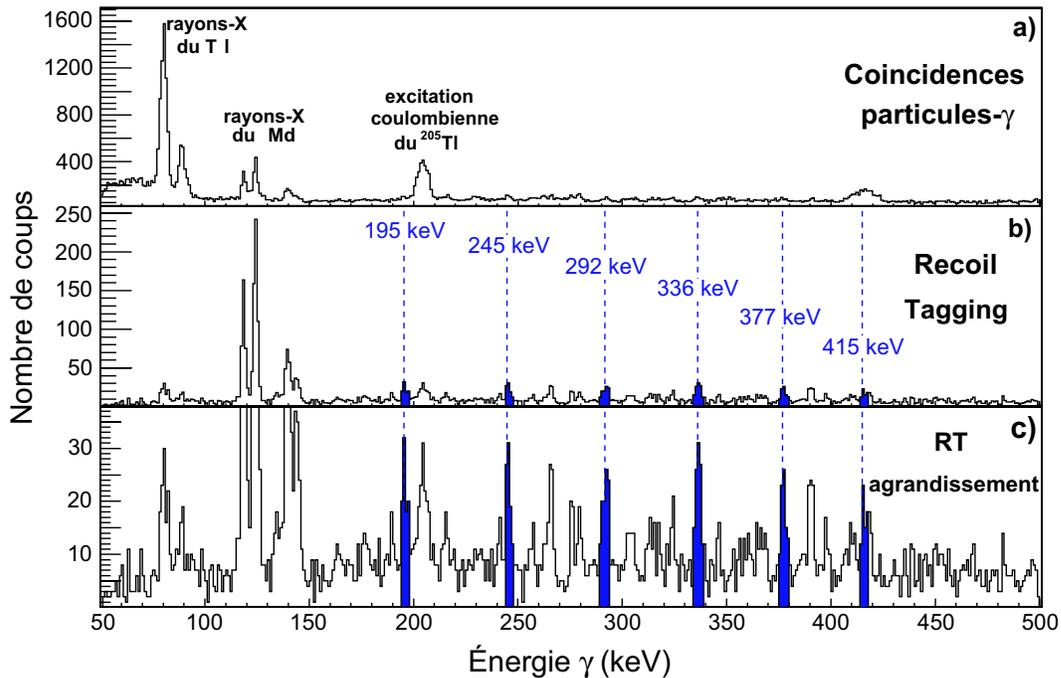


Figure 3.7 : Comparaison des spectres- γ obtenus en : a) par coïncidence particule- γ , b-c) par RT. L'application de la méthode RT permet d'isoler au moins une bande rotationnelle dans l'isotope de ^{251}Md .

Afin d'éliminer la partie du bruit de fond lié aux rayonnements- γ émis en coïncidence avec les noyaux parasites transmis au plan focal de RITU, la méthode de RT est appliquée. Pour améliorer la qualité du spectre, une coupure temporelle a été ajoutée sur le temps de vol entre la cible et le DSSD. Seuls les reculs appartenant au contour et ayant un temps de vol $t_{RITU} = t_{DSSD} - t_{JUROGAM}$ compris entre -880 et -770 ns (valeur donnée par un TAC) ont été sélectionnés. Le spectre- γ ainsi obtenu est représenté sur la figure 3.7-b.

La comparaison des spectres de la figure 3.7 montre la sélectivité de cette méthode. Les rayons-X du Md sont désormais observés avec une forte intensité par rapport à l'ensemble du spectre, ce qui signifie que la plupart des transitions doivent être converties et ne peuvent être observées que par spectroscopie électron. Néanmoins, une bande rotationnelle (en bleu), comprenant 6 transitions, se détache légèrement du spectre. La représentation du même spectre, Figure 3.7-c, est nettement plus convaincante. C'est surtout la régularité en énergie des transitions qui permet d'identifier ces transitions comme appartenant à une même bande rotationnelle. Par la suite l'utilisation des coïncidences γ - γ (cf. §3.3.2) et du moment d'inertie dynamique (cf. §3.4.2) permettra de confirmer cette bande. Cependant ces techniques montreront leur limite quant à l'identification des autres transitions présentes dans le spectre 3.7-c. En effet, entre les transitions colorées en bleu de nombreux pics se détachent, montrant ainsi quelques indications quant à l'existence d'autres structures collectives.

3.3.2 Coïncidences gamma-gamma

Cette technique permet d'identifier les transitions émises dans la même cascade de décroissances, c'est-à-dire en coïncidence. Parmi les rayons- γ identifiés par *Recoil-Tagging*, certains correspondent à des événements où la multiplicité γ est supérieure ou égale à deux. Pour tous ces événements une matrice γ - γ est créée et symétrisée afin de pouvoir réaliser des coïncidences γ - γ (cf. Figure 3.8).

Une coupure en énergie autour de chaque transition observée par *Recoil-Tagging* est appliquée selon un axe et projeté sur l'autre. Les projections sont représentées sur les spectres a)-h) de la figure 3.9. Cette technique a tout d'abord été appliquée aux six transitions observées par *Recoil-Tagging*. Le résultat a révélé deux nouvelles transitions- γ à plus haute énergie (450 et 483 keV) en coïncidence avec quasiment la totalité des autres transitions !

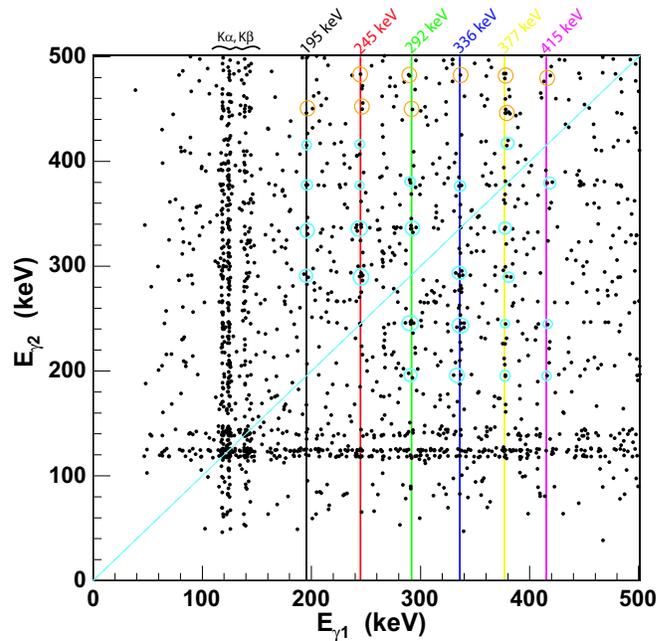


Figure 3.8 : Matrice γ - γ incluant toute la statistique de l'expérience de spectroscopie prompt. Les cercles représentent les transitions émises en coïncidence avec la coupure en énergie représentée par la ligne. Les cercles bleus correspondent aux transitions entre les différentes transitions observées par RT. Quant aux cercles oranges ils correspondent aux coïncidences entre les états observés par RT et les deux dernières transitions à plus hautes énergies.

Chacune des transitions est détectée en coïncidence avec au moins trois autres transitions de la bande rotationnelle mais également avec les rayons-X du Md, assignant ainsi clairement chacune des transitions à une désexcitation d'un isotope du Mendeleevium. La meilleure illustration est la projection résultant de la coupure en énergie à 377 keV. Toute la structure collective et les rayons-X sont présents dans ce cas-ci ! La somme des projections est représentée sur le spectre i) de la figure 3.9. Sa comparaison avec le spectre j) montre que la bande rotationnelle ainsi obtenue et élargie de deux nouvelles transitions s'identifie exactement à celle observée par *Recoil-Tagging*.

Bien que les spectres a)-h) soient pauvres en statistique, avec une intensité d'environ 2 coups par pic, ils montrent que les transitions sont détectées en coïncidences mutuelles, c'est-à-dire qu'elles proviennent de la même cascade. La présence des rayons-X du Md dans les coïncidences indique que ces transitions appartiennent

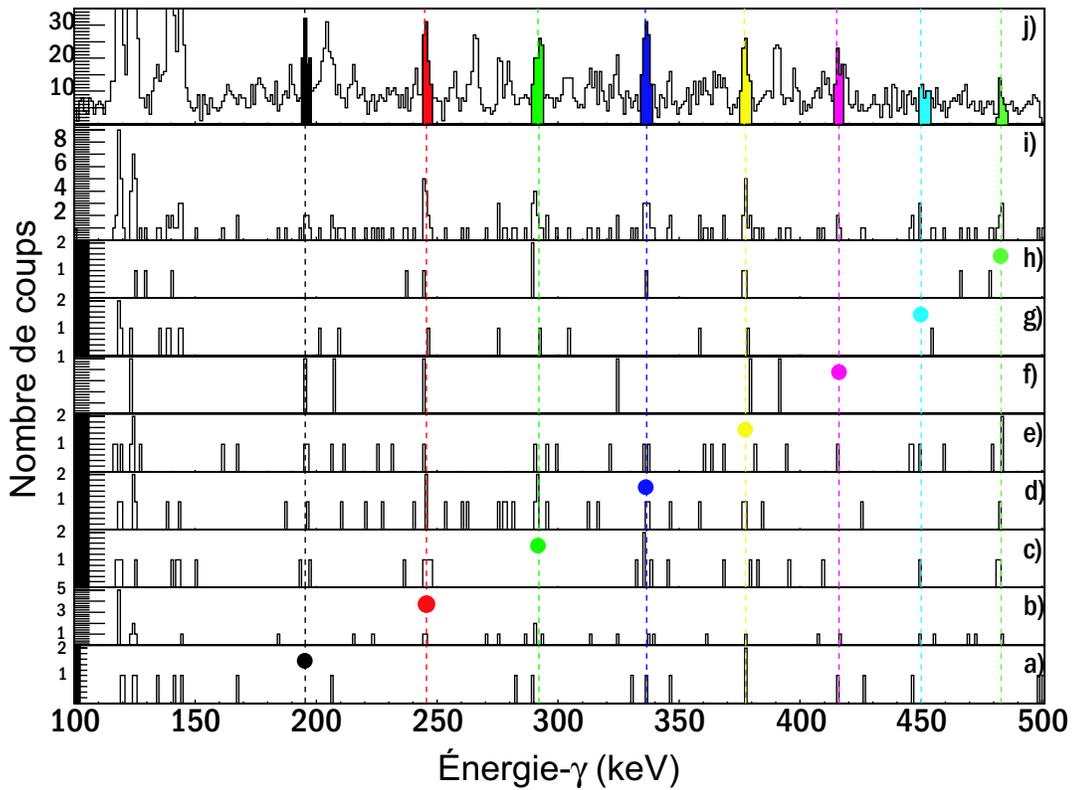


Figure 3.9 : a)-h) Projections de la matrice $\gamma\text{-}\gamma$ pour des coupures indiquées par les points. i) Somme des spectres projetés. j) Spectre- γ obtenu par RT : agrandissement.

bien à un isotope du Md. Enfin, malgré une section efficace de production inférieure à $1\mu\text{barn}$, la faisabilité d'une analyse de coïncidences pour les noyaux impairs avec JUROGAM a donc été prouvée.

La même analyse a été réalisée sur chacun des pics secondaires du spectre de la figure 3.9-j. L'intensité de ces pics est cependant trop faible pour arriver à reconstruire en coïncidence de possibles autres structures collectives. L'identification des transitions constituant de possibles autres bandes rotationnelles n'est donc pas possible par coïncidence.

3.3.3 Méthode de *Recoil-Decay-Tagging*

La méthode usuelle pour s'assurer que la bande rotationnelle observée est réellement celle du ^{251}Md consiste à utiliser la technique dite de *Recoil-Decay-Tagging* [56, 57].

Principe

Cette technique permet de sélectionner, non plus les résidus de fusion-évaporation (cas de la méthode RT), mais les noyaux de ^{251}Md .

Lorsqu'un résidu de fusion-évaporation identifié grâce à la matrice ($\Delta E, \text{ToF}$) est détecté à la position (X_R, Y_R) du DSSD et au temps t , une recherche dans le temps, allant de t à $t + T$ est réalisée, afin de trouver si une particule- α a été émise à la même position $(X_\alpha = X_R, Y_\alpha = Y_R)$. Sachant que la décroissance- α du ^{251}Md est caractérisée par une transition d'énergie $E_{\alpha, ^{251}\text{Md}} = 7550 \pm 5 \text{ keV}$ (cf. §4.1.1) issue d'un état ayant un temps de vie de $T_{\frac{1}{2}, \alpha} = 4,3 \text{ min}$ (cf. §4.3.2), le temps de recherche T (de l'ordre de quelques périodes) a été fixé à 10 minutes. Seuls les reculs corrélés avec une décroissance d'énergie $E_{\alpha, ^{251}\text{Md}}$ seront pris en compte et identifiés comme isotopes de ^{251}Md . Les rayons- γ émis en coïncidence avec ces reculs sont considérés comme appartenant à la bande rotationnelle du ^{251}Md .

Résultats

Cette méthode est cependant restreinte aux isotopes ayant un assez fort rapport d'embranchement.

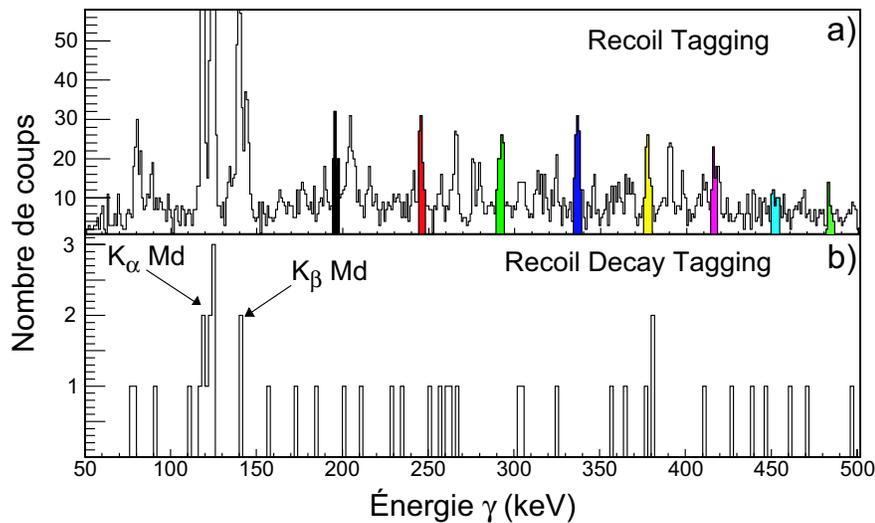


Figure 3.10 : Comparaison des spectres obtenus par RT (en haut) et par RDT avec un temps de recherche de 10 minutes (en bas).

Dans le cas du ^{251}Md son estimation est de 9,5 % (cf. §4.3.3). Cette valeur est trop

faible pour réaliser une étude par *Recoil-Decay-Tagging*, car elle signifie qu'un facteur 10 au minimum est perdu en intensité. Il faut également rajouter d'autres effets qui réduisent la statistique, tels que l'efficacité α ou le temps de recherche pour les corrélations reculs- α . En considérant un rapport d'embranchement de 10 %, une efficacité α de 55 % et sachant que le temps de recherche utilisé était de 10 minutes, un facteur 25, au minimum, est perdu en statistique lors du passage de la méthode de RT à celle de RDT. De plus, le seuil d'un certain nombre de pistes a dû être élevé lors de cette expérience, suite à un dysfonctionnement du détecteur entraînant une perte supplémentaire de signal- α . Étant donné que l'intensité des pics γ ne dépasse pas 70 coups pour le pic le plus intense, la bande rotationnelle ne devrait pas être observée par *Recoil-Decay-Tagging*. C'est en effet ce qui est montré sur la figure 3.10 : seules les raies K_α et K_β se séparent du fond.

Même si la statistique du spectre (cf Figures 3.7-b et 3.9-j) est insuffisante pour appliquer la méthode RDT (cf. Figure 3.10), l'étude par spectroscopie- α montre que cette structure collective appartient à l'isotope de ^{251}Md . En effet, lors de la mesure de la fonction d'excitation, l'étude de la réaction utilisée ($^{205}\text{Tl}(^{48}\text{Ca},2n)^{251}\text{Md}$) a montré que pour l'énergie de faisceau utilisée, seules les transitions- α de l'isotope ^{251}Md étaient observées (cf. Figure 3.4-a et §3.2.2). Le canal 2n est ainsi la voie d'évaporation majoritairement ouverte. Les résidus de fusion-évaporation sont donc principalement composés par l'isotope de ^{251}Md . De plus l'estimation des sections efficaces pour la production des noyaux impairs-impairs de $^{252,250}\text{Md}$ (respectivement par les voies 1n et 3n) à leur énergie optimale reste inférieure à 200 nbarn (cf. Figure 3.5, [78]). Cette valeur est pour l'instant bien trop faible pour espérer réaliser une étude par coïncidences γ - γ de ces noyaux. Ainsi la structure collective observée par *Recoil-Tagging* et par coïncidences γ - γ appartient bien à l'isotope 251 du Mendeleevium.

3.4 Interprétation des résultats

Au moins une bande rotationnelle a été observée par RT puis confirmée par l'étude réalisée en coïncidences γ - γ . Ainsi, pour la première fois une structure collective a été clairement mise en évidence dans un noyau impair en proton ! L'étape suivante consiste à identifier cette bande, en déterminant sur quelle orbitale elle est construite et quels sont les spins des différents niveaux observés.

Comme cela sera montré dans cette partie, les techniques d'analyse classiques appliquées aux noyaux pair-pair ne sont pas forcément fiables pour cette étude. Cela

implique un fort soutien théorique pour l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus. Des calculs théoriques HFB (cf. §1.4) ont été réalisés en collaboration avec Paul Bonche du CEA-Saclay/SPhT et Paul-Henri Heenen de l'Université Libre de Bruxelles. Ces calculs ont été effectués afin de décrire les propriétés individuelles et collectives de l'isotope ^{251}Md .

3.4.1 Prédiction du schéma de niveau à une particule du ^{251}Md

Étant donné que dans le cas du ^{251}Md , le schéma de niveau à une particule n'a encore jamais été clairement identifié, la première étape des calculs théoriques a été de le déterminer. Le résultat obtenu est représenté au centre de la figure 3.11 et comparé aux autres prédictions.

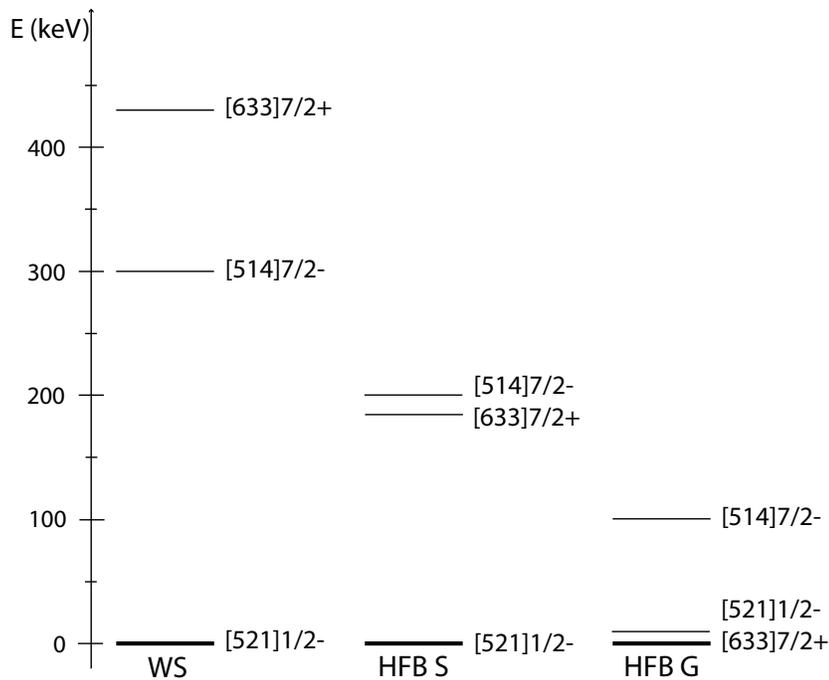


Figure 3.11 : Prédictions théoriques du spectre à une particule du ^{251}Md par des calculs : Woods-Saxon [83] (à gauche), HFB avec une force de Skyrme [84] et reprise dans ce travail (au centre) et HFB avec une force de Gogny [85] (à droite)

Les différentes prédictions théoriques s'accordent sur les configurations des premières

orbitales présentes dans le schéma de niveaux à une particule du noyau de ^{251}Md mais sont en désaccord sur leur ordre (cf. Figure 3.11). Pour les calculs Woods Saxon [83] et HFB avec une interaction de Skyrme [84] (et ce travail), l'état fondamental suit la configuration $[521]1/2^-$ et les deux premiers états excités les configurations $[633]7/2^+$ et $[514]7/2^-$. Cependant les calculs HFB avec une interaction de Gogny [85] prédisent un état fondamental quasi dégénéré entre les états $[521]1/2^-$ et $[633]7/2^+$ et un second état excité de configuration $[514]7/2^-$. Ces différences de prédictions proviennent essentiellement de la différence de traitement de l'interaction nucléaire.

Ces résultats indiquent que la bande rotationnelle observée peut être construite sur une des trois orbitales citées précédemment. La suite logique de l'interprétation est de calculer les propriétés collectives de chacune de ces orbitales : tout d'abord le moment d'inertie, puis les probabilités de transitions M1 et E2 pour chaque état rotationnel de la bande.

3.4.2 Moments d'inertie dynamique et cinématique

Moment d'inertie dynamique

Le moment d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$ a été calculé pour des transitions entre des états caractérisés par $\Delta I=2$ (cf. formules 1.22). La variation régulière des moments d'inertie en fonction de la fréquence de rotation $\hbar\omega$ (cf. Figure 3.12) confirme que toutes les transitions appartiennent bien à la même bande rotationnelle.

Les valeurs expérimentales du moment d'inertie dynamique (cf. Figure 3.12-a) du noyau de ^{251}Md sont assez proches de celles obtenues pour ses voisins pair-pair qui eux se dés excitent par une cascade de transitions E2. Cette comparaison indique un comportement de type E2 des transitions observées, puisque l'hypothèse $\Delta I=1$ donnerait un résultat deux fois plus petit. Ce résultat reste cependant mystérieux : la bande de transitions E2 est observée sans sa partenaire en signature.

Une manière de s'assurer de la multipolarité des transitions observées est de déterminer la distribution angulaire de ces transitions, c'est-à-dire le rapport d'intensité des transitions détectées entre les différents angles avants et arrières. Le résultat de cette distribution est inexploitable due à la trop faible statistique du spectre de la bande rotationnelle obtenue par *Recoil-Tagging*.

Enfin, la figure 3.12-b présente la comparaison des valeurs expérimentales obtenues avec les prédictions théoriques pour les deux bandes partenaires en signature con-

struites sur chacune des orbitales candidates. Bien que les calculs soient cohérents avec l'observation expérimentale, cette comparaison ne permet aucunement de caractériser la bande rotationnelle et de déterminer quel est l'état tête de bande de la structure collective observée. Remarquons également que la théorie sous-estime les valeurs expérimentales d'environ $10 \hbar \cdot \text{MeV}^{-1}$

Moment d'inertie cinématique

Afin de calculer les valeurs du moment d'inertie cinématique, il faut connaître le spin de la bande rotationnelle. La figure 3.13 représente les valeurs obtenues en supposant que l'état de la tête de bande ait un spin de $1/2$ ou de $7/2$.

Dans le cas d'une tête de bande $7/2$, l'évolution du moment d'inertie cinématique en fonction de la fréquence de rotation n'est pas cohérente avec les mesures expérimentales réalisées précédemment dans les noyaux voisins pair-pair (cf. Figure 3.13-a). Cette observation est une indication privilégiant l'hypothèse d'une bande construite sur un état différent de $7/2$. Cette piste est renforcée par l'évolution du moment d'inertie cinématique dans le cas où la bande rotationnelle serait construite sur un état $1/2$.

En effet, pour cette seconde hypothèse, le moment d'inertie cinématique de la bande observée dans le ^{251}Md reste parallèle aux moments d'inertie cinématiques des noyaux voisins pair-pair. Les valeurs sont cependant supérieures à celles de la systématique des transfermiums pair-pair, ce qui s'explique aisément à partir de l'équation 1.19. Si le spin de la tête de bande est $1/2$, alors la bande est construite sur l'orbitale $1/2^- [521]$, provenant de la couche $2f_{5/2}$. Le moment angulaire total \vec{I} du noyau vaut $5/2$, et sa projection K sur l'axe de symétrie, vaut $1/2$. Ainsi \vec{I} est fortement aligné avec l'axe de rotation, et sa projection I_x contribuant directement au moment d'inertie cinématique est importante.

Cet effet d'alignement explique également le comportement des moments d'inertie $\mathcal{J}^{(1)}$ calculés théoriquement. La bande construite sur l'état $[633]7/2^+$ est issue de la couche sphérique $i_{13/2}$. Elle possède donc un fort alignement avec sur l'axe de rotation, contribuant ainsi au moment d'inertie cinématique. À l'inverse, la bande construite sur l'état $[514]7/2^-$, issue de la couche sphérique $h_{9/2}$ est moins couplée à l'axe de rotation. Sa contribution au moment d'inertie cinématique est plus faible. C'est pour cela que les valeurs de $\mathcal{J}^{(1)}$ dans le cas $7/2^+$ sont supérieures à celles obtenues pour une bande construite sur l'orbitale $7/2^+$.

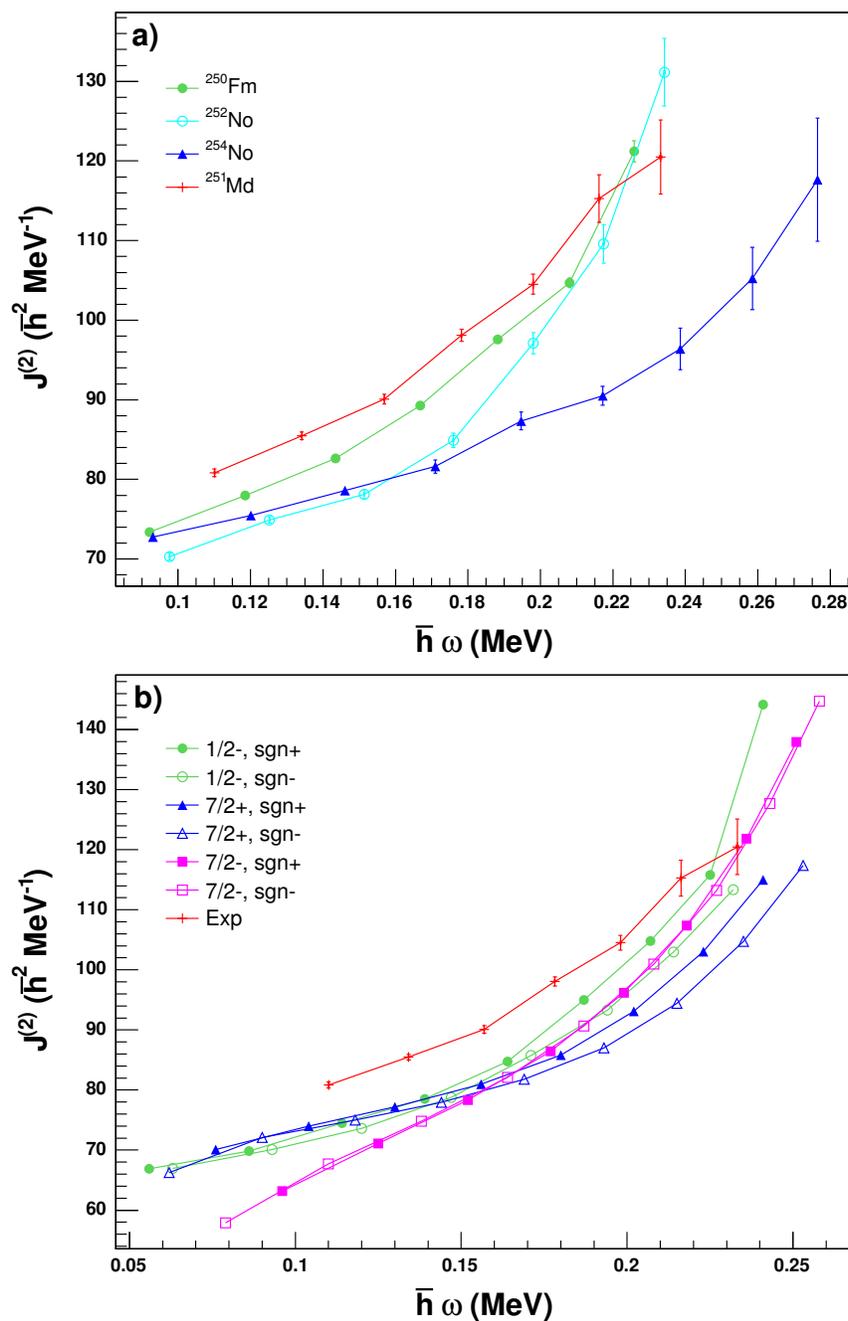


Figure 3.12 : Moment d'inertie dynamique de la bande observée (en rouge) comparé avec : a) les valeurs expérimentales obtenues dans les noyaux pair-pair voisins, b) les prédictions théoriques pour chaque signature de chacune des orbitales candidates.

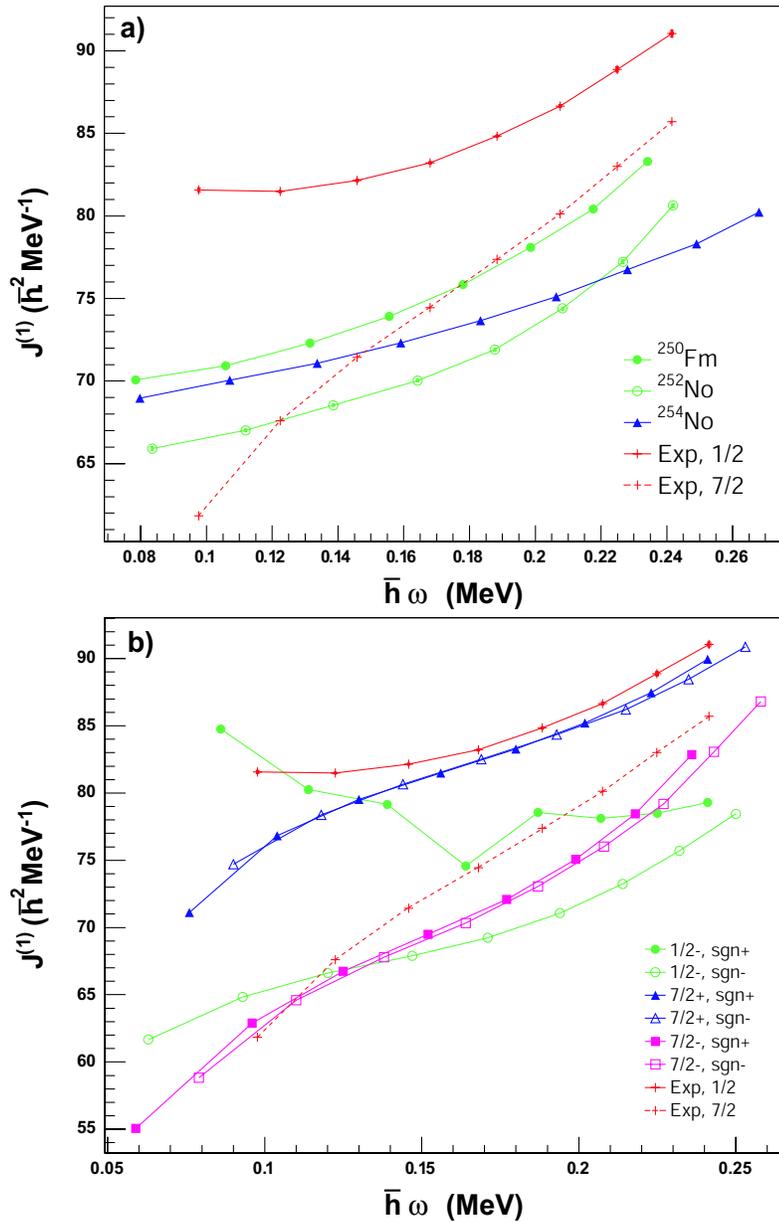


Figure 3.13 : Moment d'inertie cinématique de la bande observée en supposant que la tête de bande soit de spin $1/2$ (en rouge trait plein) ou de spin $7/2$ (en rouge trait pointillé). Ces valeurs sont comparées avec : a) les valeurs expérimentales obtenues dans les noyaux pair-pair voisins, b) les prédictions théoriques pour chaque signature de chacune des orbitales candidates.

Le comportement de l'orbitale $[521]1/2^-$ est caractéristique d'une orbitale de faible K, subissant fortement l'effet de la rotation : la bande de signature $\alpha = +1/2$ contribue fortement à $\mathcal{J}^{(1)}$ aux basses fréquences, et les deux partenaires tendent vers la même valeur de $\mathcal{J}^{(1)}$ à haute fréquence : voir le routhian dans la référence [58].

Théoriquement, les valeurs de $\mathcal{J}^{(1)}$ sont beaucoup plus proches dans le cas d'une bande construite sur un état $7/2$, que sur un état $1/2$. Mais il faut se souvenir que la théorie tend à sous-estimer les valeurs expérimentales d'environ $10 \hbar \cdot \text{MeV}^{-1}$. Compte tenu de cette différence, l'hypothèse $1/2^-$ est plausible. Dans le cas de la bande $1/2^-$, la convergence d'un des points est mauvaise, faussant ainsi la comparaison. Ce problème de convergence n'apparaît pas dans le calcul du moment d'inertie dynamique. Chaque valeur de $\mathcal{J}^{(2)}$ est obtenue à partir de trois points théoriques : il y a donc un lissage de la courbe.

L'étude des moments d'inertie est insuffisante pour identifier la bande rotationnelle observée. Cependant, dans les noyaux superdéformés, la méthode de Harris [79], basée sur les moments d'inertie dynamiques, est couramment utilisée afin d'assigner sans ambiguïté le spin des transitions d'une bande rotationnelle [80, 81, 82]. Elle a ensuite été empruntée pour l'étude des transfermiums pair-pair [46, 47].

3.4.3 Tentative d'application de la méthode de Harris

Cette méthode consiste à faire un ajustement de la courbe donnant les moments d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$ en fonction du carré de la fréquence de rotation, selon l'équation :

$$\mathcal{J}^{(2)} = J_0 + 3J_1\omega^2. \quad (3.2)$$

Les deux paramètres déterminés par l'ajustement sont par la suite utilisés pour extrapoler le spin I de l'état initial de la transition d'énergie E_γ en utilisant :

$$I(\omega) = J_0\omega + J_1\omega^3 + \frac{1}{2} \quad \text{avec : } \omega = \frac{E_\gamma}{2}. \quad (3.3)$$

Dans notre cas les valeurs expérimentales de $\mathcal{J}^{(2)}$ sont trop incurvées et l'équation 3.2 n'est plus adaptée pour obtenir un bon ajustement du moment d'inertie dynamique. La décomposition de $\mathcal{J}^{(2)}$ en puissances paires de ω doit être faite pour un ordre de plus :

$$\mathcal{J}^{(2)} = J_0 + 3J_1\omega^2 + 5J_2\omega^4. \quad (3.4)$$

La relation 3.3 ne tient pas compte du paramètre de découplage a dans le cas où la bande rotationnelle serait construite sur un état $1/2$. La formule doit donc être généralisée. Cela se fait simplement en se rappelant que le moment d'inertie dynamique est défini comme étant la dérivée première du spin par rapport à la fréquence de rotation. Ainsi en intégrant $\mathcal{J}^{(2)}$ par rapport à ω dans l'équation 3.4 on obtient :

$$I(\omega) - I(0) = J_0 \omega + J_1 \omega^3 + J_2 \omega^5 \quad \text{avec : } I(0) = \frac{1}{2} \left[a \delta_{K, \frac{1}{2}} \pm 1 \right]. \quad (3.5)$$

$I(0)$, la condition aux limites, est déterminée en calculant la valeur de I quand ω s'annule dans l'équation $E_\gamma = E(I) - E(I-2) = 2 \omega$, où $E(I)$ est l'énergie rotationnelle définie par l'équation 1.17. La différence de signe dans l'expression de $I(0)$ dépend de l'endroit où on souhaite déterminer la valeur de I . Le signe sera positif si I correspond au spin de l'état initial de la transition et négatif s'il correspond au spin du "point milieu" de la transition.

La méthode de Harris est très peu fiable dans notre cas. En effet, les résultats de l'ajustement de la variation de $\mathcal{J}^{(2)}$ en fonction de ω donnent les trois paramètres avec de très grandes barres d'erreur dépendant du nombre de transitions considérées pour l'ajustement : $(J_0, J_1, J_2) = (75 \pm 3, 118 \pm 98, 2295 \pm 1368)$. La formule 3.5 a quand même été appliquée, pour déterminer le spin de l'état initial de la transition. Le résultat est récapitulé dans le tableau 3.2. $I - \delta_{K, \frac{1}{2}} \frac{a}{2}$ n'est pas un demi-entier, ce qui implique que le paramètre de découplage doit être non nul, donc que la bande serait construite sur un état $1/2$. L'hypothèse des spins a été faite au demi-entier supérieur de la valeur renvoyée par la méthode de Harris. Ainsi le spin est cohérent avec un paramètre de découplage proche de l'unité, ce qui représente un résultat en accord avec les estimations réalisées avec des calculs Woods-Saxons lors de la proposition de l'expérience.

En remplaçant $I(\omega)$ par $5/2$, $9/2$ et $13/2$ dans l'équation 3.5, on peut extrapoler l'énergie des trois premières transitions qui n'ont pas pu être observées, car trop converties. Une telle estimation donne : $E_{5/2 \rightarrow 1/2} = 40$ keV, $E_{9/2 \rightarrow 5/2} = 93$ keV et $E_{13/2 \rightarrow 9/2} = 145$ keV.

Cependant, ces résultats sont loin d'être exploitables dès que les barres d'erreurs sur les paramètres (J_0, J_1, J_2) sont prises en considération. De telles erreurs semblent indiquer que la décomposition du moment d'inertie dynamique en puissances paires de ω n'est pas valable dans notre cas. Ce qui s'explique facilement : les noyaux im-

Table 3.2 : Tentative d'application de la méthode de Harris.

$E_\gamma (keV)$	ω	$I - \delta_{K, \frac{1}{2}} \frac{a}{2}$	I (hypothétique)	a
195	0,09768	7,9584	17/2	1,083
245	0,12242	9,9635	21/2	1,073
292	0,14582	11,9563	25/2	1,087
336	0,16802	13,9713	29/2	1,057
377	0,18841	15,9676	33/2	1,065
415	0,20755	18,0073	37/2	0,985
450	0,2249	20,0323	41/2	0,935
483	0,2415	22,1616	45/2	0,677

pairs brisent la symétrie par renversement du temps. Cependant le développement sur toutes les puissances de ω est encore plus sensible. Les barres d'erreurs obtenues sont gigantesques, rendant le résultat incohérent.

Pourtant, dans le cas des noyaux superdéformés, cette technique a été validée pour les noyaux impairs [81, 82]. Pour ces noyaux le couplage "particule+rotor" est un cas extrême d'alignement du nucléon célibataire sur l'axe de symétrie du noyau. Les noyaux superdéformés se rapprochent du rotor rigide et la décomposition du moment d'inertie en puissance pair de ω est une approximation plus fiable.

Pour le ^{251}Md , l'exploitation des moments d'inertie dynamique n'est pas concluante pour l'assignement de la bande rotationnelle. Il faut donc pousser l'interprétation plus loin dans la compréhension des propriétés collectives des orbitales présentes dans le noyau. C'est ce qui est fait en étudiant les probabilités de transitions M1 et E2, pour chaque partenaire en signature de chacune des bandes rotationnelles construite sur les trois orbitales candidates. Le but est de déterminer quelle bande possède un scénario de désexcitation selon une unique cascade de transition E2.

3.4.4 Prédiction du rapport des taux de transitions M1 et E2

Dans les noyaux impairs, la configuration de l'orbitale sur laquelle la bande rotationnelle est construite détermine si les états rotationnels se désexcitent préférentiellement via des transitions M1 ou E2. Une manière de le caractériser est de calculer les probabilités de transitions réduites M1 et E2 (notées respectivement $B(M1)$ et $B(E2)$)

pour chacun des états de la bande rotationnelle. Ces quantités sont liées aux taux de transitions radiatives $T(M1)$ et $T(E2)$ par les relations [89] :

$$T_\gamma(M1, I \rightarrow I-1) = 1,76 \times 10^{13} B(M1) (E(I)-E(I-1))^3 \quad [s^{-1}], \quad (3.6)$$

$$T_\gamma(E2, I \rightarrow I-2) = 1,22 \times 10^9 B(E2) (E(I)-E(I-2))^5 \quad [s^{-1}]. \quad (3.7)$$

Afin de déterminer les taux de transition, il faudra donc calculer les probabilités de transitions réduites $B(M1)$ et $B(E2)$, mais également les énergies des transitions $M1$ et $E2$. Au vu des équations 3.6 et 3.7, les taux de transitions augmentent avec l'énergie des transitions.

Calculs de $B(M1)$:

$B(M1)$ dépend non seulement de la configuration de la tête de bande, mais également du moment magnétique μ qui évolue tout au long de la bande. Ce moment magnétique est induit par le mouvement des nucléons du noyau. Pour chaque état, on calcule le moment magnétique total sur chacun des trois axes μ_x , μ_y et μ_z correspondant à l'élément de matrice suivant :

$$\mu_\nu = \langle + | M_1(\nu) | - \rangle, \quad \text{où : } \nu = [x, y, z], \quad (3.8)$$

avec :

$|+\rangle$ et $|-\rangle$: deux états partenaires en signatures ayant $\Delta I=1$,

$M_1(\nu)$: projection de l'opérateur moment magnétique.

$M_1(\nu)$ s'exprime par l'équation [91] :

$$M_1(\nu) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} [(g_l - g_R)l_\nu + (g_s - g_R)s_\nu] \quad (3.9)$$

avec :

l_ν : projection de l'opérateur moment angulaire sur l'axe ν ,

s_ν : projection de l'opérateur spin sur l'axe ν ,

$g_R = Z/A$ ($\sim 0,4$),

g_l : facteur g orbital, vaut 1 pour un proton et 0 pour un neutron,

g_s : facteur g de spin, vaut 5,586 pour un proton et -3,826 pour un neutron.

La probabilité de transition réduite $B(M1)$ entre deux états partenaires en signature, pour un noyau tournant autour de l'axe x est déterminée par l'équation [91] :

$$B(M1, I \rightarrow I-1) = \frac{1}{2} |\langle + | iM_1(y) + M_1(z) | - \rangle|^2 \quad [\mu_N^2]. \quad (3.10)$$

La détermination des moments magnétiques μ_y et μ_z , permet ainsi de calculer aisément la probabilité de transition réduite B(M1). Les résultats concernant les moments magnétiques et les B(M1) sont détaillés en annexe.

Calculs de B(E2) :

La probabilité de transition réduite B(E2) est déterminée par l'équation suivante [90] :

$$B(E2, I \rightarrow I-2) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \langle IK20 | (I-2)K \rangle^2 \quad [e^2 \cdot \text{fm}^4], \quad (3.11)$$

avec :

- I : spin de l'état de départ de la transition,
- K : projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie du noyau,
- Q_0 : moment quadripolaire électrique [fm^2].

Les calculs HFB fournissent pour chaque état de la bande rotationnelle le moment quadripolaire électrique permettant ainsi de déterminer sans ambiguïté la probabilité de transition réduite B(E2). Tous les résultats concernant les calculs des B(E2) sont rappelés en annexe.

Résultat : taux de transitions pour chaque orbitale candidate

À partir des probabilités de transitions B(M1) et B(E2) et de l'énergie des transitions calculées théoriquement, les équations 3.6 et 3.7 peuvent être appliquées afin d'obtenir les taux de transitions radiatifs M1 et E2. Il faut néanmoins rajouter la partie convertie au taux de transition radiatif pour connaître le taux de transition total. Cette partie est estimée grâce au coefficient de conversion α calculé pour chaque transition. Finalement le taux de transition total vaut : $T(M1, E2) = (1+\alpha)T_\gamma(M1, E2)$. Il faut enfin ajouter que ce sont les énergies théoriques qui ont été choisies étant donné qu'il est nécessaire d'avoir l'énergie des transitions des deux partenaires en signature. Or expérimentalement seule une seule bande a été observée. Néanmoins une différence de quelques dizaines de keV (différence observée entre les prédictions et l'observation expérimentale, cf. Figure 3.17) ne change pas les caractéristiques des propriétés collectives des états rotationnels.

Afin de mieux visualiser le mode de transition favorisé, les résultats présentent l'évolution du rapport des taux de transitions $T(M1)/T(E2)$, en fonction du spin I des états de la bande. Au dessus de 1, ce sont les transitions M1 qui sont favorisées

et en dessous de 1 les transitions E2. Les calculs ont été réalisés pour les deux partenaires en signature de chacune des orbitales candidates.

▷ Dans le cas de l'orbitale $[633]7/2^+$:

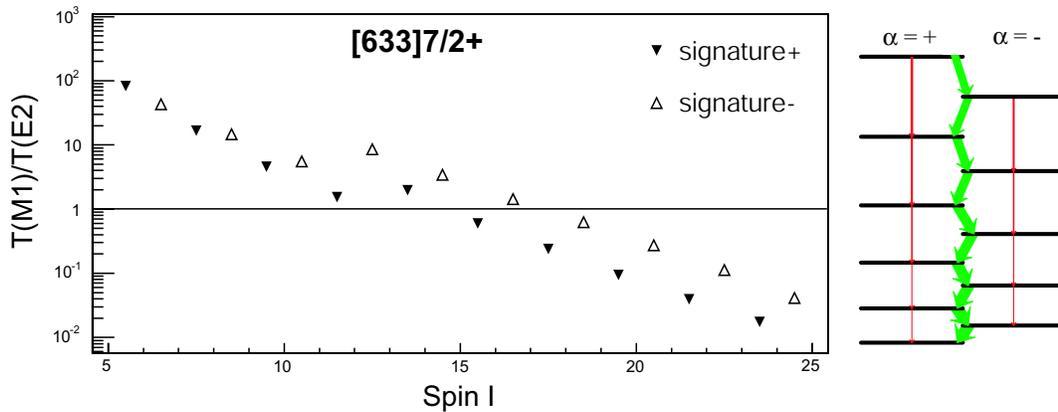


Figure 3.14 : À gauche, prédictions théoriques du rapport des taux de transitions pour les deux bandes partenaires en signature construites sur l'orbitale $[633]7/2^+$. À droite, scénario de décroissance correspondant : la bande rotationnelle construite sur cet état décroît préférentiellement par M1.

L'évolution des taux de transitions est quasi-identique pour les deux partenaires en signature en fonction du spin (cf. Figure 3.14). La désexcitation de la bande rotationnelle procède majoritairement par transitions M1 jusqu'à $18 \hbar$. Or, expérimentalement, l'intervalle d'observation peut aller jusqu'à 20, voire $22 \hbar$. Ainsi, l'expérience ayant lieu par spectroscopie- γ , aucune bande ne devrait être observée. L'hypothèse $[633]7/2^+$ est donc exclue.

▷ Dans le cas de l'orbitale $[514]7/2^-$:

Le scénario de désexcitation de la bande rotationnelle construite sur l'état $[514]7/2^-$ est représenté sur la figure 3.15. Mise à part en bas de bande, ce sont les transitions de type E2 qui sont favorisées. Cette bande rotationnelle constitue donc un candidat idéal pour la spectroscopie- γ . Mais le spectre résultant d'une telle étude devrait être composée de deux bandes rotationnelles, et non d'une unique comme cela a été observée lors de l'expérience. Les pics d'intensité secondaire pourraient correspondre à cette structure collective bâtie sur l'orbitale $[514]7/2^-$.

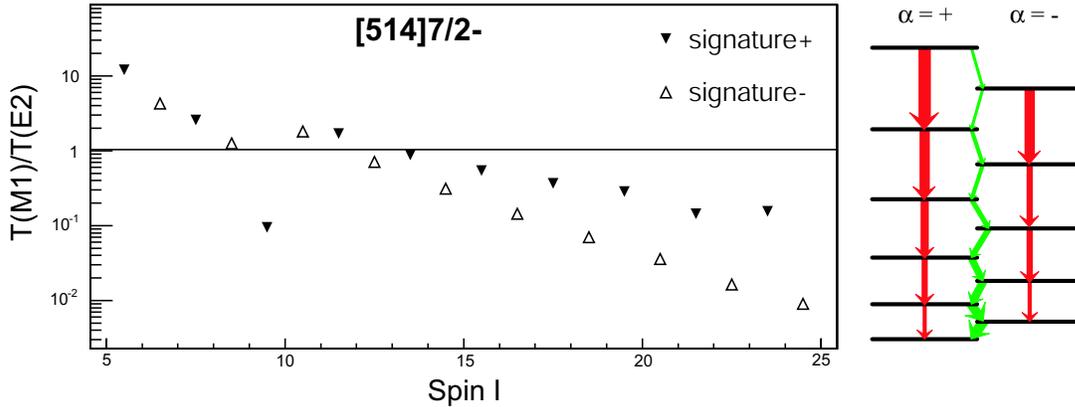


Figure 3.15 : À gauche, prédictions théoriques du rapport des taux de transitions pour les deux bandes partenaires en signature construites sur l'orbitale $[514]7/2^-$. À droite, scénario de décroissance correspondant : chaque bande partenaire en signature décroît préférentiellement par E2.

▷ Dans le cas de l'orbitale $[521]1/2^-$:

Pour la bande rotationnelle construite sur l'orbitale $[521]1/2^-$, les calculs théoriques prédisent un découplage des deux bandes partenaires en signature correspondant à un paramètre de découplage légèrement supérieur à un (comme le montre le schéma de niveau théorique représenté à droite de la figure 3.17). Les états rotationnels de spin $(I-1)$ de la bande de signature négative ont une énergie légèrement plus élevée que les états de spin I de la bande de signature favorisée. Ainsi la bande de signature positive ne peut pas peupler sa partenaire par transitions M1. Il en résulte que le taux de transitions M1 de la bande de signature positive vers la bande de signature négative est strictement nul (cf. Figure 3.16). La bande de signature positive va donc se désexciter uniquement par des transitions de type E2 ; la seule alternative à ces transitions E2, les transitions de type M3, étant excessivement défavorisées.

Pour la bande de signature négative, le rapport des taux de transitions est supérieur à l'unité jusqu'à $20 \hbar$ (correspondant à la limite supérieure de l'intervalle d'observation). Les transitions de désexcitations favorisées sont donc de type M1. Cette bande va se dépeupler pour nourrir par M1 sa partenaire en signature (cf. Figure 3.16).

Finalement, la décroissance d'une telle bande rotationnelle procède selon une cas-

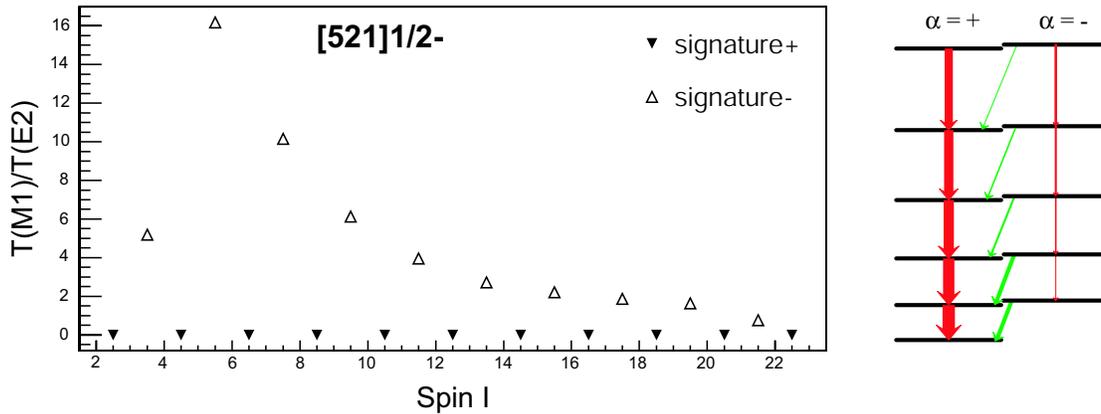


Figure 3.16 : À gauche, prédictions théoriques du rapport des taux de transitions pour les deux bandes partenaires en signature construites sur l'orbitale $[521]1/2^-$. À droite, scénario de décroissance correspondant : la bande de signature $\alpha=-1/2$ décroît par transitions M1 et la bande de signature $\alpha=+1/2$ par transitions E2.

cade de transitions E2 et une cascade de transitions M1. Le spectre en énergie- γ correspondant devrait présenter une unique bande rotationnelle ! La bande construite sur l'état $[521]1/2^-$, représente le seul cas possible où la désexcitation procède selon une seule cascade de rayonnement- γ de type E2.

3.4.5 Bilan de la spectroscopie prompt

Le spectre obtenu en appliquant la méthode RT (cf. Figure 3.9-j) montre en effet une bande rotationnelle principale, interprétée comme construite sur l'orbitale $[521]1/2^-$. D'autres pics apparaissent qui pourraient correspondre à une seconde structure collective bâtie sur l'orbitale $[514]7/2^-$. Mais ni les coïncidences γ - γ , ni le moment d'inertie ne permettent de dégager clairement cette structure potentielle du bruit de fond.

La présence de l'orbitale $[521]1/2^-$ est compatible avec les expériences réalisées sur des noyaux plus légers. En effet, des états rotationnels bâtis sur cette orbitale ont déjà été identifiés dans le ^{247}Bk [86, 88] et le ^{251}Es [86, 87]. Lors de ces expériences, les noyaux d'intérêts étaient produits par une réaction de transfert. Par spectroscopie de particules chargées, les états de plus bas spin, jusqu'à $9/2^-$, ont été observés. Un paramètre de découplage $a=0,9$ pour le ^{247}Bk et $a=1$ pour le ^{251}Es a été déduit. Notre observation à plus haut moment angulaire, obtenue avec une technique totalement différente, concorde donc avec les mesures effectuées dans des noyaux plus

légers.

Le bilan des transitions est présenté dans le tableau 3.3. Pour chacune des transitions, l'aire du pic \mathcal{A} est indiquée. N_γ représente la statistique corrigée de l'efficacité de JUROGAM. Enfin, dans la dernière colonne I_{total} représente l'intensité des transitions, c'est-à-dire la statistique corrigée de l'efficacité et du coefficient de conversion interne. En effet, dans l'expérience on détecte pour chaque transition le nombre de rayonnements- γ émis. Grâce au coefficient de conversion interne α , qui donne le rapport entre le nombre de désexcitations émises par électrons et photons, on peut obtenir l'intensité totale, $I_{total} = N_\gamma (1 + \alpha)$. La conversion des transitions est représentée en blanc sur le schéma de niveau, figure 3.17.

Table 3.3 : Caractéristiques des transitions observées.

E_γ	\mathcal{A}	N_γ	α	$I_{total} = N_\gamma + N_{e^-}$
$195,37 \pm 0,25$	73 ± 14	73	1,522	184,11
$244,85 \pm 0,16$	74 ± 14	70,6	0,648	116,35
$291,65 \pm 0,21$	71 ± 14	63,19	0,356	85,68
$336,05 \pm 0,23$	83 ± 16	69,22	0,230	85,14
$376,83 \pm 0,22$	68 ± 17	53,52	0,164	62,30
$415,10 \pm 0,40$	79 ± 15	59,25	0,126	66,72
$449,80 \pm 0,80$	12 ± 7	8,52	0,103	9,40
$483,00 \pm 1,00$	≤ 4	$\leq 2,8$	0,086	≤ 3

L'énergie E_γ des transitions ainsi que l'aire \mathcal{A} des pics sont déterminées en utilisant le logiciel Radware [92], par ajustement des pics- γ à l'aide d'une gaussienne. Étant donné la faible statistique et la présence de nombreux autres pics, l'estimation du bruit de fond dans le spectre par cette méthode est délicate et les barres d'erreurs sur la détermination de \mathcal{A} sont par conséquent assez grandes.

La figure 3.17 (à gauche) représente l'énergie et l'intensité des transitions E2 de désexcitation de la bande rotationnelle. Le comportement de cette bande est très bien reproduit par les prédictions théoriques HFB (à droite de la figure). Les trois premières transitions ne sont pas observées dû au fort taux de conversion et à la chute drastique de l'efficacité en dessous de 200 keV (cf. Figure 2.4). Leur intensité sur le schéma de niveau est donc arbitraire.

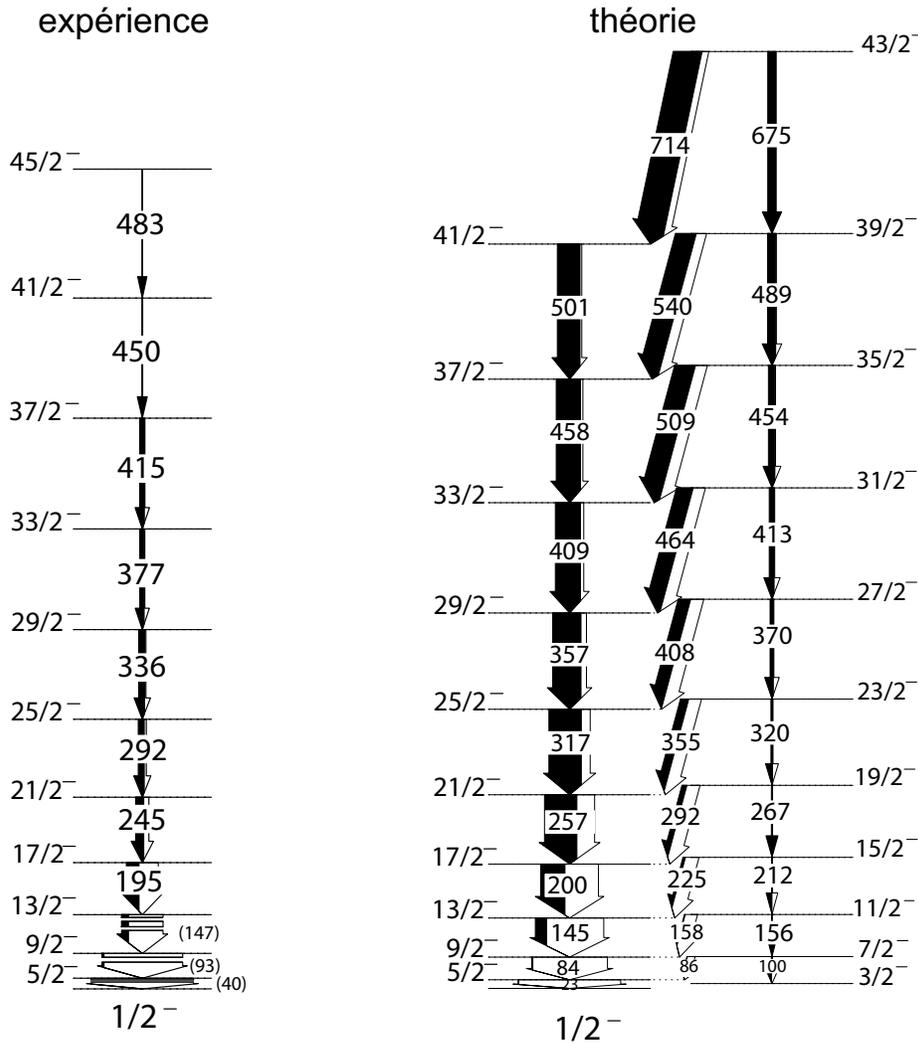


Figure 3.17 : Schémas de niveaux expérimental (à gauche) et théorique (à droite) de la bande rotationnelle construite sur l'état $1/2^-$ dans le noyau de ^{251}Md .

Le nombre de transitions non observées ainsi que leur énergie provient de l'application de la formule donnant l'énergie rotationnelle dans le cas où $K=1/2$ (cf. équation 1.17). On déduit ainsi que l'énergie E_γ de la transition entre un état initial de spin I et un état final de spin $I-2$ est :

$$E_\gamma = \frac{\hbar^2}{\mathcal{J}_0} (2I - 1 + \delta_{K, \frac{1}{2}}(-))^{I + \frac{1}{2}} a.$$

En supposant un paramètre de découplage de 1 et un moment d'inertie \mathcal{J}_0 de $75 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$, les énergies des trois premières transitions sont calculées à 40 keV, 93 keV et 147 keV. Cette estimation donne une énergie de 200 keV pour la première transition observée entre les états $17/2^-$ et $13/2^-$. Cette valeur est cohérente avec l'observation expérimentale à 195 keV.

Chapitre 4

Analyse des données de spectroscopie retardée

Deux expériences ont été réalisées afin d'étudier la chaîne de décroissance- α issue du ^{255}Lr . Ces expériences ont eu lieu à l'université de Jyväskylä et au GANIL, respectivement en Février et Décembre 2003.

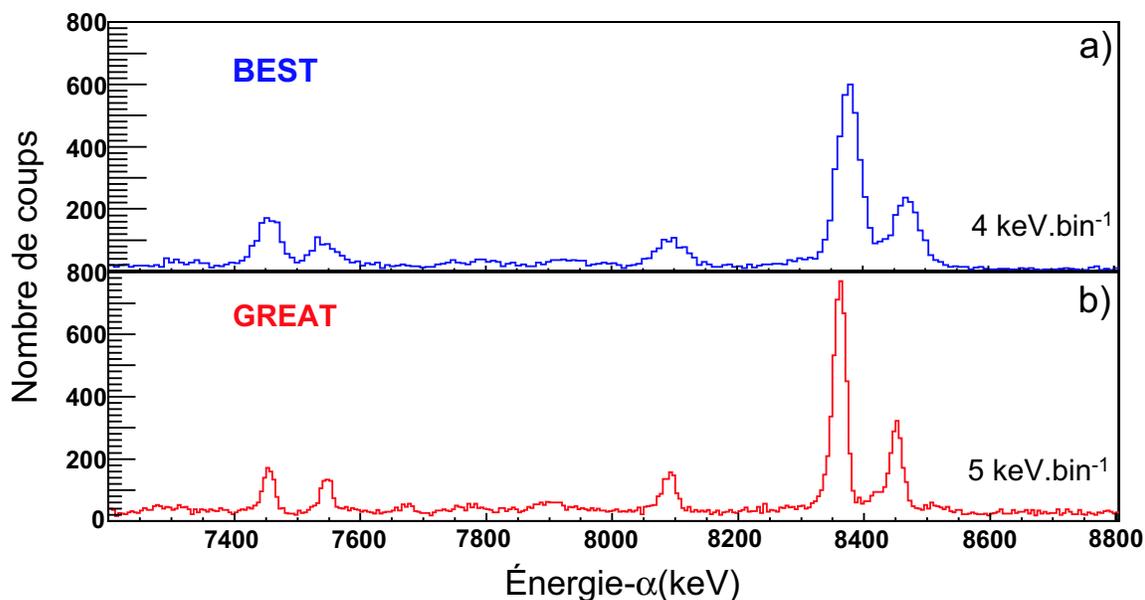


Figure 4.1 : Spectres- α , avec toute la statistique de chacune des deux expériences, obtenus avec : a) BEST (GANIL) ; b) GREAT (université de Jyväskylä).

Ces deux expériences se sont avérées complémentaires. À l'université de Jyväskylä,

la résolution des spectres en énergie électron et gamma est insuffisante pour obtenir des informations spectroscopiques, contrairement au GANIL. Par contre pour la spectroscopie- α la résolution du DSSD de GREAT est bien meilleure que celle du détecteur silicium d'implantation de BEST (cf. Figure 4.1). L'analyse présentée dans ce chapitre est donc effectuée principalement à partir des données collectées à l'université de Jyväskylä en ce qui concerne les spectres en énergie des particules- α . Les données collectées au GANIL sont quant à elles utilisées pour l'analyse des transitions- γ et électron.

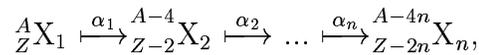
4.1 Méthodes d'analyse par spectroscopie α

4.1.1 Corrélations génétiques

Principe

Cette technique est principalement utilisée dans l'analyse des expériences de productions de noyaux super-lourds. Le but est d'identifier le noyau implanté par la chaîne de décroissance- α qui en est issue. Afin que le noyau soit identifié sans aucune ambiguïté, la chaîne- α doit peupler un noyau dont la décroissance est connue. De la même manière que pour la méthode de RDT (cf. §3.3.3), la corrélation entre l'implantation du noyau et la succession d'émissions de particules- α est réalisée sur des critères spatial et temporel. Mais contrairement à la méthode RDT, aucune sélection en énergie sur la décroissance α n'est bien sûr réalisée. Recul et particules- α doivent être détectés dans le même pixel du silicium d'implantation.

Si la chaîne suivante est détectée :



et si la transition α_n est connue, alors le noyau X_{n-1} est identifié, donc les noyaux père, grand-père, etc... le sont également. Le temps entre l'implantation puis les désintégrations successives permet de mesurer les temps de demi-vie des noyaux.

Notre cas est un peu différent étant donné que certaines informations sur les noyaux produits (notamment les temps de vie) ont été obtenues lors d'expériences préalables. En effet, le ${}^{255}\text{Lr}$ a déjà été étudié [43, 45] mais aucun schéma de niveaux n'a pu être clairement déduit que ce soit pour le ${}^{255}_{103}\text{Lr}$ ou ses noyaux fils et petits fils, les ${}^{251}_{101}\text{Md}$ et ${}^{247}_{99}\text{Es}$ (cf. §1.3.1). Cependant les temps de vie obtenus servent de premières indications pour fixer le temps de recherche des particules- α . Pour réaliser la spectroscopie- α du ${}^{255}\text{Lr}$, l'implantation d'un résidu de fusion-évaporation est

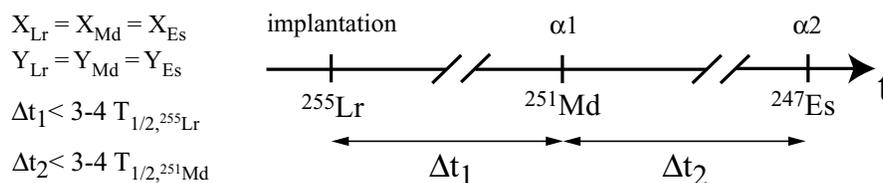


Figure 4.2 : Représentation des corrélations génétiques, dans le cas de la chaîne- α issue de l'implantation du ^{255}Lr .

corrélée avec la première décroissance- α détectée à la même position. En ce qui concerne la spectroscopie- α du ^{251}Md , une génération de plus est corrélée : une deuxième décroissance- α doit être trouvée à la même position (cf. Figure 4.2).

Sélectivité de la méthode

La figure 4.3 montre la possibilité de sélectionner les transitions- α de différents noyaux grâce aux corrélations génétiques. La sélectivité de cette méthode est illustrée avec les quatre spectres réalisés à partir de la totalité de la statistique de l'expérience du GANIL.

a) Spectre en énergie brut du détecteur d'implantation.

Ce spectre représente l'énergie déposée dans le détecteur silicium d'implantation BEST de toutes les particules transmises par le filtre de Wien ainsi que de leur transitions- α . Aucune condition n'est demandée.

b) Spectre- α brut.

Ce spectre est obtenu en appliquant des conditions sur la galotte, détecteur témoin de la transmission des noyaux du filtre de Wien vers l'implantation. Pour éliminer les événements correspondant aux implantations des noyaux, seuls seront conservés les cas où la galotte n'a pas répondu. En plus des transitions issues des noyaux de ^{255}Lr et ^{251}Md , la décroissance- α du ^{255}No est également détectée. Ce noyau est produit lors de la capture électronique d'une partie des noyaux de ^{255}Lr . Enfin, la transition- α du ^{211}Po est présente dans le spectre- α brut. Lors de la calibration- α de BEST sous faisceau, une cible de ^{176}Yb a été utilisée produisant par réaction de fusion-évaporation avec un faisceau de ^{48}Ca les noyaux de ^{219}Th et ^{219}Ac décroissant vers le ^{211}Po , émetteur- α , ayant un temps de vie de 25 s.

c) Spectre- α sélectionné par corrélations recul- α .

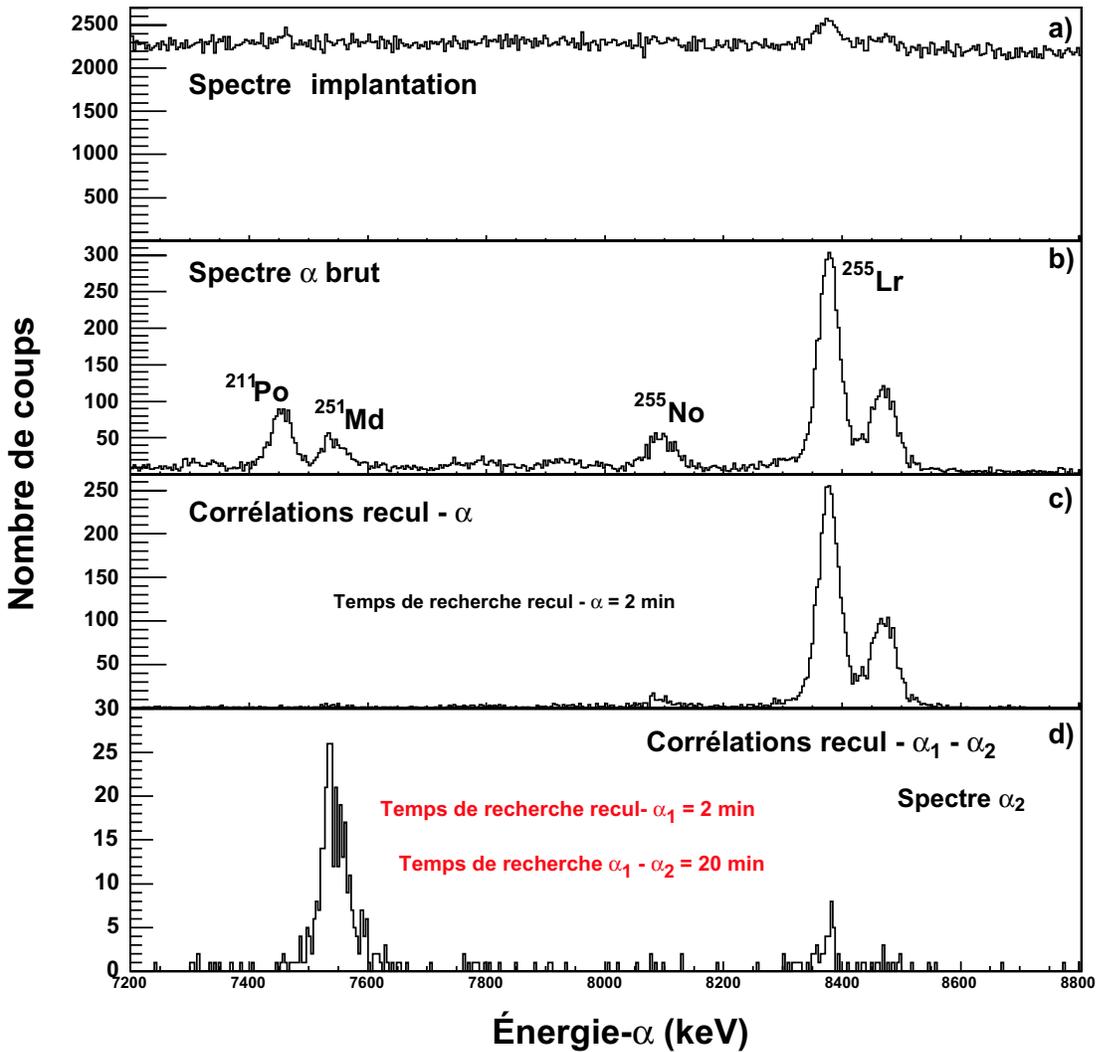


Figure 4.3 : Illustration à partir des données du GANIL de la sélectivité de la méthode des corrélations génétiques. a) spectre en énergie de toutes les particules arrivant au plan focal. b),c),d) spectre en énergie des particules- α sous différentes conditions.

Dans ce cas là, la méthode de corrélation génétique est limitée aux corrélations père-fils. Le but est d'identifier les transitions- α appartenant au noyau de ^{255}Lr . Les résidus de fusion-évaporation sont identifiés en appliquant la technique de Recoil-Tagging (cf. §3.3.1), en utilisant le temps de vol entre la galotte et le détecteur d'implantation et l'énergie déposée dans ce dernier (cf. Figure 4.4).

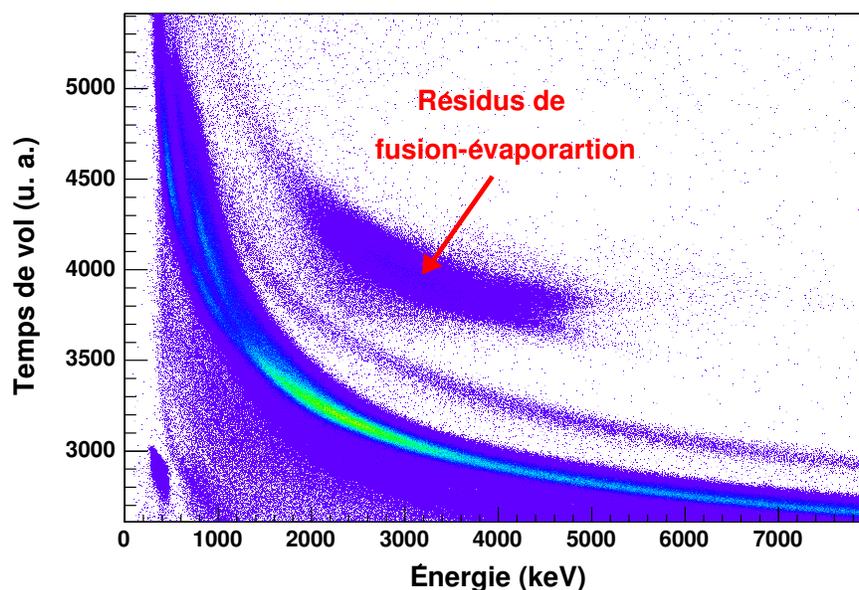


Figure 4.4 : Matrice de sélection des résidus de fusion-évaporation. Le temps de vol est représenté en fonction de l'énergie déposée dans le silicium d'implantation de BEST.

Le spectre- α est incrémenté seulement si, pendant un temps de recherche fixé à 2 minutes après chaque implantation d'un résidu, une émission- α est trouvée à la même position. La statistique des raies- α du ^{255}Lr diminue légèrement dû au temps de recherche, mais les transitions sont très bien isolées des autres observées dans le spectre- α brut.

d) Spectre- α sélectionné par corrélations recul- α - α .

Les corrélations sont faites pour une génération supplémentaire. Le spectre- α ainsi obtenu permet de sélectionner les transitions du ^{251}Md . La pollution par l'isotope de ^{211}Po est presque entièrement éliminée, mais le spectre est très pauvre en statistique. En effet, la totalité des transitions- α ne peut pas être corrélée étant donné que le temps de recherche est limité. Ainsi l'intensité des raies- α diminue avec un nombre de générations à corréliser croissant. Cependant le fait que les transitions- α du ^{251}Md soient tellement plus faibles que celles de son noyau père, le ^{255}Lr , indique un faible rapport d'embranchement- α du ^{251}Md . C'est en effet en comparant l'intensité relative des pics- α , que ce rapport sera extrait (cf. §4.3.3). Notons également la présence d'une composante de ^{255}Lr due aux corrélations fortuites.

4.1.2 Extraction du temps de vie

Selon la loi de la décroissance radioactive, la probabilité qu'au bout de Δt le noyau peuplé ait émis une particule- α est, en fonction de λ (la constante de désintégration) :

$$P_{1,\alpha}(\Delta t) = A \lambda \exp(-\lambda \Delta t) \quad \text{avec :} \quad \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}. \quad (4.1)$$

A représente la probabilité de créer le noyau, que ce soit par désintégration ou directement par fusion-évaporation. La forme du spectre donnant la différence en temps entre la création du noyau et sa décroissance- α devrait donc être une exponentielle décroissante. Un ajustement du spectre avec une fonction suivant l'équation 4.1 déterminerait ainsi le temps de vie de chaque niveau dont est issue la transition- α détectée. Cependant une partie des corrélations entre le recul implanté et la particule- α est aléatoire, modifiant ainsi le temps de vie mesuré. Or, même dans les cas d'événements complètement aléatoires, la distribution est également une exponentielle décroissante. Les deux composantes vont ainsi s'ajouter dans le spectre, et l'ajustement qui doit être choisit pour reproduire le temps de vie est le suivant :

$$f(\Delta t) = a \exp(-(\lambda+r) \Delta t) + b \exp(-r \Delta t), \quad (4.2)$$

avec : r : constante de désintégration fortuite,

λ : constante de désintégration réelle.

Cas particulier du processus en deux étapes

L'équation 4.1 est valable pour toutes les désintégrations provenant d'un état peuplé en une étape. Dans le cas d'un état peuplé en deux étapes, par exemple en passant par un état isomérique, l'ajustement sera un peu différent.

Soient les variables définies dans la figure 4.5 :

- A : probabilité de peupler directement l'état 1 isomérique,
- B : probabilité de peupler directement l'état 2,
- A₁ : probabilité de peupler l'état 2 à partir de l'état isomérique,
- A₂ : probabilité de décroître de l'état isomérique par émission- α ,
- λ_1 : constante de désintégration de l'état 1 par α , γ ou électron,
- λ_2 : constante de désintégration de l'état 2,
- t₁ : temps de décroissance de l'état 1 par α , γ ou électron.

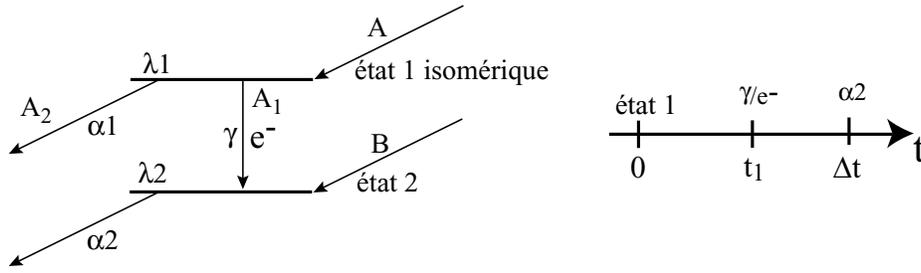


Figure 4.5 : Processus de production de l'état (λ_2) en deux étapes : étape 1, à $t=0$, production du noyau dans un état excité (λ_1) ; étape 2, à $t=t_1$, décroissance de l'état isomérique sur l'état fondamental.

Les probabilités P_1 et P_2 de décroître des états 1 et 2 sont :

$$P_1 = \lambda_1 \exp(-\lambda_1 t_1), \quad (4.3)$$

$$P_2 = \lambda_2 \exp(-\lambda_2 (\Delta t - t_1)). \quad (4.4)$$

Finalement, dans le processus en deux étapes, la probabilité que l'état 2 décroisse par émission d'une particule- α après Δt est :

$$\begin{aligned} P_{2,\alpha_2}(\Delta t) &= A_1 \int_0^{\Delta t} P_1 P_2 dt_1 \\ &= A_1 \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} [\exp(-\lambda_2 \Delta t) - \exp(-\lambda_1 \Delta t)]. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Cependant l'état 2 peut en plus être directement peuplé avec une probabilité B. Enfin de la même manière que précédemment, il faut tenir compte des corrélations fortuites. Dans le cas où la désintégration- α d'un noyau provient d'un niveau peuplé par deux voies d'entrée, dont une est un processus en deux étapes, l'ajustement du spectre donnant la différence de temps entre la création du noyau et la désintégration- α est :

$$f(\Delta t) = a[e^{-(\lambda_2+r)\Delta t} - e^{-(\lambda_1+r)\Delta t}] + b e^{-(\lambda_2+r)\Delta t} + c e^{-r\Delta t}, \quad (4.6)$$

avec : $a = A_1 \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$ et $b = B\lambda_2$.

Les équations 4.2 et 4.6 seront utilisées pour déterminer le temps de vie des différents niveaux des noyaux de ^{255}Lr et ^{251}Md dont sont issues chacune des transitions- α identifiées par corrélations génétiques.

4.1.3 Facteur d'empêchement ou *Hindrance Factor*

L'intensité, l'énergie et le temps de vie des transitions- α sont de très bons outils pour assigner les configurations des niveaux à une particule peuplés par décroissance- α .

Pour chaque transition- α , ces données permettent de calculer le *hindrance factor*, défini comme le rapport entre le temps de vie partiel expérimental de la transition et le temps de vie calculé par un modèle de pénétration de barrière semi-classique, pour une transition de même énergie. Ces calculs sont détaillés dans la référence [93], auquel s'ajoute la prise en compte d'un effet d'écrantage décrit dans [94]. Ce modèle ne prend pas en compte les effets de structure : les fonctions d'onde initiale et finale sont identiques, et le moment angulaire transféré est nul.

Ainsi, le *hindrance factor* témoigne, selon ses valeurs, d'un changement ou non de configuration entre les états initial et final de la transition. Si le facteur est proche de 1 (de 1 à 4) cela signifie qu'en effet, la valeur expérimentale est proche de la valeur calculée. Ainsi la décroissance- α laisse le nucléon célibataire dans sa configuration initiale. Par contre un *hindrance factor* plus élevé de 100 à 1000 indique un changement de parité entre l'état initial et l'état finale. Enfin, un facteur supérieur à 1000 indique non seulement un changement de parité, mais également un changement de spin ainsi qu'un *spin flip*, c'est à dire une inversion du signe de Σ , projection du spin intrinsèque sur l'axe de symétrie (cf. Figure 1.1). En effet, le *hindrance factor* va augmenter avec les inversions de parité mais surtout avec celle de Σ (*spin flip*).

4.2 Spectroscopie- α de l'isotope du ^{255}Lr

4.2.1 Résultats des corrélations génétiques

Avec les données prises à l'Université de Jyväskylä, six raies- α sont trouvées lors des corrélations recul- α pour un temps de recherche entre l'implantation et la particule- α de trois minutes. Pour déterminer sans ambiguïté si toutes ces six transitions sont issues du noyau de ^{255}Lr , elles doivent également être présentes dans le spectre α_1 du ^{255}Lr construit par corrélations recul- α_1 - α_2 . Dans ce cas, il devient quasi certain que la chaîne de décroissance mise en évidence correspond à celle qui, issue du ^{255}Lr , va par deux émissions- α successives peupler le noyau de ^{251}Md puis celui de ^{247}Es . La transition- α_1 est ainsi identifiée comme étant issue du noyau de ^{255}Lr . La figure 4.6 représente la comparaison entre les spectres- α obtenus par corrélations : recul- α (en a) et recul- α_1 - α_2 (en b).

La résolution- α n'est pas assez fine pour déterminer si le pic situé à 8331 keV (indiqué par un point d'interrogation sur la figure 4.6-b) représente une nouvelle transition du ^{255}Lr ou s'il constitue une traîne du pic à 8365 keV.

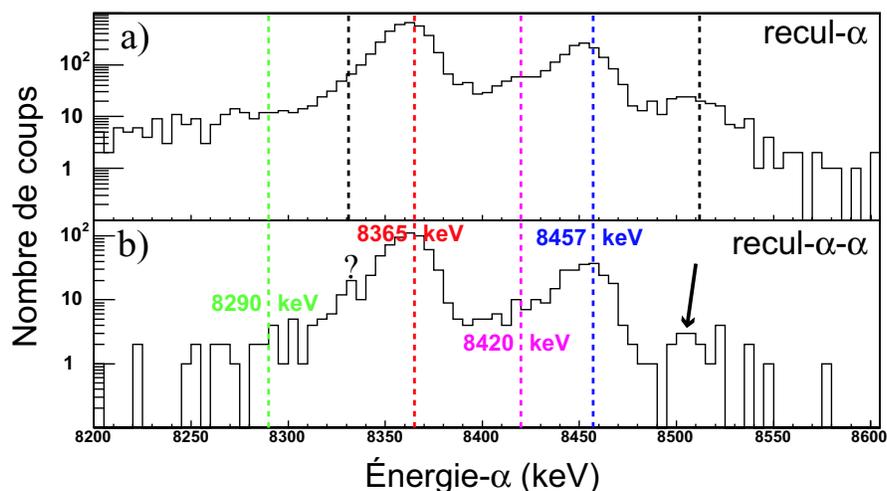


Figure 4.6 : Spectres- α de la décroissance du ^{255}Lr obtenu à partir de la totalité de la statistique des données de l'université de Jyväskylä. a) Résultat des corrélations recul- α ., b) Spectre- α_1 obtenu lors des corrélations recul- α_1 - α_2 .

La comparaison entre les données du GANIL et de l'université de Jyväskylä a permis d'éliminer la transition de plus haute énergie localisée à 8512 keV. Les résultats sont en accord pour toutes les transitions, excepté pour cette raie qui disparaît totalement lors du passage aux corrélations recul- α - α dans les données du GANIL. Cette transition correspond certainement à un produit de transfert (qui n'a pu être identifié) mieux transmis lors de l'expérience finlandaise.

4.2.2 Temps de vie du ^{255}Lr

Le spectre donnant l'intervalle de temps entre l'implantation du noyau de ^{255}Lr identifié par *Recoil Tagging* et l'émission de la particule- α corrélée est réalisé pour chacune des transitions observées. L'estimation du temps de vie des différents niveaux du ^{255}Lr est présentée dans les paragraphes qui suivent.

Transition- α à 8365 keV

C'est la transition la plus intense du spectre de décroissance- α du ^{255}Lr . L'état dont cette transition à 8365 keV est issue est directement produit par fusion évaporation. Cependant la forme du spectre à l'origine ne s'apparente pas à celle d'une simple exponentielle décroissante (cf. Figure 4.7) : ce spectre est typique de la décroissance

radioactive d'un état peuplé en deux étapes. Un deuxième mode de production existe et ne peut provenir que de la désexcitation d'un état du ^{255}Lr ayant un certain de temps de vie, c'est-à-dire d'un état isomérique.

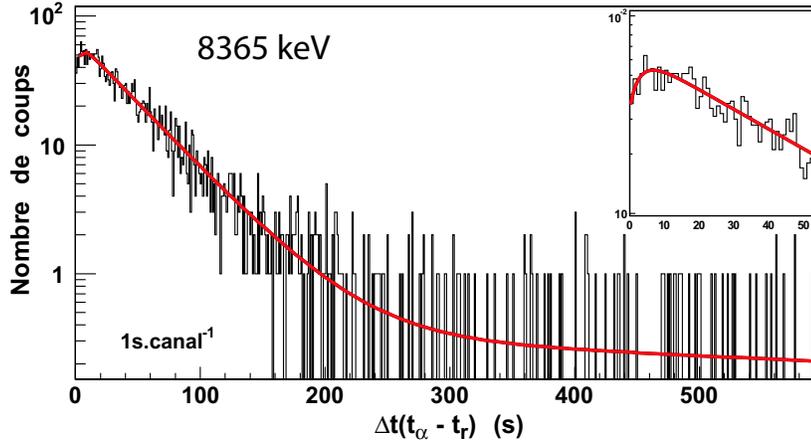


Figure 4.7 : Distribution en temps entre l'implantation d'un recul et sa décroissance- α de 8365 keV corrélées en temps et position. La courbe représente l'ajustement du spectre. Dans l'encart un agrandissement du comportement de la distribution temporelle à l'origine est reproduit. Données du GANIL.

Le spectre en temps présenté sur la figure 4.7 est obtenu avec un temps de recherche de 10 minutes entre l'implantation du résidu de fusion évaporation et la détection de sa décroissance- α de 8365 keV. L'ajustement utilise la formule 4.6 en appliquant la méthode de maximum de vraisemblance. Le résultat montre que l'état dont est issue la transition- α a une période de :

$$T_{\frac{1}{2}}(8365 \text{ keV}) = (31,1 \pm 1,9) \text{ s}, \quad (4.7)$$

et cet état est en partie peuplé par un état isomérique caractérisé par une période valant :

$$T_{\frac{1}{2}}(\text{isomère}) = (2,3 \pm 1,0) \text{ s}. \quad (4.8)$$

Les données expérimentales sont bien reproduites par l'ajustement. Cependant l'erreur sur le temps de vie de l'état isomérique est assez conséquente, étant donné le faible intervalle disponible pour l'ajustement du paramètre correspondant.

Le résultat de l'ajustement permet d'obtenir les paramètres a et b de l'équation 4.6. a et b dépendent des probabilités A_1 et B de peupler l'état fondamental (cf.

Figure 4.5) par décroissance de l'état isomérique (A_1) ou par réaction de fusion-évaporation (B). On obtient en unité arbitraire $A_1 = 1337 \pm 294$ et $B = 1419 \pm 320$. Soit un rapport de :

$$\frac{A_1}{B} = (0,942 \pm 0,296). \quad (4.9)$$

Ce rapport sera utile par la suite pour calculer les valeurs du *hindrance factor* des décroissances- α issues du ^{255}Lr (cf. Table 4.1).

Transition- α à 8457 keV

Dans ce cas, la forme du spectre en temps à l'origine (cf. Figure 4.8) est très bien reproduite par une fonction exponentielle décroissante. Le processus de production de cet état ne transite donc pas par un état isomérique comme dans le cas précédent. L'ajustement du spectre est réalisé en utilisant l'équation 4.2, représentant la somme de deux exponentielles décroissantes (cf. §4.1.2).

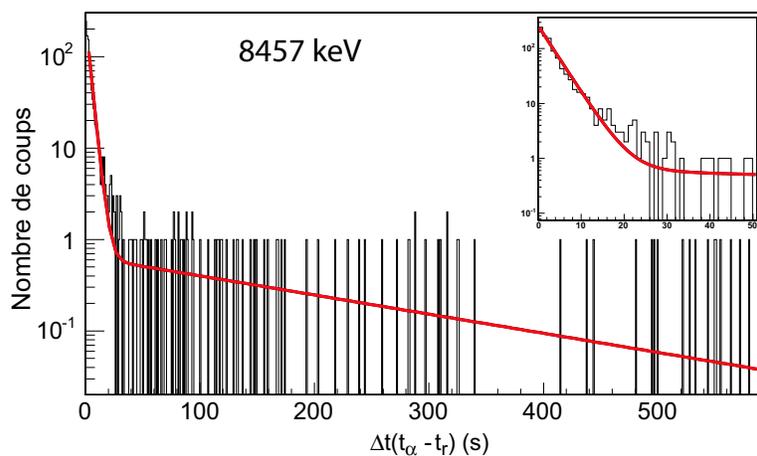


Figure 4.8 : Distribution en temps entre l'implantation d'un recul et sa décroissance- α de 8457 keV corrélées en temps et position. Données du GANIL.

La période mesurée pour cette décroissance est :

$$T_{\frac{1}{2}}(8457 \text{ keV}) = (2,53 \pm 0,13) \text{ s}. \quad (4.10)$$

Ainsi cet état, par comparaison avec le temps de vie donné par les équations 4.7 et 4.8, est identifié comme étant l'état isomérique pouvant peupler l'état de plus basse énergie dont est issu la transition- α à 8365 keV.

Transition- α à 8420 keV

Le spectre en temps (cf. Figure 4.9) est caractéristique d'un processus de peuplement en une étape. L'état est directement produit lors de la réaction de fusion-évaporation.

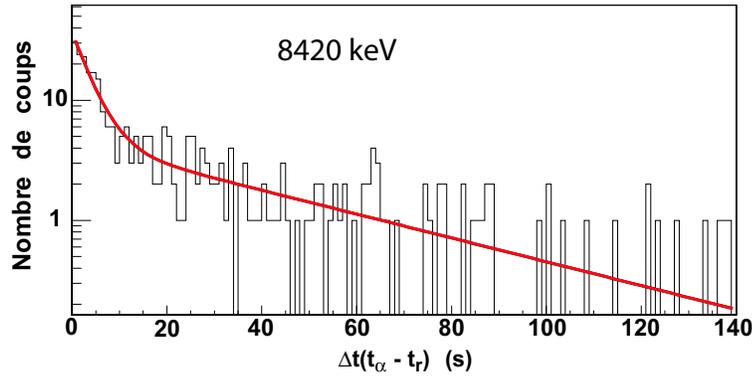


Figure 4.9 : Distribution en temps entre l'implantation d'un recul et sa décroissance- α de 8420 keV corrélées en temps et position. Données du GANIL.

La période mesurée pour cette transition est :

$$T_{\frac{1}{2}}(8420 \text{ keV}) = (2,83 \pm 0,58) \text{ s.} \quad (4.11)$$

Avec une telle période, cette transition- α devrait disparaître dans le spectre- α du ^{255}Lr représenté sur la figure 4.10-b).

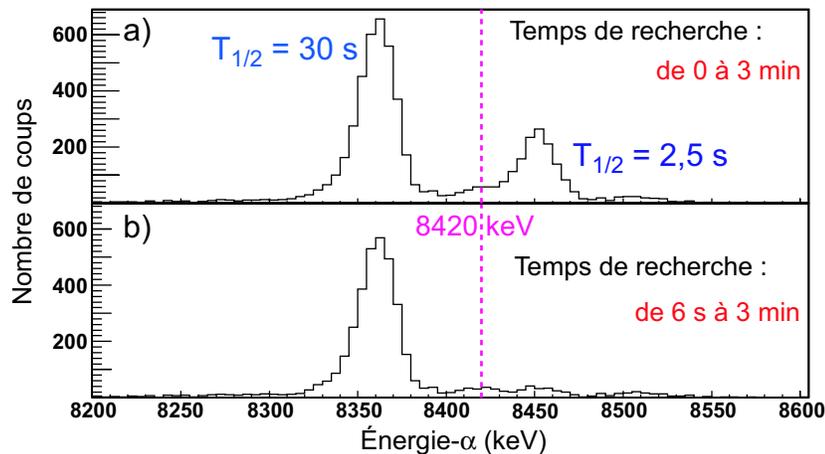


Figure 4.10 : Spectre- α du ^{255}Lr obtenu par corrélations recul- α avec des temps de recherche différents. Données de l'université de Jyväskylä.

Ce spectre est obtenu par corrélation recul- α mais avec un temps de recherche entre l'implantation du recul et la décroissance- α allant de six secondes à trois minutes. Il est comparé avec le spectre (a) résultant des corrélations où le temps de recherche n'a subi aucune coupure aux petites valeurs. Alors que la transition à 8457 keV, ayant un temps de vie similaire, perd un facteur 6 en statistique entre le spectre (a) et (b), la transition à 8420 keV perd seulement un facteur 1,5. Cette raie- α est donc un doublet correspondant à deux transitions : une ayant une période courte (équation 4.11), et une autre ayant une période longue.

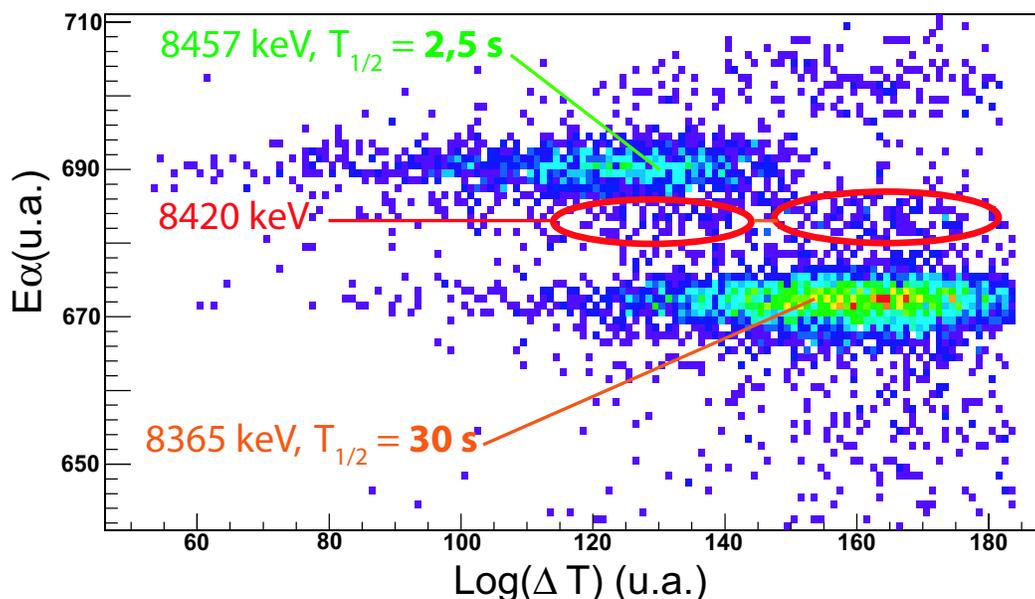


Figure 4.11 : Matrice $(E_{\alpha}({}^{255}\text{Lr}), \log(\Delta T))$ à partir des données de l'université de Jyväskylä. L'énergie et le temps de vie des deux transitions les plus intenses sont indiquées. Les deux ellipses en rouge représentent le doublet à 8420 keV. Données de l'université de Jyväskylä.

Cette hypothèse est confirmée en examinant la matrice donnant $\log(\Delta T)$ en fonction de l'énergie des particules- α (cf. Figure 4.11). ΔT représente l'intervalle de temps séparant l'implantation du recul avec la détection de la décroissance- α lors des corrélations recul- α . La transition à 8420 keV, bien que pauvre en statistique montre des indications d'une double composante temporelle correspondant aux deux transitions les plus intenses. Ceci est encore plus évident avec la comparaison des projections de la matrice sur l'axe $\log(\Delta T)$, pour différentes coupures en énergie (cf. Figure 4.12). Chacun des deux temps de vie des transitions à 8365 keV et 8457 keV

se retrouve dans le spectre projeté de la transition à 8420 keV. On s'attend ainsi à ce que la seconde composante ait un temps de vie s'apparentant à celui de la transition la plus intense à 8365 keV.

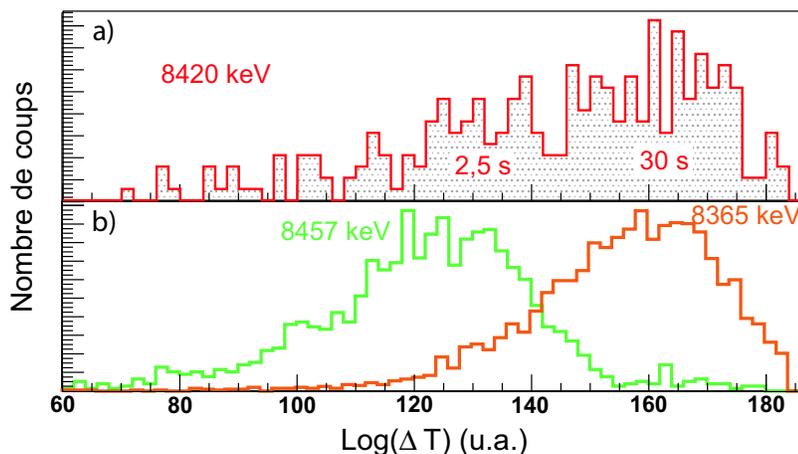


Figure 4.12 : Projection de la matrice $(E_{\alpha}({}^{255}\text{Lr}), \log(\Delta T))$ sur l'axe $\log(\Delta T)$. La projection de la transition à 8420 keV (en haut) est comparée avec les projections des transitions à 8365 keV et 8457 keV (en bas). Données de l'université de Jyväskylä.

Pour déterminer le temps de vie de cette transition- α , le spectre en temps de la figure 4.9 a été ajusté en utilisant l'équation 4.2). Dans ce cas, la valeur de r ne représente plus la constante de désintégration aléatoire mais celle de l'état de durée de vie longue. À partir de cette constante on peut calculer la période de cet état :

$$T_{\frac{1}{2},l}(8420 \text{ keV}) = (30 \pm 4) \text{ s.} \quad (4.12)$$

Les résultats des temps de vie (équations 4.11 et 4.12) ne prenant pas en compte les corrélations aléatoires, ils représentent en réalité une limite supérieure au temps de vie réel. Néanmoins la valeur des périodes pour chaque transition du doublet est cohérente avec celles des équations 4.7 et 4.10 trouvées pour les transitions à 8365 keV et 8457 keV. On en déduit que deux états ont été mis en évidence avec des périodes de 31 s et 2,5 s. Et pour chacun de ces états, deux désintégrations- α ont été observées. Le spectre 4.12 permet également de déterminer les intensités relatives des transitions : la composante à plus petit temps de vie emporte environ 37 % de l'intensité.

Transitions- α à 8290 keV et 8331 keV

La transition à 8290 keV est très peu intense. Le spectre donnant la distribution temporelle a néanmoins pu être tracé avec une statistique suffisante pour réaliser un ajustement, mais sans estimation des corrélations fortuites (équation 4.1). Le temps de vie obtenu pour cet état est :

$$T_{\frac{1}{2}}(8290 \text{ keV}) = (50 \pm 8) \text{ s.} \quad (4.13)$$

L'erreur est bien sûr très importante compte tenu de la faible statistique. On ne peut pas savoir si cette transition- α provient d'un nouvel état, ou bien du même état que la transition à 8365 keV.

Les données de l'université de Jyväskylä semblent indiquer la présence d'une transition à 8331 keV ayant le même temps de vie que la transition à 8365 keV. Il peut cependant s'agir d'une distorsion de ce pic. De plus, cette transition n'a pu être observée dans les données GANIL. Nous émettons donc des doutes quant à l'appartenance de ces deux transitions au noyau de ^{255}Lr .

4.2.3 Bilan des caractéristiques des transitions- α

Finalement, quatre transitions appartenant à la décroissance du ^{255}Lr sont observées sans ambiguïté à des énergies de 8365, 8420 (doublet) et 8457 keV. L'énergie des particules- α mesurée ne permet pas de déterminer l'énergie des états, car elle correspond à l'énergie cinétique des particules- α . Il faut en fait considérer la chaleur de réaction Q_α qui prend en compte l'énergie de recul du noyau fils. Q_α est définie par :

$$Q_\alpha = E_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_{\text{fils}}} \right) \quad (4.14)$$

où M_α et M_{fils} représentent respectivement la masse de la particule- α et celle du noyau fils.

Pour calculer l'*hindrance factor* de chacune des transitions il faut déterminer leur temps de vie partiel α , $T_{1/2,\alpha}$ (cf. §4.1.3). Or ce que l'on mesure est le temps de vie total de l'état, $T_{1/2}$. Il est donc nécessaire de déterminer pour chaque état le rapport d'embranchement de chaque décroissance (BR), étant donné que ces deux valeurs sont liées par la relation : $T_{1/2,\alpha}(E_\alpha) = T_{1/2} / \text{BR}(E_\alpha)$. À partir de l'équation 4.9 et connaissant les intensités relatives des transitions- α entre elles on obtient le résultat de la figure 4.13. Nous avons supposé pour cela que l'état isomérique ne décroissait

Table 4.1 : Bilan des transitions- α issues du noyau de ^{255}Lr . De forts doutes subsistent quant à l'appartenance au ^{255}Lr des transitions notées entre parenthèses.

$E_{\alpha, \text{Jyväskylä}}$ (keV)	Intensité relative (%)	Temps de vie (s)	Q_{α} (keV)	HF	$E_{\alpha, \text{GANIL}}$ (keV)
(8290 \pm 5)	-	50 \pm 8	8422 \pm 5	-	8312 \pm 5
(8331 \pm 1)	-	mauvaise résolution	8464 \pm 1	-	pas vu
8365 \pm 1	68,0 \pm 1,6	31,1 \pm 1,9	8498 \pm 1	2	8375 \pm 1
8420 \pm 10	2,1 \pm 0,5	\leq 2,83 \pm 0,58	8554 \pm 5	6	8438 \pm 11
8420 \pm 10	3,7 \pm 0,5	\leq 30 \pm 4	8554 \pm 5	50	8438 \pm 11
8457 \pm 1	26,2 \pm 0,9	2,53 \pm 0,13	8592 \pm 1	1	8471 \pm 2

pas par capture électronique, ce qui se justifie par son temps de vie plus court.

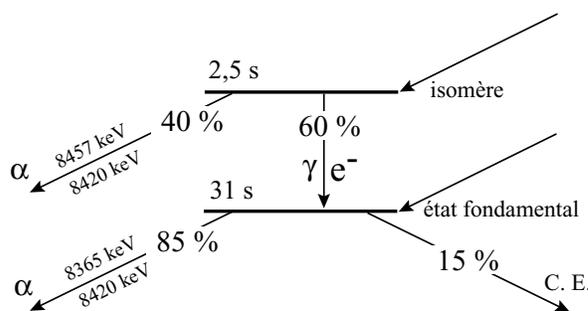


Figure 4.13 : Bilan de la décroissance- α du ^{255}Lr .

La synthèse des transitions- α du ^{255}Lr est reportée dans le tableau 4.1. Notons une différence systématique d'environ 10 keV entre les énergies mesurées à l'université de Jyväskylä et au GANIL. Cette différence est attribuée au fait que la calibration α a été réalisée à l'aide des produits de la réaction $^{172}\text{Yb}+^{48}\text{Ca}$ dans le premier cas, et $^{176}\text{Yb}+^{48}\text{Ca}$ dans le second cas. La résolution α dans l'expérience finlandaise étant meilleure, nous adopterons par la suite les énergies de ces données. Au moins deux nouveaux états ont été mis en évidence par spectroscopie- α . Deux transitions- α de 8365 keV et 8420 keV sont issues de l'état fondamental, ayant une période de 31 secondes. Le premier état excité est quant à lui isomérique, avec un temps de vie de 2,5 secondes. Cet état isomérique décroît par deux transitions- α observées à 8420 keV et 8457 keV.

4.3 Spectroscopie- α de l'isotope du ^{251}Md

4.3.1 Résultat des corrélations génétiques

Les corrélations recul- α_1 - α_2 ont été réalisées à l'Université de Jyväskylä en utilisant un temps de recherche de 3 minutes entre l'implantation et la première particule- α_1 et de 15 minutes entre la détection des deux décroissances α_1 et α_2 .

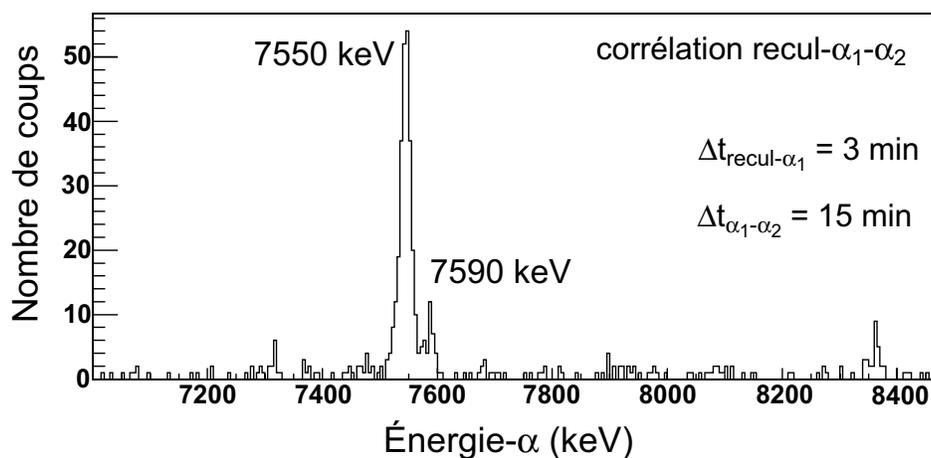


Figure 4.14 : Spectre en énergie des particules- α_2 obtenu par corrélations recul- α_1 - α_2 permettant d'observer la décroissance- α du ^{251}Md à 7550 keV et 7590 keV sont observées. Données de l'université de Jyväskylä.

Deux transitions- α issues du ^{251}Md sont détectées à des énergies voisines. La raie la plus intense se situe à 7550 keV. Et grâce à la bonne résolution du DSSD (le détecteur silicium d'implantation de GREAT (cf. §2.2.1)), la seconde transition, très peu intense, a pu être séparée de la première transition et clairement observée à 7590 keV. Les caractéristiques de ces deux transitions sont résumées dans le tableau 4.2, §4.3.4. La transition à droite de la figure 4.14 correspond à une raie- α du ^{255}Lr obtenues par des corrélations fortuites. En diminuant le temps de recherche entre les deux particules- α cette transition disparaît, mais la désintégration- α du ^{251}Md est alors observée avec une plus faible statistique.

4.3.2 Temps de vie du ^{251}Md

Dans le cas du ^{251}Md , le fait de faire des corrélations au deuxième ordre diminue drastiquement la composante aléatoire. L'ajustement de cette composante dans le

spectre donnant la différence en temps n'étant pas réalisable, elle peut-être considérée comme négligeable.

Transition- α à 7550 keV

Le spectre 4.15 est obtenu par la méthode de corrélations génétiques en appliquant un premier temps de recherche de 4 minutes entre l'implantation d'un recul et la première décroissance- α et un second temps de recherche de 40 minutes entre la détection des deux particules- α .

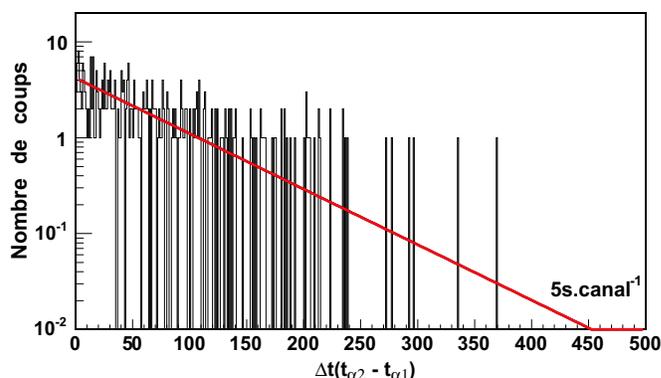


Figure 4.15 : Distribution en temps entre la décroissance- α du ^{255}Lr et celle du ^{251}Md , d'énergie 7550 keV. Données du GANIL.

Seules les corrélations où la seconde particule- α correspond à la décroissance de 7550 keV du ^{251}Md seront utilisées pour incrémenter la distribution en temps entre les deux particules- α . La distribution temporelle ainsi obtenue est caractéristique d'un processus en une étape (cf. §4.2.2). C'est la relation 4.2, simplifiée de la composante aléatoire, donc la relation 4.1 qui doit être utilisée comme ajustement. Le résultat donne comme temps de vie du niveau dont est issue la transition- α à 7550 keV :

$$T_{\frac{1}{2}}(7550 \text{ keV}) = (4,33 \pm 0,25) \text{ min.} \quad (4.15)$$

Transition- α à 7590 keV

Le spectre 4.16 représente la différence en temps entre la détection des deux particules- α dans le cas où la particule- α_2 est identifiée comme appartenant à la transition de 7590 keV du ^{251}Md . En dépit de la faible statistique, l'ajustement du

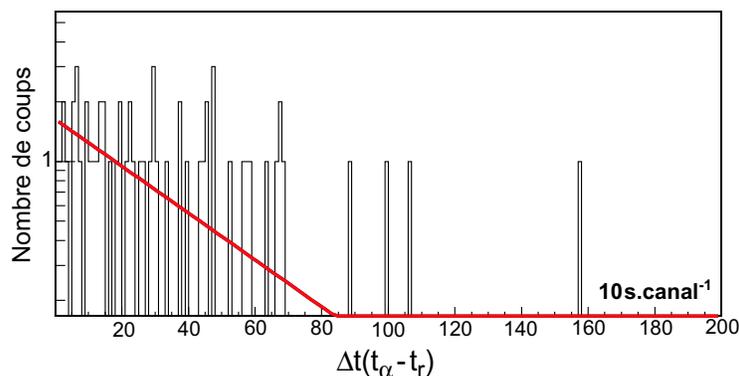


Figure 4.16 : Distribution en temps entre la décroissance- α du ^{255}Lr et celle du ^{251}Md d'énergie 7590 keV. Données du GANIL.

spectre par l'équation 4.1 a été possible. La période trouvée pour cet état :

$$T_{\frac{1}{2}}(7590 \text{ keV}) = (4,3 \pm 0,6) \text{ min}, \quad (4.16)$$

est identique à celle obtenue précédemment. Ce résultat semble indiquer que les deux décroissances- α observées dans le ^{251}Md proviennent du même état initial.

4.3.3 Rapport d'embranchement- α du ^{251}Md

Le spectre de la décroissance- α du ^{251}Md (cf. Figure 4.14) est peu intense. En effet, le noyau de ^{251}Md décroît majoritairement par capture-électronique sur le ^{251}Fm et minoritairement par décroissance- α sur le ^{247}Es . Pour chacune des deux transitions- α observées dans le ^{251}Md , le rapport d'embranchement peut être estimé grâce aux spectres- α du ^{255}Lr obtenus par corrélations génétiques. L'intensité des pics- α obtenus par corrélations recul- α ($\mathcal{A}_{R\alpha}(\alpha_{255\text{Lr}})$) est proportionnelle aux nombres de noyaux de ^{251}Md créés ; et l'intensité des pics obtenus par corrélations recul- α - α ($\mathcal{A}_{R\alpha\alpha}(\alpha_{255\text{Lr}})$) est quant à elle proportionnelle au nombre de transitions- α émises par les noyaux de ^{251}Md . En corrigeant de l'efficacité- α (ε_{α}), du temps de recherche des particules- α (t_r) et des corrélations fortuites, le rapport d'embranchement (BR) est donné par l'équation :

$$\frac{\mathcal{A}_{R\alpha\alpha}(\alpha_{255\text{Lr}})}{\mathcal{A}_{R\alpha}(\alpha_{255\text{Lr}})} = \text{BR} \times \varepsilon_{\alpha} \times \frac{(1-\exp(-\lambda_1 t_{r1})) (1-\exp(-\lambda_2 t_{r2}))}{1-\exp(-(\lambda_1 + r) t_{r1})} \quad (4.17)$$

Avec des temps de recherche t_{r1} de 120 s (entre l'implantation du noyau de ^{255}Lr et sa décroissance- α) et t_{r2} de 960 s (entre les deux décroissances- α), une efficacité ε_{α}

de 55 %, le rapport d'embranchement obtenu en corrélant la transition à 7550 keV avec les deux raies les plus intenses du ^{255}Lr est estimé à :

$$\text{BR}(E_{\alpha_{8365 \text{ keV}}}) = (9,3 \pm 0,9) \%,$$

$$\text{BR}(E_{\alpha_{8457 \text{ keV}}}) = (10,9 \pm 1,5) \%.$$

Le fait que les deux valeurs soient similaires indique : soit que les deux raies α du ^{255}Lr (à 8365 keV et 8457 keV) peuplent le même état du ^{251}Md , soit que ces deux transitions peuplent deux états différents reliés entre eux par une décroissance γ ou électron.

Enfin, le rapport d'embranchement de la transition à 7590 keV n'a pu être déduit, étant donné la faible statistique avec laquelle cette décroissance est observée.

4.3.4 Bilan des caractéristiques des transitions- α

Deux transitions- α ont été observées, provenant de deux états différents. L'ensemble des caractéristiques de ces deux décroissances- α et récapitulé dans le tableau ci-après (cf. tableau 4.2).

Table 4.2 : Bilan des transitions- α issues du noyau de ^{251}Md . Dans le cas noté (*) la transition est considéré comme étant l'unique décroissance- α du ^{251}Md .

$E_{\alpha, \text{Jyväskylä}}$ (keV)	Intensité relative (%)	Temps de vie (s)	Q_{α} (keV)	HF	$E_{\alpha, \text{GANIL}}$ (keV)
7550 ± 1	87 ± 8	$4,33 \pm 0,25$	7672 ± 1	1,4	7545 ± 2
7590 ± 5	13 ± 3	$4,3 \pm 0,6$	7713 ± 5	14	7600 ± 10
$7550(*) \pm 1$	100	$4,33 \pm 0,25$	7672 ± 1	1,3	7545 ± 2

Pour finaliser cette caractérisation des transitions- α , il faut déterminer si les transitions- α issues du ^{251}Md sont corrélées avec la décroissance- α provenant du noyau de ^{255}Lr . Pour cela la matrice $(E_{\alpha_1}, E_{\alpha_2})$ représentée sur la figure 4.17 est incrémentée pour chaque corrélation recul- α_1 - α_2 trouvée. Cette matrice permet de déterminer par quelles transitions- α issues d'un état du noyau père, les états dans le noyau fils vont être peuplés (directement ou non).

La matrice de corrélation est extrêmement propre. Les deux transitions du ^{251}Md , indiquées par les lignes en pointillées, sont observées. Toutes deux sont corrélées avec

les deux transitions très intenses du ^{255}Lr . De nouveau, deux conclusions différentes peuvent ainsi être tirées :

- ▷ soit les deux transitions principales du ^{255}Lr peuplent le même état du ^{251}Md ,
- ▷ soit, elles peuplent deux états différents, reliés entre eux par une transition γ ou électron.

Dans les deux cas, les transitions- α du ^{251}Md proviennent toutes les deux du même état du ^{251}Md .

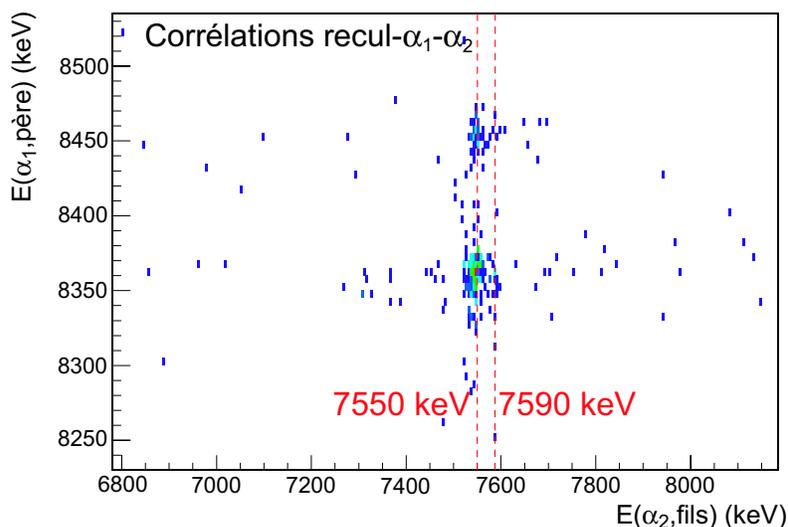


Figure 4.17 : Matrice α_1 - α_2 obtenue pour chaque corrélation recul- α_1 - α_2 .

La chaîne de décroissances- α issue du ^{255}Lr a été caractérisée par la détermination de la période des états observés par spectroscopie- α , ainsi que des énergies des transitions entre les différents isotopes de la chaîne. Pour compléter ces résultats, les désexcitations entre les états au sein d'un même noyau ont été étudiées par spectroscopie- γ et électron ; les résultats sont présentés dans la suite de ce chapitre.

4.4 Spectroscopie- γ et électron

4.4.1 Coïncidences α - γ

Matrice α - γ

La spectroscopie- γ présentée ici permet de trouver si des rayonnements- γ ont été émis en coïncidence avec les décroissances- α mises en évidence précédemment ; le

but étant d'obtenir, à partir d'une transition- α , des informations sur la structure du noyau fils. La matrice (E_α, E_γ) de la figure 4.18 représente ces coïncidences promptes. Pour plus de clareté elle ne concerne que les événements ayant une multiplicité M_γ de 1.

Aucune coïncidence $\alpha(^{255}\text{Lr}) - \gamma(^{251}\text{Md})$ n'a été observée. Cette absence de transitions peut indiquer que la désexcitation entre les différents niveaux du ^{251}Md peut être fortement convertie, isomérique ou encore sous le seuil de détection.

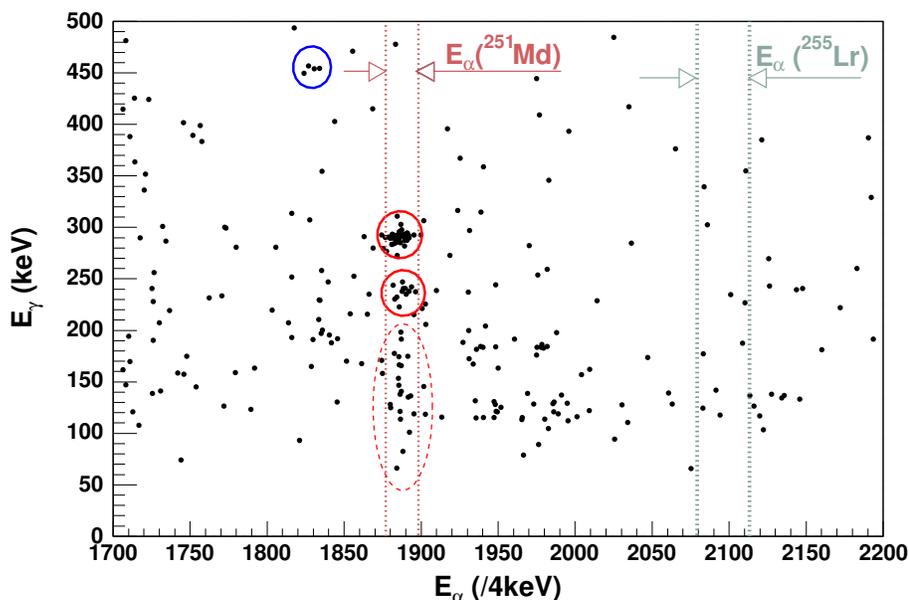


Figure 4.18 : Matrice (E_α, E_γ) représentant les coïncidences α - γ . Deux transitions- γ représentées par les cercles rouge sont émises en coïncidence avec la décroissance- α du ^{251}Md . Données du GANIL.

Le cercle bleu montre des coïncidences entre une transition- α autour de 7330 keV et une transition- γ de 450 keV. Cette observation correspond à une raie- α du ^{255}Md , peuplant un état excité du ^{251}Es , qui se désexcite immédiatement vers son niveau fondamental par rayonnement- γ . Le noyau de ^{255}Md est peuplé par la chaîne de capture électronique issue du ^{255}Lr .

Enfin, les cercles rouges marquent les deux nouvelles transitions- γ du ^{247}Es détectées en coïncidence avec la décroissance- α du ^{251}Md . Ces deux transitions signent ainsi

deux nouveaux états dans le ^{247}Es . La concentration de points très intense en dessous de ces deux transitions correspond aux transitions- γ qui se sont échappées du cristal de germanium par effet Compton, ne déposant qu'une partie de leur énergie dans le détecteur.

Pour déterminer avec précision l'énergie des deux transitions observées dans le ^{247}Es , une coupure sur l'énergie- α est réalisée pour être projetée sur l'axe E_γ (cf. Figure 4.19). La transition- γ la plus intense (80 %) est observée à une énergie de 293 keV, et la moins intense (20 %) à une énergie de 243 keV. Les intensités des transitions sont obtenues après correction de l'efficacité γ et en supposant que la conversion de ces transitions est très faible, hypothèse vérifiée par la suite.

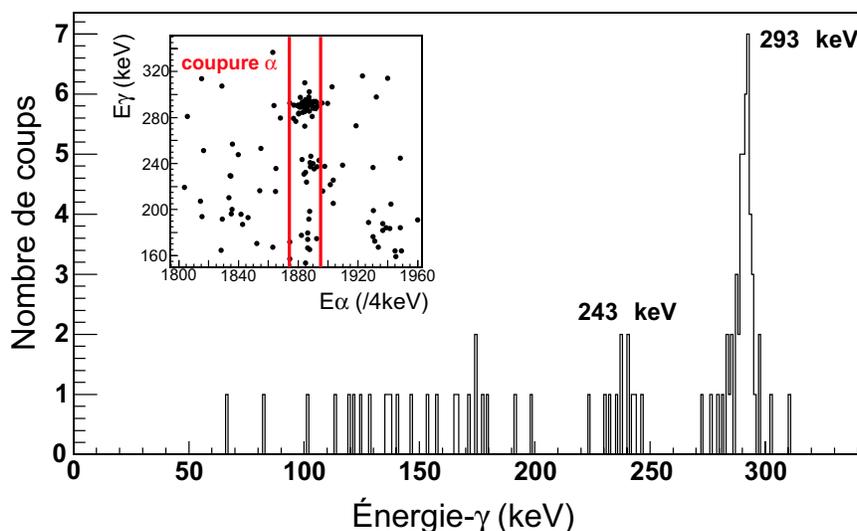


Figure 4.19 : Projection de la matrice (E_α, E_γ) sur l'axe E_γ . La coupure sur l'énergie- α est représentée dans l'encart. Données GANIL.

Projection sur E_α de la matrice

La projection sur l'axe E_α de la matrice (E_α, E_γ) permet de déterminer, avec quelle raie- α du ^{251}Md , chacune des deux transitions- γ est en coïncidence. Les deux projections sont représentées sur les spectres de la figure 4.20 b) et c) et peuvent être comparées avec le spectre- α total en a).

Le spectre 4.20-b montre clairement que la transition- γ à 293 keV provient d'un état peuplé par la décroissance- α la plus intense du ^{251}Md (c'est à dire 7550 keV dans

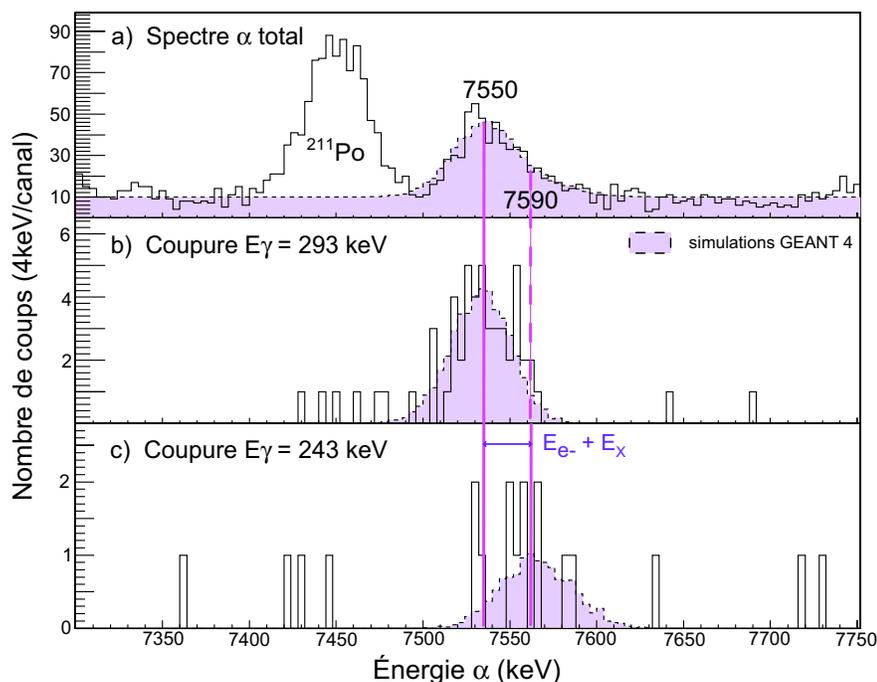


Figure 4.20 : a) spectre- α total centré sur la décroissance du ^{251}Md . b)-c) Projections de la matrice (E_α, E_γ) sur l'axe E_α avec deux coupures différentes sur l'énergie- γ ; la courbe pleine représente le résultat des simulations GEANT 4. Données GANIL.

les données finlandaises).

Le cas de la coupure à 243 keV représenté sur la figure 4.20-c est un peu plus délicat du fait de la très faible statistique. Cette transition- γ est en coïncidence avec des particules- α ayant une énergie proche de 7590 keV.

Le résultat des simulations GEANT 4 réalisées par Christophe Theisen (courbes pleines sur la figure 4.20) montre que les deux transitions- γ à 293 keV et 243 keV sont observées en coïncidence avec une seule décroissance du ^{251}Md , celle à 7550 keV. Cette transition peuple ainsi un état du ^{247}Es qui va se désexciter selon deux chemins. Le premier chemin est l'émission d'un rayonnement de 293 keV. Le second chemin procède en deux étapes successives : par rayonnement- γ de 243 keV puis par un électron de conversion correspondant à une transition de 50 keV. Un tel scénario a été simulé avec GEANT 4 par Christophe Theisen (cf. §2.2.2).

En b), les simulations sont obtenues en faisant comme hypothèse que la transition- γ de 293 keV est émise en coïncidence avec la désintégration- α à 7550 keV. Le résultat

correspond très bien aux observations expérimentales.

Pour les simulations montrées en c), la transition- γ à 243 keV est supposée émise en coïncidence avec non seulement la désintégration- α du ^{251}Md à 7550 keV, mais également avec une transition de 50 keV (correspondant à la différence entre 293 keV et 243 keV), de type M1 (cela sera vérifié ultérieurement). À cette énergie, cette dernière transition est totalement convertie sur les couches K et L et ne peut être détectée que dans le silicium d'implantation. En effet à une telle énergie, les électrons ne s'échappent pas de l'implantation. Enfin aux énergies α et électron s'ajoute l'énergie des rayons-X émis lors du réarrangement du cortège électronique. La simulation obtenue sous ces conditions reproduit convenablement les données expérimentales, que ce soit pour la coupure à 243 keV que pour la désintégration totale du noyau de ^{251}Md .

Ainsi, en réalisant une coupure sur la transition à 243 keV, le spectre 4.20-c issu du détecteur d'implantation de BEST permet de mesurer la somme en énergie entre la raie- α à 7550 keV, la transition de 50 keV convertie et les rayons X. La différence entre les deux énergies- α correspond donc à l'énergie de l'électron et des rayons-X. Par conséquent, la transition à 7590 keV est interprété non pas comme une seconde décroissance- α du ^{251}Md , mais comme un effet de sommation d'électron (*electron summing effect*).

4.4.2 Coïncidences α -électron

La même analyse a ensuite été réalisée pour les coïncidences α -électron. Le résultat est montré sur la matrice 4.21. Des transitions électron sont observées en coïncidence avec les raies- α du ^{255}No , validant ainsi le système de détection. Cependant, aucune coïncidence $\alpha(^{255}\text{Lr})\text{-e}^-(^{251})\text{Md}$ n'a été observée. Ceci est encore une piste pour la présence d'un état isomérique dans le ^{251}Md . Néanmoins, il ne faut pas exclure la possibilité que les transitions aient des énergies trop faibles pour dépasser le seuil de détection des silicium. Aucune coïncidence non plus n'est observée entre la décroissance- α du ^{251}Md et la désexcitation du ^{247}Es .

La projection de la matrice (E_α, E_{e^-}) sur l'axe E_{e^-} a tout de même été réalisée en faisant une coupure sur chacune des deux raies- α du ^{251}Md à 7550 keV et 7590 keV (cf. Figure 4.22). Les deux transitions du ^{247}Es détectées par spectroscopie- γ ne sont pas observées par spectroscopie électron, indiquant une très faible conversion.

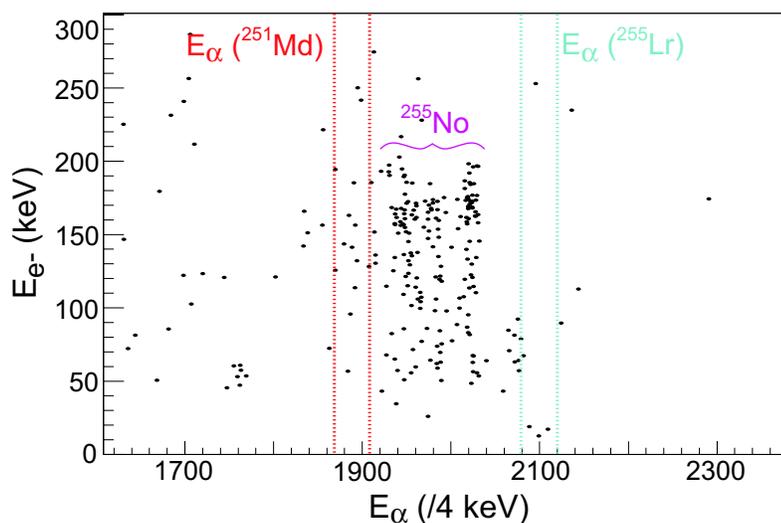


Figure 4.21 : Matrice de coïncidences (E_α, E_{e^-}). Données du GANIL.

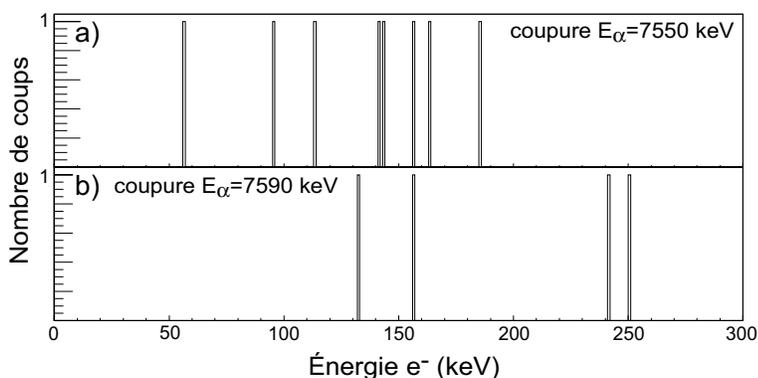


Figure 4.22 : Projections de la matrice (E_α, E_{e^-}) sur l'axe E_{e^-} avec deux coupures différentes sur l'énergie- α . Données du GANIL. a) Énergie des électrons émis en coïncidence avec la transition- α à 7550 keV (conversion de la transition de 293 keV). b) Énergie des électrons émis en coïncidence avec les événements détectés dans l'implantation avec une énergie de 7590 keV (conversion de la transition à 243 keV).

4.5 Interprétation des résultats

Les résultats exposés aux paragraphes précédents (cf. §4.2, 4.3 et 4.4) doivent maintenant être interprétés pour déterminer le schéma de niveau des trois isotopes étudiés : le spin et la parité de chacun des états observés doivent maintenant être assignés.

4.5.1 Désexcitation- γ du ^{247}Es

Finalement deux transitions peu converties dans le ^{247}Es ont été détectées en coïncidence avec la décroissance- α du ^{251}Md à 7550 keV. La multipolarité et le type de chacune de ces transitions doivent être identifiés, en se basant sur le fait que ces transitions sont très faiblement converties. En effet à partir de l'intensité du pic γ ($N_{\gamma,\text{pic}}$), l'intensité attendue du spectre électron ($N_{e^-, \text{tot}}$) peut être calculée en fonction du coefficient de conversion (α) et des efficacités γ (ϵ_γ) et électron (ϵ_{e^-}) de BEST. En effet, $N_{e^-} = N_\gamma \times \alpha$, où : $N_{e^-} = N_{e^-, \text{tot}} / \epsilon_{e^-}$ est le nombre total d'électrons attendus pour la transition et $N_\gamma = N_{\gamma,\text{pic}} / \epsilon_\gamma$ est le nombre total de rayonnements émis dans la transition. Les efficacités ont été simulées à l'aide de GEANT 4 (cf. §2.2.2) et valent :

$$\begin{aligned}\epsilon_{e^-} &= 15 \%, \\ \epsilon_{\gamma, 293 \text{ keV}} &= 14,5 \%, \\ \epsilon_{\gamma, 243 \text{ keV}} &= 16,9 \%.\end{aligned}$$

Plusieurs hypothèses sont faites sur la nature (E1, E2, M1 et M2) des transitions à 293 keV et 243 keV. Pour chacune des hypothèses, l'intensité attendue du pic électron le plus intense ($N_{e^-, \text{pic}}$) ainsi que la statistique totale du spectre électron ($N_{e^-, \text{tot}}$) sont calculées puis comparées aux spectres de la figure 4.22. Les résultats sont détaillés dans les tableaux 4.3 et 4.4. Les valeurs numériques donnant la totalité de la statistique du spectre électron permettent de réfuter sans aucun problème les hypothèses M1 et M2 pour les deux transitions.

Table 4.3 : Identification de la transition- γ de 293 keV.

293 keV	Conversion principale	E_{e^-} (keV)	α	$N_{e^-, \text{pic}}$	α_{tot}	$N_{e^-, \text{tot}}$
E1	K	155	$\alpha_K = 4 \times 10^{-2}$	2	5×10^{-2}	2
E2	L	268	$\alpha_L = 0,17$	8	0,32	15
M1	K	155	$\alpha_K = 1,7$	79	2,16	100
M2	K	155	$\alpha_K = 4,3$	200	6,5	300

Transition à 293 keV.

Pour la transition à 293 keV, la statistique attendue pour le spectre 4.22-a ($N_{e^-, \text{tot}}$) est de 15 transitions dans le cas de l'hypothèse E2 et de 2 transitions dans le cas

Table 4.4 : Identification de la transition- γ de 243 keV.

243 keV	Conversion principale	E_{e^-} (keV)	α	$N_{e^-,pic}$	α_{tot}	$N_{e^-,tot}$
E1	K	105	$\alpha_K = 5 \times 10^{-2}$	0,5	$7,4 \times 10^{-2}$	0,7
E2	L	218	$\alpha_L = 0,35$	3	0,61	6
M1	K	105	$\alpha_K = 2,8$	25	3,6	33
M2	K	105	$\alpha_K = 7,7$	71	12	110

de l'hypothèse E1. Les spectres présentés ici contiennent également des coïncidences fortuites dues essentiellement au rayonnements- γ fortuits qui diffusent dans BEST. Ainsi avec une statistique totale mesurée à 8 coups, la transition à 293 keV est identifiée comme étant une E1. Ce résultat est renforcé par l'observation de deux coups à des énergies proches de 145 keV (les électrons perdant une dizaine de keV dans le silicium d'implantation avant d'interagir dans les détecteurs silicium du tunnel) en accord avec les estimations ($N_{e^-,pic}$).

Les calculs HFB réalisés dans ce travail assignent les premiers états à une particule du schéma de niveau du ^{247}Es aux configurations : $7/2^+$, $1/2^-$, $3/2^-$ et $7/2^-$. La seule transition E1 possible entre ces différents niveaux relie les états $7/2^+$ et $7/2^-$. De plus les études précédentes portant sur le ^{247}Es ont assigné l'état fondamental de cet isotope à $7/2^+$ [43] [44]. Ainsi la transition à 293 keV est issue de l'état $7/2^-$ [514] et se désexcite sur l'état fondamental $7/2^+$ [633].

Transition à 243 keV.

Pour la transition à 243 keV, la comparaison de la statistique totale du spectre 4.22-b (4 coups) ne permet pas d'exclure totalement une transition E2. Cependant on devrait avoir au moins trois coups à des énergies proches de 218 keV. Or ce n'est pas le cas. De plus, une partie de la statistique des spectres provient du bruit de fond. La statistique devrait donc être supérieure aux estimations. C'est pour cela que la transition est également considérée comme une transition E1.

L'interprétation de cette transition devient désormais beaucoup plus facile. Une seconde transition de type E1 ne peut pas être placée entre les états à une particule du ^{247}Es (états déterminés théoriquement). Cependant une telle transition peut être comprise en considérant qu'elle part également de l'état $7/2^-$ et se désexcite sur le

premier niveau collectif $9/2^+$ de la bande rotationnelle construite sur l'état fondamental $7/2^+$. Cet état $9/2^+$ se désexcite ensuite par une transition M1 de 50 keV totalement convertie. C'est cette transition M1 qui a été observée en coïncidence avec la transition- γ à 243 keV et se sommant avec la transition- α du ^{251}Md à 7550 keV (cf Figure 4.20-c).

4.5.2 Décroissance- α du ^{251}Md et du ^{255}Lr

L'interprétation de la décroissance- α se base sur les données obtenues par le calcul de l'*hindrance factor*, dont les valeurs sont données pour chacune des transitions dans les tableaux 4.2 et 4.1. Cette démarche reste très qualitative, à l'exception des cas où le facteur est proche de l'unité (de 1 à 4), ce qui permet d'assigner les transitions sans trop d'ambiguïté.

Décroissance- α du ^{251}Md .

La décroissance- α à 7550 keV est caractérisée par un *hindrance factor* égal à 1. Ainsi, les états initial et final de la transition sont sur la même orbitale $7/2^-$ [514]. L'état fondamental du ^{251}Md est donc, sans aucune ambiguïté, identifié comme étant un état $7/2^-$.

Décroissance- α du ^{255}Lr .

D'après l'extraction des temps vie (cf. §4.2.2), l'état fondamental et un état excité isomérique ont été observés dans le ^{255}Lr . De chacun de ces états est issue une décroissance- α très intense caractérisée par un facteur HF proche de l'unité : chacune de ces transitions, 8365 keV pour l'état fondamental et 8457 keV pour l'état isomérique, laisse le nucléon célibataire sur la même orbitale. Ces deux transitions peuvent donc deux états à une particule différents dans le ^{251}Md .

Étant donné qu'une seconde transition de plus grande énergie, 8420 keV, est issue du niveau fondamental du ^{255}Lr , la transition à 8365 keV, ne peut décroître sur l'état fondamental du ^{251}Md . Elle va peupler un état excité de même configuration, qui n'a pas été détecté par spectroscopie γ ou électron. C'est l'état isomérique du ^{255}Lr qui va peupler l'état fondamental du ^{251}Md ; il correspond donc à l'orbitale $7/2^-$ [514]. On assiste ainsi à une inversion de configurations de l'état fondamental et l'état excité entre le ^{255}Lr et le ^{251}Md .

La spectroscopie γ prompt de ^{251}Md , réalisée à l'université de Jyväskylä (cf. Chapitre 3), a mis en évidence une bande rotationnelle construite sur l'orbitale $1/2^- [521]$, orbitale qui est prédite par les calculs HFB comme étant l'état fondamental de ^{251}Md et le premier état excité de ^{255}Lr . Cependant une troisième orbitale est présente dans les calculs HFB : la $7/2^+ [633]$. Mais l'assignation de l'état fondamental de ^{255}Lr à $7/2^+$ contredit l'observation d'un état isomérique dans le ^{255}Lr . En effet dans ce cas là, le premier état excité pourrait décroître par transition E1 non isomérique sur le niveau fondamental. C'est pourquoi l'état fondamental de ^{255}Lr ainsi que l'état excité de ^{251}Md peuplé par la transition- α de 8365 keV sont assignés à l'orbitale $1/2^- [521]$. La désexcitation du niveau excité sur l'état fondamental de ^{255}Lr correspond à une transition M3, isomérique, confirmant ainsi l'observation expérimentale.

La transition à 8420 keV, issue de l'état fondamental de ^{255}Lr , est caractérisée par un facteur HF de 50. Ce facteur indique un changement dans les fonctions d'onde, mais pas d'inversion de parité ni de projection de spin. Cette transition est tout à fait consistante avec une décroissance reliant les deux états fondamentaux des noyaux de ^{255}Lr et ^{251}Md . Les deux états ainsi identifiés dans le ^{251}Md sont très proches en énergie. L'état excité $1/2^-$ est situé à 55 keV au dessus de l'état fondamental $7/2^-$.

Enfin la dernière transition- α à 8420 keV provenant de l'état isomérique peuple un état excité ayant une énergie de 37 keV. L'*hindrance factor* (HF=6) indique un grand recouvrement des fonctions d'onde initiale et finale. Cette transition peut donc décroître sur le premier état rotationnel $9/2^-$ de la bande construite sur le niveau fondamental de ^{251}Md .

4.5.3 Schéma de niveaux

L'ensemble des résultats expérimentaux est résumé sur la figure 4.23, puis comparé avec les prédictions théoriques (cf. Figure 4.24).

Dans le cas de ^{247}Es , les calculs théoriques prédisent quatre états de basses énergies. Sur ces quatre états, deux ont pu être identifiés expérimentalement. L'orbitale $3/2^- [521]$ n'a pas pu être mise en évidence. En effet, la décroissance- α des niveaux $7/2^- [514]$ et $1/2^- [521]$ sur un tel état n'est pas favorisée, car dans ce cas, il y aurait une inversion de la projection du spin Σ . Il en résulte que dans le noyau de ^{247}Es l'état fondamental reste encore inconnu : l'hypothèse d'un état $3/2^-$ ne peut pas être

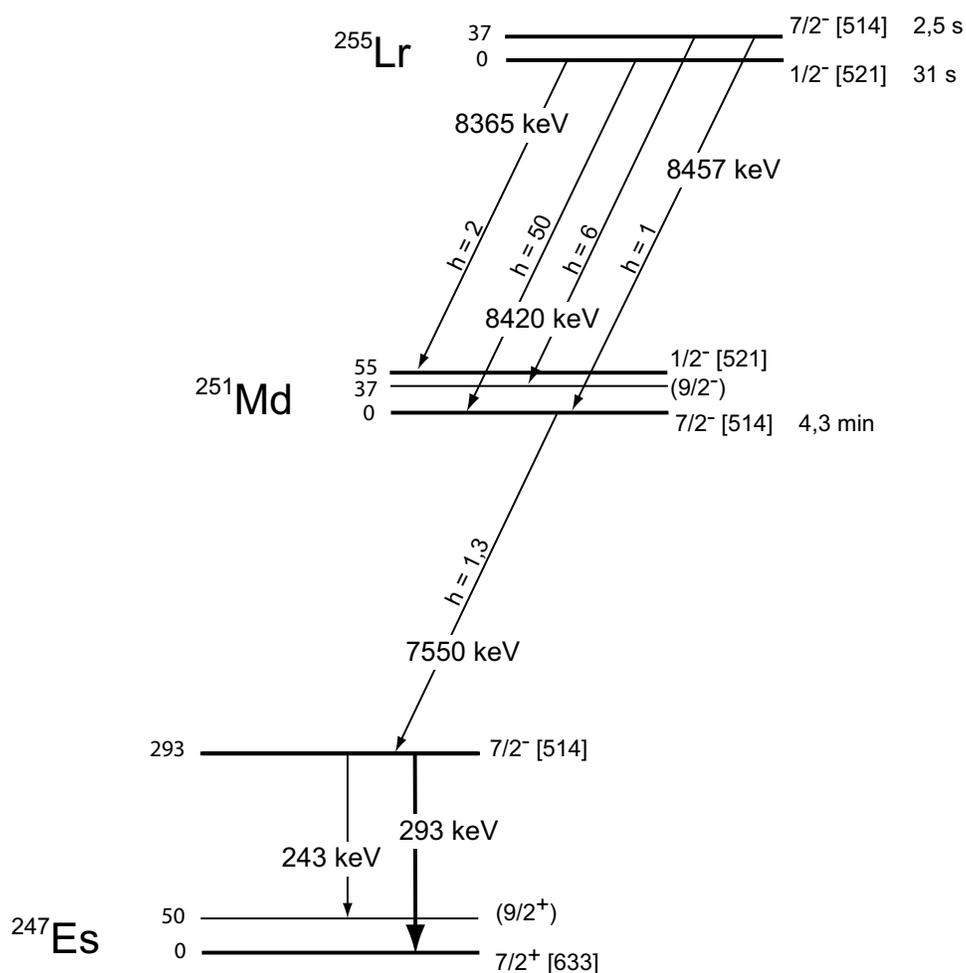


Figure 4.23 : Interprétation des données expérimentales.

écartée. De plus le faible rapport d'embranchement α du ^{251}Md rend très délicates non seulement la spectroscopie du ^{247}Es , mais l'étude de la décroissance- α même du ^{251}Md . Ainsi ni la désexcitation γ ou électron de ou vers l'état $3/2^-$ du ^{247}Es , ni l'état isomérique dans le ^{251}Md n'ont pu être observés.

Plus précisément, si on suppose un comportement similaire dans le ^{251}Md et le ^{255}Lr , l'état $1/2^-$ excité à 55 keV dans le ^{251}Md devrait être un isomère d'environ 2 secondes. Ce temps de vie est très inférieur au temps de vie de l'état fondamental de 4,3 minutes. La distorsion à l'origine du spectre de la distribution en temps entre les deux décroissances- α , témoignant d'un processus en deux étapes, serait très faible. La statistique du spectre (cf. Figure 4.15) est trop faible pour conclure.

Enfin, il faut rappeler que les énergies des premiers états excités dans le ^{251}Md et le ^{255}Lr sont déterminées à partir de l'énergie du doublet non résolu à 8420 keV. Ainsi les valeurs indiquées sur ce schéma de niveaux sont connues avec une grande incertitude de 5 keV au minimum.

Comparaison expérience théorie.

Dans l'isotope de ^{247}Es les calculs théoriques reproduisent la position relative des états $7/2^+$ et $7/2^-$ à 200 keV près. L'accord entre l'expérience et la théorie est assez bon en ce qui concerne l'évolution de l'orbitale $7/2^-$ [514]. Les calculs HFB reproduisent (toujours à 200 keV près) la diminution de l'énergie de l'état $7/2^-$ du ^{247}Es au ^{255}Lr , même si on note théoriquement un plus grand écart entre les états par rapport aux observations expérimentales.

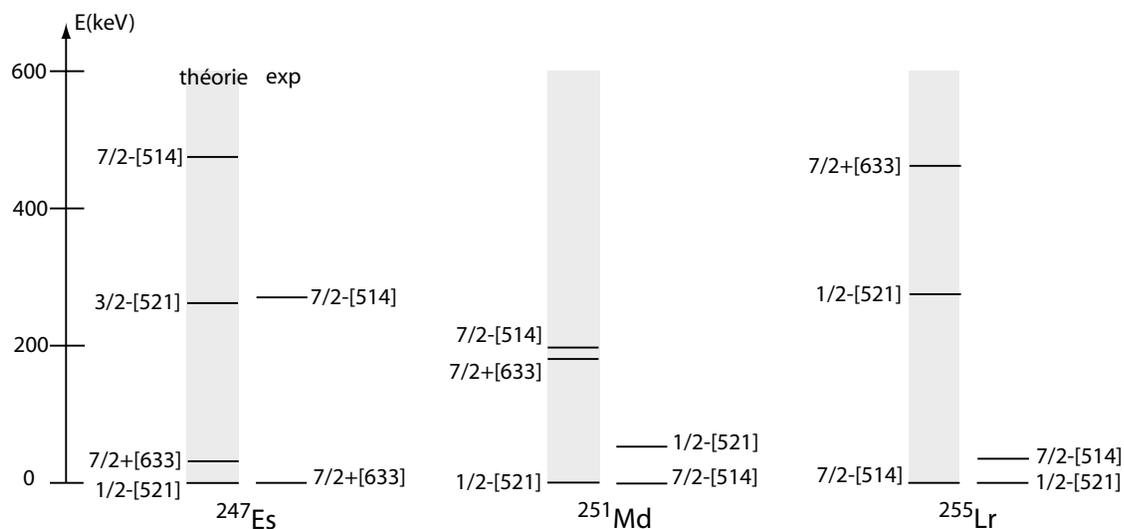


Figure 4.24 : Comparaison, pour les noyaux de ^{247}Es , ^{251}Md et ^{255}Lr des schémas de niveaux déduits expérimentalement avec les prédictions théoriques (en gris) déterminés par des calculs HFB utilisant une force de Skyrme.

Par contre, la position de l'orbitale $1/2^-$ [521], telle qu'elle est présentée ici, est très mal reproduite par les calculs théoriques. Expérimentalement, elle aurait tendance à être proche en énergie de l'orbitale $7/2^-$ (à moins de 50 keV). L'ordre entre ces deux états importe peu puisque de faibles effets de déformation suffiraient à inverser théoriquement l'ordre. C'est essentiellement de cette observation expérimentale que

les prédictions théoriques divergent considérablement. L'écart en énergie entre ces deux états est théoriquement beaucoup plus important. Un meilleur accord avec les données expérimentales serait obtenu en rapprochant les couches $2f_{5/2-}$ et $1h_{9/2-}$. M. Bender et collaborateurs ont déjà suggéré un rapprochement des couches sphériques $2f_{5/2-}$ et $2f_{7/2-}$ afin de mieux reproduire le schéma de niveau du ^{249}Bk [84]. Ces deux arguments donnent une indication supplémentaire pour diminuer l'énergie prédite de la couche $2f_{5/2-}$.

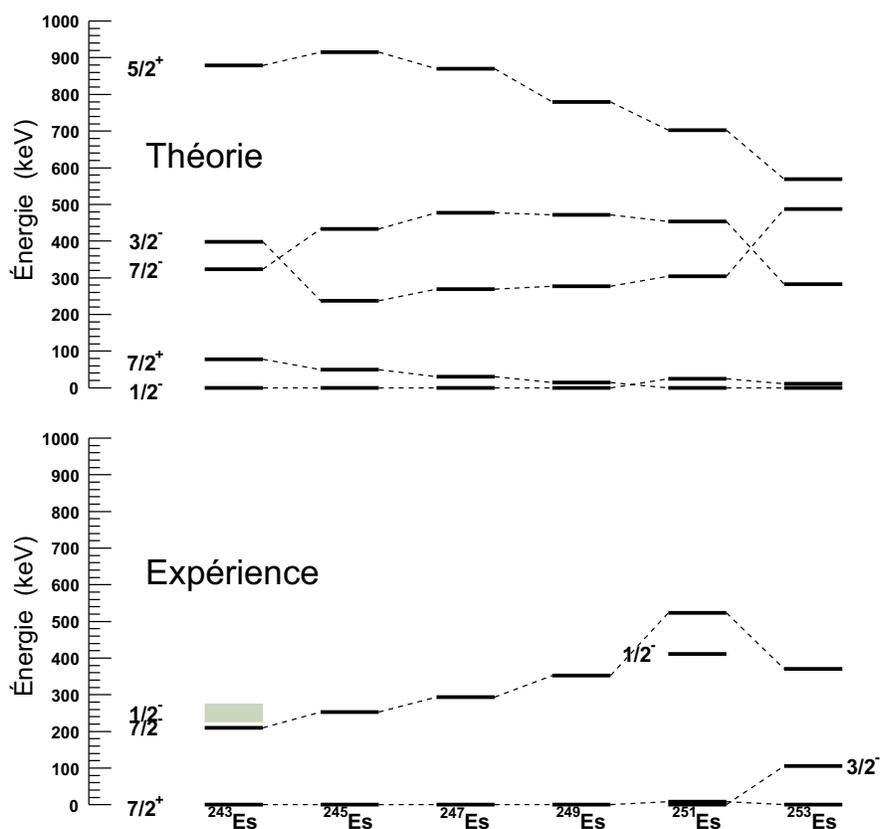


Figure 4.25 : Comparaison entre les données expérimentales et les prédictions théoriques (déterminées par des calculs HFB utilisant une force de Skyrme) pour les isotopes d'Einsteinium

Cependant il est difficile de développer plus cet argument. Il faudrait compléter les données expérimentales avec d'autres noyaux impairs en proton, comme par exemple les chaînes isotopiques de Mendeleevium et Lawrencium. Jusqu'à présent les noyaux impairs en proton les plus massifs et les mieux connus sont les isotopes d'Einsteinium. La comparaison entre les données expérimentales obtenues et les

prédictions théoriques calculées dans ce travail est illustrée sur la figure 4.25¹.

Expérimentalement dans les isotopes de $^{243,251}\text{Es}$, l'état $1/2^-$ est encore observé proche de l'état $7/2^-$. Théoriquement, on retrouve toujours le problème de la localisation de l'état $1/2^-$. Encore une fois cet état est prédit comme étant proche de l'état $7/2^+$, ce qui reproduit mal les données expérimentales

Une seconde observation est notable dans les résultats expérimentaux : l'évolution de l'orbitale $7/2^-$ le long de la série isotopique des Einsteinium dépend du nombre de neutrons. L'écart en énergie entre l'état excité $7/2^-$ et l'état fondamental est maximal pour $N=152$. Ce comportement traduit la présence d'un *gap* déformé en énergie pour $N=152$. Les résultats théoriques montre que le modèle utilisé ici est moins sensible à ces effets de déformation. Plus précisément, pour un nombre de neutrons inférieur à 152, l'énergie de l'orbitale $7/2^-$ est plutôt invariante avec le nombre de neutron. Par contre pour $N=154$, on retrouve le même comportement que celui observé expérimentalement.

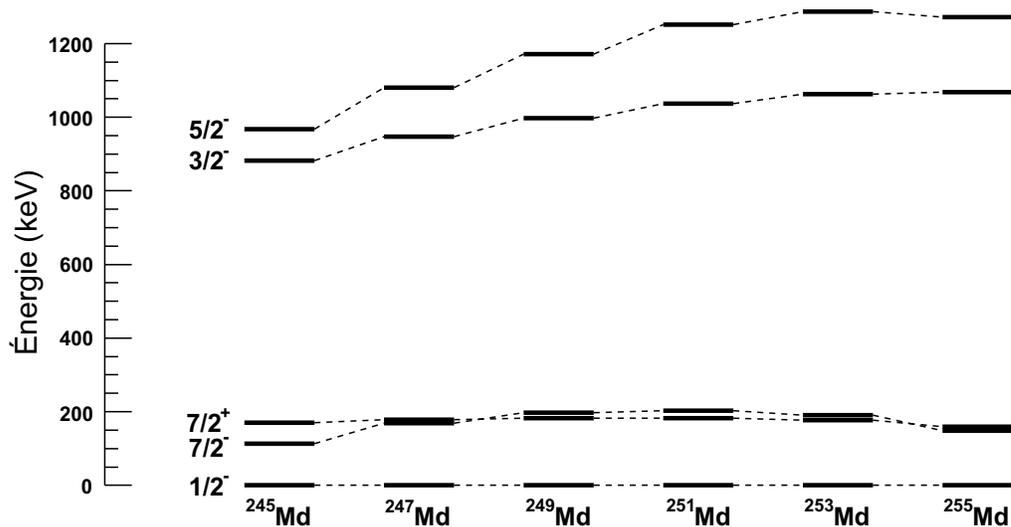


Figure 4.26 : Prédictions théoriques (déterminées par des calculs HFB utilisant une force de Skyrme) pour les isotopes de Mendelévium

Le même travail de comparaison dans les isotopes de Mendelévium ne peut pas être réalisé. En effet les seules données expérimentales sont celles obtenues dans ce travail

¹les isotopes de $^{243,245}\text{Es}$ et ^{245}Md ont été calculés par Ch. Theisen.

dans l'isotope de ^{251}Md . Les résultats théoriques sont montrés sur la figure 4.26. Les schémas représentés sur cette figure montre que théoriquement la position des états à une particule est quasi-indépendante du nombre de neutrons. Cependant, afin tester cette prédictions, il est nécessaire de compléter les données expérimentales dans les prochaines années.

Bilan et conclusion

Deux types d'expériences ont été réalisés afin de déterminer la structure du noyau de ${}_{101}^{251}\text{Md}$.

Par spectroscopie retardée, la combinaison des expériences réalisées à l'université de Jyväskylä et au GANIL a permis d'identifier la configuration de l'état fondamental du premier état excité comme correspondant aux orbitales $7/2^- [514]$ et $1/2^- [521]$. Ces expériences ont également permis de compléter le schéma de niveau du ${}^{247}\text{Es}$, noyau fils du ${}^{251}\text{Md}$ et d'identifier l'état fondamental et le premier état excité du ${}^{255}\text{Lr}$, noyau père du ${}^{251}\text{Md}$.

Par spectroscopie électron prompt, dus à certains problème techniques, aucune structure collective n'a pu être observée. Cependant la fonction d'excitation de la réaction ${}^{205}\text{Tl}({}^{48}\text{Ca}, 2n){}^{251}\text{Md}$ a été étudiée, et une section efficace de $804 \text{ }_{141}^{+188} \text{ nb}$ a été mesurée pour une énergie faisceau en milieu de cible de $214 \pm 2 \text{ MeV}$.

Par spectroscopie- γ prompt, une bande rotationnelle a été observée pour la première fois dans un transfermium impair en proton. En combinant l'analyse expérimentale aux calculs théoriques de type Hartree-Fock-Bogolyubov, cette structure collective a été interprétée comme étant construite sur l'état $1/2^- [521]$, premier état excité du noyau de ${}^{251}\text{Md}$. L'analyse de cette expérience montre des premières indications pour une seconde bande rotationnelle qui pourrait être construite sur l'état fondamental. Il ne faut cependant pas être surpris d'observer de manière beaucoup plus intense la bande construite sur l'état excité. En effet les résultats obtenus par spectroscopie retardée montrent que l'état excité est très proche de l'état fondamental : 55 keV. De plus, les calculs théoriques montrent que les deux bandes partenaires en signature sont quasi-dégénérées. Ainsi la bande de signature négative se dépeuple complètement pour nourrir sa partenaire en signature. Toute l'intensité de décroissance de cette bande rotationnelle est portée par la seule bande de signature positive. Dans le cas de l'état $7/2^- [514]$ fondamental, les calculs prédisent un scénario de décroissance où l'intensité de désexcitation est partagée sur les deux bandes partenaires en signature, diminuant ainsi la statistique de chacune des transitions.

Le succès de cette expérience a permis de continuer l'étude des propriétés collectives des noyaux transfermium. En Janvier 2005, le noyau de ^{255}Lr a été étudié à l'université de Jyväskylä avec le même dispositif expérimental que celui employé pour l'expérience réalisée dans le cadre de cette thèse. Une bande similaire à celle observée dans le ^{251}Md a été mise en évidence. Les énergies des transitions des deux bandes sont proches à 2 keV près. Une telle ressemblance pourrait indiquer que cette bande est elle aussi construite sur l'orbitale $1/2^-$ [521], état fondamental du ^{255}Lr .

Cette fameuse orbitale $1/2^-$ [521], provenant de la prochaine fermeture de couche $2f_{5/2}$, reste mystérieuse. Elle n'est expérimentalement pas observée là où la théorie l'attendrait au sein de la chaîne de décroissance- α issue du ^{255}Lr . En effet elle reste toujours proche de l'orbitale $7/2^-$ [514], dont l'évolution dans la chaîne de décroissance- α étudiée est convenablement reproduite par les calculs théoriques HFB.

L'enjeu principal de l'étude de cette orbitale $1/2^-$ [521] est l'enseignement qu'elle peut nous apporter sur le prochain nombre magique proton. Théoriquement les calculs peinent à reproduire son comportement. C'est donc un excellent test des méthodes existantes. De plus, expérimentalement l'extrapolation de son comportement vers de plus faibles déformations reste le seul et unique outil pour déterminer l'énergie de la couche sphérique $2f_{5/2^-}$ et déduire ainsi sa position par rapport à la couche inférieure $2f_{7/2^-}$ qui ouvre le *gap* $Z=114$ protons.

Les résultats expérimentaux sont les premiers obtenus dans les transfermiums impairs en protons et constituent une avancée notable. Mais seuls, ils restent insuffisants pour obtenir de premières indications sur le prochain *gap* sphérique et comprendre ce décalage entre théorie et expérience dans le cas de l'orbitale $1/2^-$ [521]. Il serait ainsi prématuré de mettre en cause les modèles ou leur interaction effective. Les résultats obtenus dans ce travail devront être complétés par de nouvelles expériences afin d'être confrontés à la systématique théorique qui a été commencé dans ce travail (cf. Figures 4.25 et 4.26). Plus qu'une systématique, il s'agit d'avoir une vision globale, tant expérimentale que théorique, d'une région encore très mal connue. Théoriquement, les premiers calculs montrent que la structure du noyau, variant très peu au sein d'une chaîne isotopique, serait plutôt indépendante du nombre de neutrons...

Les expériences sur les transfermiums, qui actuellement sont excessivement délicates, dû aux trop faibles sections efficaces, vont être facilitées dans le futur grâce au développement de dispositifs toujours plus efficaces et sélectifs. L'étude de ces noyaux très lourds acquiert actuellement une place de plus en plus importante en structure nucléaire : de nombreux laboratoires se lancent dans la recherche et compréhension de leur structure.

Jusqu'à présent en Europe, les données concernant l'étude des propriétés collectives des transfermiums ont été obtenues à l'université de Jyväskylä. Après les noyaux pair-pair, l'étude des noyaux impairs en proton (^{251}Md , ^{255}Lr) ou neutron (^{253}No) a eut des résultats très positifs. Le dispositif va être amélioré dès l'année 2007, avec l'installation de SAGE, un multi-détecteur permettant de combiner spectroscopie- γ et électron.

La spectroscopie retardée est beaucoup plus répandue : GSI, GANIL, Jyväskylä et Dubna.

Au GSI, de nombreuses expériences ont été réalisées auprès de SHIP, afin d'étudier la structure fine de chaînes de décroissances- α issues d'isotopes tels que le ^{257}Db ou ^{255}Rf . L'étude de la décroissance- α du ^{255}Lr a également été reproduite et a confirmé les données qui ont été présentées ici. L'avantage du GSI est d'avoir un dispositif permanent et une grande intensité faisceau disponible.

À Dubna les premières expériences sur les transfermiums ont eu lieu à l'automne 2004. Dubna est le seul laboratoire en Europe où des cibles radioactives peuvent être utilisées. Cela permettra de peupler des noyaux qui ne pourront pas être atteints par les autres installations.

À l'université de Jyväskylä, le dispositif en place RITU + GREAT est installé également de manière permanente. De plus, dans sa phase finale, GREAT permet d'identifier les noyaux par leur décroissances électrons, α , β et γ caractéristiques.

Au GANIL, les techniques d'analyse de *Recoil Tagging* et *Recoil Decay Tagging* ont été testées et validées en Novembre 2004 grâce au couplage du multidétecteur- γ EXOGAM et du spectromètre VAMOS (VARIABLE MODE Spectrometer). Le GANIL est le second laboratoire en Europe où le dispositif expérimental en place permet de réaliser la spectroscopie prompt des transfermiums. Les caractéristiques de VAMOS permettent de peupler des noyaux avec des réactions beaucoup plus asymétriques que celles utilisées en Finlande. Les résultats français et finlandais se compléteront afin d'obtenir une vision d'ensemble des propriétés collectives des transfermiums. Afin d'améliorer ce dispositif, un projet, MUsETT (MUr de Silicium pour l'Etude

des Transfermiums par Tagging), est actuellement en cours de développement afin d'équiper, dès l'année 2007, le plan focal du spectromètre VAMOS d'un mur de silicium spécialement adapté à la spectroscopie des noyaux très lourds. À moyen terme, AGATA (Advanced GAMMA Tracking Array) pourra également être utilisé. Ce multi-détecteur- γ de nouvelle génération permettra de repousser les limites de faisabilité des expériences afin d'étudier la structure des noyaux produits avec des sections efficaces toujours plus faibles. Pour exemple l'utilisation d'AGATA dans l'expérience de spectroscopie prompte aurait permis d'obtenir 10 fois plus de statistique dans le spectre single et d'atteindre un facteur 10^3 dans le spectre γ - γ . Toutes les transitions présentes dans le spectre aurait pu être identifiées.

Ainsi, spectroscopie retardée avec LISE et spectroscopie prompte avec VAMOS sont toutes deux réalisables au GANIL. Cette complémentarité ouvre de nombreuses perspectives, notamment avec la richesse des faisceaux délivrés au GANIL. L'utilisation prochaine des faisceaux radioactifs de SPIRAL 2 va permettre de peupler un vaste éventail de noyaux de transfermiums. De plus, avec SPIRAL 2, les expériences de spectroscopie prompte seront privilégiées avec la construction d'une ligne de faisceau directe, amenant les faisceaux de CIME vers le dispositif EXOGAM + VAMOS. Enfin, associé à SPIRAL 2, un projet de spectromètre est en cours d'étude. Ce spectromètre serait dédié aux faisceaux stables hyper intenses disponibles à la sortie de l'injecteur. Spectroscopie retardée et spectroscopie prompte avec AGATA permettrait d'étudier la structure des noyaux jusqu'aux isotopes de Hassium ($Z=108$) !

Actuellement spectroscopies retardée et prompte sont les seuls outils utilisés dans l'étude des noyaux très lourds. De nombreuses autres techniques sont maîtrisées pour l'étude de la structure nucléaire. L'adaptation de telles méthodes aux transfermiums permettra d'apporter une nouvelle génération de données. Les expériences utilisant des "plungers" pourront être utilisées afin de déterminer le temps de vie des états rotationnels. Par excitation coulombienne, l'étude exacte de la déformation de ces noyaux sera réalisable, grâce à la mesure directe du $B(E2)$ dans les isotopes pair-pair. Enfin les pièges à ions restent indispensables pour la mesure de masse de ces noyaux.

Annexe A

Résultats théoriques sur les propriétés collectives

A.1 Bande construite sur l'état $[633]7/2^+$

Table A.1 : Taux de transitions E2 des états d'excitations collectives construits sur l'orbitale $[633]7/2^+$. Cas de la signature positive.

transition $I_i \rightarrow I_i-2$	Q_0 (fm ²)	B(E2) (e ² fm ⁴)	$\Delta E(I_i \rightarrow I_i-2)$ (keV)	$T_\gamma(E2)$ (s ⁻¹)	$T_{tot}(E2)$ (s ⁻¹)
47/2 ⁺ → 43/2 ⁺	1321,388	59528,60	490	2,051 × 10 ¹²	2,221 × 10 ¹²
43/2 ⁺ → 39/2 ⁺	1324,257	58981,29	461	1,498 × 10 ¹²	1,642 × 10 ¹²
39/2 ⁺ → 35/2 ⁺	1326,658	58159,52	427	1,007 × 10 ¹²	1,125 × 10 ¹²
35/2 ⁺ → 31/2 ⁺	1328,659	56968,75	391	6,352 × 10 ¹¹	7,293 × 10 ¹¹
31/2 ⁺ → 27/2 ⁺	1330,305	55248,41	351	3,591 × 10 ¹¹	4,315 × 10 ¹¹
27/2 ⁺ → 23/2 ⁺	1331,757	52732,70	307	1,754 × 10 ¹¹	2,286 × 10 ¹¹
23/2 ⁺ → 19/2 ⁺	1333,065	48907,37	263	7,507 × 10 ¹⁰	1,130 × 10 ¹¹
19/2 ⁺ → 15/2 ⁺	1334,257	42762,90	217	2,510 × 10 ¹⁰	5,046 × 10 ¹⁰
15/2 ⁺ → 11/2 ⁺	1335,308	32159,93	173	6,080 × 10 ⁰⁹	2,101 × 10 ¹⁰
11/2 ⁺ → 7/2 ⁺	1335,991	12912,33	142	9,095 × 10 ⁰⁸	5,938 × 10 ⁰⁹

Table A.2 : Taux de transitions E2 des états d'excitations collectives construits sur l'orbitale $[633]7/2^+$. Cas de la signature négative

transition $I_i \rightarrow I_i-2$	Q_0 (fm ²)	B(E2) (e ² fm ⁴)	$\Delta E(I_i \rightarrow I_i-2)$ (keV)	$T_\gamma(E2)$ (s ⁻¹)	$T_{tot}(E2)$ (s ⁻¹)
49/2 ⁺ → 45/2 ⁺	1321,928	59915,60	508	2,473 × 10 ¹²	2,662 × 10 ¹²
45/2 ⁺ → 41/2 ⁺	1324,696	59447,47	478	1,810 × 10 ¹²	1,969 × 10 ¹²
41/2 ⁺ → 37/2 ⁺	1326,874	58730,90	445	1,250 × 10 ¹²	1,382 × 10 ¹²
37/2 ⁺ → 33/2 ⁺	1328,603	57696,36	410	8,155 × 10 ¹¹	9,218 × 10 ¹¹
33/2 ⁺ → 29/2 ⁺	1330,082	56236,07	371	4,822 × 10 ¹¹	5,651 × 10 ¹¹
29/2 ⁺ → 25/2 ⁺	1332,367	54140,10	329	2,546 × 10 ¹¹	3,169 × 10 ¹¹
25/2 ⁺ → 21/2 ⁺	1332,541	51038,63	285	1,171 × 10 ¹¹	1,622 × 10 ¹¹
21/2 ⁺ → 17/2 ⁺	1333,696	46223,16	240	4,490 × 10 ¹⁰	7,622 × 10 ¹⁰
17/2 ⁺ → 13/2 ⁺	1334,811	38226,24	194	1,291 × 10 ¹⁰	3,272 × 10 ¹⁰
13/2 ⁺ → 9/2 ⁺	1335,717	23934,76	152	2,370 × 10 ⁰⁹	1,232 × 10 ¹⁰

Table A.3 : Taux de transitions M1 des états d'excitations collectives construits sur l'orbitale [633]7/2⁺. Cas de la signature positive.

transition $I_i \rightarrow I_i-1$	μ_x	μ_y	B(M1) μ_N^2	$\Delta E(I_i \rightarrow I_i-1)$ (keV)	T_γ (M1) (s ⁻¹)	T_{tot} (M1) (s ⁻¹)
47/2 ⁺ → 45/2 ⁺	-0,90825	0,42550	0,028	247	7,462 × 10 ⁰⁹	3,852 × 10 ¹⁰
43/2 ⁺ → 41/2 ⁺	-1,16732	0,53074	0,048	235	1,117 × 10 ¹⁰	6,463 × 10 ¹⁰
39/2 ⁺ → 37/2 ⁺	-1,46326	0,62686	0,084	219	1,561 × 10 ¹⁰	1,066 × 10 ¹¹
35/2 ⁺ → 33/2 ⁺	-1,79859	0,70146	0,144	202	2,108 × 10 ¹⁰	1,753 × 10 ¹¹
31/2 ⁺ → 29/2 ⁺	-2,17059	0,74031	0,244	182	2,620 × 10 ¹⁰	2,576 × 10 ¹¹
27/2 ⁺ → 25/2 ⁺	-2,58563	0,74271	0,405	160	2,956 × 10 ¹⁰	4,487 × 10 ¹¹
23/2 ⁺ → 21/2 ⁺	-3,04018	0,69823	0,655	138	3,063 × 10 ¹⁰	1,748 × 10 ¹¹
19/2 ⁺ → 17/2 ⁺	-3,53246	0,59632	1,029	115	2,786 × 10 ¹⁰	2,492 × 10 ¹¹
15/2 ⁺ → 13/2 ⁺	-4,05643	0,42828	1,571	92	2,178 × 10 ¹⁰	3,519 × 10 ¹¹
11/2 ⁺ → 9/2 ⁺	-4,60848	0,18859	2,332	71	1,486 × 10 ¹⁰	4,945 × 10 ¹¹

Table A.4 : Taux de transitions M1 des états d'excitations collectives construits sur l'orbitale [633]7/2⁺. Cas de la signature négative

transition $I_i \rightarrow I_i-1$	μ_x	μ_y	B(M1) μ_N^2	$\Delta E(I_i \rightarrow I_i-1)$ (keV)	T_γ (M1) (s ⁻¹)	T_{tot} (M1) (s ⁻¹)
49/2 ⁺ → 47/2 ⁺	0,34582	0,45264	0,076	261	2,408 × 10 ¹⁰	1,100 × 10 ¹¹
45/2 ⁺ → 43/2 ⁺	0,62546	0,53704	0,161	243	4,120 × 10 ¹⁰	2,207 × 10 ¹¹
41/2 ⁺ → 39/2 ⁺	0,93464	0,61765	0,288	226	5,910 × 10 ¹⁰	3,745 × 10 ¹¹
37/2 ⁺ → 35/2 ⁺	1,27932	0,68562	0,461	208	7,382 × 10 ¹⁰	5,715 × 10 ¹¹
33/2 ⁺ → 31/2 ⁺	1,66477	0,73322	0,686	189	8,249 × 10 ¹⁰	8,110 × 10 ¹¹
29/2 ⁺ → 27/2 ⁺	1,09305	0,75073	0,965	169	8,294 × 10 ¹⁰	1,088 × 10 ¹²
25/2 ⁺ → 23/2 ⁺	2,56504	0,72815	1,295	147	7,320 × 10 ¹⁰	1,391 × 10 ¹²
21/2 ⁺ → 19/2 ⁺	3,07983	0,66531	1,665	125	5,790 × 10 ¹⁰	4,199 × 10 ¹²
17/2 ⁺ → 15/2 ⁺	3,63358	0,52133	2,060	102	3,892 × 10 ¹⁰	4,764 × 10 ¹¹
13/2 ⁺ → 11/2 ⁺	4,21846	0,31690	2,455	81	2,323 × 10 ¹⁰	5,335 × 10 ¹¹
9/2 ⁺ → 7/2 ⁺	4,85438	0,04300	2,863	71	1,824 × 10 ¹⁰	6,072 × 10 ¹¹

A.2 Bande construite sur l'état $[514]7/2^-$

Table A.5 : Taux de transitions E2 des états d'excitations collectives construits sur l'orbitale $[514]7/2^-$. Cas de la signature positive.

transition $I_i \rightarrow I_i-2$	Q_0 (fm ²)	B(E2) (e ² fm ⁴)	$\Delta E(I_i \rightarrow I_i-2)$ (keV)	$T_\gamma(E2)$ (s ⁻¹)	$T_{tot}(E2)$ (s ⁻¹)
$47/2^- \rightarrow 43/2^-$	1314,410	58901,54	512	$2,5283 \times 10^{12}$	$2,7206 \times 10^{12}$
$43/2^- \rightarrow 39/2^-$	1318,153	58438,81	517	$2,6334 \times 10^{12}$	$2,8290 \times 10^{12}$
$39/2^- \rightarrow 35/2^-$	1319,980	57575,48	451	$1,3106 \times 10^{12}$	$1,4439 \times 10^{12}$
$35/2^- \rightarrow 31/2^-$	1322,617	56451,80	425	$9,5495 \times 10^{11}$	$1,0681 \times 10^{12}$
$31/2^- \rightarrow 27/2^-$	1324,511	54768,20	388	$5,8755 \times 10^{11}$	$6,7657 \times 10^{11}$
$27/2^- \rightarrow 23/2^-$	1325,716	52255,39	348	$3,2538 \times 10^{11}$	$3,9267 \times 10^{11}$
$23/2^- \rightarrow 19/2^-$	1326,329	48414,36	301	$1,4594 \times 10^{11}$	$1,9309 \times 10^{11}$
$19/2^- \rightarrow 15/2^-$	1326,577	42272,02	250	$5,0363 \times 10^{10}$	$8,0752 \times 10^{10}$
$15/2^- \rightarrow 11/2^-$	1326,648	31744,15	195	$1,0919 \times 10^{10}$	$2,7539 \times 10^{10}$
$11/2^- \rightarrow 7/2^-$	1326,607	12731,58	136	$7,2266 \times 10^8$	$5,5710 \times 10^9$

Table A.6 : Taux de transitions E2 des états d'excitations collectives construits sur l'orbitale $[514]7/2^-$. Cas de la signature négative

transition $I_i \rightarrow I_i-2$	Q_0 (fm ²)	B(E2) (e ² fm ⁴)	$\Delta E(I_i \rightarrow I_i-2)$ (keV)	$T_\gamma(E2)$ (s ⁻¹)	$T_{tot}(E2)$ (s ⁻¹)
$49/2^- \rightarrow 45/2^-$	1312,484	59062,57	524	$2,8466 \times 10^{12}$	$3,0515 \times 10^{12}$
$45/2^- \rightarrow 41/2^-$	1316,401	58705,31	501	$2,2606 \times 10^{12}$	$2,4379 \times 10^{12}$
$41/2^- \rightarrow 37/2^-$	1319,748	58101,76	474	$1,6961 \times 10^{12}$	$1,8483 \times 10^{12}$
$37/2^- \rightarrow 33/2^-$	1322,451	57163,28	447	$1,2446 \times 10^{12}$	$1,3740 \times 10^{12}$
$33/2^- \rightarrow 29/2^-$	1324,497	55764,79	411	$7,9786 \times 10^{11}$	$9,0119 \times 10^{11}$
$29/2^- \rightarrow 25/2^-$	1325,912	53697,35	371	$4,6045 \times 10^{11}$	$5,3956 \times 10^{11}$
$25/2^- \rightarrow 21/2^-$	1326,669	50589,81	327	$2,3076 \times 10^{11}$	$2,8831 \times 10^{11}$
$21/2^- \rightarrow 17/2^-$	1326,963	45757,63	277	$9,1038 \times 10^{10}$	$1,2962 \times 10^{11}$
$17/2^- \rightarrow 13/2^-$	1326,964	37778,11	225	$2,6577 \times 10^{10}$	$5,0016 \times 10^{10}$
$13/2^- \rightarrow 9/2^-$	1326,840	23617,68	169	$3,9722 \times 10^9$	$1,4705 \times 10^{10}$

Table A.7 : Taux de transitions M1 des états d'excitations collectives construits sur l'orbitale $[514]7/2^-$. Cas de la signature positive.

transition $I_i \rightarrow I_i-1$	μ_x	μ_y	B(M1) μ_N^2	$\Delta E(I_i \rightarrow I_i-1)$ (keV)	T_γ (M1) (s^{-1})	T_{tot} (M1) (s^{-1})
$47/2^- \rightarrow 45/2^-$	0,65992	0,90391	0,2919	261	$9,2385 \times 10^{10}$	$4,2202 \times 10^{11}$
$43/2^- \rightarrow 41/2^-$	0,74152	0,82166	0,2917	250	$8,1122 \times 10^{10}$	$4,0764 \times 10^{11}$
$39/2^- \rightarrow 37/2^-$	0,83034	0,84390	0,3346	207	$5,2826 \times 10^{10}$	$4,1373 \times 10^{11}$
$35/2^- \rightarrow 33/2^-$	0,94705	0,69514	0,3219	203	$4,7933 \times 10^{10}$	$3,9387 \times 10^{11}$
$31/2^- \rightarrow 29/2^-$	1,06268	0,55474	0,3123	189	$3,7526 \times 10^{10}$	$3,6896 \times 10^{11}$
$27/2^- \rightarrow 25/2^-$	1,17285	0,42388	0,3043	172	$2,7564 \times 10^{10}$	$3,4538 \times 10^{11}$
$23/2^- \rightarrow 21/2^-$	1,27568	0,31086	0,3005	151	$1,8413 \times 10^{10}$	$3,2684 \times 10^{11}$
$19/2^- \rightarrow 17/2^-$	1,37197	0,21860	0,3020	127	$1\ 1011 \times 10^{10}$	$7,6778 \times 10^{10}$
$15/2^- \rightarrow 13/2^-$	1,45967	0,14386	0,3069	102	$5,7977 \times 10^{09}$	$7,0964 \times 10^{10}$
$11/2^- \rightarrow 9/2^-$	1,53896	0,08391	0,3144	76	$2,4565 \times 10^{09}$	$6,7454 \times 10^{10}$

Table A.8 : Taux de transitions M1 des états d'excitations collectives construits sur l'orbitale $[514]7/2^-$. Cas de la signature négative

transition $I_i \rightarrow I_i-1$	μ_x	μ_y	B(M1) μ_N^2	$\Delta E(I_i \rightarrow I_i-1)$ (keV)	T_γ (M1)	T_{tot} (M1)
$49/2^- \rightarrow 47/2^-$	-1,32924	0,93172	0,0189	263	$6,1078 \times 10^{09}$	$2,7436 \times 10^{10}$
$45/2^- \rightarrow 43/2^-$	-1,36975	0,88187	0,0284	251	$7,9974 \times 10^{09}$	$3,9827 \times 10^{10}$
$41/2^- \rightarrow 39/2^-$	-1,41291	0,79883	0,0450	267	$1,5251 \times 10^{10}$	$6,6309 \times 10^{10}$
$37/2^- \rightarrow 35/2^-$	-1,45730	0,69236	0,0698	244	$1,8060 \times 10^{10}$	$9,5864 \times 10^{10}$
$33/2^- \rightarrow 31/2^-$	-1,49921	0,57854	0,1012	222	$1,9705 \times 10^{10}$	$1,3029 \times 10^{11}$
$29/2^- \rightarrow 27/2^-$	-1,53973	0,46271	0,1385	199	$1,9423 \times 10^{10}$	$1,6768 \times 10^{11}$
$25/2^- \rightarrow 23/2^-$	-1,57717	0,35664	1,1778	176	$1,7256 \times 10^{10}$	$2,0379 \times 10^{11}$
$21/2^- \rightarrow 19/2^-$	-1,61122	0,26469	1,2164	150	$1,3002 \times 10^{10}$	$2,3494 \times 10^{11}$
$17/2^- \rightarrow 15/2^-$	-1,63822	0,18808	2,2510	123	$8,3145 \times 10^{09}$	$6,2758 \times 10^{10}$
$13/2^- \rightarrow 11/2^-$	-1,65697	0,12161	2,2814	93	$4,0288 \times 10^{09}$	$6,3211 \times 10^{10}$
$9/2^- \rightarrow 7/2^-$	-1,65963	0,05751	2,3064	60	$1,1780 \times 10^{09}$	$6,3424 \times 10^{10}$

A.3 Bande construite sur l'état $[521]1/2^-$

Table A.9 : Taux de transitions E2 des états d'excitations collectives construits sur l'orbitale $[521]1/2^-$. Cas de la signature positive.

transition $I_i \rightarrow I_i-2$	Q_0 (fm ²)	B(E2) (e ² fm ⁴)	$\Delta E(I_i \rightarrow I_i-2)$ (keV)	$T_\gamma(E2)$ (s ⁻¹)	$T_{tot}(E2)$ (s ⁻¹)
45/2 ⁻ → 41/2 ⁻	1345,000	64446,67	386	6,737 × 10 ¹¹	7,773 × 10 ¹¹
41/2 ⁻ → 37/2 ⁻	1344,760	64122,60	501	2,469 × 10 ¹²	2,662 × 10 ¹²
37/2 ⁻ → 33/2 ⁻	1344,248	63709,42	458	1,566 × 10 ¹²	1,719 × 10 ¹²
33/2 ⁻ → 29/2 ⁻	1343,658	63198,85	409	8,824 × 10 ¹¹	9,982 × 10 ¹¹
29/2 ⁻ → 25/2 ⁻	1342,997	62552,68	357	4,425 × 10 ¹¹	5,275 × 10 ¹¹
25/2 ⁻ → 21/2 ⁻	1342,393	61724,06	317	2,410 × 10 ¹¹	3,072 × 10 ¹¹
21/2 ⁻ → 17/2 ⁻	1337,554	60213,11	257	8,236 × 10 ¹⁰	1,275 × 10 ¹¹
17/2 ⁻ → 13/2 ⁻	1337,192	58589,62	200	2,287 × 10 ¹⁰	5,442 × 10 ¹⁰
13/2 ⁻ → 9/2 ⁻	1335,946	55950,91	145	4,375 × 10 ⁰⁹	2,641 × 10 ¹⁰
9/2 ⁻ → 5/2 ⁻	1336,715	50781,52	84	2,591 × 10 ⁰⁸	1,617 × 10 ¹⁰
5/2 ⁻ → 1/2 ⁻	1336,683	35545,12	23	2,791 × 10 ⁰⁵	5,181 × 10 ⁰⁹

Table A.10 : Taux de transitions E2 des états d'excitations collectives construits sur l'orbitale $[521]1/2^-$. Cas de la signature négative

transition $I_i \rightarrow I_i-2$	Q_0 (fm ²)	B(E2) (e ² fm ⁴)	$\Delta E(I_i \rightarrow I_i-2)$ (keV)	$T_\gamma(E2)$ (s ⁻¹)	$T_{tot}(E2)$ (s ⁻¹)
43/2 ⁻ → 39/2 ⁻	1338,511	63683,48	675	1,089 × 10 ¹³	1,133 × 10 ¹³
39/2 ⁻ → 35/2 ⁻	1340,187	63516,67	489	2,167 × 10 ¹²	2,147 × 10 ¹²
35/2 ⁻ → 31/2 ⁻	1341,228	63210,60	454	1,487 × 10 ¹²	1,636 × 10 ¹²
31/2 ⁻ → 27/2 ⁻	1341,600	62733,80	413	9,196 × 10 ¹¹	1,037 × 10 ¹²
27/2 ⁻ → 23/2 ⁻	1341,450	62051,92	370	5,250 × 10 ¹¹	6,158 × 10 ¹¹
23/2 ⁻ → 19/2 ⁻	1340,906	61099,28	320	2,501 × 10 ¹¹	3,168 × 10 ¹¹
19/2 ⁻ → 15/2 ⁻	1340,104	59730,12	267	9,888 × 10 ¹⁰	1,463 × 10 ¹¹
15/2 ⁻ → 11/2 ⁻	1339,276	57643,25	212	3,011 × 10 ¹⁰	6,333 × 10 ¹⁰
11/2 ⁻ → 7/2 ⁻	1338,485	54002,05	156	6,087 × 10 ⁰⁹	2,901 × 10 ¹⁰
7/2 ⁻ → 3/2 ⁻	1337,760	45774,82	100	5,584 × 10 ⁰⁸	1,578 × 10 ¹⁰

Table A.11 : Taux de transitions M1 des états d'excitations collectives construits sur l'orbitale $[521]1/2^-$. Cas de la signature positive.

transition $I_i \rightarrow I_i-1$	μ_x	μ_y	B(M1) (μ_N^2)	$\Delta E(I_i \rightarrow I_i-1)$ (keV)	T_γ (M1) (s ⁻¹)	T_{tot} (M1) (s ⁻¹)
45/2 ⁻ → 43/2 ⁻	0,89379	-0,83702	0,00038	-	0	0
41/2 ⁻ → 39/2 ⁻	0,91577	-0,50461	0,02018	-	0	0
37/2 ⁻ → 35/2 ⁻	0,93920	-0,26955	0,05353	-	0	0
33/2 ⁻ → 31/2 ⁻	0,96700	-0,12552	0,08452	-	0	0
29/2 ⁻ → 27/2 ⁻	0,99931	-0,03777	0,11036	-	0	0
25/2 ⁻ → 23/2 ⁻	1,04140	-0,02126	1,13479	-	0	0
21/2 ⁻ → 19/2 ⁻	1,02965	-0,06648	1,14342	-	0	0
17/2 ⁻ → 15/2 ⁻	1,06071	-0,09937	2,16064	-	0	0
13/2 ⁻ → 11/2 ⁻	1,09224	-0,15123	2,18457	-	0	0
9/2 ⁻ → 7/2 ⁻	1,12286	-0,20399	2,21015	-	0	0
5/2 ⁻ → 3/2 ⁻	1,15372	-0,26591	2,24056	5	0	0

Table A.12 : Taux de transitions M1 des états d'excitations collectives construits sur l'orbitale $[521]1/2^-$. Cas de la signature négative

transition $I_i \rightarrow I_i-1$	μ_x	μ_y	B(M1) μ_N^2	$\Delta E(I_i \rightarrow I_i-1)$ (keV)	T_γ (M1) (s ⁻¹)	T_{tot} (M1) (s ⁻¹)
43/2 ⁻ → 41/2 ⁻	-1,38910	-1,54944	1,03073	723	$6,9339 \times 10^{12}$	$8,4788 \times 10^{12}$
39/2 ⁻ → 37/2 ⁻	-1,37065	-1,35363	0,88590	549	$2,6093 \times 10^{12}$	$3,8299 \times 10^{12}$
35/2 ⁻ → 33/2 ⁻	-1,36123	-1,21790	0,79401	518	$1,9644 \times 10^{12}$	$3,0404 \times 10^{12}$
31/2 ⁻ → 29/2 ⁻	-1,35600	-1,09314	0,71599	473	$1,3487 \times 10^{12}$	$2,2814 \times 10^{12}$
27/2 ⁻ → 25/2 ⁻	-1,35475	-0,98998	0,65625	417	$8,4702 \times 10^{11}$	$1,6743 \times 10^{12}$
23/2 ⁻ → 21/2 ⁻	-1,35299	-0,89130	0,60123	364	$5,1614 \times 10^{11}$	$1,2490 \times 10^{12}$
19/2 ⁻ → 17/2 ⁻	-1,34361	-0,79104	0,54392	301	$2,6403 \times 10^{11}$	$8,9770 \times 10^{11}$
15/2 ⁻ → 13/2 ⁻	-1,31979	-0,69048	1,48238	234	$1,1002 \times 10^{11}$	$6,4272 \times 10^{11}$
11/2 ⁻ → 9/2 ⁻	-1,28604	-0,58621	2,41842	167	$3,4688 \times 10^{10}$	$4,6933 \times 10^{11}$
7/2 ⁻ → 5/2 ⁻	-1,25093	-0,48979	2,36169	95	$5,5199 \times 10^9$	$8,1750 \times 10^{10}$
3/2 ⁻ → 1/2 ⁻	-1,21739	-0,40598	2,31457	18	$3,2655 \times 10^7$	$1,2145 \times 10^{10}$

Annexe B

Résultats théoriques sur les niveaux à une particule

B.1 Isotopes d'Einsteinium

Table B.1 : Noyau de ^{243}Es

^{243}Es	énergie (keV)	orbitale	$Q_0(\text{fm}^2)$
état fondamental	0	[521]1/2 ⁻	1280
états excités	78	[633]7/2 ⁺	1278
	323	[514]7/2 ⁻	1243
	398	[514]3/2 ⁻	1267
	879	[642]5/2 ⁺	1251

Table B.2 : Noyau de ^{245}Es

^{245}Es	énergie (keV)	orbitale	$Q_0(\text{fm}^2)$
état fondamental	0	[521]1/2 ⁻	1297
états excités	49	[633]7/2 ⁺	1296
	237	[514]3/2 ⁻	1279
	433	[514]7/2 ⁻	1260
	915	[642]5/2 ⁺	1259

Table B.3 : Noyau de ^{247}Es

^{247}Es	énergie (keV)	orbitale	$Q_0(\text{fm}^2)$
état fondamental	0	[521]1/2 ⁻	1306
états excités	30	[633]7/2 ⁺	1304
	269	[514]3/2 ⁻	1288
	477	[514]7/2 ⁻	1267
	870	[642]5/2 ⁺	1271

Table B.4 : Noyau de ^{249}Es

^{249}Es	énergie (keV)	orbitale	$Q_0(\text{fm}^2)$
état fondamental	0	[521]1/2 ⁻	1307
états excités	14	[633]7/2 ⁺	1305
	277	[514]3/2 ⁻	1289
	471	[514]7/2 ⁻	1265
	780	[623]5/2 ⁺	1275

Table B.5 : Noyau de ^{251}Es

^{251}Es	énergie (keV)	orbitale	$Q_0(\text{fm}^2)$
état fondamental	0	[521]1/2 ⁻	1303
états excités	24	[633]7/2 ⁺	1306
	304	[514]3/2 ⁻	1286
	454	[514]7/2 ⁻	1258
	703	[623]5/2 ⁺	1273

Table B.6 : Noyau de ^{253}Es

^{253}Es	énergie (keV)	orbitale	$Q_0(\text{fm}^2)$
état fondamental	0	[521]1/2 ⁻	1296
états excités	11	[633]7/2 ⁺	1299
	282	[514]7/2 ⁻	1276
	487	[514]3/2 ⁻	1287
	569	[623]5/2 ⁺	1265

B.2 Isotopes de Mendeleevium

Table B.7 : Noyau de ^{245}Md

^{245}Md	énergie (keV)	orbitale	$Q_0(\text{fm}^2)$
état fondamental	0	[521]1/2 ⁻	1310
états excités	113	[633]7/2 ⁺	1299
	170	[514]7/2 ⁻	1308
	882	[514]3/2 ⁻	1296
	968	[512]5/2 ⁻	1283

Table B.8 : Noyau de ^{247}Md

^{247}Md	énergie (keV)	orbitale	$Q_0(\text{fm}^2)$
état fondamental	0	[521]1/2 ⁻	1326
états excités	168	[633]7/2 ⁺	1315
	179	[514]7/2 ⁻	1324
	946	[514]3/2 ⁻	1316
	1080	[512]5/2 ⁻	1302

Table B.9 : Noyau de ^{249}Md

^{249}Md	énergie (keV)	orbitale	$Q_0(\text{fm}^2)$
état fondamental	0	[521]1/2 ⁻	1334
états excités	183	[633]7/2 ⁺	1332
	198	[514]7/2 ⁻	1324
	997	[514]3/2 ⁻	1326
	1172	[512]5/2 ⁻	1312

Table B.10 : Noyau de ^{251}Md

^{251}Md	énergie (keV)	orbitale	$Q_0(\text{fm}^2)$
état fondamental	0	[521]1/2 ⁻	1337
états excités	183	[633]7/2 ⁺	1335
	203	[514]7/2 ⁻	1327
	1037	[514]3/2 ⁻	1329
	1251	[512]5/2 ⁻	1315

Table B.11 : Noyau de ^{253}Md

^{253}Md	énergie (keV)	orbitale	$Q_0(\text{fm}^2)$
état fondamental	0	[521]1/2 ⁻	1335
états excités	177	[633]7/2 ⁺	1335
	190	[514]7/2 ⁻	1325
	1062	[514]3/2 ⁻	1328
	1287	[512]5/2 ⁻	1311

Table B.12 : Noyau de ^{255}Md

^{255}Md	énergie (keV)	orbitale	$Q_0(\text{fm}^2)$
état fondamental	0	[521]1/2 ⁻	1328
états excités	148	[633]7/2 ⁺	1317
	159	[514]7/2 ⁻	1329
	1068	[514]3/2 ⁻	1320
	1272	[512]5/2 ⁻	1301

Bibliographie

- [1] O. Haxel, J.H.D. Jensen et H.E. Suess, Phys. Rev. **75** (1949) p. 1766L
- [2] M. Goeppert Mayer, Phys. Rev. **78** (1950) p. 16
- [3] S. G. Nilsson, Thesis : Kgl. Dan. Viel. Selsk. Mat. Fys. Med., Vol**29**, Num. 16 (1955)
- [4] S. G. Nilsson et I. Ragnarson, Shapes and Shells in nuclear structure, Cambridge (1995) p. 125
- [5] S. Cwiok *et al.* Nucl. Phys. **A 573** (1994) p. 356
- [6] A. T. Kruppa *et al.* Phys. Rev. **C 61** (2000) p. 034313
- [7] K. Rutz *et al.* Phys. Rev. **C 56** (1997) p. 238
- [8] T. Bürvenich *et al.* Eur. Phys. J. A **3** (1998) p. 139
- [9] M. Bender *et al.* Phys. Lett. **B 515** (2001) p. 42
- [10] M. Bender *et al.* Phys. Rev. **C 60** (1999) p. 034304
- [11] M. Bender, P.-H. Heenen, P.-G. Reinhard, Rev. Mod. Phys., **75**, No. 1 (2003) p. 121
- [12] D. C. Hoffman, A. Ghiorso et G.T. Seaborg. The transuranium people; the inside story. Imperial College Press (2000)
- [13] J. Teraski *et al.* Nucl. Phys. **A 600** (1996) p. 371
- [14] Ch. Theisen, Des noyaux lourds aux super-lourds, Ecole Joliot Curie (2002) p. 189
- [15] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. **99** (1955) p. 1048

- [16] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. **98** (1955) p. 1518
- [17] J. V. Kratz, Chemical Properties of the transactinides elements, Vol 1, Chapitre 4, World Scientific, p. 129
- [18] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. Lett. **1** (1958) p. 18
- [19] E. D. Donetz *et al.* At. Energ. 16 (1964) p. 195
- [20] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. Lett. **6** (1961) p. 473
- [21] E. D. Donetz *et al.* At. Energ. 19 (1965) p. 109
- [22] G. N. Flerov *et al.* Phys. Lett. **13** (1964) p. 73
- [23] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. Lett. **22** (1969) p. 1317
- [24] G. N. Flerov *et al.* JINR Preprint P7-3808
- [25] V. A. Druin *et al.* Sov. J. Nucl. Phys. **13** (1971) p.139
- [26] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. Lett. **24** (1970) p. 1498
- [27] A. Ghiorso *et al.* Phys. Rev. Lett. **33** (1974) p. 1490
- [28] G. Münzenberg *et al.* Nucl. Instr. Meth. **B 26** (1987) p. 294
- [29] G. Münzenberg *et al.* Z. Phys. **A 300** (1981) p. 107
- [30] G. Münzenberg *et al.* Z. Phys. **A 309** (1982) p. 89
- [31] G. Münzenberg *et al.* Z. Phys. **A 317** (1984) p. 317
- [32] A. Ghiorso *et al.* Nucl. Instr. Meth. **A 269** (1988) p. 192
- [33] S. Hofmann *et al.* Z. Phys. **A 350** (1995) p. 277
- [34] S. Hofmann *et al.* Z. Phys. **A 350** (1995) p. 281
- [35] S. Hofmann *et al.* Z. Phys. **A 354** (1996) p. 229
- [36] Yu. Ts. Oganessian *et al.* Phys. Rev. Lett. **83** (1999) p. 3154
- [37] Yu. Ts. Oganessian *et al.* Phys. Rev. **C 69** (2004) p. 021601(R)
- [38] Yu. Ts. Oganessian *et al.* Phys. Rev. **C 63** (2000) p. 011301(R)

- [39] Yu. Ts. Oganessian *et al.* Nucl. Phys. **A 734** (2004) p. 109
- [40] K. Morita *et al.*, Jour. Phys. Soc. Japan, Vol 73 **10** (2004) 2593
- [41] A. Drouart *et al.* Conférence EXON 2004
- [42] A. Artna Cohen, Nuclear Data Sheet **88** (1999) p. 155
- [43] K. Eskola *et al.* Phys. Rev. **C 4** Num.2 (1971) p. 632
- [44] Y. Hatsukawa *et al.* Nucl. Phys. **A 500** (1989) p. 90
- [45] C. E. Bemis *et al.* ORNL **5111** (1976) p. 58 ; ORNL **5137** (1976) p. 73
- [46] P. Reiter *et al.* Phys. Rev. Lett. **82** (1999) p. 509
- [47] M. Leino *et al.* Eur. Phys. J. **A 6** (1999) p. 63
- [48] P. A. Butler *et al.* Phys. Rev. Lett. **89** (2002) p. 202501
- [49] S. Eeckhaudt *et al.* Eur. Phys. J. **A** (2005) sous presse
- [50] J .E. Bastin *et al.* à publier
- [51] P. Reiter *et al.* Phys. Rev. Lett. **95** (2005) p. 032501
- [52] H. J. Lipkin, Ann. Phys. (NY) **9** (1960) p. 272
- [53] Y. Nogami, Phys. Rev. **B 134** (1964) p. 313
- [54] E. Chabanat *et al.* Nucl. Phys. **A 627** (1997) p. 710
- [55] P. Bonche, H. Flocard, P.-H. Heenen, Computer Physics Communication **171** (2005) p. 49
- [56] E. S. Paul *et al.* Phys. Rev. **C 51** (1995) p. 78
- [57] R. S. Simon *et al.* ZPA **325** (1986) p. 197
- [58] T. Duguet, P. Bonche et P.-H. Heenen, Nucl. Phys. **A 679** (2001) p. 427
- [59] J. M. Egidio, L. M. Robledo, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) p. 1198
- [60] R.-D. Herzberg *et al.* Phys. Rev. **C 65** (2002) 014303
- [61] R.-D. Herzberg, J. Phys **G30** (2004) R123

- [62] H. W. Gäggler *et al.* Nucl. Phys. **A 502** (1989) p. 561c
- [63] P. A. Butler *et al.* Nucl. Instr. Meth. **A 380** (1996) p. 433
- [64] H. Kankaanpää *et al.* Nucl. Instr. Meth. **A 534** (2004) p. 503
- [65] M. Leino *et al.* Nucl. Instr. Meth. **B 99** (1995) p. 653
- [66] R. D. Page *et al.* Nucl. Instr. Meth. **B 204** (2003) p. 634
- [67] M. Kaspar et J. Gerl, GSI report (1998)
- [68] I.H. Lazarus *et al.* IEEE Trans. Nucl. Sci. **48** (2001) p. 567
- [69] R. Anne *et al.* Nucl. Instr. Meth. **A 257** (1987) p. 215
- [70] S. Grévy *et al.* Jour. Nucl. Rad. Sci. **48** (2001) p. 567
- [71] R. Anne et A. C. Mueller, Nucl. Instr. Meth. **B 70** (1992) p. 276
- [72] Roland De Turreil, communication privée
- [73] S. Agostinelli *et al.* Nucl. Instr. Meth. **A 506** (2003) p. 250
- [74] P. Greenlees, communication privée
- [75] R. Brun, Nucl. Instr. Meth. **A 389** (1997) p. 81
- [76] <http://root.cern.ch>
- [77] O. A. Orlova *et al.* Sov. J. Nucl. Phys. **30** (1979) p. 317
- [78] F. Heßberger, communication privée
- [79] S. Harris, Phys. Rev. **138** Vol. 3B (1965) p. B509
- [80] J. A. Becker *et al.* Phys. Rev. **C 41** (1990) p. R9
- [81] J. E. Draper *et al.* Phys. Rev. **C 42** (1990) p. R1791
- [82] J. A. Becker *et al.* Phys. Rev. **C 46** (1992) p. 889
- [83] S. Čwiok *et al.* Nucl. Phys. **A 573** (1994) p. 356
- [84] M. Bender *et al.* Nucl. Phys. **A723** (2003) p. 354

- [85] H. Goutte, communication privée
- [86] I. Ahmad *et al.* Phys. Rev. Lett. **39** (1972) p. 12
- [87] I. Ahmad *et al.* Phys. Rev. **C 17** (1978) p. 2163
- [88] I. Ahmad *et al.* Phys. Rev. **C 71** (2005) p. 054305
- [89] P. Ring et P. Schuck, The Nuclear Many-Body Problem, Springer-Verlag, 1980, p. 580-594
- [90] A. Bohr et B. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. 2, W.A.Benjamin INC., 1969, p. 45 et 57
- [91] I. Hamamoto et H. Sagawa, Nucl. Phys. **A 327** (1979) p. 99
- [92] <http://radware.phy.ornl.gov/info.html>
- [93] M. A. Preston, Phys. Rev. **71** Num. 12 (1947) p. 865
- [94] J. O. Rasmussen, Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Vol.1, Chap. XI, Edited by K. Siegbahn (1965), p. 701

Table des figures

1.1	Nombres quantiques $\Omega^\pi, N, n_z, \Lambda$	7
1.2	Diagramme de Nilsson proton	8
1.3	Photographies de Mendeleiev et de Albert Ghiorso	11
1.4	Chaîne de décroissance- α issue du ^{255}Lr , avant ce travail	15
1.5	Bandes rotationnelles des isotopes de $^{253,254}\text{No}$	19
2.1	Réaction de fusion évaporation	29
2.2	Transitions α , γ et électron étudiées par spectroscopie retardée.	30
2.3	Photographies de JUROGAM	33
2.4	Courbe d'efficacité de JUROGAM	34
2.5	Représentation schématique de SACRED	34
2.6	Représentation schématique de RITU	36
2.7	Photographies de GREAT	39
2.8	Schéma de l'ensemble de détection FULIS	40
2.9	Optique du filtre de Wien	42
2.10	Photographies de BEST	43
2.11	Simulation de BEST avec GEANT 4	43
2.12	Distribution spatiale des résidus de fusion-évaporation au plan focal	44
2.13	Caractérisation α du détecteur d'implantation	45
2.14	Caractérisation α et électron du tunnel	46
2.15	Schéma de l'électronique utilisée au GANIL	47
2.16	Schéma de l'électronique utilisée au GANIL pour les galottes	49
2.17	Le système du <i>Total Data Readout</i>	51
3.1	Signal d'empilement	55
3.2	TDR : codage de l'horloge	56
3.3	TDR : reconstruction des fenêtres en temps de codage	57
3.4	Spectres α de la fonction d'excitation de la réaction $^{205}\text{Tl}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{251}\text{Md}$	59
3.5	Résultats de la fonction d'excitation de la réaction $^{205}\text{Tl}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{251}\text{Md}$	61

3.6	Recoil-Tagging : matrice ($\Delta E, \text{ToF}$)	63
3.7	Recoil-Tagging : spectres- γ	64
3.8	Matrice γ - γ	66
3.9	Coïncidences gamma-gamma : spectres- γ	67
3.10	Recoil-Decay-Tagging : spectre- γ	68
3.11	Prédictions théoriques du schéma de niveau du ^{251}Md	70
3.12	Moments d'inertie dynamiques	73
3.13	Moments d'inertie cinématiques	74
3.14	Scenario de désexcitation de la bande bâtie sur l'état $7/2^+$	80
3.15	Scenario de désexcitation de la bande bâtie sur l'état $7/2^-$	81
3.16	Scenario de désexcitation de la bande bâtie sur l'état $1/2^-$	82
3.17	Schéma de niveaux de la bande rotationnelle observée dans le ^{251}Md	84
4.1	Spectres- α obtenus avec BEST ou GREAT	87
4.2	Principe de la technique de corrélations génétiques	89
4.3	Illustration de la technique de corrélations génétiques	90
4.4	Matrice (E, ToF) : sélection des résidus de fusion-évaporation	91
4.5	Extraction du temps de vie	93
4.6	Décroissances- α du ^{255}Lr	95
4.7	Temps de vie du ^{255}Lr : mise en évidence d'un isomère	96
4.8	Temps de vie du ^{255}Lr	97
4.9	Temps de vie du ^{255}Lr	98
4.10	Spectre- α du ^{255}Lr : mise en évidence d'un doublet	98
4.11	Temps de vie du ^{255}Lr : matrice ($E_\alpha(^{255}\text{Lr}), \log(\Delta T)$)	99
4.12	Projection de la matrice ($E_\alpha(^{255}\text{Lr}), \log(\Delta T)$)	100
4.13	Bilan de la décroissance- α du ^{255}Lr	102
4.14	Spectre- α du ^{251}Md	103
4.15	Temps de vie du ^{251}Md	104
4.16	Temps de vie du ^{251}Md	105
4.17	Matrice α - α	107
4.18	Matrice (E_α, E_γ)	108
4.19	Projection de la matrice (E_α, E_γ) sur l'axe E_γ	109
4.20	Projection de la matrice (E_α, E_γ) sur l'axe E_α	110
4.21	Matrice (E_α, E_{e^-})	112
4.22	Projections de la matrice (E_α, E_{e^-}) sur l'axe E_{e^-}	112
4.23	Schémas de niveaux	117
4.24	Comparaison expérience/théorie : les noyaux de ^{247}Es , ^{251}Md et ^{255}Lr	118
4.25	Comparaison expérience/théorie : les isotopes d'Einsteinium	119

4.26 Prédiction théorique : les isotopes de Mendeleev 120

Résumé : L'objectif de cette thèse est de déterminer la structure des noyaux impairs en proton dans les Transfermiums ($Z=100$). Ces noyaux sont produits par réactions de fusion-évaporation avec une faible section efficace. Les dispositifs expérimentaux utilisés s'adaptent à la méthode d'identification dite de Recoil-Decay-Tagging.

Afin d'identifier les orbitales actives, les noyaux de ^{255}Lr , ^{251}Md et ^{247}Es ont été étudiés par spectroscopie après décroissance à l'université de Jyväskylä et au GANIL sur la ligne LISE combinée avec le détecteur α -électron BEST et 4 détecteurs germanium de type clover. De nouveaux états ont été découverts pour dans les 3 isotopes et leur configuration proposée.

Les propriétés collectives ont été étudiées lors de 2 expériences par spectroscopie prompt γ et électrons, en combinant respectivement le multidétecteur JUROGAM ou SACRED avec le séparateur RITU et son dispositif au plan focal GREAT. Pour la première fois une bande rotationnelle a été identifiée dans un noyau impair en proton. L'interprétation de cette structure se base sur des calculs théoriques de type HFB.

Abstract : The objective of this thesis was to determine the structure of transfermium nuclei ($Z=100$) with odd proton number, which remained largely unexplored. These nuclei were produced in fusion-evaporation reactions with small cross sections below $1 \mu\text{b}$. The experimental methods of Recoil-Tagging and Recoil-Decay-Tagging were used for their identification.

In order to identify the active orbitals in this mass region, ^{255}Lr , ^{251}Md and ^{247}Es nuclei have been studied by decay spectroscopy at the University of Jyväskylä and at GANIL with the LISE spectrometer and the α -electron detector BEST coupled to four CLOVER detectors from the EXOGAM array. New states have been observed in each of the isotopes, and their configuration has been proposed.

The collective properties were also studied in two experiments using prompt γ and electron spectroscopy, combining the JUROGAM and SACRED arrays, respectively, with the recoil separator RITU and the GREAT spectrometer at its focal plane. A rotational band has been observed for the first time in a proton-odd transfermium nucleus. The interpretation of this collective structure is based on the theoretical HFB calculations.

Mots clés : Transfermiums, Spectroscopie, Recoil-Tagging, Recoil-Decay-Tagging, Corrélations génétiques, Hartree-Fock-Bogolyubov.